

**Diplomarbeit**  
**Experimente zum inversen**  
**Riesenmagnetowiderstand**

Matthias Buchmeier

24. August 1999



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>MOKE</b>	<b>8</b>
2.1	Einleitung . . . . .	8
2.2	Quantitative Beschreibung . . . . .	10
2.3	Messen der longitudinalen Magnetisierung . . . . .	13
2.4	Messung der transversalen Magnetisierung . . . . .	15
2.5	Dynamischer MOKE mit photoelastischem Modulator . . . . .	16
2.6	Literatur zum Thema MOKE . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Ummagnetisierungsprozesse und Kopplung</b>	<b>21</b>
3.1	Kopplung . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Magnetowiderstand</b>	<b>24</b>
4.1	Anisotroper Magnetowiderstand (AMR) . . . . .	24
4.2	Riesenmagnetowiderstand (GMR) . . . . .	25
4.3	Messung des Magnetowiderstands . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Probenherstellung</b>	<b>32</b>
5.1	Präparationsanlage . . . . .	32
5.2	Grundrezept für Fe/Cr(001)-Schichten . . . . .	33
<b>6</b>	<b>Fe/Cr/Au/Co</b>	<b>35</b>
6.1	Herstellung . . . . .	35
6.2	Epitaxie . . . . .	36
6.3	Magnetische Anisotropie . . . . .	40
6.4	Kopplung . . . . .	40
6.5	Magnetowiderstand . . . . .	42
6.5.1	AMR . . . . .	42
6.5.2	GMR . . . . .	43
6.5.3	Shunting . . . . .	46

<b>7 Fe/Cr/Au/Fe</b>	<b>48</b>
<b>8 Fe/Cr/Co</b>	<b>51</b>
<b>9 Bei 150° aufgedampfte Proben</b>	<b>54</b>
<b>10 Zusammenfassung</b>	<b>57</b>
<b>11 Danksagung</b>	<b>62</b>

## Abstract

We have found an inverse GMR-effect in decoupled Fe/Cr/Au/Co-layers grown by MBE technique. Antiparallel alignment of the magnetisations is achieved by the different coercivities of the Fe and Co layer of about 5 mT and 25 mT respectively. The GMR ratio is about an order of magnitude smaller than AMR in the same sample and GMR in comparable Fe/Cr/Co- and Fe/Cr/Fe-Systems. Although the resistivity decrease with magnetisation reversal of the iron-layer is clearly due to GMR, the exact value of GMR cannot be determined because of geometry dependent domain processes which are still not understood. Another result is a not observable GMR for Fe/Cr/Au/Fe-layers. This drastic change of GMR behaviour with the introduction of an additional gold layer at one interface gives an impressive evidence for the importance of interface scattering for GMR.

# 1 Einleitung

Die antiferromagnetische Kopplung von ferromagnetischen Schichten über eine nicht-ferromagnetische Zwischenschicht wurde erstmals 1986 an epitaktischen Gd/Y/Gd- [1], Dy/Y/Dy- [2] und Fe/Cr/Fe- [3] Systemen entdeckt. Wenig später wurde 1988 an diesen Fe/Cr/Fe-Dünnschichtsystemen auch ein hoher Magnetowiderstandseffekt gefunden, der mit der Kopplung zusammenhängt, und als Giant-Magneto-Resistance, GMR, bezeichnet wird. Da der GMR-Effekt die Möglichkeit bot, empfindliche Magnetfeldsensoren herzustellen und daher ein weites Anwendungsgebiet, z. B. als Lesekopf in Festplatten, hat, wurde sofort ausgiebig auf dem Gebiet zu forschen begonnen.

Während die Ursache für die Austauschkopplung schnell gefunden wurde und die Theorie mit der gefundenen oszillatorischen Abhängigkeit der Kopplung von der Zwischenschichtdicke an auf Whyskersubstraten hergestellten Proben qualitativ und quantitativ sehr gut übereinstimmt, herrscht bei dem GMR-Effekt nur Einigkeit darüber, daß er durch spinabhängige Streuung innerhalb der magnetischen Schichten oder an deren Grenzflächen verursacht wird. Der GMR-Effekt hat aber mehrere mögliche mikroskopische Mechanismen, über deren Bedeutung es noch keinen einheitlichen Konsens gibt. So wird z. B. immer wieder die Frage aufgeworfen, ob Volumen- oder Grenzflächenstreuung der ausschlaggebende Mechanismus für den GMR-Effekt ist. Um diese Frage zu klären, sind schon viele Experimente gemacht worden in denen entweder die Schichtdicken systematisch variiert oder die Grenzflächen modifiziert wurden. Zu dieser Klasse von Experimenten gehören auch die sogenannten „Dusting“-Experimente in denen geringe Mengen dritter Materialien an den Grenzflächen eingebracht werden. Solche „Dusting“-Experimente sind schon an vielen GMR-Systemen gemacht worden, darunter Fe/Cr/Fe [4] [5] und Co/Cu/Co [6] [7] [8], die alle die Wichtigkeit der Grenzflächenstreuung belegen. Die Schichtsysteme in diesen Experimenten wurden allerdings mit Ausnahme von Referenz [7] durch Ionenstrahlverdampfen hergestellt und haben deshalb eine relativ schlechte kristalline Qualität und große Grenzflächenrauhigkeit. Zum Vergleich mit ab initio Rechnungen, die immer an idealen Systemen gemacht werden, eignet sich aber als Herstellungstechnik eher die Molekularstrahlepitaxie, MBE, die einkristalline Schichten mit geringer Oberflächenrauhigkeit ermöglicht. Ab initio Rechnungen zum Einfluß von Dusting an Co/Cu/Co-Schichten hat Frau Mertig aus Dresden durchgeführt [9] und eine deutliche Steigerung des GMR beim

---

Einbringen geringer Mengen Eisen an den Grenzflächen Eisen vorhergesagt. Diese Rechnungen sollten in dieser Arbeit experimentell überprüft werden.

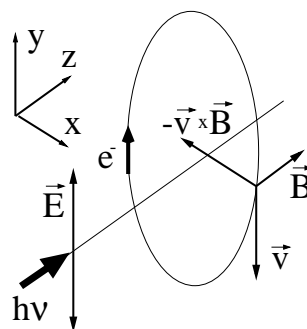
Da das Wachstum von epitaktischen Schichtsystemen von vielen Faktoren wie Substrat- und Puffermaterial, Temperatur, Rate etc. abhängt, und man die richtigen Parameter nur durch sehr langwieriges probieren finden kann, mußte ein Rezept zur Herstellung gefunden werden. Wir haben Proben auf MgO(001)-Substrat mit Cr(001)-Puffer und anschließend wie in [10] Cu(001)-Puffer, dann Co/Cu/Co(001) hergestellt, die aber keine für den GMR nötige antiferromagnetische Kopplung zeigten. Die Co-Schichten waren vermutlich über Brücken, sogenannte „Pinholes“ miteinander verbunden. Als anderes System bot sich Fe/Cr(001) an, mit dessen Herstellung es hier viel Erfahrung gibt. Dünstingexperimente mit Fe/Cr/Fe sind schon kurz nach der Entdeckung vom GMR in Fe/Cr gemacht worden [5] und theoretisch erklärt [11]. Interessanter war daher der noch unbekannt GMR-Effekt von Fe/Cr/Au/Fe, Fe/Cr/Co, und Fe/Cr/Au/Co. Die Kopplungseigenschaften der ersten beiden Systeme sind bereits untersucht worden, und zwar Fe/Cr/Co in [12], und Fe/Cr/Au/Fe von der Baseler Forschungsgruppe um D. Bürgler [13] und der japanischen Gruppe um S. Okuno. Auch das Wachstum vom Kobalt auf Chrom(001) [14] und Gold(001) [15] ist bekannt. Wegen der recht unterschiedlichen Koerzitivitäten von Eisen und Kobalt hat man zudem auch in entkoppelten Schichten eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen und somit einen GMR-Effekt. Dies ist für die Untersuchung der Abhängigkeit des GMR von Veränderungen der Grenzflächen besonders günstig, da man bei stark koppelnden System nur schwer sagen kann, ob nicht vielleicht eine Änderung des Kopplungsverhaltens ausschlaggebend für eine GMR-Änderung ist. Davon abgesehen erwartet man, da in Fe/Cr und Co/Cr ein anderes Vorzeichen der spinabhängigen Streuung als in Fe/Au und Co/Au vermutet wird, eine als inversen GMR bezeichnete Vorzeichenumkehr des GMR-Effektes in Fe/Cr/Au/Co und Fe/Cr/Au/Co Schichtsystemen. Ein solcher inverser GMR-Effekt wurde bis jetzt nur selten beobachtet [16] [17] [18] und eine Vorzeichenumkehr des GMR beim Einbringen einer zusätzlichen Goldschicht in Fe/Cr/Fe bzw Fe/Cr/Co wäre sicher ein beeindruckender Beleg für die Wichtigkeit der Grenzflächenstreuung.

# 2 MOKE

## 2.1 Einleitung

Die Magnetooptik befaßt sich mit dem Einfluß von magnetischer Ordnung auf Licht wobei es egal ist, ob sie wie bei Paramagneten durch ein externes Magnetfeld erzwungen wird oder wie in Ferromagneten durch spontane Selbstordnung entsteht. Als erster entdeckte Michael Faraday schon 1846 den heute nach ihm benannten magnetooptischen Faraday-Effekt. Er fand heraus, daß paramagnetisches Glas die Polarisation eines transmittierten Lichtstrahls proportional zur Stärke eines angelegten Magnetfeldes dreht. Der magnetooptische Kerreffekt, kurz MOKE genannt, ist der analoge Effekt für reflektiertes Licht.

Die wichtigste technische Anwendung ist die Datenspeicherung auf MO-Disks, bei denen der Kerreffekt zum Auslesen ausgenutzt wird. MOKE wird in der Kerr-Mikroskopie ausgenutzt, um magnetische Domänen sichtbar zu machen und ist die wichtigste Methode zum Aufzeichnen von Ummagnetisierungskurven dünner magnetischer Schichten, da sie im Gegensatz zu anderen Meßverfahren oberflächensensitiv ist. Die mikroskopische Ur-



**Abb. 2.1:** Veranschaulichung der klassischen Lorenz-Kraft

che für Faraday- und Kerr-Effekt ist ein Zusammenspiel von Spin-Bahn-Wechselwirkung und Austauschaufspaltung (in Ferromagneten bzw. sonst Zeeman-Aufspaltung) als dessen Konsequenz die Absorptionskoeffizienten, und damit die Brechindizes, für rechts- und

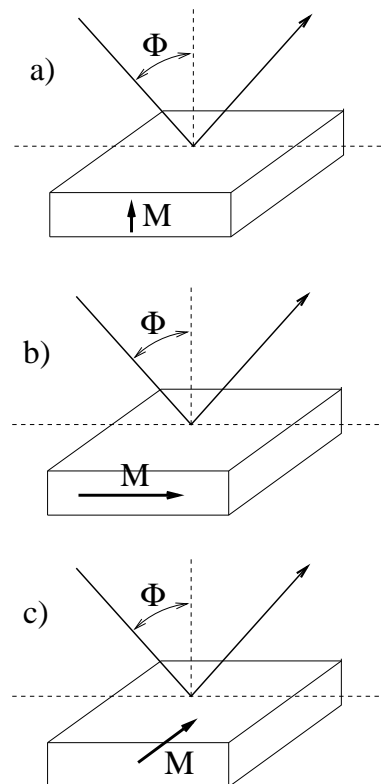


linkszirkular polarisiertes Licht unterschiedlich werden.

Wie oft, wenn auch physikalisch nicht korrekt, reicht es aus, das Elektron als klassisches, elastisch gebundenes Teilchen anzunehmen, um sich die Effekte zu veranschaulichen .

Das Elektron führt, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, im oszillierenden elektrischen Feld des linear in  $y$ -Richtung polarisierten Lichtes eine Schwingung in Richtung des  $E$ -Feldes aus, wobei man den Effekt des magnetischen Wechselfeldes des Lichts vernachlässigen kann. Legt man nun ein statisches Magnetfeld in  $z$ -Richtung an, so ergibt die Lorentz-Kraft eine Ablenkung in  $x$ -Richtung. Die so entstehende elektrische Polarisationskomponente  $P_x$  macht sich im reflektierten Licht durch einen  $x$ -polarisierten Anteil bemerkbar. Es sei hier nochmal erwähnt, daß nicht das externe Magnetfeld, sondern die Magnetisierung die entscheidende Größe für den Kerr- und Faraday-Effekt ist. Die Annahme, daß der Effekt durch die Lorentzkraft zustandekommt, führt aber zur richtigen qualitativen Vorhersage der Polarisation des reflektierten Lichtes.

Je nach Orientierung der Magnetisierung relativ zur Oberfläche unterscheidet man drei verschiedene Spezialfälle:



**Abb. 2.2:** Die verschiedenen Geometrien des Kerr-Effekt:

a) polar, b) longitudinal, c) transversal

polare Geometrie:

Die Magnetisierung steht senkrecht zur Oberfläche. Wenn man wie in Abbildung 2.1 linear in y-Richtung polarisiertes Licht einstrahlt, dann drehen die Elektronen zusätzlich zur Schwingung in  $E$ -Feldrichtung wegen der Lorentzkraft nach rechts wie in Abbildung 2.1. Strahlt man mit y-polarisiertem Licht ein und bezeichnet  $\vec{E}'$  die Amplitude des reflektierten Strahls dann definiert man die im allgemeinen komplexe Größe  $\Phi_K := E'_x/E'_y$  als Kerr-Amplitude. Der imaginäre Anteil,  $Im(\Phi_K) := \epsilon$ , gibt dann die Elliptizität des reflektierten Lichtes, der reelle Anteil  $Re(\Phi_K) := \theta$ , die eigentliche Drehung gegen die y-Achse an (siehe dazu Abbildung 2.3).

longitudinale Geometrie:

Die Magnetisierung steht parallel zur Oberfläche und der aus einfallendem und reflektiertem Strahl aufgespannten Ebene, der sogenannten optischen Ebene. Der wesentliche Unterschied zur polaren Geometrie besteht darin, daß man bei senkrechter Einstrahlung, d. h.  $\Phi = 0$  in Abbildung 2.2 aus Symmetriegründen keine Kerr-Rotation bekommt.

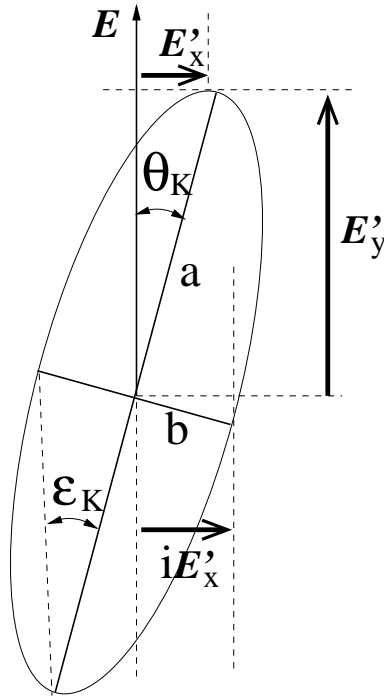
transversale Geometrie:

In der transversalen Geometrie steht die Magnetisierung parallel zur Oberfläche und senkrecht zur optischen Ebene. Es gibt keine Kerrrotation sondern nur eine von Richtung und Betrag der Magnetisierung abhängige Intensitätsänderung. Für s-polarisiertes Licht, d. h. mit  $E$ -Feld senkrecht zur optischen Ebene erhält man außerdem gar keinen Effekt, da dann die Elektronen parallel zur Magnetisierung schwingen.

## 2.2 Quantitative Beschreibung

Die optischen Eigenschaften von Materie lassen sich für nicht zu große Intensitäten im allgemeinen durch den dielektrischen Tensor,  $\epsilon_{ij}(\omega)$  beschreiben, da man im optischen Bereich den Einfluß des B-Feldes des Lichtes auf die Materie vernachlässigen kann. Die Struktur von  $\epsilon_{ij}$  ergibt sich aus den Symmetrieoperationen des Festkörpers [19]. Für Festkörper mit kubischer Symmetrie erhält man zum Beispiel einen diagonalen Tensor mit identischen Elementen, d. h.  $\epsilon_{ij} = \epsilon\delta_{ij}$ . Hat man eine magnetische Ordnung, so entfallen diejenigen Symmetrieoperationen, die die Magnetisierung ändern würden. In ferromagnetischen Materialien gilt dann die Onsager Beziehung [19],  $\epsilon_{ij}(M) = \epsilon_{ji}(-M)$ . Für optisch isotrope, ferromagnetische Medien führt das zu einem dielektrischen Tensor der Form:

**Abb. 2.3:** Definition der Kerr-Rotation und Elliptizität.  
 Man sieht daß  $\theta_K \approx \text{Re}(E_x)/E_y$  und  $\epsilon_K \approx \text{Im}(E_x)/E_y$   
 falls  $\theta_K$  und  $\epsilon_K$  klein sind



$$\epsilon = \epsilon(M = 0) \begin{pmatrix} 1 & ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 1 & ig_x \\ ig_y & -ig_x & 1 \end{pmatrix}$$

wobei  $g_x, g_y, g_z$  die Komponenten des sogenannten Gyrationsektors,  $\vec{g}$ , sind. Der Betrag des reellen und komplexen Anteils von  $\vec{g}$  heißt Voigt-Konstante,  $Q := |\text{Re}(\vec{g})| + i|\text{Im}(\vec{g})|$ . In nicht vollständig transparenten Medien sind  $\epsilon$  und  $Q$  komplex.  $\vec{g}$  ist in isotropen Materialien parallel zur Magnetisierungsrichtung und oft proportional zu  $\vec{M}$ . Nun braucht man nur noch die Maxwell-Gleichungen unter Beachtung der Randbedingungen an den Grenzflächen zu lösen. Für den besonders einfachen Fall des senkrechten Einfalls von linear polarisiertem Licht erhält man nach kurzem Rechnen unter Vernachlässigung der Terme in  $Q^2$  für den Kerr-Winkel [20]:

$$\Phi_K = inQ \frac{1}{n^2 - 1}$$

mit  $n$  = Brechungsindex ohne Magnetisierung.

Im allgemeinen Fall wird die Rechnung ziemlich kompliziert, da man die Brechung berücksichtigen muss.

sichtigen muß. Da der Kerr-Winkel nun von der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls abhängt, gibt man am besten die Magnetisierungsabhängigkeit der Fresnelschen Reflexionskoeffizienten an, die definiert sind durch:<sup>1</sup>

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix}$$

Hier sind  $E_s$  und  $E_p$  die komplexen  $E$ -Feld-Komponenten des einfallenden Strahls in s- bzw p-Richtung und  $E'_s$  und  $E'_p$  die entsprechenden Komponenten des reflektierten Strahles. Aus den Reflexionskoeffizienten lassen sich einfach die Kerr-Amplituden berechnen z. B. bei s-polarisierter Einstrahlung:  $\Phi_s = r_{sp}/r_{ss}$

Die Fresnel-Koeffizienten berechnen sich zu [20]:

- polare Geometrie:

$$r_{ps} = r_{sp} = -\frac{in_1Qt_{ss}^2}{4\cos\theta_1}$$

- longitudinale Geometrie:

$$r_{ps} = r_{sp} = \tan\theta_2 \frac{in_1Qt_{ss}^2}{4\cos\theta_1}$$

- transversale Geometrie:

$$A := \frac{\Delta(|r_{pp}|^2)}{2|r_{pp}(M_T=0)|^2} \approx 2Re\left(\frac{Q\sin 2\theta_1}{\cos^2\theta_2 - n_2^2\cos\theta_1^2}\right)$$

$\Delta(|r_{pp}|^2)$  ist dabei die Änderung der Reflektivität bei Magnetisierungsumkehr.  $r_{ss}$  und der Transmissionskoeffizient  $t_{ss}$  sind nicht magnetisierungsabhängig.

$\theta_1$  ist der Einfallswinkel,  $\theta_2$  der Winkel des gebrochenen Strahls im Medium, jeweils gegen die Oberflächennormale gemessen, und  $n_2$  und  $n_1$  sind die Brechungsindizes des magnetischen bzw. nichtmagnetischen Materials.

Man sieht, daß sich polare und longitudinale Geometrie nur um den Faktor  $\tan\theta_2$ , der in Metallen größenordnungsmäßig 1/10 beträgt, unterscheiden. Materialien mit Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche haben deshalb stets einen viel größeren Kerr-Effekt als

---

<sup>1</sup>Die Vorzeichen sind in der Literatur verschieden, je nachdem ob die Achsen mitgespiegelt werden oder nicht.

Tabelle 2.1: Überblick der MO-Effekte für Magnetisierung parallel zur Oberfläche, entnommen aus [21]

	Terme 0. Ordnung d. h mit $M = 0$	Terme 1. Ordnung d. h. linear in $M$	Terme 2. Ordnung d. h. quadratisch in $M$
$r_{ss}$	ja	nein	$M_L^2 ; M_T^2$
$r_{pp}$	ja	$M_T$	$M_L^2 ; M_T^2$
$r_{ps} = r_{sp}$	nein	$M_L$	$M_L M_T$
$\Phi_K$	nein	$M_L$	$M_L M_T$

solche mit Magnetisierung in der Schichtebene.

Der transversale Kerr-Effekt ist deutlich schwächer als der longitudinale. Er verursacht keine Drehung und tritt nur bei p-polarisiertem Licht auf. Alle Formeln gelten nur für kleine Kerr-Winkel und es gibt außerdem Effekte höherer Ordnung, die hier nicht diskutiert werden sollen.

Alles bisher gesagte bezieht sich auf dicke Einzelschichten, d. h. solche, die viel dicker als die Wellenlänge oder Eindringtiefe des verwendeten Lichtes sind. In Vielfachschichten kann man Interferenzeffekte nur dann vernachlässigen, falls die Gesamtdicke sehr viel kleiner ist als die Wellenlänge des verwendeten Lichtes, man muß aber beachten, daß Metalle einen ziemlich großen Brechungsindex haben und deshalb die Wellenlänge im Material entsprechend deutlich kürzer ist als im Vakuum. Für solche ultradünnen Vielschichtsysteme addieren sich dann die Kerr-Amplituden der einzelnen Schichten einfach auf, man muß allerdings immer noch beachten, daß die Amplitude des Lichtes mit zunehmender Tiefe exponentiell abnimmt und zwar für unterschiedliche Materialien verschieden schnell.

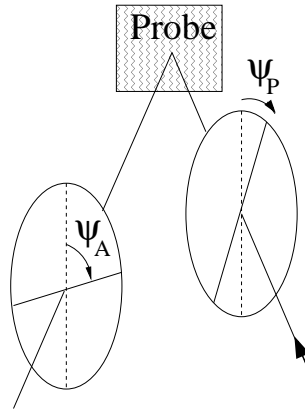
Man kann Interferenzeffekte auch ausnutzen, um die Kerr-Amplituden künstlich zu vergrößern. Bringt man eine  $\lambda/4$ -Schicht eines geeigneten Materials, z. B. 500Å Zinksulfid, auf die Oberfläche der Probe auf, dann interferiert der an der Grenzfläche von ZnS mit der magnetischen Probe reflektierte Strahl mit dem an der Oberfläche vom ZnS reflektierten und wird zum Teil ausgelöscht. Der gedrehte Anteil hat dagegen keinen Partner zum Interferieren und wird weniger abgeschwächt.

## 2.3 Messen der longitudinalen Magnetisierung

Der einfachste Aufbau zum Messen von Ummagnetisierungskurven mit MOKE ist der in Abbildung 2.5 dargestellte, ohne Verwendung des PEM. Zur Messung der longitudinalen Magnetisierungskomponente wird der Polarisator so gedreht, daß er die s-polarisierte Komponente durchläßt und der Analysator fast in Auslöschung senkrecht dazu. Zur Be-

rechnung der mit dem Detektor gemessenen Intensität eignet sich der Jones-Formalismus [22]. Man zerlegt das Licht in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Anteile und bildet aus den komplexen Amplituden einen Polarisationsvektor z. B.  $J = \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix}$ . Da die absolute Phase und Amplitude meist keine Rolle spielen, kann man die Vektoren noch normieren:  $J = \begin{pmatrix} \cos\psi \\ e^{i\phi} \sin\psi \end{pmatrix}$ .

Die Wirkung aller optischen Elemente im Strahlengang auf den Polarisationszustand kann jetzt durch eine komplexe  $2 \times 2$ -Matrix, die sogenannte Transfermatrix, bzw. Reflexionsmatrix, dargestellt werden. Die Probe wird z. B. durch die im letzten Abschnitt eingeführte Fresnelsche Reflexionsmatrix dargestellt.



**Abb. 2.4:** Definition der Winkel der Durchlaßrichtungen von Polarisator und Analysator

Den Aufbau in Abbildung 2.4 beschreibt man rechnerisch wie folgt:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_s^D \\ E_p^D \end{pmatrix} &= ARP \begin{pmatrix} E_s^L \\ E_p^L \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2 \psi_A & \cos \psi_A \sin \psi_A \\ \cos \psi_A \sin \psi_A & \sin^2 \psi_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi_P \\ \sin \psi_P \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Hier sind  $A$ ,  $R$  und  $P$  die Transfermatrizen von Analysator, Probe und Polarisator.

Die Winkel  $\psi_A$  und  $\psi_P$  geben die Durchlaßrichtung von Analysator und Polarisator bezogen auf die s-Richtung an. Die Amplitude und Phase hinter dem Analysator ist auf 1 bzw. 0 normiert.

Das Signal des Detektors ist proportional zur Intensität, also zu  $|E|^2$  plus einer Untergrundintensität  $I_U$  die bei gekreuzter Stellung von Analysator und Polarisator durchgelassen wird. Zur Messung von  $M_L$  ist wie bereits erwähnt  $\psi_A = 0$  und  $\psi_P = \pi/2 + \phi$  mit  $\phi \ll 1$

am günstigsten. Das DC-Detektorsignal berechnet man dann zu:

$$\begin{aligned}
 I - I_U &\propto |(\cos \psi_P + \sin \psi_P)(r_{ss} \cos \psi_P + r_{ps} \sin \psi_P)|^2 \\
 &\approx |r_{ss} \sin \phi + r_{ps} \cos \phi|^2 \approx |\phi + \Phi_K|^2 = \phi^2 + 2\phi\theta_K + \theta_K^2 + \epsilon_K^2 \\
 &\approx \phi^2 + 2\phi\theta_K
 \end{aligned}$$

Die letzte Näherung gilt wenn  $\phi \gg \theta_K$  und  $\phi \gg \epsilon_K$  was bei den sehr kleinen Kerr-Winkeln wohl immer der Fall ist. Man kann nun theoretisch die Kerr-Rotation berechnen:

$$\theta_K = \frac{\phi^2 + I_U \frac{I(M_s) - I(-M_s)}{I(M_s) + I(-M_s)}}{2\phi}$$

Es ist aber in der Praxis sehr schwer, den kleinen Winkel  $\phi$  zu bestimmen und wurde im Rahmen dieser Arbeit auch nicht versucht. Falls man auch an der Kerr-Elliptizität  $\epsilon_K$  interessiert ist, kann man ein  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen mit optischer Achse in p-Richtung zwischen Probe und Analysator einbauen. Man mißt dann mit der gleichen Anordnung  $\epsilon_K$  statt  $\theta_K$ , es stecken allerdings in der Phase der Kerr-Amplitude keine Zusatzinformationen über die Magnetisierung.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß man mit diesem Meßaufbau immer auch die Komponente von  $M$  senkrecht zur Schichtebene mitmißt. Aufgrund der Formanisotropie haben aber dünne magnetische Schichten meist leichte Achsen in der Ebene. Eine Ausnahme davon bilden nur ultradünne Schichten mit senkrechter Oberflächenanisotropie.

Schließlich sei noch angemerkt, daß  $r_{ps}$  in höherer Ordnung auch von  $M_T$  abhängt (siehe Tabelle 2.2) was man manchmal deutlich in den Ummagnetisierungskurven erkennen kann.

## 2.4 Messung der transversalen Magnetisierung

Zur Bestimmung der transversalen Magnetisierungskomponente muß der Fresnel-Koeffizient  $r_{pp}$  gemessen werden. Der einfachste Meßaufbau dafür wäre derselbe wie im letzten Abschnitt mit Polarisator und Analysator in p-Stellung. Man hat dann aber ein zu ungünstiges Signal-Offset-Verhältnis und nur durch Aufsummieren über viele Ummagnetisierungsprozesse mit Wechselfeld und Multichannelanalysator gelingt es, das Rauschen genügend zu verringern [23].

Mit einem statischen Magnetfeld kann man  $M_T$  durch Kreuzen von Analysator und Polarisator unter  $45^\circ$  zur optischen Ebene bestimmen. Nach kurzem Rechnen analog zur longitudinalen Geometrie, mit  $\psi_p = 45^\circ$  und  $\psi_A = -45^\circ$  erhält man unter Ausnutzung

von  $r_{sp} = r_{ps}$ :

$$I - I_U = \frac{1}{2} |r_{ss} - r_{pp}|^2$$

Berücksichtigt man nur lineare Terme in  $M$ , d. h.  $r_{pp} = r_{pp}(M_T = 0) + \text{const} \times M_T/M_S$ , dann ist  $I$  bis auf einen magnetisierungsunabhängigen Anteil proportional zu  $M_T$ . Da der transversale MO-Effekt viel kleiner als der longitudinale ist, muß allerdings der Analysator und besonders der Polarisator sehr genau auf  $45^\circ$  eingestellt werden, da man sonst auch Terme in  $M_L$  und  $M_T M_L$  erhält, wie eine detailliertere Rechnung zeigt.

## 2.5 Dynamischer MOKE mit photoelastischem Modulator

Der in den letzten Abschnitten beschriebene einfache Aufbau mit gekreuzten Polarisatoren hat den Nachteil, daß wegen der kleinen Amplituden der Kerr-Komponente alle Art von Streulicht aus dem Raum große Störungen des MOKE-Signals verursachen. Während der Messungen sollte der Raum möglichst verdunkelt sein, und es darf sich niemand in unmittelbarer Nähe des Messplatzes befinden, aber selbst dann ist das Signal insbesondere bei Proben ohne  $\lambda/4$ -Schicht sehr verrauscht. Eine Verbesserungsmöglichkeit besteht darin die Intensität oder Polarisation des Laserstrahls zu modulieren und das Signal mit einem Lock-In-Verstärker aufzuarbeiten. Der Lock-In-Verstärker bestimmt die Fourier-Komponente bezüglich der Modulationsfrequenz, d. h. Phase und Amplitude bezüglich eines externen Referenzsignals, wobei über einen bestimmten wählbaren Zeitraum integriert wird. Dadurch werden alle Störungen mit einer Zeitkonstante kleiner als die Integrationskonstante des Lock-In und alle nicht modulierten Störungen wie Streulicht aus dem Labor oder Detektorrauschen herausgefiltert. Die Modulation kann mit einem Faradaystab erfolgen, der über den Faraday-Effekt die Polarisation des transmittierten Lichtes dreht. Legt man mit einer um den Stab gewickelten Spule ein Wechsellmagnetfeld an, so wird im paramagnetischen Stab eine oszillierende Magnetisierung erzeugt und die Polarisationsrichtung des Lichtes schwingt. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß Streufelder des Magneten auch die Polarisation drehen und so die Ummagnetisierungskurven verzerrt werden.

Eine bessere Modulationstechnik für das Licht ist durch einen photoelastischen Modulator, PEM, gegeben, der mit mechanischen Schwingungen in einem Kristall und der sich daraus ergebenden Veränderung der optischen Dichte arbeitet und daher nicht mit dem Magnetfeld wechselwirkt. Der Kristall des PEM wird durch Piezoelemente zu resonanten Schwingungen in Richtung einer Achse angeregt und wirkt auf das Licht wie ein



dynamisches Verzögerungsplättchen. Die optische Weglänge und damit die Phase für eine Polarisationskomponente des Lichtes schwingt dadurch mit einstellbarer Amplitude, beim verwendeten Modell, PEM-90 der Firma HINDS, mit einer Frequenz von 50 kHz. Die Transfermatrix im Jones-Formalismus ist entsprechend gegeben durch:

$$T_{PEM} = \begin{pmatrix} e^{i\phi \sin \omega t} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

wobei  $\phi$  die einstellbare Phasenverzögerung,  $\omega = 2\pi \times 50\text{kHz}$  ist und die optisch aktive Achse in s-Richtung liegt. Wenn man den PEM in eine andere Richtung dreht, muß man dies genau wie bei den Polarisatoren durch eine Basistransformation der Transfermatrix berücksichtigen. Zum Messen der longitudinalen Magnetisierung mit PEM gibt es verschiedene mögliche Messaufbauten: PEM vor oder hinter der Probe sowie verschiedene Stellungen der Durchlassrichtung von Analysator und Polarisator und der optischen Achse des PEM. Das beste Signal-Rausch-Verhältnis für das MOKE-Signal wurde hier durch Ausprobieren gefunden. Der PEM befand sich zwischen Probe und Analysator mit diagonal aktiver Achse. Polarisator und Analysator standen in s- bzw. p-Richtung, genau wie bei der statischen Messung der longitudinalen Magnetisierung. Die vom Detektor gemessene Intensität berechnet sich dann zu <sup>2</sup> :

$$I = \left| \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} T_{PEM}(45^\circ) \begin{pmatrix} r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} \right|^2$$

mit  $\delta(t) := \phi \sin(2\pi ft)$ :

$$\begin{aligned} &= \left| \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + e^{i\delta(t)} & 1 - e^{i\delta(t)} \\ 1 - e^{i\delta(t)} & 1 + e^{i\delta(t)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left| (r_{ss} + r_{ps} + (r_{ps} - r_{ss})e^{i\delta(t)}) \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} r_{ss}^2 [1 - \cos \delta(t) - 2\epsilon \sin \delta(t) + (\epsilon^2 + \theta^2)(1 + \cos \delta(t))] \end{aligned}$$

Für die Verzögerung  $\phi$  wurde  $\pi/2$  gewählt, weil damit das AC-Signal am größten wird. Unter Vernachlässigung des in  $\epsilon$  und  $\theta$  quadratischen Terms ergibt eine Fourier-Analyse:

$$I(t) \approx r_{ss}^2 [0,264 - 1,134\epsilon \sin(\omega t) - 0,250 \cos(2\omega t) + \dots ]$$

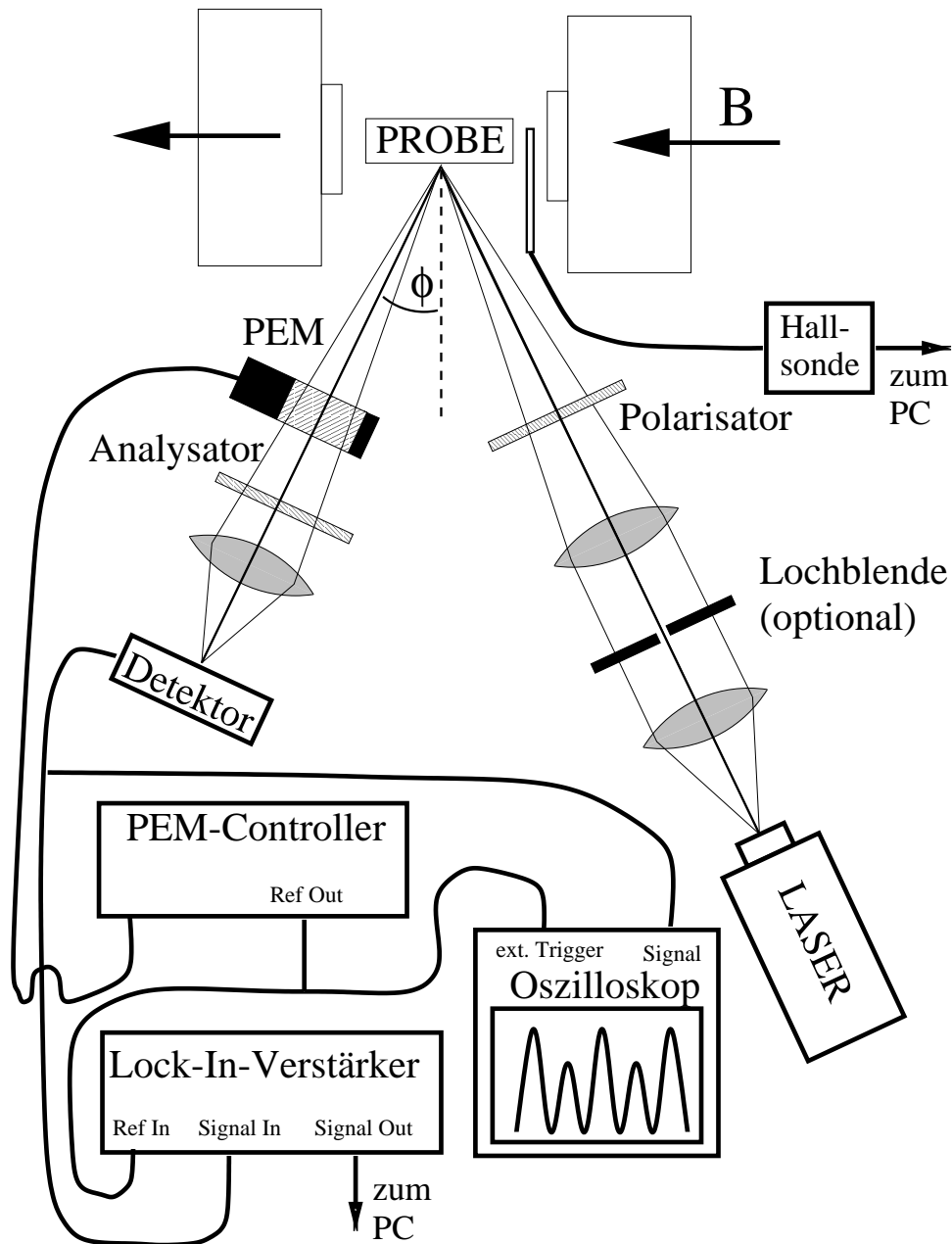
Man bekommt wie man sieht eine zur Elliptizität,  $\epsilon$  proportionale Komponente, die mit der Frequenz,  $f$ , des PEM von 50 kHz moduliert ist. Die statische und die mit  $2f$  modulierte Komponente ist zur s-Komponente des reflektierten Laserstrahls proportional

---

<sup>2</sup>Die Transfermatrix aus der Definition wurde durch Basistransformation um  $45^\circ$  gedreht, d. h.  $T_{PEM}(45^\circ) = D(-45^\circ)T_{PEM}(0^\circ)D(45^\circ)$  wobei  $D$  Drehmatrizen sind

und also in erster Ordnung von der Magnetisierung unabhängig. Es ist daher möglich durch gleichzeitiges Messen der f- und 2f-Komponente auf einfache Weise die Elliptizität in Grad zu berechnen. Dazu muß man aber zuerst das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren für die f- und 2f-Komponente bestimmen, da die Vorverstärker-Detektor-Einheit eine frequenzabhängige Empfindlichkeit hat. Durch Normieren des Kerrsignals auf die 2f-Komponente können auch eventuelle Intensitätsschwankungen des Lasers kompensiert werden. Bei nicht ganz senkrechter Polarisierung des Lichtes hat der reflektierte Strahl auch unabhängig von der Magnetisierung immer eine Elliptizität, was am Phasenunterschied zwischen  $r_{ss}$  und  $r_{pp}$  liegt. Deshalb sollte der Polarisator sehr genau in s-Richtung gedreht werden, um das Signal-Offset-Verhältnis zu verbessern. Nur mit Proben mit Zinksulfid darf man das Justieren nicht zu weit treiben, da man sonst leicht einen unschönen Vorzeichenwechsel ins MOKE-Signal bekommt.

Um die Kerr-Rotation zu messen muß man, wie beim Aufbau ohne PEM ein für die Laserfrequenz geeignetes  $\lambda/4$ -Plättchen zwischen Probe und PEM bringen. Mit einem anderen Meßaufbau wie z. B. von Osgood [24] beschrieben, gelingt es auch durch gleichzeitiges Messen der f- und 2f-Komponente in einem Meßlauf Elliptizität und Rotation zu bestimmen. Die Hysteresekurven werden dann aber deutlich verrauschter, da die detektierten AC-Signale schwächer sind.



**Abb. 2.5:** MOKE-Aufbau zum Messen von Ummagnetisierungskurven

$\phi$  beträgt ca.  $8^\circ$  und ist bedingt durch die Abmessungen des Magneten maximal mögliche Einstrahlwinkel. Das verwendete Laserlicht hat eine Wellenlänge von 750 nm. Das Magnetfeld von maximal ca. 1T wird über ein Meßprogramm im PC gesteuert, das auch die Hallsonde und das MOKE-Signal aus dem Lock-In-Verstärker ausliest.

## **2.6 Literatur zum Thema MOKE**

[20] [19] [25] [21]

# 3 Ummagnetisierungsprozesse und Kopplung

Wenn man von der Hysterese absieht, dann stellt sich die Magnetisierung bei einem gegebenen externen Magnetfeld so ein, daß die magnetische Energie minimal wird. Zur Energie tragen die Wechselwirkung der Magnetisierung mit dem Magnetfeld  $-MB$ , dem Kristall durch Spin-Bahn-Kopplung, als Kristallanisotropie bezeichnet, und die Wechselwirkung zwischen magnetischen Schichten bei.

Den Magnetfeldterm spaltet man noch auf in externes Feld und ein Entmagnetisierungsfeld, das von der Magnetisierung der Probe erzeugt wird und von der Magnetisierungsrichtung und Probenform abhängt. Den dem Entmagnetisierungsfeld entsprechenden Anteil nennt man Form- oder Dipolanisotropie. Sie zwingt die Magnetisierung in dünnen Schichten in die Schichtebene und in Drähten in axiale Richtung.

Die Kristallanisotropie trennt man auf in Volumen- und Oberflächen- bzw Grenzflächenanteil. Der Volumenterm hat die Symmetrie des Kristallgitters und wird deswegen nach sphärischen Funktionen mit geeigneter Symmetrie entwickelt. Der Grenzflächenanteil will für manche Materialkombinationen, z. B. Co/Au, die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche drehen. Da die Formanisotropie die Magnetisierung immer in die Schichtebene drehen will, können aber nur sehr dünne Schichten, in denen der Oberflächenanteil groß genug ist, eine leichte Achse senkrecht zur Oberfläche haben.

## 3.1 Kopplung

Die Zwischenschichtkopplung kann man nach den Magnetisierungen der beteiligten Schichten entwickeln. Es hat sich gezeigt, daß sie sich phänomenologisch durch zwei Terme beschreiben läßt [26]:

$$\begin{aligned} E &= -J_1 \frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| |\vec{M}_2|} - J_2 \left( \frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| |\vec{M}_2|} \right)^2 \\ &= -J_1 \cos(\Delta\phi) - J_2 (\cos(\Delta\phi))^2 \end{aligned}$$

Der erste Term wird als bilineare Kopplung bezeichnet. Positives  $J_1$  bewirkt eine ferromagnetische Kopplung, die die Magnetisierungen benachbarter Schichten parallel ausrichtet, negatives  $J_1$  bedeutet antiferromagnetische Kopplung, d. h. es richtet die Magnetisierungen  $180^\circ$  zueinander aus. Falls der zweite Teil, der sogenannte biquadratische Term dominant ist erhält man für negatives  $J_2$  eine  $90^\circ$ -Kopplung.  $J_2 > 0$  würde eine parallele oder antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugen, was unter bestimmten Bedingungen auch meßbar wäre.

Die Ursache für die mit Variation der Zwischenschichtdicke oszillierende, bilineare Kopplung ist gut verstanden. Aufgrund der spinabhängigen Reflektivität der Grenzflächen bilden sich bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen in der nichtmagnetischen Zwischenschicht stehende Elektronenwellen aus [26]. Wie in einem Fabry-Perrot-Interferometer muß dazu der halbe k-Vektor ein Vielfaches der Schichtdicke sein. Die Komponente des k-Vektors senkrecht zur Schicht,  $k_\perp$  wird also quantisiert. Vergrößert man die Schichtdicke dann sinken die Energieniveaus, und es passieren in Abständen von  $\Delta D = \frac{\pi}{k_\perp}$  Energieniveaus die Fermikante. Je nach der Lage der Fermikante relativ zum nächsten Energieniveau wird nun entweder eine ferromagnetische Ausrichtung der Schichten mit k-Quantisierung oder eine antiferromagnetische Ausrichtung ohne k-Quantisierung energetisch günstiger. Infolgedessen oszilliert die Kopplung in Abhängigkeit der Zwischenschichtdicke mit einer Periode von  $\frac{\pi}{k_\perp}$  zwischen ferromagnetisch und antiferromagnetisch. Im Prinzip können alle Wellenvektoren auf der Fermifläche zur Kopplung beitragen, man beobachtet jedoch nur Oszillationsperioden, die sogenannten stationären Vektoren entsprechen. Das liegt daran, daß die möglichen Perioden kontinuierlich verteilt sind und sich deshalb im wesentlichen gegeneinander wegmitteln, so daß nur die Vektoren mit hoher Zustandsdichte übrigbleiben.

Bei antiferromagnetischen Zwischenschichtmaterialien kann die oszillatorische bilineare Kopplung auch durch direkten Austausch der im Antiferromagneten oszillierenden lokalen Magnetisierung mit den ferromagnetischen Schichten entstehen. Dieser Mechanismus verursacht z. B. die kurze Oszillationsperiode beim Chrom.

Neben dieser oszillatorischen Kopplung gibt es noch extrinsische, d. h. durch Abweichungen von idealen Schichten verursachte, ferromagnetische Kopplung. Mögliche Ursachen dafür sind sogenannte „Pinholes“, das sind Brücken zwischen den magnetischen Schichten und sogenannte „Orange-Peel“-Kopplung [27], die durch Dipolwechselwirkung an rauen Grenzflächen entsteht. Außerdem kann die endliche Ausdehnung der Schichten eine schwache antiferromagnetische Kopplung bewirken, da bei antiparalleler Ausrichtung die Feldlinien an den Kanten geschlossen sind und so die Feldenergie minimiert wird.

Im Gegensatz zur bilinearen Kopplung hat die  $90^\circ$ -Kopplung rein extrinsische Ursachen. Fluktuationen der Zwischenschichtdicke können bewirken, daß Bereiche antiferromagnetischer Kopplung und solche ferromagnetischer Kopplung miteinander konkurrieren. Als frustrierter Zustand bildet sich dann  $90^\circ$ -Kopplung aus. Eine andere Ursache für biqua-

dratische Kopplung kann der sogenannte „Loose-Spin“-Mechanismus [28] sein. Aufgrund von Interdiffusionen gelangen magnetische Verunreinigungen in die nichtmagnetische Zwischenschicht, wo sich deren Spins dann frei ausrichten können. Entwickelt man die magnetische Energie nach Potenzen des Kosinus des Winkels zwischen den Magnetisierungsrichtungen der ferromagnetischen Schichten, dann ergibt sich unter anderem ein quadratischer Term.

# 4 Magnetowiderstand

Als Magnetowiderstand bezeichnet man die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands. Man spricht von positivem Magnetowiderstand falls der Widerstand mit zunehmendem Feld größer wird und entsprechend im umgekehrten Fall von negativem Magnetowiderstand.

In ferromagnetischen Einzelschichten bei kleinen Feldern sind vor allem zwei MR-Effekte wichtig [29]: der anisotrope Magnetowiderstand, AMR, und der Domänen-Magnetowiderstand, der mit dem GMR verwandt ist.

## 4.1 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Bedingt durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird beim AMR der Widerstand für Strom parallel zur Magnetisierung,  $\rho_{\parallel}$  größer als für Strom senkrecht zur Magnetisierung,  $\rho_{\perp}$  [30]. Man definiert in der Literatur den AMR-Koeffizienten meist als:

$$\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}}$$

Die Faktoren  $\frac{1}{3}$  und  $\frac{2}{3}$  im Nenner kommen daher, daß es zwei orthogonale Richtungen senkrecht zu  $M$  gibt, so daß falls die makroskopische Magnetisierung durch Domänenbildung verschwindet, sich gerade durch statistisches Mitteln ein Widerstand von  $\rho_{av} = \frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}$  ergibt. Da die Magnetisierung in dünnen Filmen meist durch die Formanisotropie in die Schichtebene gezwungen wird, sollte es dort entsprechend  $\frac{1}{2}\rho_{\parallel} + \frac{1}{2}\rho_{\perp}$  heißen. Wenn keine Domänenbildung stattfindet, ist die Winkelabhängigkeit des AMR  $\rho_0 + \frac{\Delta\rho}{2} \cos 2\theta$  wenn  $\theta$  für den Winkel zwischen Magnetisierung und Strom steht [31].

Falls es magnetische Domänen gibt, deren Magnetisierung sich mit zunehmender Feldstärke ausrichten, tritt der AMR immer zusammen mit einem Domänen-MR auf. Die Elektronen werden in den Domänenwänden je mehr gestreut, umso unterschiedlicher die Magnetisierungsrichtung in angrenzenden Domänen ist, deshalb ist der Domänen-MR im Gegensatz zum AMR immer positiv. Man kann daher durch Vergleichen von  $R_{\perp}$  und  $R_{\parallel}$  den Domänen-MR vom AMR trennen [29], da der AMR-Effekt für die beiden Geometrien unterschiedliches Vorzeichen hat.



## 4.2 Riesenmagnetowiderstand (GMR)

Giant Magneto-Resistance, GMR, tritt in Dünnschichtsystemen auf, in denen ferromagnetische durch nichtmagnetische oder antiferromagnetische Leiter getrennt sind. Ursache ist spinabhängige Streuung im Volumen oder an den Grenzflächen der ferromagnetischen Schichten. Zur Veranschaulichung des Mechanismus des GMR-Effekts dient Abbildung 4.1. Man kann in guter Näherung die Streuprozesse, bei denen sich die Spinrichtung der Elektronen ändert, sogenannte Spinflip-Streuung, vernachlässigen, so daß der Strom von Spinup- und Spindown-Elektronen parallel in zwei Kanälen fließt. Falls die charakteristische freie Weglänge für Spinflip-Streuung viel kleiner wird als die Zwischenschichtdicke des Schichtsystems gibt es sogar keinen GMR-Effekt. Spinabhängige Streuung bedeutet nun, daß der Widerstand für beide Spinrichtungen unterschiedlich ist und man kann als Koeffizienten der Spinabhängigkeit  $\alpha = \frac{R^\downarrow}{R^\uparrow}$  definieren.  $\alpha > 1$  bedeutet dann einen größeren Widerstand der Minoritätselektronen,  $R^\downarrow$ ,  $\alpha < 1$  einen größeren Widerstand der Majoritätselektronen  $R^\uparrow$ . Wenn  $\alpha$  in beiden ferromagnetischen Schichten gleiches Vorzeichen hat ergibt sich ein größerer Widerstand für antiparallele Stellung der Magnetisierungen ( Abb. 4.1 a ) als für parallele Stellung ( Abb. 4.1 b ), d. h. ein negativer MR, was als normaler GMR-Effekt bezeichnet wird. Wenn  $\alpha$  in beiden Schichten ein unterschiedliches Vorzeichen hat ( Abb. 4.1 c und d ), dann ist der Widerstand für antiparallele Stellung kleiner, was bis jetzt nur sehr selten beobachtet wurde und als inverser GMR bezeichnet wird.

In diesem sehr vereinfachendem Modell kann man die Größe des GMR-Effekts mit dem in Abbildung 4.1 eingezeichneten Ersatzschaltbild berechnen:

$$GMR := \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}$$

mit  $\Delta R_1 = R_1^\downarrow - R_1^\uparrow$ ,  $\Delta R_2 = R_2^\downarrow - R_2^\uparrow$ ,  $\bar{R} = \frac{1}{2}[R_1^\downarrow + R_1^\uparrow + R_2^\downarrow + R_2^\uparrow]$ , Notationen wie in Abb. 4.1 erhält man:

$$\begin{aligned} GMR &= \frac{\Delta R_1 \Delta R_2}{\bar{R}^2 - \frac{1}{4}(\Delta R_1 + \Delta R_2)^2} \\ &\approx \frac{\Delta R_1 \Delta R_2}{\bar{R}^2} \quad \text{falls} \quad \frac{1}{4}(\Delta R_1 + \Delta R_2)^2 \ll \bar{R}^2 \end{aligned}$$

Wie man sieht, errechnet sich der GMR-Effekt von Systemen mit verschiedenen ferromagnetischen Schichten in erster Näherung als geometrisches Mittel ( d. h. Produkt der Wurzeln) der GMR-Effekte der entsprechenden symmetrischen Systeme.

Es gibt verschiedene mögliche mikroskopische Ursachen für GMR, die man in intrinsische, das sind spinabhängige Potentialstufen an den Grenzflächen in idealen Schichtsystemen, und extrinsische, das sind Kristalldefekte, Verunreinigungen und raue Grenzflächen, unterteilt. Außerdem unterscheidet man zwischen spinabhängiger Volumen- und

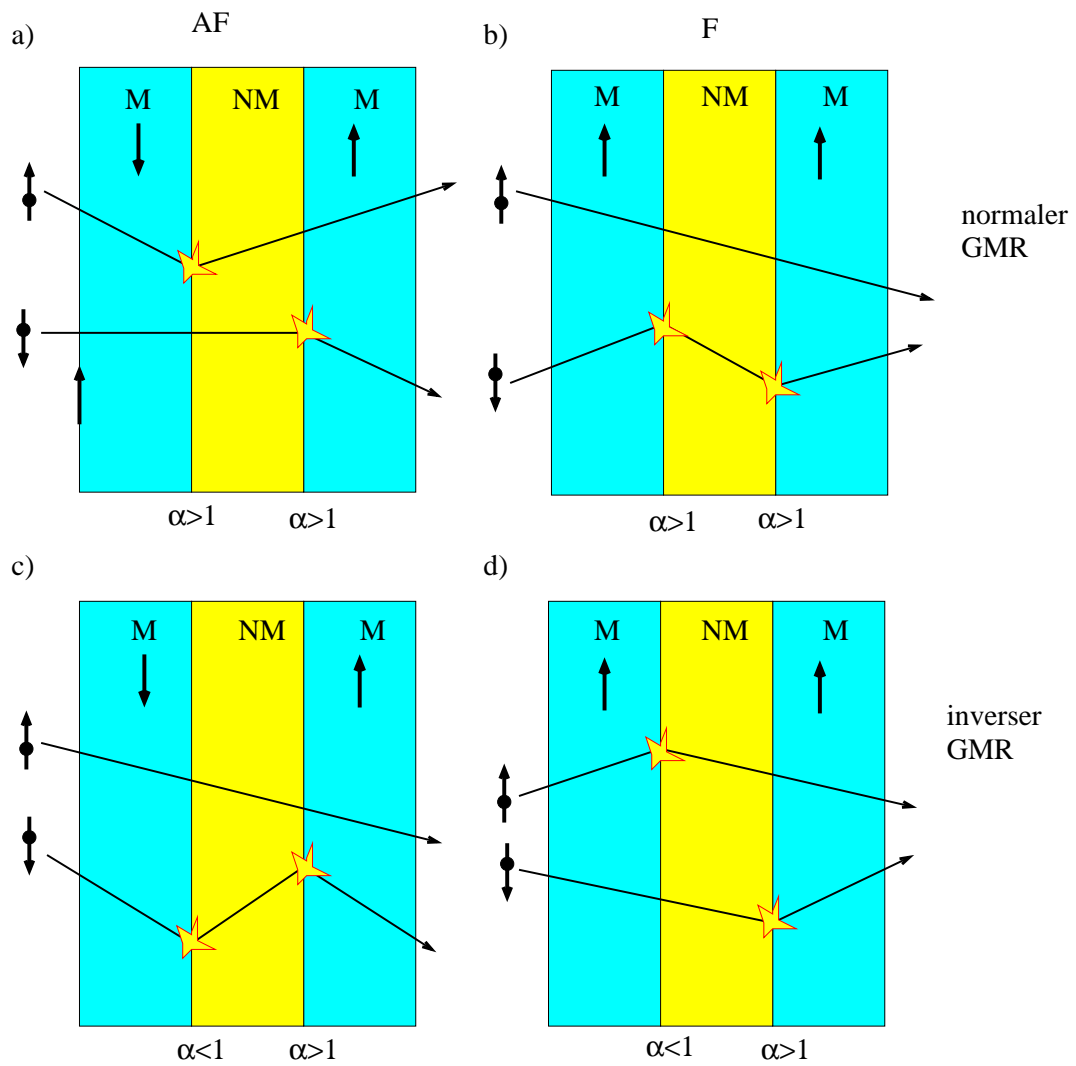


Abb. 4.1: Veranschaulichung des Mechanismus von GMR

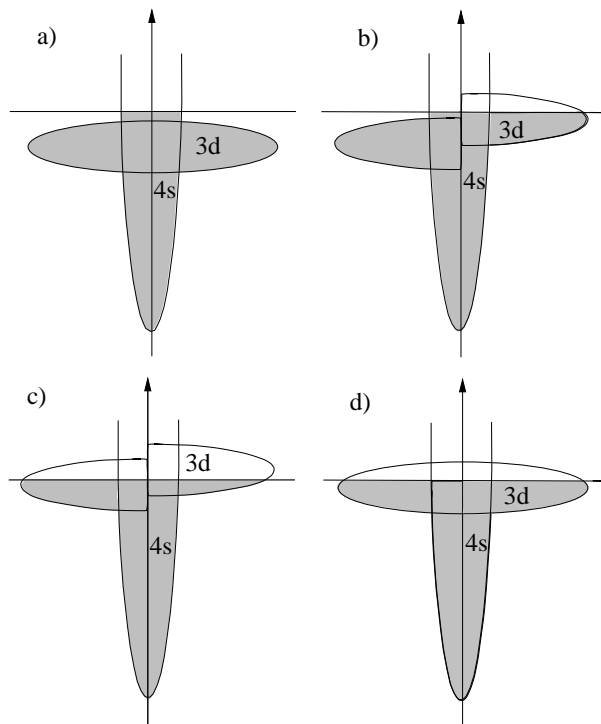
Grenzflächenstreuung. Im intrinsischen Fall findet nur Reflektion an den Grenzflächen und (bei  $T = 0$ ) keine diffuse Streuung statt. Da die Reflektions- und Transmissionskoeffizienten spinabhängig sind, wird durch Interferenzeffekte die mittlere Fermigeschwindigkeit und damit die Leitfähigkeit in F- und AF-Konfiguration verschieden. Wenn der Strom in der Schichtebene fließt, kommt es dann zum sogenannten Channeling, das bedeutet, daß Elektronen je nach Spin und relativer Magnetisierungsrichtungen durch Mehrfachreflektion vorwiegend in einer der Schichten gehalten werden. Wegen der unterschiedlichen Leitfähigkeiten der Schichten ändert sich damit der Widerstand beim Wechsel von ferromagnetischer zur antiferromagnetischer Konfiguration.

Die Transmittivität der Grenzflächen ist umso größer, je mehr sich die Bandstrukturen an der Fermikante des ferromagnetischen und Zwischenschichtmaterials ähneln. Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Zustandsdichten von 3d-Übergangs- und Edelmetallen. In den Übergangsmetallen liegt die Fermikante im 3d- und 4s-Band. Das 3d-Band ist deutlich schmaler als das 4s-Band und im ferromagnetischen Fall sind die beiden Spinrichtungen um  $+1/2$  bzw.  $-1/2 \times$  Austauschenergie gegeneinander verschoben. Während das Majoritätsband in den starken Ferromagneten Kobalt und Nickel vollständig gefüllt ist und unter der Fermikante liegt, ist es beim schwachen Ferromagneten Eisen nicht ganz gefüllt und auch Majoritätselektronen tragen zur Leitung bei. In den Edelmetallen ist das d-Band dagegen vollständig gefüllt liegt also unter der Fermikante, und nur die s-Elektronen tragen zur Ladung bei. Es ist daher durch Vergleich der Bandstrukturen klar, daß an den Grenzflächen zwischen Ni oder Co und Edelmetallen, z. B. Co/Cu die Minoritätselektronen stärker gestreut werden, d. h.  $\alpha > 1$  ist. Die Situation wird etwas schwieriger, wenn die Zwischenschicht ein Übergangsmetall ist. Das d-Band liegt dann umso höher, je weniger es aufgefüllt ist, d. h. je weiter links das Element im Periodensystem steht, und damit wird  $\alpha$  kleiner und schließlich  $< 1$ .

Bei nichtidealen Grenzflächen, d. h. die rauh sind oder Kristalldefekte haben, kommt diffuse Streuung hinzu, die auch wie die Reflektivität umso größer ist, je weniger sich die Bänder an der Fermikante ähneln.

Ein weiterer wichtiger Mechanismus der spinabhängigen Streuung sind Verunreinigungen der ferromagnetischen Schichten, die durch Interdiffusion an den Grenzflächen fast immer vorhanden sind und auch gezielt durch Legieren eingebracht werden können. Die Spinabhängigkeit der Streuung an Verunreinigungen ist analog zur Grenzflächenreflektivität durch die Bandstruktur gegeben. Sie wurde für viele Materialkombinationen berechnet und gemessen [32]. Die Spinabhängigkeit wird meist durch  $\beta$  beschrieben, was als  $\frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow}}$  pro atomare Konzentration der Verunreinigung definiert ist. Wenn man die Werte der verschiedenen Verunreinigungen in [32] vergleicht, findet man die Faustregel bestätigt, daß die Elemente, die im Periodensystem rechts vom ferromagnetischen Host-Element stehen eher  $\beta > 1$  und die die links stehen eher  $\beta < 1$  haben.

Bei den meisten GMR-Systemen scheint die Grenzflächenstreuung die wesentliche Rolle



**Abb. 4.2:** Schematische Zustandsdichten ( $x$ -Achse) für Spin Up links bzw. Spin Down rechts in der Nähe der Fermikante. (Die Zeichnungen sind nicht flächentreu). In den Ferromagneten sind die  $d$ -Bänder der beiden Spinrichtungen um die Austauschenergie gegeneinander verschoben.

a) Edelmetall z. B. Kupfer. Das  $d$ -Band ist gefüllt, und liegt unter der Fermikante

b) starker Ferromagnete: Kobalt und Nickel. Das Majoritätsband ist gefüllt und nur  $d$ -Elektronen des Minoritätsbands und  $s$ -Elektronen tragen zur Leitung bei.

c) schwacher Ferromagnet: Eisen. Das  $d$ -Band der Majoritätselektronen ist im Gegensatz zu den starken Ferromagneten nicht mehr ganz gefüllt, so daß auch Majoritäts- $d$ -Elektronen am Strom teilnehmen

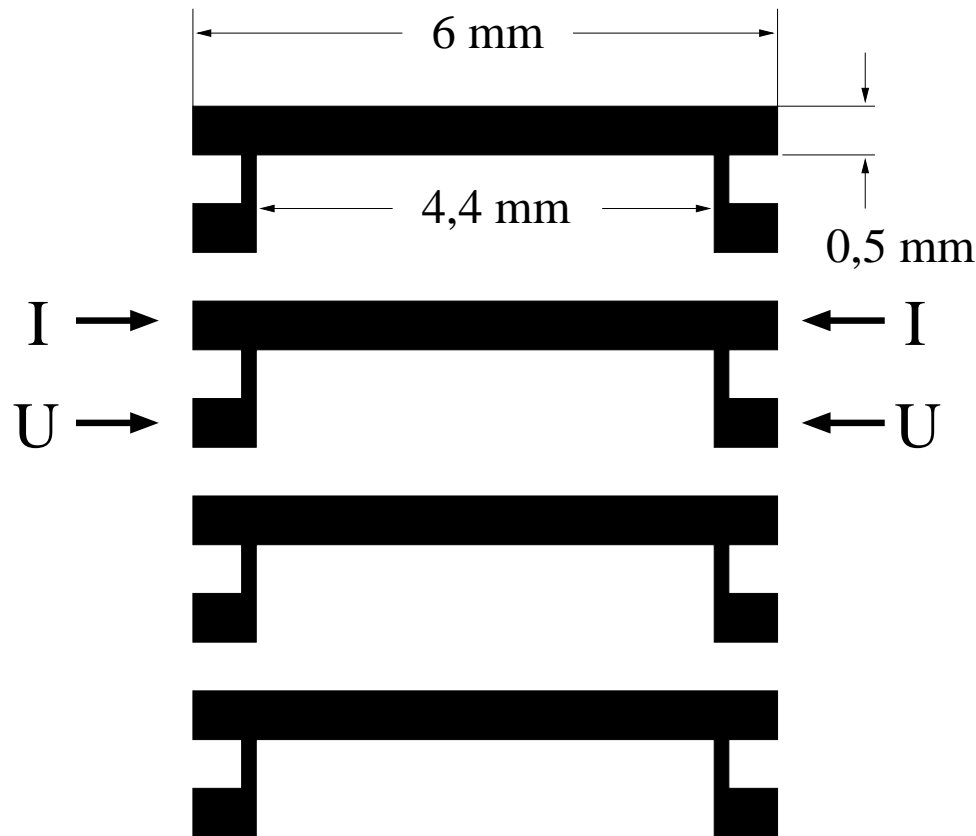
d) nichtferromagnetisches Übergangsmetall z. B. Chrom, Vanadium etc.

zu spielen, wenn auch oft nicht klar ist, wie groß der Anteil der verschiedenen Mechanismen der spinabhängigen Grenzflächenstreuung ist. Der andere denkbare Mechanismus der spinabhängigen Streuung an Kristalldefekten im Volumen scheint keine wesentliche Rolle zu spielen. Der einzige Fall, in dem die Volumenstreuung dominant ist, scheinen Schichtsysteme zu sein, in denen die ferromagnetische Schicht durch geeignetes Dotieren starke spinabhängige Streuung zeigt.

Experimentell kann man am besten belegen, daß GMR ein Grenzflächeneffekt ist, indem man die Grenzflächen in geeigneter Weise modifiziert und die Auswirkungen auf den GMR mißt. Dazu zählen Experimente, in denen die Rauigkeit verändert wird und solche, in denen zusätzliche Materialien in unterschiedlicher Menge zwischen die Grenzflächen ein-

gebracht werden. Man muß dabei aufpassen, daß die Kopplung dadurch nicht wesentlich modifiziert wird, um sicherzugehen, daß die Veränderung des GMR nicht durch Abweichungen von der AF-Ausrichtung zustandekommt. Besonders geeignet sind daher entkoppelte Schichten, in denen die AF-Ausrichtung entweder durch unterschiedliche Koerzitivitäten oder durch Festhalten einer Schicht mit einer antiferromagnetischen Unterlage, sogenanntes „Pinning“, erreicht wird.

### 4.3 Messung des Magnetowiderstands



**Abb. 4.3:** Geometrie der Leiterbahnen auf den Proben. Es passen 4 bis 7 Streifen auf jede Probe, daher kann eine Leiterbahn mit nur dem Puffer als Referenzwiderstand hergestellt werden, und die restlichen Streifen mit unterschiedlichen Schichtdicken oder Oberflächenmodifikationen.

Es gibt zwei verschiedene Geometrien für GMR-Messungen: Mit dem Strom in Schichtebene, (current-in-plane, CIP) und senkrecht zur Schichtebene (current perpendicular plane, CPP). In der CIP Geometrie kann man den Widerstand recht einfach mit 4-Punkt-Technik messen. Die Widerstandsmessung in CPP Geometrie ist dagegen sehr aufwendig, da die dünnen Schichten einen sehr viel kleineren Widerstand als die Kontakte haben, und wird deshalb nur selten durchgeführt.

Der GMR-Effekt ist in den beiden Geometrien unterschiedlich groß, da in CPP mehr die  $k$ -Komponenten senkrecht zur Schicht beitragen, in CIP dagegen die  $k$ -Komponenten parallel zur Schicht. Die Widerstandsmessungen in dieser Arbeit sind alle in CIP-Geometrie mit wie in Abb. 4.3 strukturierten Proben und mit 4-Punkt-Technik gemessen. Es wurde dafür eine Hochpräzisions-Gleichstrom-Meßbrücke der Firma Guildline Modell 6675 verwendet, die das Verhältnis von zwei Widerständen auf elf Stellen genau messen kann. Um Kontaktspannungen zu vermeiden, wird die Polarität in programmierbaren Abständen

gewechselt.

Um AMR und GMR trennen zu können, bieten sich für die hier vorliegenden Proben, die zwei leichte Achsen in Schichtebene haben, zwei verschiedene Konfigurationen an:

Wählt man die Richtung der Leiterbahnen in leichter Achse, dann kann man  $R_{\parallel}$  und  $R_{\perp}$  mit Magnetfeld in leichter Achse messen und erhält dann durch Addieren bzw. Subtrahieren den GMR- bzw. AMR-Anteil. Wählt man die Streifenrichtung in schwerer Achse und mißt  $R_{45^\circ}$ , d. h. Magnetfeld in leichter Achse und ein Winkel von  $45^\circ$  zwischen Feld und Strom, dann erhält man den GMR-Anteil direkt mit einer Messung, falls die Magnetisierung in der leichten Achse bleibt. Man kann den AMR-Effekt dann aber nicht mehr feldabhängig, sondern nur für gesättigte Magnetisierung in harter Achse messen.

Ein wesentliches Problem bei der Widerstandsmessung ist die Temperaturdrift. Da eine Erhöhung des Magnetfeldes immer auch mit einer Erwärmung durch den Magneten und damit mit einer Widerstandsänderung verbunden ist, muß man den MR-Effekt vom Temperatureffekt trennen. Das ist besonders wichtig, da der Magnetowiderstand durch Kurzschluß über den kleinen Widerstand des relativ dicken Puffers, sogenanntes „Shunting“ sehr klein wird. Um die Temperaturabhängigkeit des Widerstands zu umgehen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Man kann einen Referenzwiderstand herstellen, der der Probe möglichst ähnlich ist, am einfachsten, indem man einen Streifen ohne die ferromagnetischen Schichten herstellt. Damit läßt sich die Temperaturabhängigkeit des Widerstands auf ca.  $5 \times 10^{-4} K^{-1}$  reduzieren. Wenn man nun im Kryostat mißt, der eine Temperaturstabilität von  $\pm 0,1 K$  hat, dann beträgt die Temperaturdrift immer noch  $5 \times 10^{-5}$ , was der Größenordnung des gefundenen GMR-Effektes entspricht. Auch das Messen im flüssigen Stickstoffbad brachte keine wesentliche Verbesserung und hat außerdem den Nachteil, daß die Proben beim Erwärmen beschlagen und die Feuchtigkeit möglicherweise zur Oxidation führt. Eine andere Methode besteht durch Messen eines Referenzwiderstandes im Sättigungsfeld zwischen jedem Meßpunkt, d. h. dem Messen von  $R_1(B_s)$   $R_2(B_1)$   $R_3(B_s)$   $R_4(B_2)$   $R_5(B_s)$  usw. Da die Temperaturdrift zwischen jedem Sättigen linear ist (die Probe ist im Kryostat isoliert), kann man die Temperaturabhängigkeit rechnerisch eliminieren über:  $R(B) = R_1(B_s) + R_N(B) - 1/2(R_{N-1}(B_s) + R_{N+1}(B_s))$ . Einzige Nachteile dieser Meßmethode sind die langen Zeiten die das Hochfahren des Magnetfeldes benötigt und ein um einen Faktor  $\sqrt{5/2}$  größeres Rauschen, welches sich mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus obiger Formel ergibt.

# 5 Probenherstellung

## 5.1 Präparationsanlage

Die Proben wurden mit Molekularstrahlepitaxie, MBE, im Ultrahochvakuum bei Drucken  $< 5 \times 10^{-10}$  mbar hergestellt. Die verwendete Anlage (Abb 5.1) besteht aus 3 Kammern: In der Vorkammer wurde das Zinksulfid in einem mit einer Wendel erhitzten Tiegel verdampft. Die Hauptkammer enthält 2 Elektronenstrahlverdampfer mit 3 bzw. 2 Tiegeln. Zur Analyse der Rauigkeit und Struktur während des Aufdampfens ist ein RHEED-System in die Hauptkammer integriert. In der Analysekammer können mit Auger-Spektroskopie die chemische Zusammensetzung sowie mit LEED die Kristallstruktur und Qualität der Oberfläche untersucht werden. Die Probe mit den Abmessungen  $10 \times 10$  mm oder  $6 \times 16$  mm ist auf einem heiz- und kühlbaren ( ca.  $-196^\circ\text{C}$  bis  $700^\circ\text{C}$  ) Transferstab festgeschraubt und kann mit einem Motor verschoben werden. Da sich in der Hauptkam-

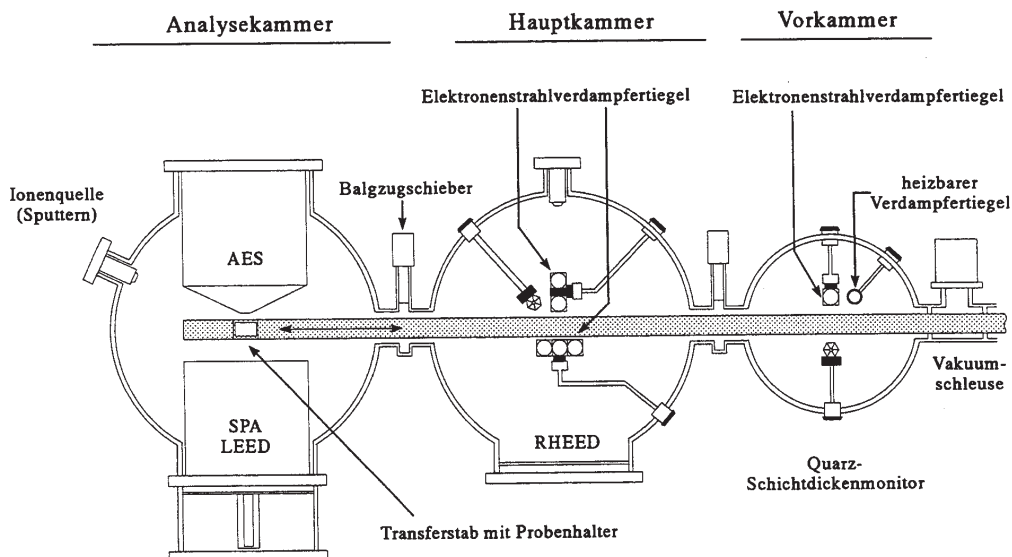


Abb. 5.1: zur Herstellung verwendete MBE-Anlage



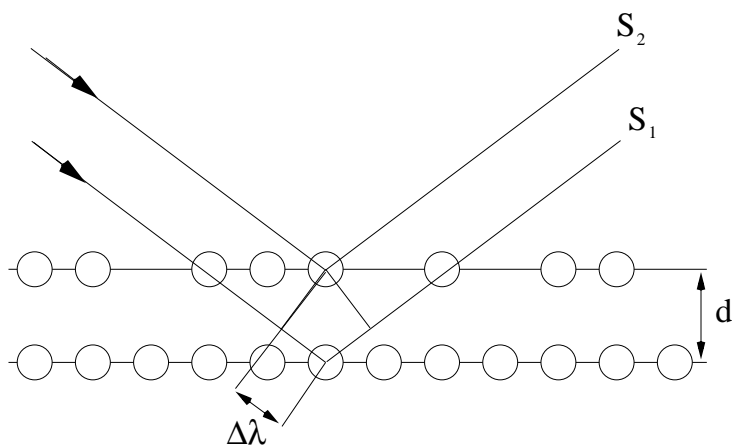
mer zwischen Verdampfertiegel und Transferstab eine rechteckige Blende befindet, können durch Verschieben der Probe während des Aufdampfens keil- und terrassenförmige Schichten hergestellt werden. Zur Messung der Schichtdicken sind Haupt- und Vorkammer mit Schwingquarzen ausgestattet.

## 5.2 Grundrezept für Fe/Cr(001)-Schichten

Für alle Proben wurde GaAs(001)-Substrat verwendet. Das Substrat wird zunächst im Ultraschallbad von Staub befreit und dann kurz in Isopropanol aufgeköcht um etwaiges Fett zu entfernen. Danach wird es im UHV eine Stunde bei 610°C getempert und anschließend mit Augerspektroskopie auf Verunreinigungen untersucht. Falls sich jetzt noch Kohlenstoff auf der Oberfläche befindet, muß man noch einmal bei etwas höherer Temperatur nachtempern. Um ein Aufwachsen der nachfolgenden Gold-Pufferschicht in (001)-Richtung zu gewährleisten, muß zunächst eine ca. 10Å dicke Keimschicht aus Eisen aufgedampft werden. Dann folgt die Au-Pufferschicht mit einer Rate von 1Å/s und wie die Keimschicht bei 150°C. Die Goldschicht wird dann zum Glätten und Verbessern der kristallinen Ordnung bei 300 °C eine Stunde lang getempert und darf dazu nicht viel dünner als 500Å sein, da sich sonst Tröpfchen bilden. Nun kann das magnetische Schichtsystem aufgedampft werden.

Bei lagenweise aufwachsenden Schichten oszilliert die Intensität der unter einem bestimmten Winkel im RHEED reflektierten Elektronen mit einer Periodizität, die der Monolagendicke entspricht (siehe Abb. 5.2). Durch Messung dieser RHEED-Oszillationen während des Aufdampfens gelingt es, das lagenweise Wachstum und die Kalibrierung der Quarze zu überprüfen. Die jetzt folgende Eisenschicht kann bei Raumtemperatur oder 150°C aufwachsen. Für die auf heißerem Untergrund wachsenden Schichten erwartet man eine bessere Kristallqualität, aber auch eine stärkere Interdiffusion an den Grenzflächen, weshalb für die ersten Lagen die Probe auf jeden Fall auf Raumtemperatur gehalten wird. Die Rate für das Eisen beträgt 0,1Å/s. Auch die folgende Chromschicht wird mit 0,1Å/s und bei Raumtemperatur oder 150°C aufgedampft.

Bis hierhin war das Schichtsystem schon vor dieser Arbeit von der Arbeitsgruppe gut charakterisiert und die Herstellungsparameter optimiert.



**Abb. 5.2:** Schematische Zeichnung zur Erklärung der RHEED-Oszillationen.

Der Einstrahlwinkel wird so gewählt, daß der von der obersten, halbvollen Lage reflektierte Elektronenstrahl  $S_2$  negativ mit dem an der nächsttieferen, vollen Lage reflektierten Strahl  $S_1$  interferiert. Dies ergibt sich bei einem Gangunterschied  $\Delta\lambda$  von  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$  ... Wellenlängen der Elektronen, was als 1. 2. 3. ... Anti-Bragg-Bedingung bezeichnet wird. RHEED-Oszillationen können nur auftreten, wenn höchstens drei Atomlagen gleichzeitig am Wachstum beteiligt sind [33], deshalb sind sie ein Beleg für Lagenwachstum.

# 6 Fe/Cr/Au/Co

## 6.1 Herstellung

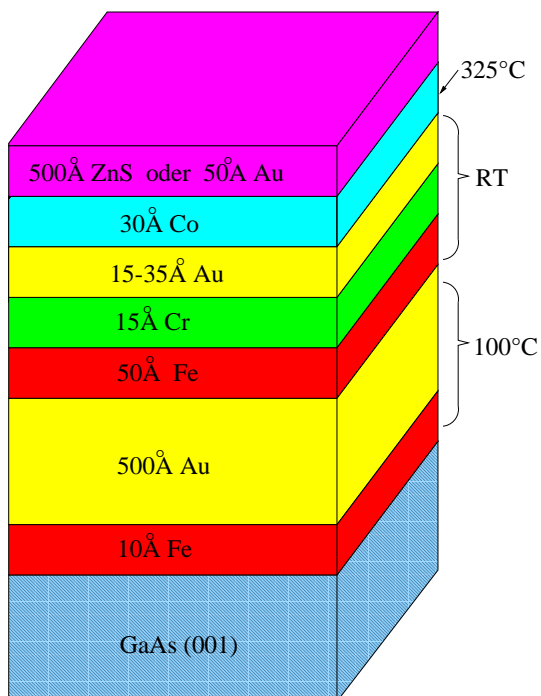


Abb. 6.1: Aufbau der Schichtsysteme

Der Aufbau der Fe/Cr/Au/Co-Schichtsysteme ist wie in Abb. 6.1 skizziert und es wurde das im Abschnitt 5.2 beschriebene Grundrezept für die Unterlage verwendet. Für die Dicke der Pufferschicht wurden 500 Å gewählt, damit der Magnetowiderstand möglichst wenig durch Shunting verkleinert wird. Um eine Widerstandsmessung mit definierter Stromrichtung in 4-Punkt -Technik zu ermöglichen, wurde eine Maske wie gezeigt in Abb. 4.3 auf der Probe montiert, wobei der Abstand zwischen Maske und Probe weniger als 1mm betrug. Die Fe-, Cr- und Au-Schichten wurden bei einer Rate von 0,1Å/s bei Raumtemperatur hergestellt, um eine Interdiffusion von Cr und Au zu vermeiden. Proben, bei denen

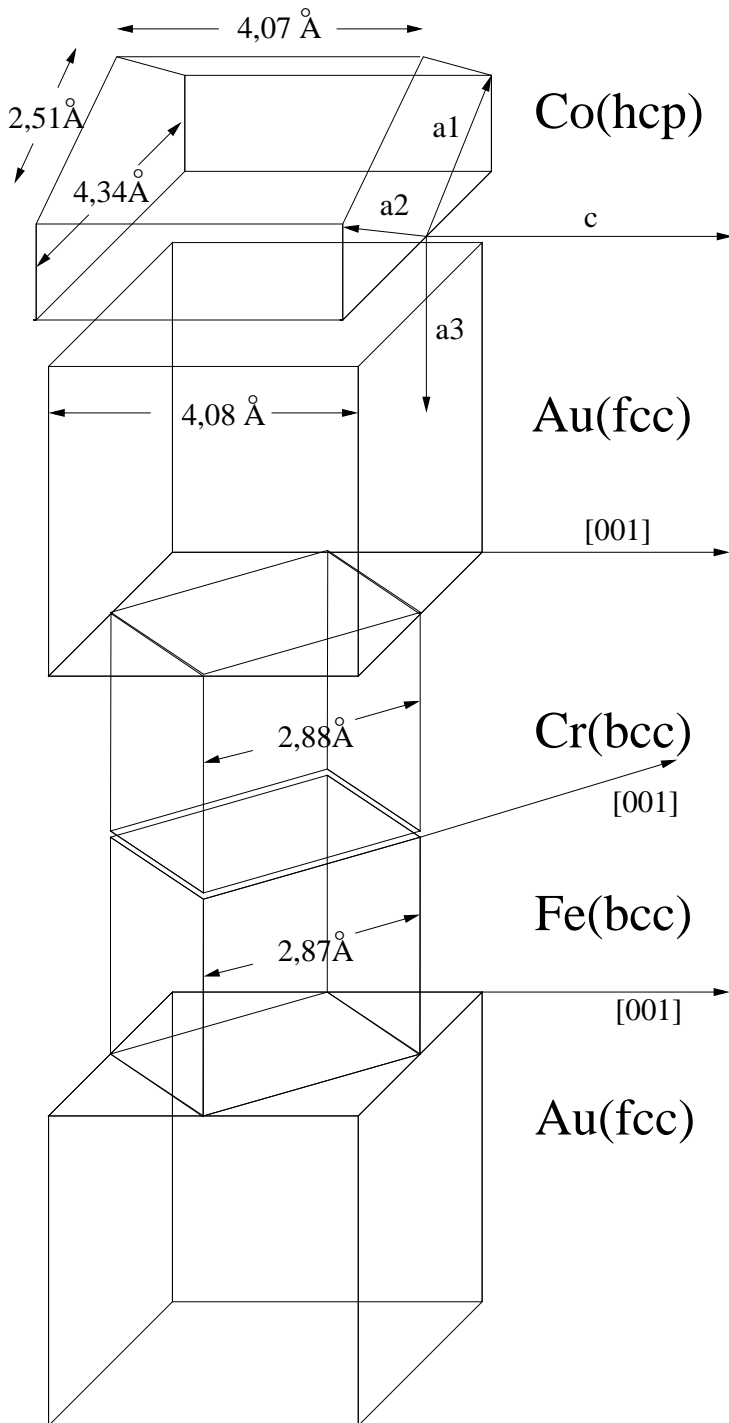
diese Schichten bei 150°C aufgebracht wurden, zeigten ein völlig anderes MR- und Kopplungsverhalten und werden in Abschnitt 9 gesondert behandelt. Vermutlich diffundiert bei diesen Proben wegen der guten Löslichkeit von Chrom in Gold, siehe z. B. [34], das Chrom in die Goldschicht.

Die darauf folgende Kobalt-Schicht wurde bei 325°C aufgedampft, da bekannt ist, daß Kobalt auf Gold(001) und Chrom(001) bei höheren Temperaturen lagenweise und geordnet aufwächst (siehe dazu Abschnitt 6.2). Die Qualität der Schichten ist anhand einer Probe ohne Maske mit RHEED-Aufnahmen dokumentiert (Abb. 6.3) Alle Schichten zeigen ein relativ ungeordnetes Wachstum, was man an den großen Spots in den RHEED-Aufnahmen erkennen kann. Die gitterartige Anordnung der Spots beim Eisen und Chrom ist ein Zeichen für Inselwachstum. Die Streifen beim Gold und Kobalt sind ein Indiz für mäßig gestufte Oberflächen oder Mosaikstrukturen und lagenweises Wachstum. Für die Gold-Zwischenschicht sieht man ab ca. 10Å Dicke keine Veränderungen mehr im RHEED, was darauf hindeutet, daß die darunterliegende Chrom-Schicht ab hier bedeckt ist.

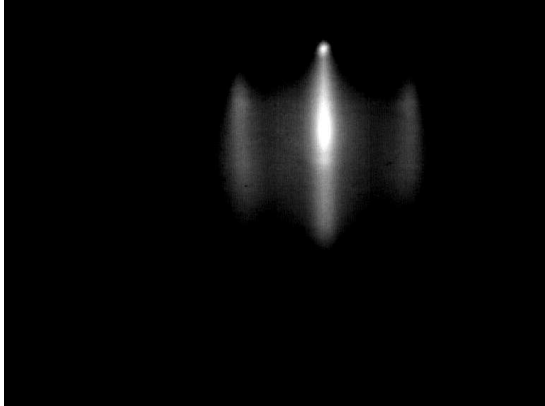
## 6.2 Epitaxie

Die Schichten wurden auf GaAs(001) präpariert. Dieses hat Zinkblende-Struktur mit der Gitterkonstante 5,66Å. Die epitaktische Beziehung der folgenden Metallschichten ist in Abbildung 6.2 schematisch skizziert. Das GaAs hat eine Gitterfehlanpassung von 1,4% zum Eisen-Seedlayer( $a = 2,88\text{Å}$ ) und 2% zum Gold-Puffer( $a = 4,08\text{Å}$ ). Die Gitterkonstanten von Gold (fcc) und Eisen (bcc) passen sehr gut zusammen, wenn die Einheitszellen um 45° gegeneinander gedreht aufwachsen: Die Gitterkonstante von Eisen beträgt 2,87Å dem entspricht eine Flächendiagonale ((011)-Richtung) von  $\sqrt{2} \times 2,87 = 4,06$ , was der Gitterkonstante von Gold sehr nahe kommt (Fehlanpassung 0,5%). Chrom und Eisen haben die gleiche bcc-Kristallstruktur und fast gleiche Gitterkonstanten von 2,88 Å bzw. 2,87 Å (Fehlanpassung 0,3%), so daß ein gutes epitaktisches Wachstum gewährleistet ist. Für das Wachstum von Gold auf Chrom sollte das Gleiche gelten wie für Eisen auf Gold, die Gitterkonstante vom Chrom paßt sogar noch etwas besser zum Gold, nur die gute Mischbarkeit von Gold und Chrom könnte problematisch sein. Etwas komplizierter ist die Kristallstruktur und Aufwuchsrichtung des Kobalts, für das zwei Phasen in Frage kommen: Die hcp-Phase ist bei Raumtemperatur stabil und hat die Gitterkonstanten  $a = 2,51\text{Å}$  und  $c = 4,07\text{Å}$  und die fcc Phase ist bei Temperaturen ab ca. 400°C stabil und hat eine Gitterkonstante von 3,55Å. Diese Werte gelten nur für Volumen-Kobalt, in dünnen Filmen kann je nach Unterlage und Wachstumsrichtung auch eine andere Phase als im Volumen stabilisiert werden, so wächst z. B. auf (001)-Kupfer auch bei Raumtemperatur fcc-Kobalt. Auf (111)-Kupfer wachsen die hcp- und fcc-Phase gemischt auf. Auf Cr(001)- und Au(001)-Oberflächen ergibt die (11 $\bar{2}$ 0)-Oberfläche des hcp-Kobalt wie in Abb. 6.2 gezeigt die kleinste Gitterfehlanpassung und es wurde auch tatsächlich diese

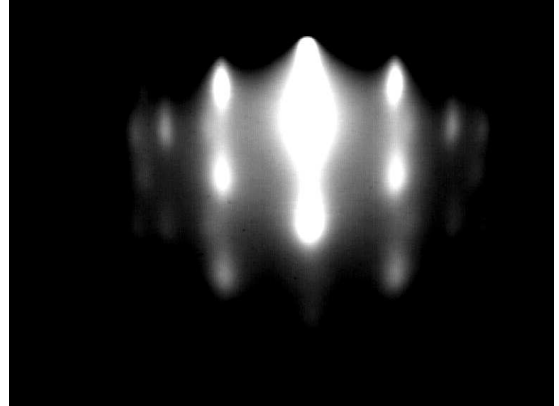
Abb. 6.2: Epitaktische Beziehung zwischen den Schichten, die Elementarzelle des GaAs ist aus Platzgründen nicht eingezeichnet



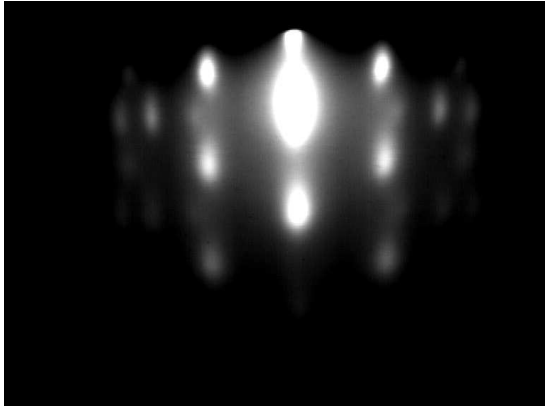
500Å Gold-Puffer nach dem Tempern



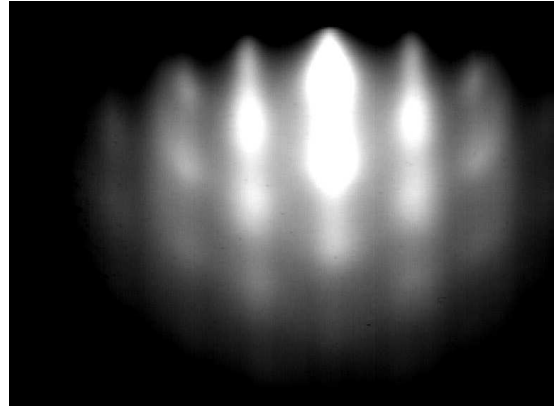
50Å Eisen



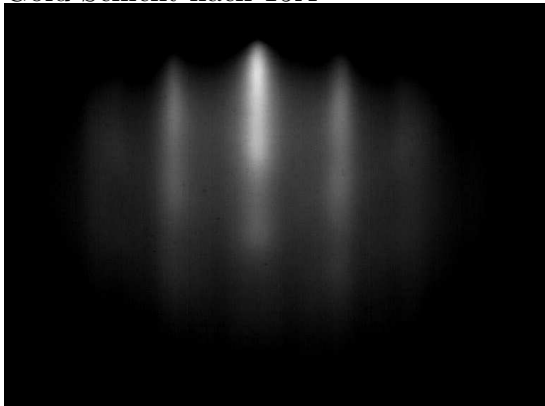
15Å Chrom



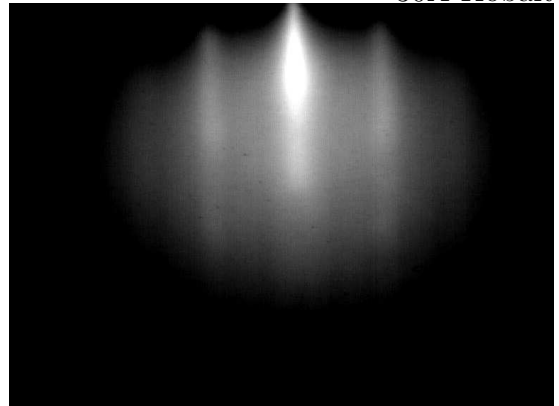
Gold-Schicht nach 5Å



Gold-Schicht nach 15Å



30Å Kobalt



**Abb. 6.3:** RHEED-Bilder einer Fe/Cr/Au/Co-Probe mit 10 keV Strahl in [001]-GaAs-Richtung. Alle Schichten haben eine nicht besonders gute Kristallqualität, zu erkennen an den recht großen Spots. Die Gold- und Kobalt-Schichten sind eher glatt, die Fe- und Cr-Schicht sind eher rau, was man an der gitterartigen Anordnung der Spots erkennen kann.

Aufwachsrichtung gefunden, z.B. für Chrom(001) [12] [14] und für Gold(001) [15]. Das Aufwachsen in dieser Orientierung auf Chrom(001) konnte hier auch durch Messung der Periode von RHEED-Oszillationen bestätigt werden (Abb 8.1). Die Kristallstruktur des Kobalts wird etwas verzerrt, da die Einheitszelle in  $[1\bar{1}00]$ -Richtung mit  $4,34 \text{ \AA}$  eine größere Fehlanpassung hat als in  $[0001]$ -Richtung, wo sie sehr gut mit der Gitterkonstante von Gold bzw. Chrom zusammenpaßt. Man sieht dies auch in den Rheed-Oszillationen anhand einer starken Relaxation innerhalb der ersten  $5 \text{ \AA}$ .

Während die (001)-Ebene des Gold eine vierzählige Symmetrie aufweist hat die  $(11\bar{2}0)$ -Ebene des Kobalt nur eine zweizählige Symmetrie. Das Kobalt kann daher in zwei gleichwertigen Richtungen aufwachsen, das heißt es gibt zwei um  $90^\circ$  gegeneinander gedrehte Domänen und die Schicht ist polykristallin.

## 6.3 Magnetische Anisotropie

Während die (001)-Ebene des Fe zwei leichte Achsen in [001]-Richtung hat, ist bei hcp-Co(11 $\bar{2}$ 0) normalerweise die c-Achse, die bei Epitaxie parallel zur harten [011]-Achse des Fe liegt, die leichte Achse und die senkrecht dazu stehende a-Richtung die harte Achse. Wir haben dagegen eine vierzählige Symmetrie mit leichten Achsen parallel zur leichten Achse des Fe gefunden, was sich mit der für hcp-Kobalt auf Cr(001) in [12] gefundenen Anisotropie deckt. Dieses Verhalten kann man damit erklären, daß der Kobalt-Film zu gleichen Anteilen in den beiden Kristalldomänen aufwächst und die magnetischen viel größer als die kristallographischen Domänen sind. Dann mittelt sich der Anisotropieterm 1. Ordnung weg und übrig bleibt der nächsthöhere Term mit vierfacher Symmetrie.

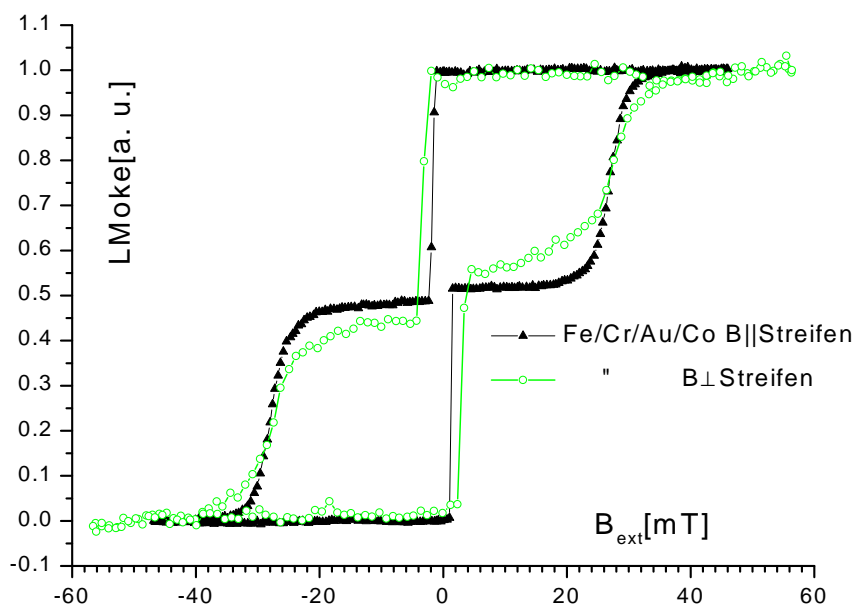
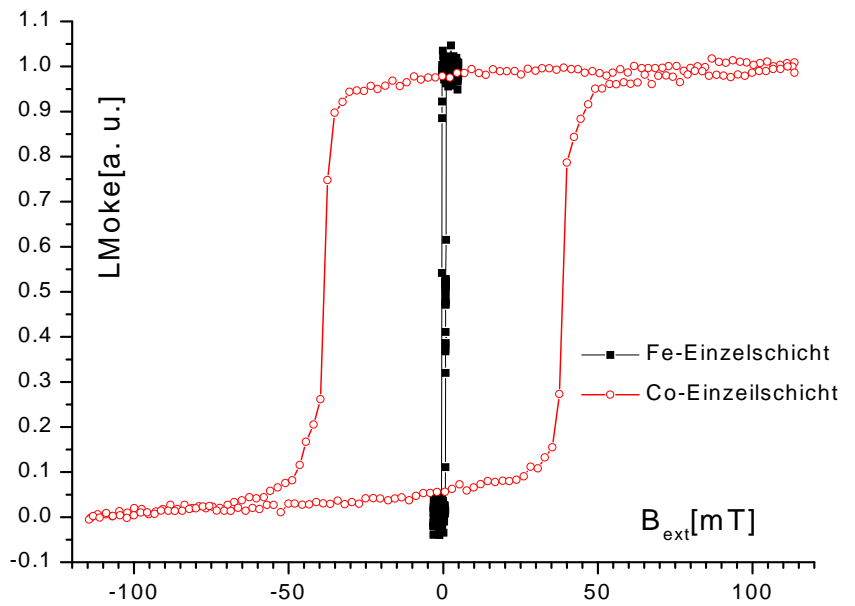
## 6.4 Kopplung

Von Fe/Cr/Au/Fe-Schichtsystemen wurde vor kurzem bekannt [13], daß die Kopplung bei Variation der Chromdicke nur mit kurzer Periode oszilliert und mit zunehmender Golddicke die magnetischen Schichten rasch entkoppelt werden. Man konnte daher erwarten, daß die Schichten mit Kobalt als oberer magnetischer Schicht im wesentlichen entkoppelt sein würden, und wir fanden dies an MOKE-Messungen und MR-Messungen (nächster Abschnitt) bestätigt. Vergleicht man die Ummagnetisierungskurven in Abb.6.4, dann sieht man, daß die Ummagnetisierungskurve von Fe/Cr/Au/Co im wesentlichen einer Überlagerung von einer Fe- und Co-Einzelschicht entspricht. Das Eisen magnetisiert bei Feldern von 3-4 mT um, davon unabhängig das Kobalt bei ca. 25-30 mT. Daß sich bei kleinen Feldern die Magnetisierungsrichtung des Kobalts tatsächlich nicht wesentlich ändert, wird durch Messung der transversalen Magnetisierungskomponente in Abb. 6.6 belegt. Im Rahmen der Auflösung bleibt  $M_T$ , abgesehen von dem Feldbereich, in dem das Eisen ummagnetisiert, Null. Ein weiterer Beleg für die Entkopplung ist, daß weder die MOKE- noch die MR-Kurven bei unterschiedlichen Dicken der Goldschicht einen wesentlichen Unterschied zeigen. Gemessen wurden Proben mit 15Å, 25Å und 35Å dicker Goldzwischen-schicht.

Sieht man sich die Koerzitivfeldstärke des Fe genauer an (siehe Abb. 6.5), dann erkennt man, daß sie im Fe/Cr/Au/Co mit ca. 5 mT etwas größer ist als in der Fe-Einzelschicht mit ca. 3 mT, was auf eine leichte ferromagnetische Kopplung hindeutet. Die größere Koerzitivfeldstärke des Kobalts als Einzelschicht kann man auf eine unterschiedliche Qualität der Unterlage zurückführen.

Vergleicht man an strukturierten Proben mit Leiterbahn in leichter Achse die Ummagnetisierung mit Magnetfeld parallel und senkrecht zur Leiterbahn miteinander (offene Kreise bzw. schwarze Dreiecke in Abb. 6.4 unten und Abb. 6.5), dann erkennt man einen Unterschied im Bereich mit antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungen. Man kann dies





**Abb. 6.4:** Ummagnetisierungskurven von Fe- und Co-Einzelschicht und Fe/Cr/Au/Co. Die Kurven sind für  $B$  senkrecht und parallel zur in leichter Achse liegenden Leiterbahn etwas verschieden.

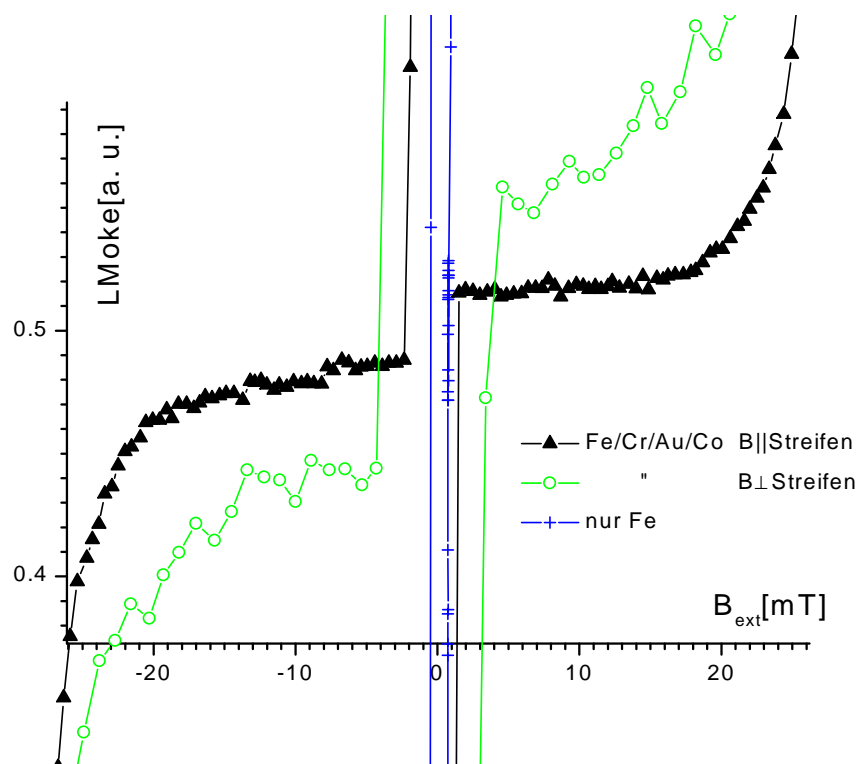


Abb. 6.5: Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 6.4.

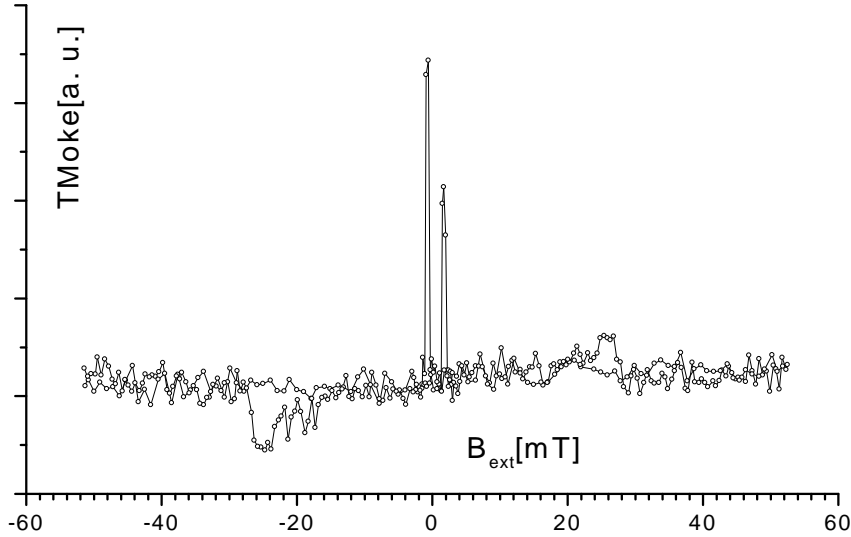
dahingehend interpretieren, daß die Streifenform einen Einfluß auf die Domänenstruktur und die Ummagnetisierung hat.

## 6.5 Magnetowiderstand

### 6.5.1 AMR

Der Differenz der Widerstände für die beiden unterschiedlichen Stromrichtungen,  $I_{\perp}$  und  $I_{\parallel}$  im Sättigungsfeld entspricht ein AMR von 0,6 ‰ mit einem durch die Temperaturinstabilität beim Messen bedingten Fehler von  $\pm 7 \times 10^{-5}$ . Während des Ummagnetisierens dreht die Magnetisierung der jeweiligen Schicht und es entsteht eine transversale Komponente. Das macht sich bemerkbar durch Peaks in der TMOKE-Kurve (Abb. 6.6) und in den MR-Kurven (Abb. 6.7), die hauptsächlich auf den dominanten AMR-Effekt zurückzuführen sind und deshalb für die beiden Stromorientierungen ein unterschiedliches Vorzeichen haben. Die Breite und Position der Peaks in den MR-Kurven stimmt mit dem aus den MOKE-Messungen gewonnenen Feldbereich des Ummagnetisierens der jeweiligen Schicht überein.

Falls sich der Gesamtwiderstand des Schichtsystems als Parallelschaltung der magneti-



**Abb. 6.6:** Transversale Magnetisierung einer Fe/Cr/Au/Co Probe.

schen Schichten und des viel dickeren Puffers berechnen ließe, was bei dünnen Schichten nicht richtig ist, dann ergäbe sich ein AMR-Effekt: <sup>1</sup>

$$AMR_{Fe} \times \frac{R_{Puffer}}{R_{Fe}} + AMR_{Co} \times \frac{R_{Puffer}}{R_{Co}}$$

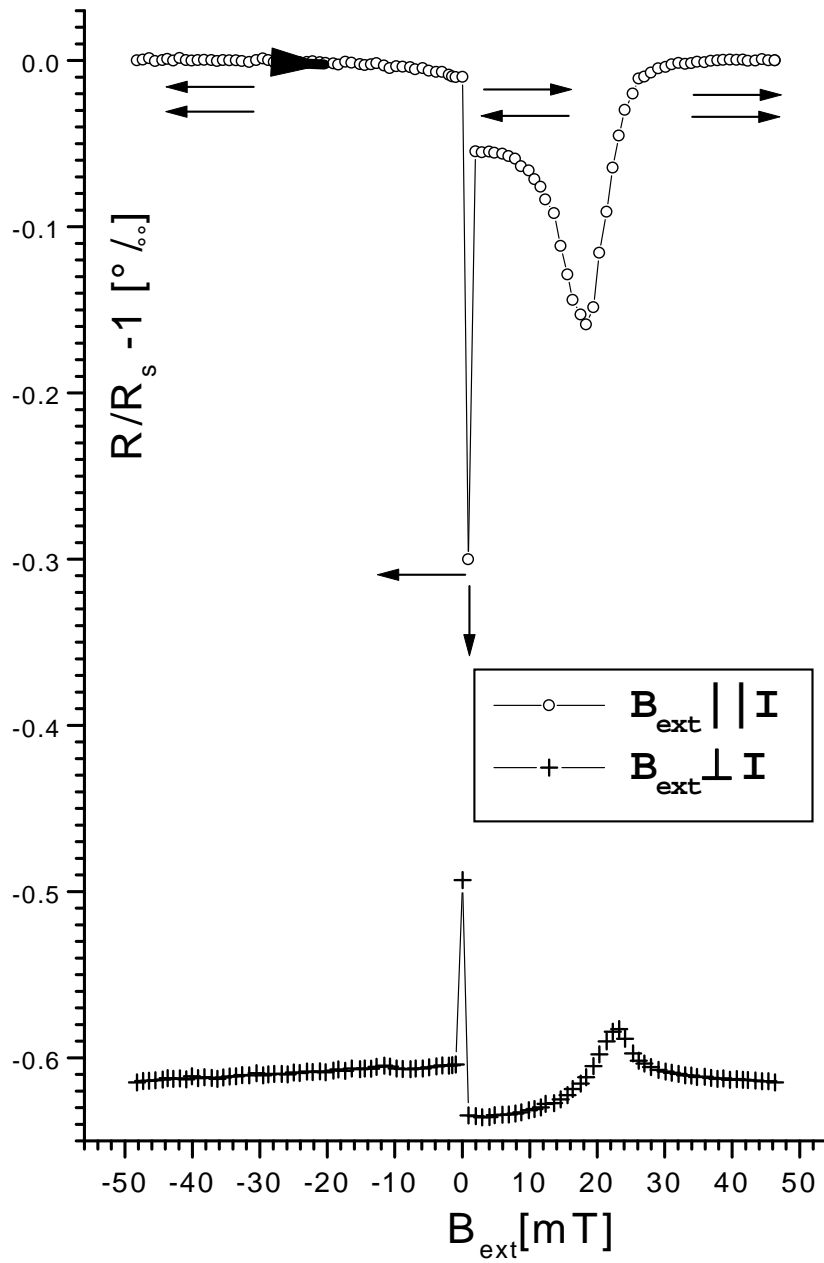
Der AMR-Effekt der Gesamtschicht ließe sich also in Co- und Fe-Anteil aufspalten. Anhand des größten beobachteten AMR-Peaks beim Ummagnetisieren des Fe kann man sehen, daß etwa die Hälfte des gemessenen AMR Effektes von 0,6‰ auf das Fe zurückzuführen wäre. Der AMR einer unter gleichen Bedingungen hergestellten Einzelkobaltschicht ist auch etwa von dieser Größe und damit entspricht der AMR-Effekt der Multischicht der Summe der AMR der Einzelschichten.

## 6.5.2 GMR

Da für  $I_{\perp}$  und  $I_{\parallel}$  der Widerstand bei antiparalleler Stellung der Magnetisierungen kleiner ist als bei paralleler Stellung, zeigt die Probe einen inversen GMR-Effekt, der größenordnungsmäßig 1/10 des AMR-Effektes beträgt.

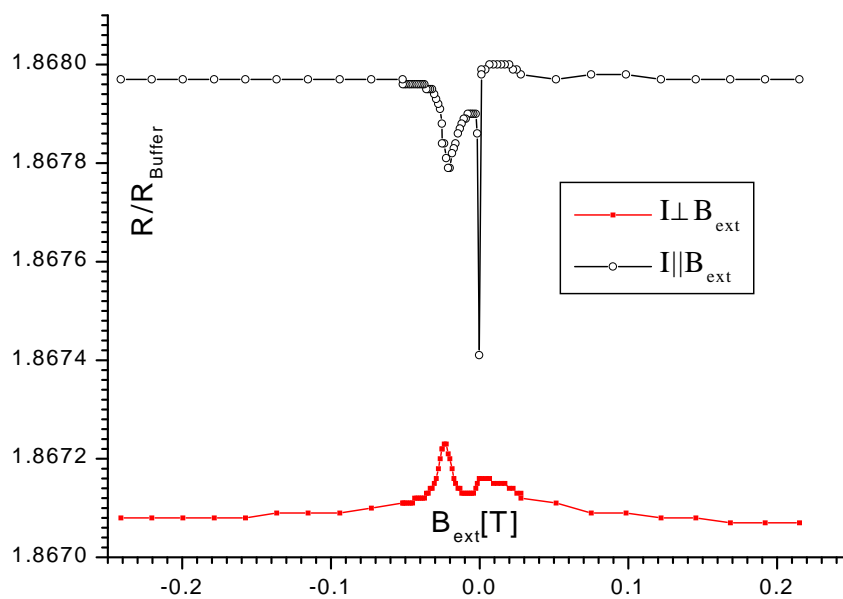
<sup>1</sup>Dies läßt sich am einfachsten mit Taylorentwicklung berechnen:  $R_{ges} = \left( \frac{1}{R_{Puffer}} + \frac{1}{R_{Fe}} + \frac{1}{R_{Co}} \right)^{-1}$

$$\Delta R_{ges} = \frac{\partial R_{ges}}{\partial R_{Fe}} \Delta R_{Fe} + \frac{\partial R_{ges}}{\partial R_{Co}} \Delta R_{Co} = \left( \frac{\Delta R_{Fe}}{R_{Fe}^2} + \frac{\Delta R_{Co}}{R_{Co}^2} \right) R_{ges}^2$$



**Abb. 6.7:** Magnetowiderstand einer Fe/Cr/Au/Co-Probe. Der der umgekehrten Feldpolung entsprechende Teil wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen.

Wenn man sich die MR-Kurven allerdings etwas genauer anschaut (Abb. 6.7), dann fällt auf, daß die GMR-Amplitude für  $I \perp B$  mit ca.  $2 \times 10^{-5}$  deutlich kleiner ausfällt als für  $I \parallel B$  mit ca.  $5 \times 10^{-5}$ . Auch der AMR-Peak des Kobalts ist in der  $I_{\perp}$ -Orientierung kleiner. Außerdem kann man ein leichtes Ansteigen des Widerstandes erkennen, wenn das Feld von Sättigung kommend kleiner wird. Es kommt daher der Verdacht auf, daß der in Abb. 6.7 für die MR-Messung verwendete Feldbereich von 40 mT nicht zur Sättigung ausreicht, obwohl die Magnetisierung der Proben bei 40 mT in der MOKE-Kurven völlig gesättigt aussieht. MR-Messungen mit größerem Feldbereich in Abbildung 6.8 zeigen tatsächlich ein völlig anderes Verhalten für die beiden Stromorientierungen. Während sich bei  $I \parallel B$  der Widerstand mit von 0,2 T auf Null abnehmendem Feld nicht ändert, nimmt er bei  $I \perp B$  deutlich um ca. 0,06 ‰ zu. Auch für  $I$  unter  $45^{\circ}$  zu  $B$  in schwerer und leichter magnetischer Achse ähneln die MR-Kurven denen mit  $I \perp B$ .



**Abb. 6.8:** Magnetowiderstandskurve wie in Abbildung 6.7 nur mit größerem Feldbereich. Mit Änderung der Magnetfeldauflösung treten Knicke in den Kurven auf, die durch die Temperaturdrift bedingt sind.

Das unterschiedliche MR- und Magnetisierungsverhalten für verschiedenen Feldrichtungen relativ zur Leiterbahn ist möglicherweise durch Domäneneffekte bedingt. Die verschiedenen Richtungen des Magnetfelds könnten unterschiedliche Domänengeometrien zur Folge haben. Eventuell spielen dabei Abschlußdomänen oder Oxidationsprozesse an den

Rändern der Streifen eine Rolle. Domänenbildung hat wegen der spinabhängigen Streuung an den Domänenwänden eine Widerstandszunahme zur Folge. Dazu kommt ein AMR-Effekt, der je nach Stromrichtung unterschiedliches Vorzeichen hat. Es kann also sein, daß sich für  $I_{\parallel}$  Domänenwand-MR und AMR gerade gegenseitig kompensieren, während sie sich für  $I_{\perp}$  aufsummieren. Das würde aber nicht erklären, warum der GMR-Effekt für beide Richtungen unterschiedlich ausfällt. Eine denkbare Erklärung für die Richtungsabhängigkeit des GMR ist eine Überlagerung mit AMR entweder wegen eines richtungsabhängigen Magnetisierungsverhaltens oder einer geringen senkrechten Grenzflächenanisotropie, verbunden mit schwacher AF-Kopplung. Letzteres kann bewirken, daß sich die Magnetisierungen im Bereich der AF-Ausrichtung leicht aus der Schichtebene drehen.

Obwohl man wegen der komplizierten Geometrieabhängigkeit des Magnetowiderstands und der möglichen Überlagerung des GMR-Effektes durch den deutlich größeren AMR-Effekt nicht sagen kann, wie groß der inverse GMR genau ist, kann man trotzdem sicher sein, daß die Proben tatsächlich einen inversen GMR-Effekt zeigen, da das Ummagnetisieren des Fe immer mit einer Widerstandsabnahme verbunden ist. Wir haben dies an 6 Proben und in vier verschiedenen Geometrien gemessen. Diese waren  $B_{ext}$  in leichter Achse mit  $I \perp B$ ,  $I \parallel B$  und  $I$  unter  $45^\circ$  zu  $B$  und  $B_{ext}$  in schwerer Achse mit  $I$  unter  $45^\circ$  zu  $B$ .

Eine andere Erklärungsmöglichkeit für die Widerstandsabnahme beim Ummagnetisieren des Fe wäre die starke Anisotropie des Widerstandes in hcp-Kobalt <sup>2</sup> in Kombination mit magnetoelastischer Kopplung, was wegen der magnetischen Entkopplung der Schichten ausscheidet. Auch eine mögliche deutliche Vergrößerung der Domänen und damit ein geringerer Domänenwandwiderstand verbunden mit der antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungen ist wenig realistisch.

### 6.5.3 Shunting

Der MR-Effekt wird durch den dicken Puffer ziemlich klein, deshalb ist es wünschenswert, den Shunting-Effekt zur besseren Vergleichbarkeit der Daten herauszurechnen. Da die Schichtdicken im Bereich der freien Weglängen der Elektronen von einigen hundert Å liegen, leistet die Grenzflächenstreuung einen wesentlichen Beitrag zum Widerstand, und man darf die Schichten nicht einfach als Parallelwiderstände ansehen. So beträgt der aus den Volumenleitfähigkeiten als Parallelschaltung der Schichtwiderstände berechnete Widerstand der Proben nur  $2\Omega$ , wogegen wir  $20\Omega$  gemessen haben <sup>3</sup>. Man muß daher zum Berechnen des Widerstands z. B. das Camley-Barnas-Modell [35] verwenden und braucht

---

<sup>2</sup>Der Widerstand in Richtung der c- bzw. a-Richtung sind um einen Faktor zwei verschieden.

<sup>3</sup>Unter Verwendung der Fuchs-Sondheimer-Formel:  $\rho = \rho_0[1 + \frac{3l_0}{8d}]$  für den Widerstand dünner Schichten würde eine Erhöhung des spezifischen Widerstands um einen Faktor 10 eine freie Weglänge im Volumen  $l_0$  von ca. 24-facher Schichtdicke, d. h. bei 500Å Schichtdicke 12000 Å bedeuten.

dazu die freien Weglängen in den verschiedenen Schichten und die Transmissions- bzw. Reflektionskoeffizienten der Elektronen an den Grenzflächen. Diese Berechnung führt zu einem sehr unsicheren Ergebnis, wegen der vielen unbekannt Parameter, die man nur durch systematische Variation der Schichtdicken bestimmen kann. Die Größe des Shunting muß also abgeschätzt werden. Am Besten wäre es, den Widerstand des einzelnen Puffers mit dem vom Schichtsystem mit Puffer zu vergleichen. Leider ist der Unterschied dieser Widerstände aber kleiner als der Meßfehler von  $\pm 2\Omega$ , der aufgrund der Ungenauigkeit der Kontaktierungen entsteht. Eine andere Abschätzungsmethode besteht im Vergleich des AMR einer Probe ohne Puffer mit dem einer Probe mit Puffer und man erhält damit eine Verkleinerung aller MR-Effekte durch Shunting um etwa einen Faktor 10. Daraus folgt für den hier beobachteten inversen GMR-Effekt ohne Shunting etwa eine Größe von 0,5‰.

Die Größe des gefundenen GMR-Effektes kann auch gut durch Vergleich mit bekannten, unter gleichen Bedingungen hergestellten Systemen, abgeschätzt werden. Fe/Cr/Fe-Proben mit ähnlicher Qualität und gleicher Pufferdicke, die von D. Olligs [36] hergestellt wurden, zeigen einen GMR-Effekt von 0,5 bis 1‰ je nach Grenzflächenrauigkeit. Fe/Cr/Co-Proben (siehe Abschnitt 8) weisen einen GMR von 0,3 ‰ auf. Dies bedeutet, daß der inverse Effekt etwa um eine Größenordnung kleiner ist als der normale.

Der inverse GMR-Effekt sollte im einfachsten Modell das geometrische Mittel des normalen GMR von vergleichbaren Fe/Cr/Fe und Co/Au/Co Proben sein. Da Fe/Cr/Fe und Co/Au/Co [37] beide einen großen normalen GMR zeigen, ist es nicht direkt verständlich, wieso der inverse GMR in Fe/Cr/Au/Co viel kleiner ausfällt. Man muß dabei allerdings bedenken, daß die zusätzliche Cr/Au-Grenzfläche, falls die Elektronen an ihr stark gestreut werden, den GMR beträchtlich verringern kann.

## 7 Fe/Cr/Au/Fe

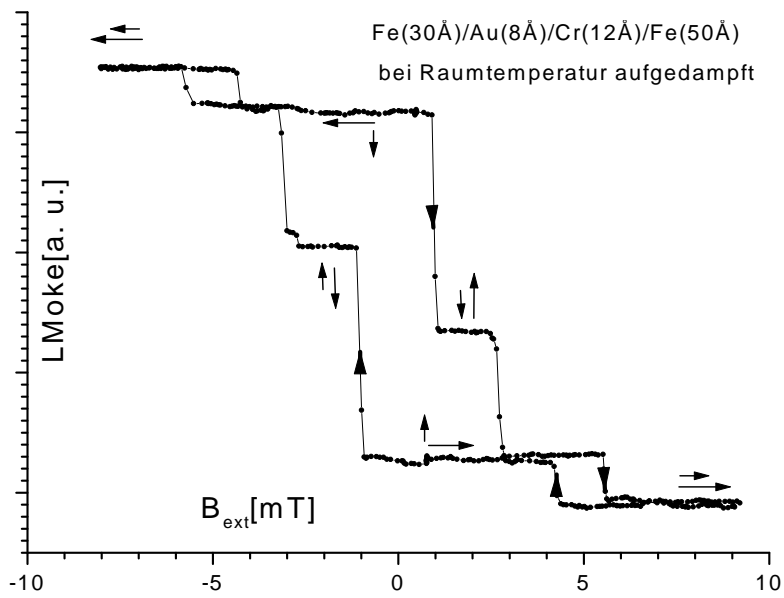
Das Kopplungsverhalten von Fe/Cr/Au/Fe wurde vor kurzem untersucht [13]. Man fand, daß die Kopplung bei Variation der Chromdicke mit kurzer Periode von ca. 2Å oszilliert und mit zunehmender Golddicke rasch abnimmt. Wir haben dieses Verhalten durch MOKE-Messung an einem Keil mit variabler Golddicke bestätigt gefunden. Widerstandsmessungen an bei Raumtemperatur hergestellten Proben mit einer Chromdicke von 15Å und einer Golddicke von 8Å<sup>1</sup> ergaben im Rahmen der Meßgenauigkeit von ±0,2‰ keinen GMR-Effekt (siehe Abbildung 7.2). Unterhalb einer Feldstärke ca. 4 mT tritt eine 90°-Ausrichtung der Magnetisierungen ein, was einer im Vergleich zur Koerzitivfeldstärke von ca. 3 mT für unter gleichen Bedingungen hergestellten Eiseneinzelschichten einer recht schwacher 90°-Kopplung entspricht (siehe Abbildung 7.1). Da die andere Eisenschicht die Magnetisierung erst beim Umkehren des Magnetfeldes ändert, ist eine mögliche 180°-Kopplung noch schwächer als die 90°-Kopplung.

Der nicht beobachtbare GMR-Effekt dieser Proben steht im Einklang mit dem sehr kleinen GMR-Effekt in Fe/Au/Fe [38] [39]. Wie beim Fe/Cr/Au/Co zeigt eine bei Temperaturen von 150° hergestellte Probe ein völlig anderes Kopplungs- und MR-Verhalten (siehe Abschnitt 9).

---

<sup>1</sup>Viel größere Golddicken ergaben entkoppelte oder schwach ferromagnetisch gekoppelte Schichten ohne für GMR-Messungen nötige antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen.





**Abb. 7.1:** Ummagnetisierungskurve einer bei Raumtemperatur hergestellten Fe/Au/Cr/Fe-Probe

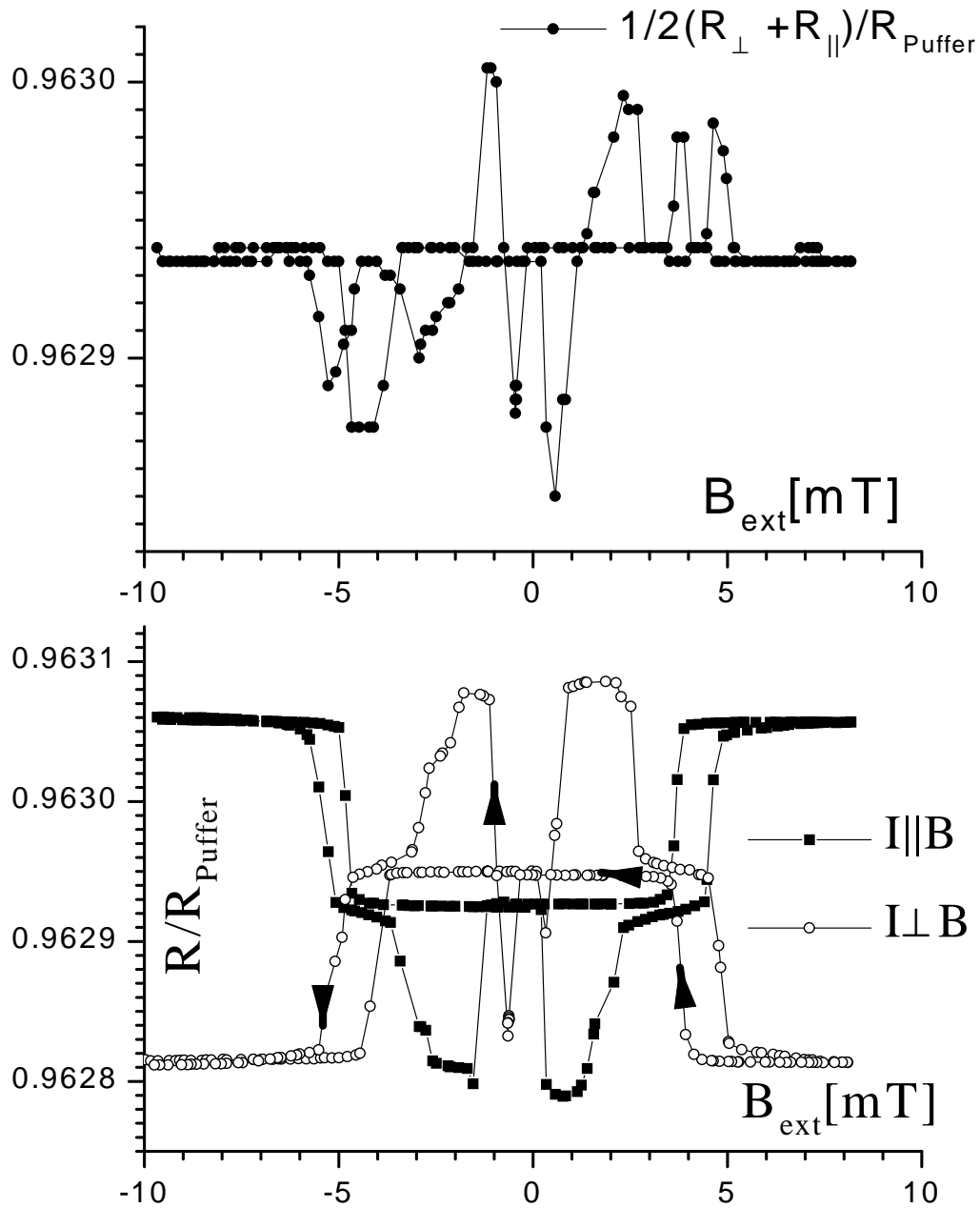
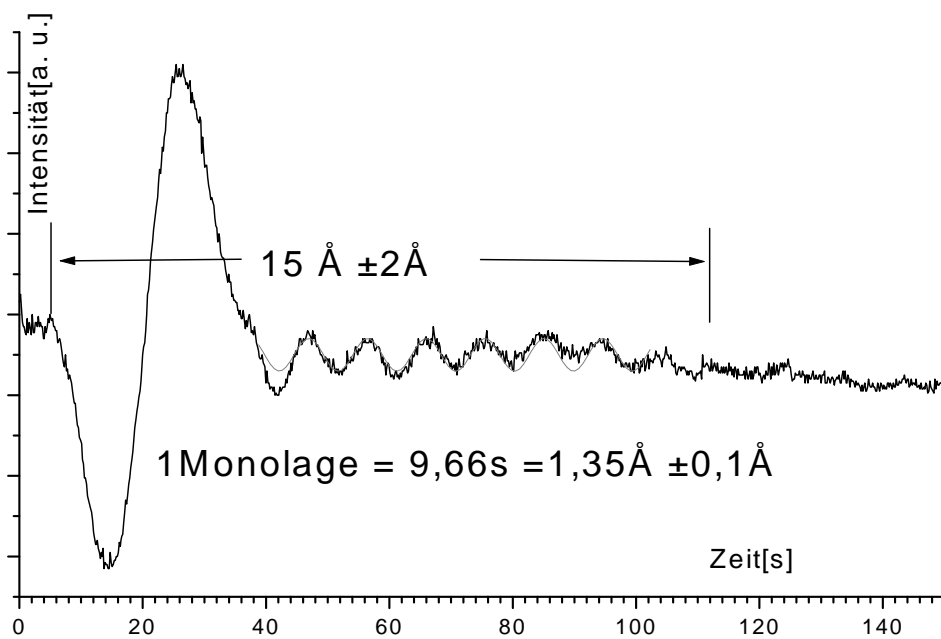


Abb. 7.2: Magnetowiderstand einer bei Raumtemperatur hergestellten Fe/Au/Cr/Fe-Probe

## 8 Fe/Cr/Co

Eisen und Chrom wurden bei einer Temperatur von 150°C aufgedampft. Wachstum, Anisotropie- und Kopplungsverhalten von Fe/Cr/Co wurden in [12] untersucht und dabei die bereits in Abschnitt 6.2 und 6.3 beschriebene Aufwachsorientierung und magnetische Anisotropie gefunden. Die Kopplung zeigt nach [12] im wesentlichen eine dem Fe/Cr/Fe ähnliche lange Oszillationsperiode, wobei das Ummagnetisierungsverhalten, bedingt durch Domäneneffekte recht kompliziert ist. Wir haben an 4 Keilproben mit Zwischenschichtdicken von 5 bis 40Å orts aufgelöste Ummagnetisierungsmessungen gemacht und gefunden, daß die Kopplung in allen 4 Proben recht verschieden ist. Es gibt auf allen Proben entkoppelte und ferromagnetisch sowie antiferromagnetisch koppelnde Bereiche, und die Kopplungsstärken, die bei verschiedenen Chromdicken auftreten, sind sehr unterschiedlich. Das lagenweise Wachstum des Kobalts in hcp-Struktur und mit  $(11\bar{2}0)$ -Oberfläche konnte durch Aufnahme von RHEED-Oszillationen im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt werden. Die gemessene Oszillationsperiode von 1,35 Å (siehe Abb. 8.1) stimmt in etwa mit der Monolagendicke von  $a/2 = 1,255\text{Å}$  der  $(11\bar{2}0)$ -Kobaltebenen im Volumen überein. (001)-fcc-Kobalt hat dagegen eine Monolagendicke von 1,77Å, was deutlicher von dem gemessenen Wert abweicht. Widerstandsmessungen wurden an 2 Proben mit 12Å Zwischenschichtdicke durchgeführt. Die Kopplung ist antiferromagnetisch mit einem Ummagnetisierungsfeld  $\mu_0 H_C$  von ca. 100 mT (Abbildung 8.2). Die Proben zeigen einen normalen GMR-Effekt von ca. 0,3‰, was ca. die Hälfte des GMR in epitaktischen Fe/Cr/Fe-Schichten mit gleichem Puffer [36] ist. Die Co/Cr-Grenzfläche hat also offensichtlich das gleiche Vorzeichen der spinabhängigen Streuung wie Fe/Cr.



**Abb. 8.1:** Rheed-Oszillationen von Co auf Cr(001)

Die gefundenen Monolagendicke von  $1,35 \pm 0,1 \text{ \AA}$  stimmen innerhalb des Fehlers mit dem theoretischen wert von  $1,255 \text{ \AA}$  von  $(11\bar{2}0)$ -Co überein.  $\text{fcc}(001)$ -Co hat dagegen eine Monolagendicke von  $1,77 \text{ \AA}$ .

Man sieht auch eine starke Relaxation innerhalb der ersten  $5 \text{ \AA}$ .

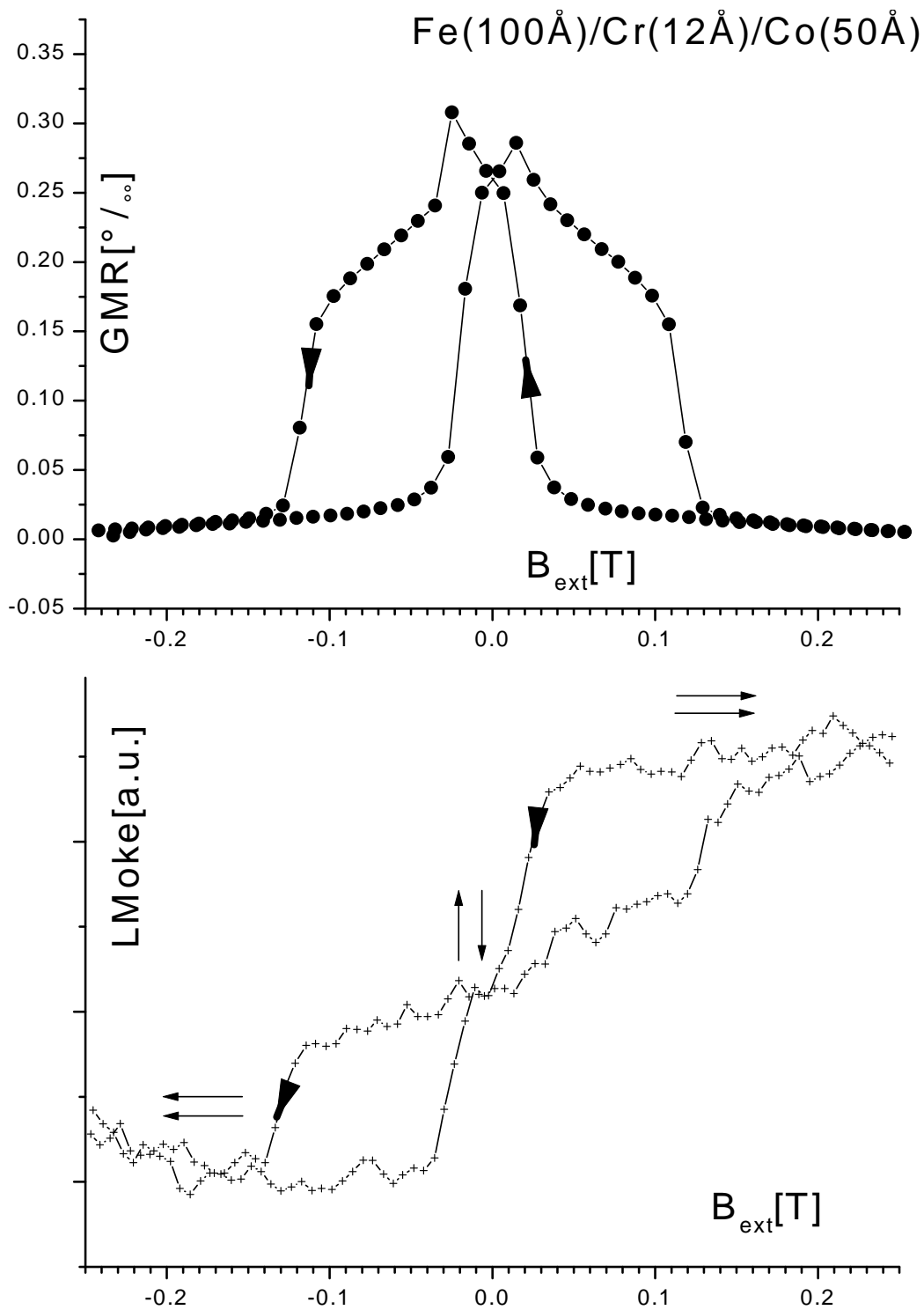


Abb. 8.2: GMR und Ummagnetisierungsverhalten von Fe/Cr/Co

## 9 Bei 150° aufgedampfte Proben

Eine Fe/Cr/Au/Co- und Fe/Cr/Au/Fe-Probe, bei denen die Zwischenschicht bei 150°C hergestellt wurde, zeigten ein völlig anderes Kopplungs- und MR-Verhalten als die Raumtemperaturproben. Beide Proben koppeln antiferromagnetisch und die Kopplungsstärke ist deutlich größer (siehe Abbildung 9.1 bzw. 9.2) als in den Raumtemperaturproben. Das andere Kopplungsverhalten kann man dadurch erklären daß wegen der höheren Temperaturen die Oberflächen glatter werden. Da die Kopplung bei Variation der Schichtdicken mit einer kurzen Periode von ca. 2Å oszilliert, mitteln sich, wenn die Rauigkeit senkrecht zur Schichtebene mehr als 2Å beträgt, ferro- und antiferromagnetische Kopplung gegeneinander weg. So ist z. B. von Fe/Cr/Fe bekannt, daß die kurze Oszillationsperiode nur bei Proben auftritt die bei ca. 150° hergestellt werden und nicht bei Raumtemperaturproben [40].

Wie man in den Magnetowiderstandskurven in Abbildung 9.2 bzw. 9.1 sieht zeigen die Proben, im Gegensatz zu den Raumtemperaturproben, einen deutlichen normalen GMR-Effekt. Eine Erklärungsmöglichkeit hierfür könnte daß Vorhandensein von Chrom an der Au/Fe- bzw. Au/Co-Grenzfläche aufgrund von Legierungsbildung oder Interdiffusion sein, da sich Chrom-Gold-Legierungen im Volumen schon bei relativ tiefen Temperaturen bilden [34].

Um dies zu überprüfen wurde die Goldoberfläche mit Augerelektronenspektroskopie untersucht. Es ergab sich dabei kein Hinweis auf Legierungsbildung und kein meßbarer Unterschied zwischen 150°- und Raumtemperaturproben. Bei den dünnen Goldstärken von 15Å, bei denen der GMR-Effekt gemessen wurde, ist das Augersignal der darunterliegenden Chromschicht allerdings noch sehr groß, sodaß ein Vorhandensein von geringen Mengen Chrom an der Oberfläche im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht ausgeschlossen werden kann.

Ein nachträgliches einstündiges Tempern der Proben bei 300°ergab dagegen eine meßbare Interdiffusion und auch bei einer Fe/Cr/Au/Fe-Raumtemperaturprobe einen normalen GMR-Effekt. Dies ist zumindest ein Hinweis auf die Wichtigkeit kleiner Fe-Verunreinigungen an der Grenzfläche.

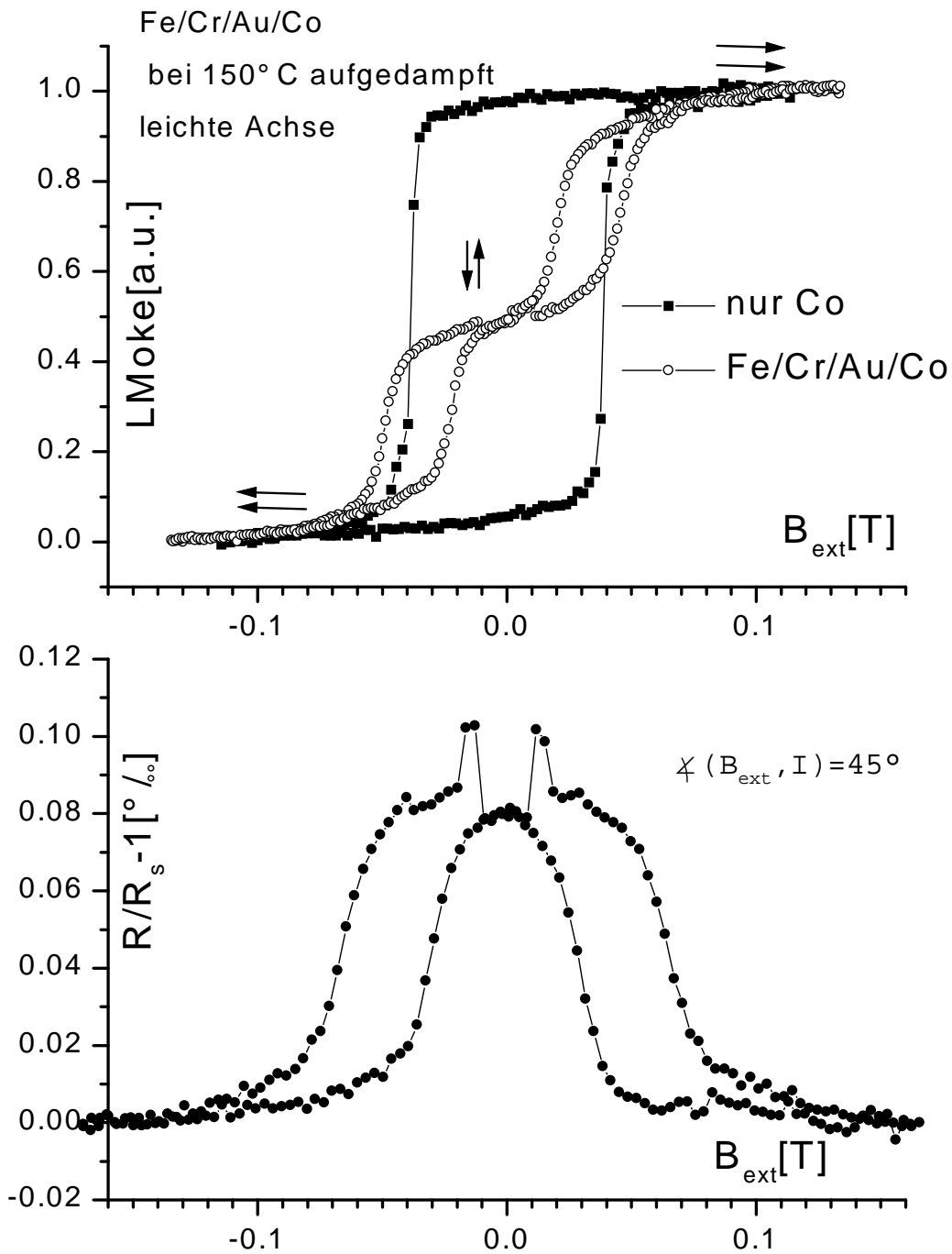


Abb. 9.1: GMR und Ummagnetisierung von bei 150°C hergestellten Fe/Cr/Au/Co Schichten

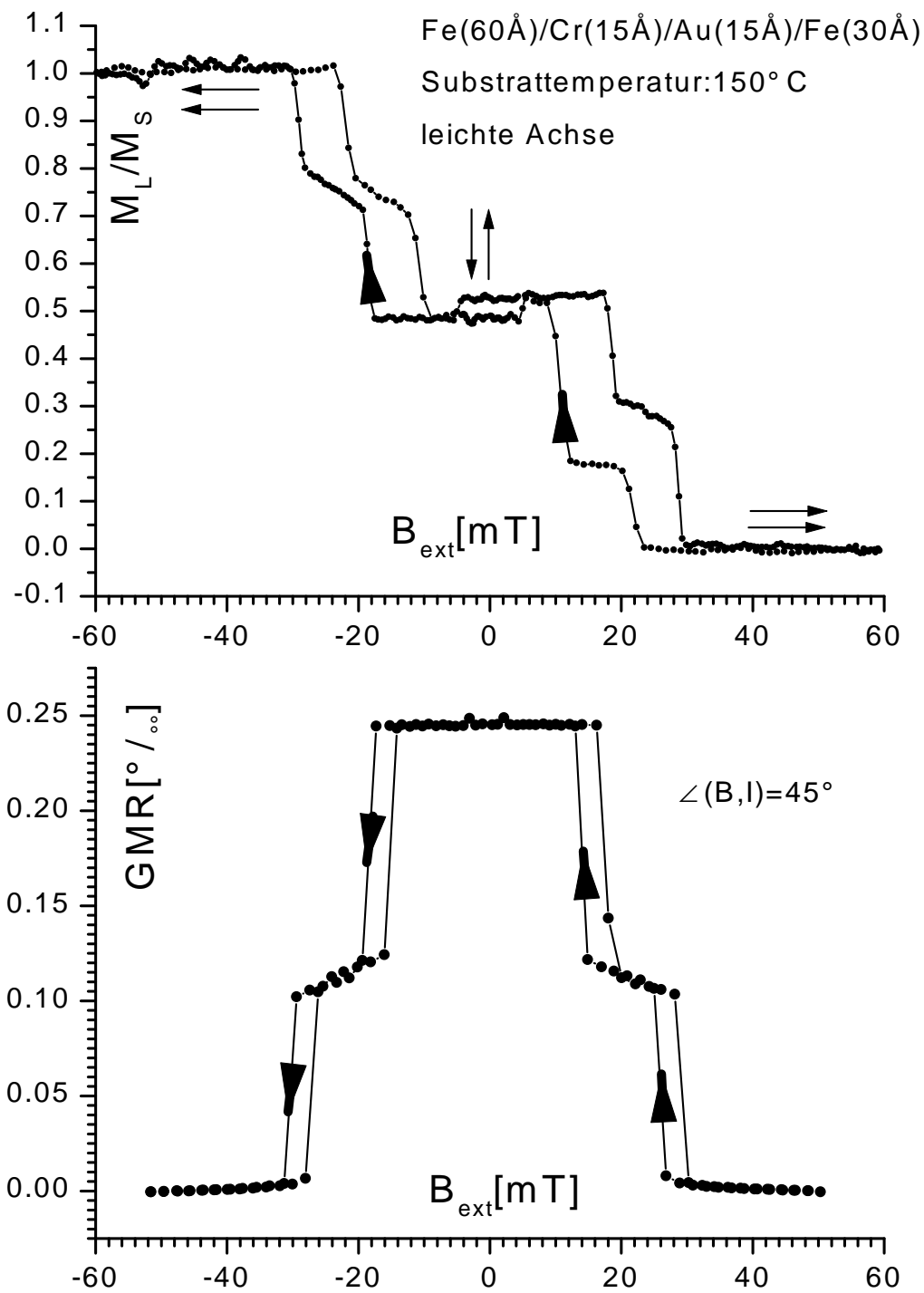


Abb. 9.2: Ummagnetisierungsverhalten und GMR einer bei 150° hergestellten Fe/Cr/Au/Fe-Probe



# 10 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Kopplungs- und Magnetowiderstandsverhalten von Fe/Cr/Au/Co-, Fe/Cr/Au/Fe-, und Fe/Cr/Co- Schichtsystemen untersucht, die mit MBE-Technik hergestellt wurden. Das lagenweise und geordnete Wachstum der Schichten wurde mit RHEED überprüft.

An Fe/Cr/Au/Co-Schichtsystemen haben wir einen inversen GMR-Effekt gefunden, der um etwa eine Größenordnung kleiner als der GMR-Effekt in vergleichbaren Fe/Cr/Fe-Schichten war. Die nichtmagnetischen Zwischenschichten wurden bei Raumtemperatur und mit einer Dicke von 15Å für das Chrom bzw. 15 bis 35Å für das Gold hergestellt. Die magnetischen Schichten waren entkoppelt und eine antiferromagnetische Ausrichtung der Magnetisierungen war durch die unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken von Kobalt und Eisen bedingt. Da das Ummagnetisierungsverhalten und die Größe des inversen GMR-Effektes von der relativen Orientierung vom Magnetfeld zur Richtung der Leiterbahnen abhängt, sind zusätzliche Experimente nötig, um dieses unverstandene Verhalten zu erklären und die genaue Größe des GMR-Effekt zu bestimmen.

Weitere Ergebnisse sind ein normaler GMR-Effekt in Fe/Cr/Co, der etwa halb so groß wie in Fe/Cr/Fe war und ein nicht beobachtbarer GMR-Effekt in Fe/Cr/Au/Fe.

Fe/Cr/Au/Co und Fe/Cr/Au/Fe Proben, bei denen die Zwischenschichten auf einem mit 150° etwas heißerem Untergrund aufgedampft wurden, zeigten ein von den Raumtemperaturproben völlig verschiedenes Kopplungs- und Magnetowiderstandsverhalten. Ein deutlicher normaler GMR-Effekt in diesen Proben ist möglicherweise durch das Vorhandensein von Chrom an der Au/Co- bzw Au/Fe-Grenzfläche erklärbar, obwohl dies mit Auger-Elektronenspektroskopie nicht meßbar war.

# Literaturverzeichnis

- [1] C. F. Majkrzak et al. Observation of a magnetic antiphase domain structure with long-range order in a synthetic Gd-Y superlattice. *Physics Review Letters*, 56(25):2700, 1986.
- [2] M. B. Salamon et al. Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer. *Physics Review Letters*, 56(3):259, 1986.
- [3] P. Grünberg et al. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Physical Review B*, 57:2442, 1986.
- [4] P. Baumgart, B. A. Gurney, et al. The role of spin-dependent scattering in Fe/Cr giant magnetoresistance multilayers. *Journal of Applied physics*, 69:4792, 1991.
- [5] B. A. Gurney et al. Influence of Au and Ag at the interface of sputtered giant magnetoresistance Fe/Cr multilayers. *IEEE Transactions on Magnetism*, 26:2747, 1990.
- [6] S. S. P. Parkin. Origin of enhanced magnetoresistance of magnetic multilayers: spin dependent scattering from magnetic interface states. *Physics Review Letters*, 71(10):1641, 1993.
- [7] K. P. Wellock et al. The role of interface impurities in Co/Cu giant magnetoresistance multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140-144(1):585, 1995.
- [8] S. S. P. Parkin. Magnetotransport in transition metal multilayered structures. *Matematisk-Fysiske meddelelser konglige Danske Videnskabernes Selskab*, 45:114, 1997.
- [9] P. Zahn, J. Binder, I. Mertig, et al. Origin of giant magnetoresistance: bulk or interface scattering. *Physics Review Letters*, 80(19):4309, 1998. theory.
- [10] S. Di Nunzio et al. Epitaxial growth of Co/Cu(001) superlattices on sapphire substrates. *Thin Solid Films*, 279:180, 1996.

- [11] B. L. Johnson and R. E. Camley. Theory of giant magnetoresistance effects in Fe/Cr multilayers: Spin-dependent scattering from impurities. *Physical Review B*, 44:9997, 1991.
- [12] K. Theis-Bröhl et al. Magnetic exchange-coupling effects in asymmetric trilayer structures of MBE-grown Co/Cr/Fe. *Physical Review B*, 53:11613, 1996.
- [13] D. E. Bürgler et al. In-plane momentum conservation in Fe/Cr/Au/Fe(001) layered structures. *Physical Review B*, 60(3):in press, 1999.
- [14] J. C. A. Huang et al. Epitaxial growth and structure characterization of single-crystal Co(1 $\bar{1}$ 20) films on Cr(001) surfaces. *Journal of Crystal Growth*, 139:363, 1994.
- [15] S. Oikawa et al. Structure and magnetic anisotropy in MBE-grown Au/Co/Au sandwich films on MgO substrate. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 156:73, 1996.
- [16] J. M. George et al. Inverse spin-valve-type magnetoresistance in spin engineered multilayer structures. *Physics Review Letters*, 72:408, 1994.
- [17] J.-P. Renard et al. Inverse giant magnetoresistance. *Journal of Applied physics*, 79:5270, 1996.
- [18] C. Vouille et al. Inverse CPP-GMR in (A/Cu/Co/Cu) multilayers (A=NiCr, Fe-Cr,FeV) and discussion of the spin asymmetry induced by impurities. *Journal of Applied physics*, 81:4573, 1997.
- [19] P. S. Bechtold. Magneto-optische Effekte: Phänomenologische Beschreibung und Anwendungen. In *30. IFF Ferienkurs*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [20] R. Vollmer. Lineare und nichtlineare Magnetoptik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten. In *30. IFF Ferienkurs*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [21] K. Postava et al. Linear and quadratic magneto-optical measurements of the spin reorientation in epitaxial Fe films on MgO. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 172:199, 1997.
- [22] R. C. Jones. . *J. Opt. Soc. Am.*, 31:488, 1941.
- [23] K. Postava et al. Magneto-optical measurement of magnetisation reversal in nanometer scale sputtered Fe thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 163:8, 1996.

- [24] R. M. Osgood et al. Magneto-optic constants of hcp and fcc Co films. *Physical Review B*, 56:2627, 1997.
- [25] A. V. Sokolov. *Optical Properties of Metals*, chapter Magneto-optical Phenomena, page 251. 1961.
- [26] P. Grünberg. Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit. In *30. IFF Ferienkurs*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [27] D. E. Bürgler. Zwischenschichtaustauschkopplung: Abhängigkeit vom Schichtaufbau und der Qualität der Grenzflächen. In *30. IFF Ferienkurs*. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [28] J. C. Slonczewski. Loose-spin. *Journal of Applied physics*, 73:5957, 1993.
- [29] M. Viret et al. Spin scattering in ferromagnetic thin films. *Physical Review B*, 53:8464, 1996.
- [30] J. Smit. Magnetoresistance of metals and alloys at low temperatures. *Physica*, 16:612, 1951.
- [31] T. R. McGuire and R. I. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetism*, 11:1018, 1975.
- [32] I. A. Campbell and A. Fert. Transport properties of ferromagnets. In E. P. Wohlfarth, editor, *Ferromagnetic Materials 3*. North Holland Publishing Company, 1982.
- [33] J. M. Van Hoove et al. . *J. Vac. Sci. Technol.*, B3:563, 1985.
- [34] T. B. Massalski. *Binary Alloy Phase Diagrams*, volume 1, page 355. ASM International, 1990.
- [35] R. E. Camley and J. Barnas. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling. *Physics Review Letters*, 63:664, 1989.
- [36] D. Olligs et al. Unveröffentlichtes Poster, 1999.
- [37] V. Grolier et al. Unambiguous evidence of oscillatory magnetic coupling between Co layers in ultrahigh vacuum grown Co/Au(111)/Co trilayers. *Physics Review Letters*, 71:3023, 1993.
- [38] P. Grünberg. private Mitteilung.

- [39] K. Shintaku et al. Magnetoresistance effekt and interlayer exchange coupling in epitaxial Fe/Au(100) and Fe/Au(111) multilayers. *Physical Review B*, 47:14584, 1993.
- [40] J. A. Wolf et al. Interlayer coupling of Fe films across Cr interlayers and its relation to growth and structure. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 121:253, 1993.

# 11 Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. P. Grünberg und Prof. Dr. W. Eberhardt für die Aufnahme in die Forschungsgruppe und die Vergabe dieser Diplomarbeit danken. Herrn D. Olligs und R. Schreiber danke ich für die Einweisung in die Benutzung der MBE-Anlage und der Meßaufbauten. Herrn Dr. C. Sauer danke ich für seine Betreuung im Anfangsstadium der Diplomarbeit. Herrn F. Voges, P. Rottländer und Dr. D. Bürgler möchte ich für ihre Hilfsbereitschaft und technischen und wissenschaftlichen Rat danken. Herrn P. Rottländer, J. Wingbermhühle und M. Breidbach gilt mein Dank für das Korrekturlesen. Schließlich möchte ich mich bei allen Mitarbeitern für das angenehme und offene Arbeitsklima bedanken.

---

Ich versichere hiermit, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt habe und dabei keine anderen als die angeführten Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Jülich, den 25. August 1999,

Matthias Buchmeier