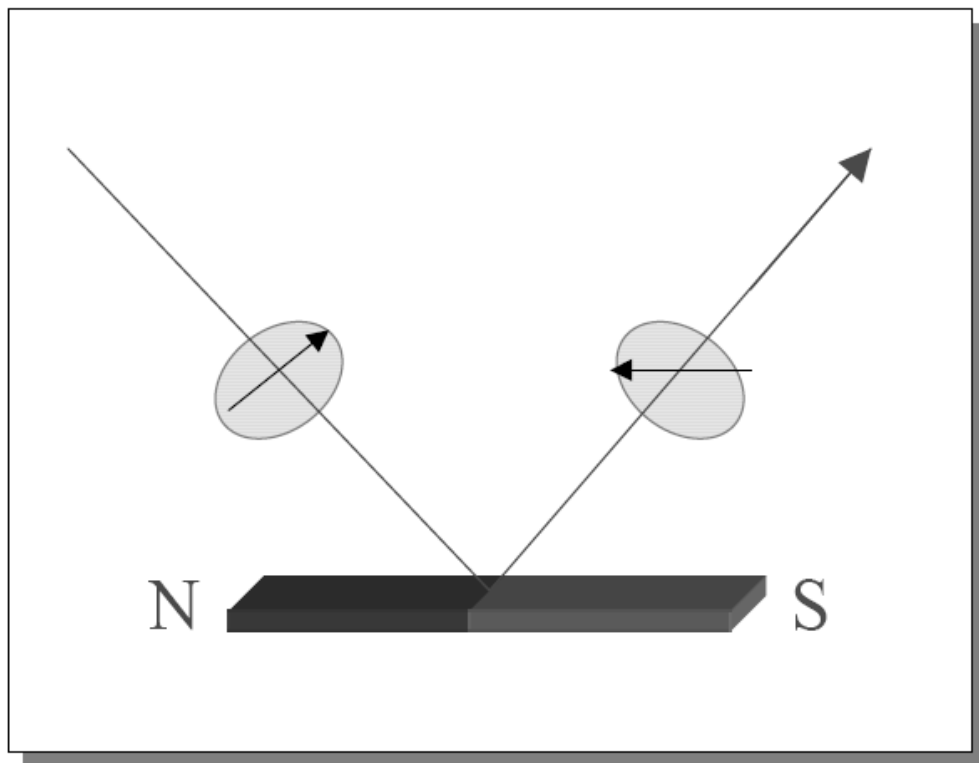


Magnetooptischer Kerr-Effekt

Kerr-Magnetometrie und -Mikroskopie



Autor: M.Pratzer
Überarbeitet: T. Methfessel 2005, 2006, 2008

Für Rückfragen:

Betreuer:

kutnyadi@uni-mainz.de, WA Magnetismus

Raum 03-530

Tel.:06131/39-25412

Homepage:

www.uni-mainz.de/FB/Physik/Magnetismus

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Stichworte und Fragen zur Vorbereitung	4
3	Literaturhinweise	5
4	Versuchsaufgaben	5
4.1	Versuchsauswertung	6
5	Ferromagnetismus	7
6	Zum Versuchsaufbau	9
6.1	Der physikalische Effekt	11
6.2	Die Meßmethode	11
6.3	Meßergebnisse	13
6.4	Prinzipieller Aufbau eines Kerr-Mikroskops	13

1 Einleitung

31 Jahre nachdem Michael Faraday 1845 entdeckte, daß Licht seinen Polarisationszustand beim Durchgang durch ein ferromagnetisches Medium ändert, fand John Kerr (1824-1907), daß linear polarisiertes Licht, das an den Polschuhen eines Magneten reflektiert wird, seinen Polarisationszustand in Abhängigkeit der Stärke des vom Magneten erzeugten Feldes ebenfalls ändert. Er hatte damit das Analogon zum Faraday-Effekt in Reflexion entdeckt. Erste Anwendungen fand der Kerr-Effekt dann in den sechziger Jahren dieses Jahrhunderts. Mit der fortschreitenden Entwicklung der Magnetspeichermedien, vor allem zur Speicherung von Computerdaten, wuchs das Interesse an magnetischen dünnen Schichten. Zur Untersuchung dieser Schichten erwies sich der Kerr-Effekt als ideal. Schon wenige Monolagen eines magnetisierten Materials erzeugen eine meßbare Änderung der Polarisation. Ein Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Intensität des eingestrahnten Lichts niedrig ist und somit die Probe in ihren Eigenschaften nicht verändert wird (z.B. durch thermische Effekte). So wurde die Messung des Kerr-Effektes zu einer Standardmethode bei der magnetischen Charakterisierung dünner und ultradünner magnetischer Schichten.

Derartige ultradünne magnetische Schichten finden sich vielfach in modernen Massenspeichern. So wird das magnetfeldsensitive Element eines Schreib/Lesekopfes einer modernen Festplatte aus zwei miteinander gekoppelten magnetischen Schichten gebildet. Die Kopplung ferromagnetischer Schichten über eine nicht-magnetische Zwischenschicht führt in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke zu einer abwechselnd parallel und antiparallel ausgerichteten Magnetisierung, wie P. Grünberg 1986 erstmals nachwies. Durch eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung erhöht sich der elektrische Widerstand. Wenn man durch genügend große äußere Felder die Kopplung überwindet und die Schichtmagnetisierung parallel zum Feld ausrichtet, sinkt der Widerstand entsprechend ab. Dieser sogenannte Riesenmagnetowiderstandseffekt wird in zahlreichen Anwendungen, u.a. auch in dem oben angesprochenen Schreib/Lesekopf ausgenutzt.

Ziel des Praktikumsversuches ist es, den Einfluß der Magnetisierung reflektierender Metalloberflächen auf die Polarisations-eigenschaften des reflektierten Lichtes zu bestimmen. Hierbei sollen verschiedene Dünnschichtproben (Eisen, Trafoblech) sowie eine Fe/Cr/Fe-Multilayerprobe hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften untersucht werden und mit Hilfe eines Kerr-Mikroskops magnetische Domänen sichtbar gemacht werden.

Der Praktikumsversuch ist 2-tägig vorgesehen. Am ersten Tag werden notwendige Kalibrationen vorgenommen, sowie Kerrdrehung bzw. Kerrelliptizität der Dünnschichtproben bestimmt. Beim zweiten Versuchstag sollen Magnetisierungskurven für eine Multilayerprobe (Fe/Cr/Fe) für verschiedene Cr-Zwischenschichtdicken aufgenommen werden. Nach kurzem Umbau werden die magnetischen Eigenschaften auch ortsaufgelöst mit einem Kerr-Mikroskop betrachtet. Durch das sog. Dif-

ferenzbildverfahren können die magnetischen Domänen sehr gut sichtbar gemacht werden.

Die vorliegende Kurzanleitung fasst die experimentellen Methoden und theoretischen Grundlagen knapp zusammen. Für ein umfassendes Verständnis, speziell Magnetismus, sollte weitere Literatur herangezogen werden.

2 Stichworte und Fragen zur Vorbereitung

Laserdiode, Photodiode, Operationsverstärker, Lock-In-Meßtechnik, magnetooptischer Kerr-Effekt/Faraday-Effekt, Kerr-Mikroskop/Magnetometer, Magnetismus, indirekte Austauschkopplung

- Was versteht man unter Ferro-, Para, Dia- und Antiferromagnetismus?
- Welche Arten des magnetooptischen Kerr-Effekts gibt es und wie wird der Effekt quantitativ beschrieben?
- Welche Kenngrößen gibt es und wie hängen sie mit den Komponenten des dielektrischen Tensors zusammen?
- Wie kann die Größe des Effekts beeinflusst werden (Material, Antireflexschicht, Substratmaterial bei dünnen Schichten)?

Speziell zum 2. Versuchstag

- Welche Kopplungen von magnetischen Momenten gibt es?
- Was versteht man unter indirekter Austauschwechselwirkung und wie kommt sie zustande?
- Welche Magnetisierungskurven erwartet man bei einem Dreilagensystem (ferromagnetische Lage / nicht ferromagnetische Lage / ferromagnetische Lage)?
- Wie hängt die indirekte Austauschkopplung von der Zwischenschichtdicke ab?
- Wie funktioniert ein Kerr-Mikroskop?

3 Literaturhinweise

- H. Ibach / H. Lüth, Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen, Springer Verlag 1999.
- H. Hornauer, Tri Marji Atmono und K. Röhl, J. Magn. Mater. 83, 551 (1990).
- J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and S. D. Bader, J. Magn. Mater. 89, 107 (1990)
- Y. Suzuki, M. Ohiraki, H. Kikuchi, T. Katayama, and N. Koshizuka, IEEE Trans. J. Magn. Jap. 5 (1990)
- Kittel, Einführung in die Festkörperphysik Kap. 15R. Oldenburg Verlag, München 1983
- P. Grünberg, 30. IFF Ferienkurs Magnetische Schichtsysteme, Kap. B9
- S. Chikazumi, Physics of Magnetism, J. Wiley & Sons, New York 1964.

4 Versuchsaufgaben

1. Versuchstag:

1. Führen Sie eine Magnetfeldkalibration mit Hilfe einer Hall-Sonde durch.
2. Justieren Sie die Apparatur für den Kerr-Magnetometerbetrieb, d.h. Justage des Lasers, sowie des Polarisators/Analysator, Phasenabstimmung am Lock-In- Verstärker, etc.
3. Bestimmen Sie den Zusammenhang zwischen dem Meßsignal U_K und dem Drehwinkel der Polarisationssebene durch den Kompensator/Modulator. (Hinweis: Die Justierschraube am Analysator hat einen max. Weg von 10 mm und dreht dabei den Filter um 10° .)
4. Überlegen Sie, wie mit dem Meßaufbau im Kompensationsbetrieb der Kerr-Drehwinkel Θ_K bzw. die Kerr-Elliptizität Ψ_K bestimmt wird.
5. Messen Sie im Kompensationsbetrieb $U_K(B)$ als Funktion des äusseren Magnetfeldes für eine unmagnetische Probe (Bestimmung des Nulleffekts). Wodurch entsteht das beobachtete Untergrundsignal?
6. Messen Sie im Kompensationsbetrieb $U_K(B)$ für eine Eisenprobe (Trafo-blech). Berechnen Sie Θ_K , indem Sie die Untergrundmessung aus 5. berücksichtigen.

7. Zeigen Sie, dass man durch Einfügen eines $\lambda/4$ -Plättchens die Kerr-Elliptizität Ψ_K bestimmen kann.
8. Messen Sie Ψ_K für die Si-Probe (Untergrund) und die Fe-Probe.
9. Zusatzaufgabe: Messen Sie die Kerr-Drehung sowie -Elliptizität der unbekanntenen Probe.

2. Versuchstag:

1. Untersuchen Sie die Fe/Cr/Fe -Multilayerprobe. Nehmen Sie Magnetisierungskurven für verschiedene Cr-Zwischenschichtdicken auf (In 0,15 mm Schritten auf der Probe).
2. Versuchen Sie magnetische Domänen mit dem Kerr-Mikroskop sichtbar zu machen (ebenso für verschiedene Positionen auf der Probe). In welcher Größenordnung sollte hierbei das äußere Magnetfeld sein? Zur Kontrastverbesserung steht ein PC-Programm zur Subtraktion eines Untergrundbildes zur Verfügung.

4.1 Versuchsauswertung

1. Grafische Darstellung der Diagramme für die Kalibration der Kerr-Drehung bzw. des Magnetfeldes, sowie der Kurve für die unmagnetische Probe.
2. Quantitative Auswertung der gemessenen Hysteresekurven (Remanenz,...)
3. Diskussion und Vergleich der Kurven von Eisen und Trafoblech. (Weshalb spezielles Material für Trafos?)
4. Zusatzaufgabe: Diskussion der gemessenen Hysteresekurve der unbekanntenen Probe.
5. Darstellung der Magnetisierungskurven für die verschiedenen Cr-Schichtdicken der Multilayerprobe (unter Berücksichtigung der Kalibrationen). Wie lassen sich die beobachteten Hysteresekurven erklären? Was kann über die Kopplung der Fe-Schichten gesagt werden? Berechnung der Kopplungskonstanten J_1 und auftragen der Kopplungskonstanten J_1 über der Dicke der Cr-Schicht (Hinweis: Probengeometrie ist auf der Probe angegeben, Magnetisches Moment für Fe: $\mu = 2,217\mu_B$).
6. Darstellung der Kerr-Mikroskopie-Bilder nach Abzug des Untergrundes für verschiedene äußere Feldstärken und Positionen auf der Probe.

5 Ferromagnetismus

Diese kurze Einführung zum Ferromagnetismus ist ein Auszug aus der Diplomarbeit „Untersuchung von Eisen-Chrom-Legierungsmonolagen auf Wolfram(110)“ von T. Methfessel, Uni Mainz 2005. Für ein genaueres Verständnis sollte weitere Literatur, z.B. Ibach/Lüth, Ashcroft/Mermin herangezogen werden.

Die Träger der elementaren magnetischen Momente sind die Elektronenspins. Das Auftreten von Ferromagnetismus bedeutet eine mehrheitlich parallele Ausrichtung dieser Spins. Verantwortlich für die parallele Spinordnung des Ferromagneten ist die Austauschwechselwirkung.

Normalerweise ist eine parallele Ausrichtung der Elektronenspins energetisch ungünstig, da sich nach dem Pauli-Prinzip Fermionen in unterschiedlichen quantenmechanischen Zuständen befinden müssen. In der Quantenmechanik wird das Verhalten von Teilchen durch die Schrödingergleichung

$$H\Psi = E\Psi \quad (1)$$

beschrieben, wobei E die Energie der Wellenfunktion Ψ des Teilchens ist und H die Hamiltonfunktion. Aufgrund der Forderung des Pauli-Prinzips muss die Wellenfunktion des Elektrons antisymmetrisch sein, wobei die Wellenfunktion in einen Orts- und einen Spinwellenanteil zerlegt werden kann. Eine Antisymmetrie des Ortsanteils bedeutet, dass sich die Elektronen an verschiedenen Orten befinden. In diesem Fall darf der Spinwellenanteil symmetrisch sein, d.h. die Spins von zwei Elektronen dürfen parallel ausgerichtet sein. Ein symmetrischer Spinwellenanteil bedeutet allerdings, dass die Lösungsmöglichkeiten der Schrödingergleichung für den Ortswellenanteil eingeschränkt werden. Bei gleicher Elektronenanzahl müssen daher teilweise Zustände mit höheren kinetischen Energien besetzt werden, damit alle Elektronen einen „Platz“ finden. Somit führt die Parallelstellung der Spins zu einer in Summe erhöhten kinetischen Energie und ist zunächst energetisch ungünstig.

Für die freien Elektronen in den 3d-Übergangsmetallen kann die Austauschwechselwirkung allerdings zu einer Verringerung der kinetischen Energie führen. (s.a. Ibach/Lüth Festkörperphysik, S.200 ff.) Wenn man die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für zwei Elektronen i und j mit gleichem Spin in einem Volumenelement $d\vec{r}_i$ bzw $d\vec{r}_j$

$$|\Psi_{ij}|^2 d\vec{r}_i d\vec{r}_j = \frac{1}{V^2} [1 - \cos((\vec{K}_i - \vec{K}_j) \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j))] d\vec{r}_i d\vec{r}_j \quad (2)$$

betrachtet, sieht man, dass für beliebige \vec{K}_i und \vec{K}_j die Wahrscheinlichkeit, diese Elektronen am gleichen Ort zu finden, verschwindet. Das bedeutet, dass bei paralleler Spinausrichtung die Abschirmung des Coulomb-Potentials, und somit die kinetische Energie, verringert wird. Die Absenkung der kinetischen Energie wird

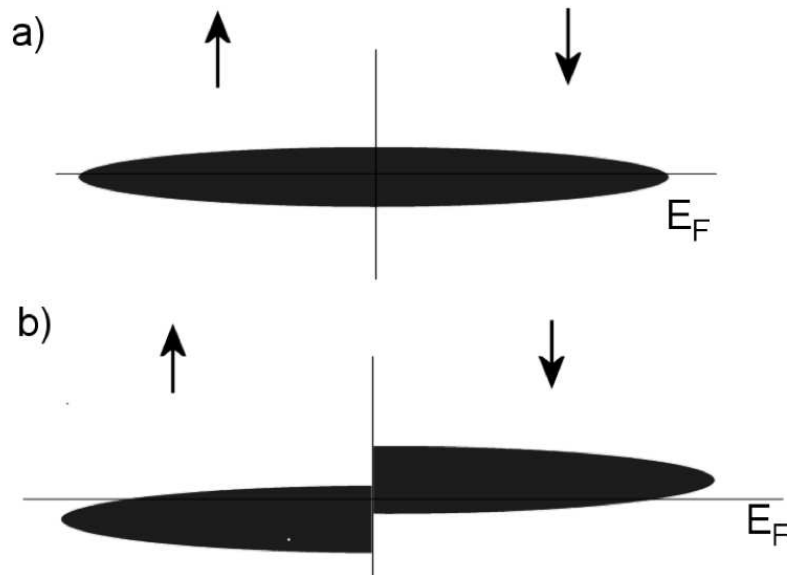


Abbildung 1: Zustandsdichte an Fermikante: a) Die Zustandsdichten für Elektronen beider Spinausrichtungen sind nicht zueinander verschoben. b) Die Zustandsdichten für Spin \uparrow und Spin \downarrow sind durch die Austauschwechselwirkungen zueinander verschoben. Die Elektronen mit Spin \downarrow , welche sich nun oberhalb der Fermi-Energie befinden würden, klappen ihren Spin um und besetzen freie Zustände auf der Spin \uparrow -Seite. Der Festkörper ist nun spontan magnetisiert.

beschrieben durch

$$\begin{aligned} E_{\uparrow} &= E(\vec{k}) - In_{\uparrow}/N \\ E_{\downarrow} &= E(\vec{k}) - In_{\downarrow}/N. \end{aligned} \quad (3)$$

I ist die durch die Auswechselwirkung hervorgerufene Energieabsenkung, auch *Stoner-Parameter* genannt. Während N die Zahl der Atome ist, bezeichnen n_{\uparrow} und n_{\downarrow} die Anzahl der Elektronen mit Spin \uparrow bzw. Spin \downarrow . Wenn n_{\uparrow} und n_{\downarrow} gleich sind, ist die Absenkung für beide Spins gleich. Wenn n_{\uparrow} und n_{\downarrow} aber verschieden sind, ist folglich die Absenkung unterschiedlich und es kommt zu einer Aufspaltung der Energiebänder für Elektronen mit Spin \uparrow bzw. Spin \downarrow . Durch die Parallelstellung der Spins kommt es also zu einer Erhöhung der Energie der Elektronen, da weniger Zustände zur Verfügung stehen, gleichzeitig führt die parallele Ausrichtung der Spin aber auch zu einer Absenkung kinetischen Energie, weil die Coulomb-Abschirmung schwächer wird. Wenn nun der Effekt der Coulomb-Abschirmung überwiegt, ist die Parallelstellung der Spins trotz der Besetzung höherer Zustände

energetisch günstiger. Dafür ist eine hohe lokale Zustandsdichte an der Fermi-Energie vorteilhaft. Bei einer Aufspaltung der Energiebänder können bei einer hohen Zustandsdichte an der Fermikante viele Elektronen den Spin parallel ausrichten, ohne die kinetische Energie nennenswert zu erhöhen. In Abb. 1 ist dies beispielhaft dargestellt. In Abb. 1,a sind die Zustandsdichten zunächst nicht gegeneinander verschoben, d.h. n_{\uparrow} und n_{\downarrow} sind gleich. In Abb. 1,b sind die Zustandsdichten nun durch die Austauschwechselwirkung verschoben. Dadurch befinden sich viele Zustände für Spin \downarrow -Elektronen oberhalb der Fermi-Energie. Da auf der Spin \uparrow -Seite die Zahl der möglichen Zustände unterhalb der Fermi-Energie um den gleichen Betrag erhöht wurde, drehen die Spin \downarrow -Elektronen, welche sich nun oberhalb der Fermikante befinden würden, ihren Spin um und belegen die frei gewordenen Zustände auf der Spin \uparrow -Seite. In Summe sind jetzt also mehr Elektronen mit Spin \uparrow als Elektronen mit Spin \downarrow vorhanden, d.h. der Festkörper ist spontan magnetisiert.

Aus dem Stoner-Modell erhält man als Bedingung für das Auftreten von Ferromagnetismus das *Stoner-Kriterium*

$$J \cdot \tilde{N}(E_F) > 1. \quad (4)$$

Dabei ist $\tilde{N}(E_F)$ eine reduzierte Zustandsdichte. Sie ist definiert als Zustandsdichte pro Atom und Spinsorte mit

$$\tilde{N}(E_F) = \frac{V}{2N} D(E_F), \quad (5)$$

wobei N die Anzahl der Atome im Volumen V ist und $D(E_F)$ die Zustandsdichte an der Fermikante. Nach dem Stoner-Kriterium tritt Ferromagnetismus also bei Festkörpern mit einer hohen Zustandsdichte an der Fermikante und einer positiven Austauschenergie auf. Dies ist bei den 3d-Übergangsmetallen Ni, Fe und Co der Fall, weshalb diese auch als die klassischen Ferromagneten bekannt sind.

6 Zum Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 gezeigt. Dieser Aufbau ermöglicht sowohl den Einsatz als Kerr-Magnetometer als auch als Kerr-Mikroskop. Im Bild wird mit Hilfe eines Spiegels zwischen beiden Betriebsarten „umgeschalt“. Dieser Spiegel wird im Versuch allerdings nicht verwendet, sondern der Aufbau wird während der Durchführung entsprechend des gewünschten Verwendungszwecks umgebaut. Als Lichtquelle dient ein Laserstrahl, der, nach dem dieser mittels eines Filters polarisiert wurde, mit Hilfe einer Linse auf die Probe fokussiert werden kann. Der Probenhalter ist höhenverstellbar, so daß man auch Keilproben ausmessen kann. In Abb. 3 ist die elektronische Schaltung als Blockschaltbild dargestellt.

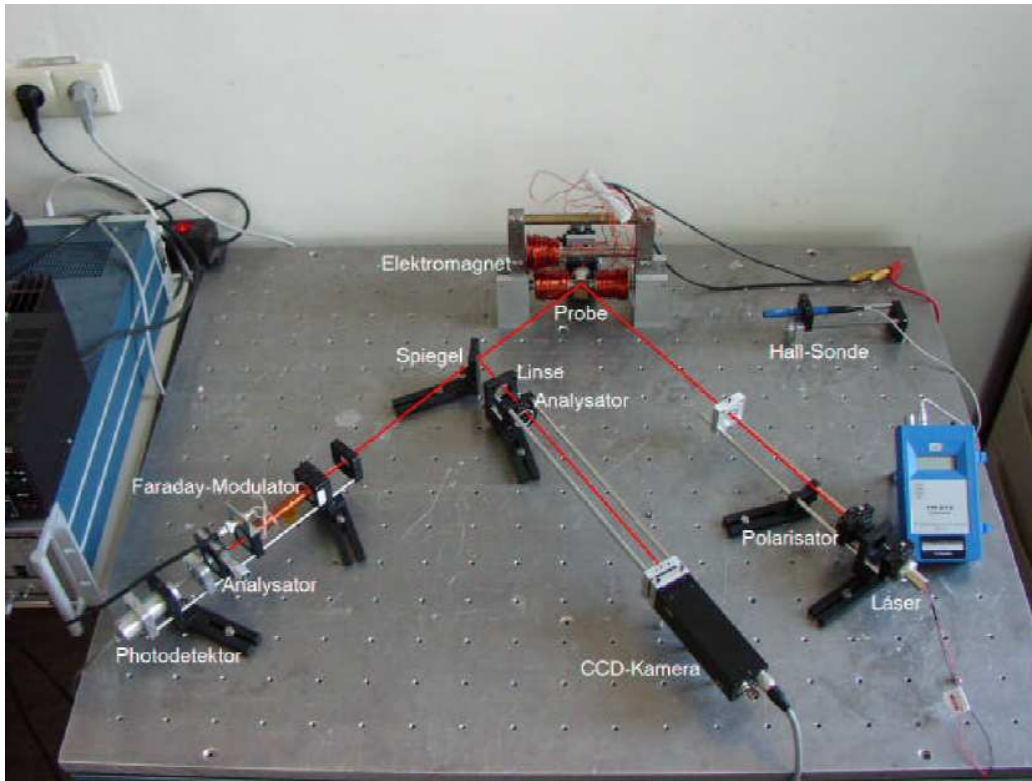


Abbildung 2: Aufbau des Versuchs

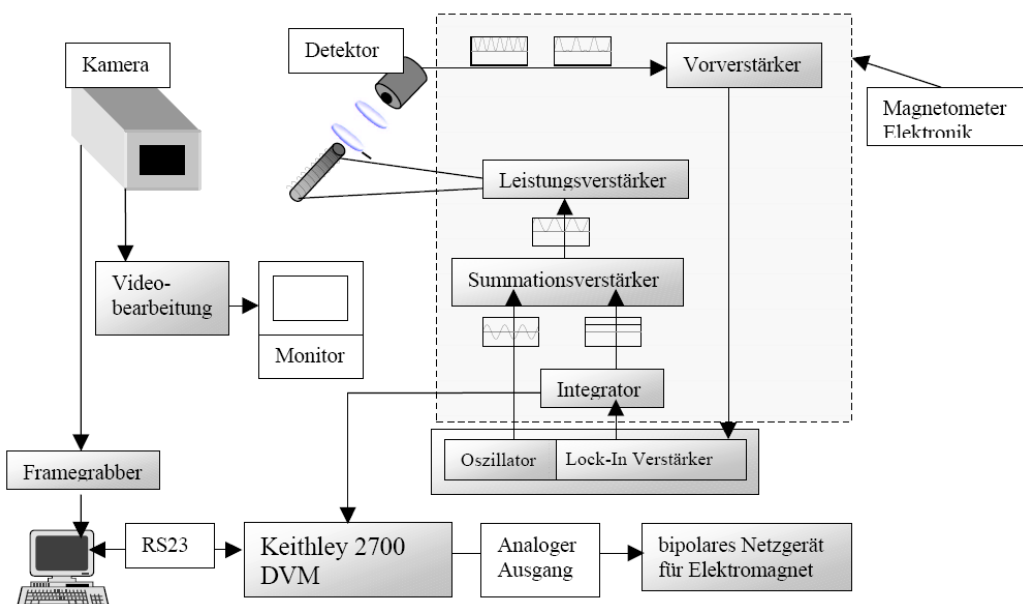


Abbildung 3: Blockschaltbild der elektronischen Schaltung

6.1 Der physikalische Effekt

Die Beeinflussung des Lichts durch magnetische Felder oder die Magnetisierung eines Stoffes wird als Magnetooptik bezeichnet.

Die wichtigsten und am längsten bekannten derartigen Effekte sind der Faraday- und der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE). Sie bewirken eine Drehung der Polarisationssebene linear polarisierten Lichts beim Durchlaufen bzw. der Reflexion an magnetischen Materialien. Beide Effekte treten bei diesem Versuch auf. Dabei wird der Faraday-Effekt zur Messung der durch den MOKE in der Probe durch die Magnetisierung hervorgerufenen Drehung verwendet. Man unterscheidet den polaren, longitudinalen und transversalen Kerr-bzw. Faraday-Effekt, je nach Stellung der Polarisationssebene zum magnetischen Feld. In diesem Versuch wird der longitudinale MOKE gemessen.

6.2 Die Meßmethode

Das Laserlicht wird durch den Polarisator polarisiert. Beim Aufbau des Versuchs ist es wichtig, um ein optimales Signal zu erhalten, die Vorzugsrichtung der Polarisation des Lasers möglichst so einzustellen, dass sie mit der Richtung des Polarisators übereinstimmt. Die Intensität des an der Probe ankommenden Lichtes ist so am grössten. Nachdem das Licht durch eine Linse fokussiert worden ist, trifft es auf die Probe, deren Magnetisierung mit dem Elektromagneten über ein Netzgerät steuerbar ist. Der Analysator muss so stehen, dass bei ausgeschaltetem Magnetfeld ein Minimum an Intensität am Detektor ankommt. Dieses lässt sich wie folgt einstellen:

In der Faraday-Zelle wird die Licht-Polarisationsebene proportional zum durch die Spule fließenden Strom gedreht. Nimmt man den Analysator als ideal an, so gilt für die durchgelassene Lichtamplitude:

$$E = E_0 \sin \alpha \approx E_0 \alpha, \quad (6)$$

wobei α der Winkel zwischen Lichtpolarisationsebene und Analysator ist. Also gilt für die Intensität

$$J = J_0 \sin^2 \alpha \approx J_0 \alpha^2. \quad (7)$$

Legt man nun an den Leistungsverstärker eine Wechselspannung U_{mod} mit der Frequenz ω an, so schickt dieser durch die Faraday-Zelle einen Wechselstrom

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t). \quad (8)$$

Dieser dreht die Polarisationssebene gemäss

$$\alpha \propto I(t) = I_0 \sin \omega t, \quad (9)$$

oder, wenn diesem Wechselstrom noch ein Gleichstromanteil $I_=-$ überlagert ist, gemäss

$$\alpha \propto I_=- + I_0 \sin \omega t. \quad (10)$$

Für die Lichtintensität erhält man:

$$\begin{aligned} J \propto (I_=- + I_0 \sin \omega t)^2 &= I_=-^2 + 2I_=-I_0 \sin \omega t + I_0^2 \sin^2 \omega t \\ &= I_=-^2 + 2I_=-I_0 \sin(\omega t) + \frac{1}{2}I_0^2(1 - \cos 2\omega t) \end{aligned} \quad (11)$$

Da der in diesem Versuch betrachtete Effekt sehr klein ist und recht viele Störeffekte auftreten können (z. B. 50Hz-Brumm durch Neonröhren; um dies zu eliminieren, sollte man ω nicht als ganzzahliges Vielfaches von $2\pi \cdot 50\text{Hz}$ wählen.), ist man gezwungen, das Meßsignal mit einem Lock-In-Verstärker auszuwerten; dieser wird benutzt, um den zu $I_=-$ proportionalen Anteil mit der Frequenz ω heraus zu filtern und zu verstärken.

Im Intensitätsminimum gilt also offenbar $I_=- = 0$. Man erkennt dies, wenn man das Ausgangssignal des Verstärkers direkt am Oszilloskop betrachtet, daran, dass nur der zu $\cos 2\omega t$ proportionale Anteil sichtbar ist. Etwas neben dem Minimum sieht man hingegen beide Anteile überlagert. Die Einstellung der Apparatur erfolgt nun in folgender Weise:

Bei abgeschaltetem Magnetfeld stellt man mit dem Feintrieb am Analysator mit Hilfe des Oszilloskops zunächst das Minimum grob ein. Hierbei ist zu beachten, dass die vom Polarisator durchgelassene Intensität maximal sein sollte. Da der verwendete Laser bereits polarisiertes Licht aussendet, muß die Vorzugsrichtung durch Drehen des Halbleiterlasers herausgefunden werden. Anschliessend regelt man mit dem Phasenregler des Lock-In dessen Anzeige auf „*NULL*“.

WICHTIG: Bei all diesen Einstellarbeiten muss der Integrator abgeschaltet sein, da dieser sonst versucht, ein nicht vorhandenes Signal über den Kompensator auf „*NULL*“ einzuregeln und den Leistungsverstärker überlastet. Es ist auch darauf zu achten, dass die Faraday-Zelle nicht zu heiss wird, da sie sonst beschädigt werden kann. Dies kann dann geschehen, wenn die Modulationsspannung U_{mod} oder die von der Faraday-Zelle geleistete Rückdrehung über längere Zeit zu gross ist.

Das eigentliche Messen funktioniert folgendermaßen:

Bei eingeschaltetem Magnetfeld bewirkt die Probe eine Drehung der Polarisations-ebene des Lichtes. Diese Drehung lässt sich auch als einen virtuellen Gleichstromanteil I_ν im Strom durch die Faraday-Zelle deuten: Die Anzeige des Lock-In ist ungleich „NULL“. Das Ausgangssignal des Lock-In wird an den Integrator gelegt. Dieser mittelt es zeitlich und steuert den Kompensator so, dass dieser einen Strom $I_K = -I_\nu$ durch die Faraday-Zelle fließen lässt, indem er eine Steuerspannung an den Leistungsverstärker schickt, so dass durch die Faraday-Zelle wieder ein Gleichstromanteil $I_- = I_K + I_\nu = 0$ fließt. Das Digitalvoltmeter (DVM) wird schließlich benutzt, um die zu I_K proportionale Steuerspannung des Kompensators zu messen.

(genauer hierzu in den beigefügten Kap. 2/3 der Diplomarbeit M. Pratzner)

6.3 Meßergebnisse

Als Meßergebnis erhält man eine Hystereseschleife $U_{DVM}(I_{Magnet})$, wobei U_{DVM} die vom DVM abgelesene Spannung und I_{Magnet} der durch die Spulen des Elektromagneten fließende Strom ist. Beide Achsen müssen geeicht werden, um die gewünschte Darstellung, nämlich den Drehwinkel über dem Magnetfeld, zu bekommen. Das verwendete Computerprogramm zur Aufnahme der Kerr-Kurven speichert die Messdaten in einer ascii-Datei ab, so daß die Messwerte mit gängiger Datenbearbeitungssoftware (z.B. Origin) ausgewertet werden können.

Hinweise zur Auswertung der Magnetisierungskurven finden sich im Anhang (Auszug aus der 30. IFF Ferienkurs)

6.4 Prinzipieller Aufbau eines Kerr-Mikroskops

Die Funktionsweise eines Kerr-Mikroskops ist im Prinzip ähnlich zu der des Magnetometers, nur daß die Detektoreinheit (Faraday-Modulator, Photodetektor) durch eine Linse (zur Abbildung der Oberfläche) und eine CCD-Kamera ersetzt wurde. Magnetische Bereiche drehen auch hier die Polarisations-ebene des Lichtes ein wenig, so dass hinter dem Analysator ein magnetisierungsabhängiger hell/dunkel-Kontrast zu sehen ist. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 4 gezeigt.

Bei der Justage ist folgendes Vorgehen sinnvoll:

Zunächst sucht man die Stellung von Polarisator und Analysator, bei der (fast) kein Licht mehr in die Kamera fällt. Dann verdreht man den Analysator ein wenig, so daß man ein Bild der Probenoberfläche erhält. Jetzt sollten bei Änderung des Magnetfeldes die magnetischen Domänen sichtbar werden. Um eine Verbesserung des magnetischen Hell/Dunkel-Kontrastes zu erreichen, bedient man sich der Differenzbildtechnik. Hierbei nimmt man bei einer definierten äusseren Feldstärke ein Untergrundbild auf, welches man von den Bildern mit einer anderen Feldstärke abzieht. Die Änderungen werden somit besonders gut sichtbar. Bei unserem Versuchsaufbau steht hierfür eine Online-Videobearbeitung zur Verfügung. Eine nachträgliche Bildbearbeitung kann mit gängiger Bildbearbeitungssoftware durchgeführt werden.

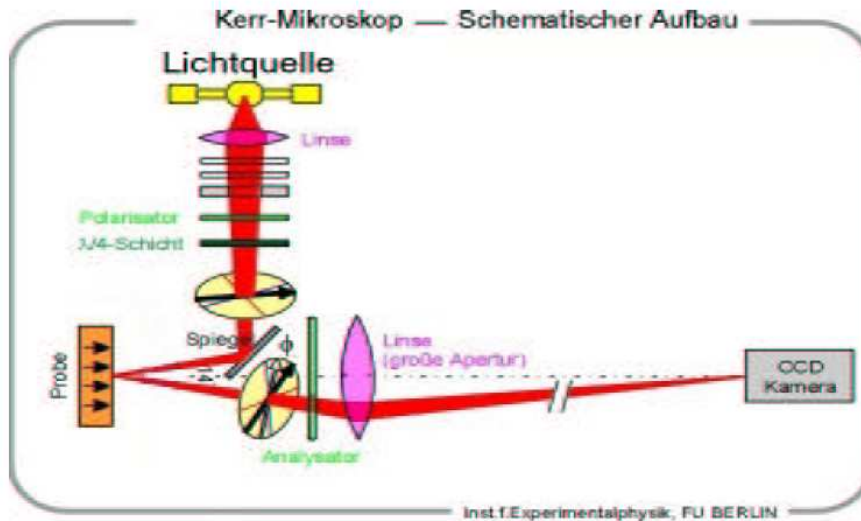


Abbildung 4: Prinzipieller Aufbau eines Kerr-Mikroskops

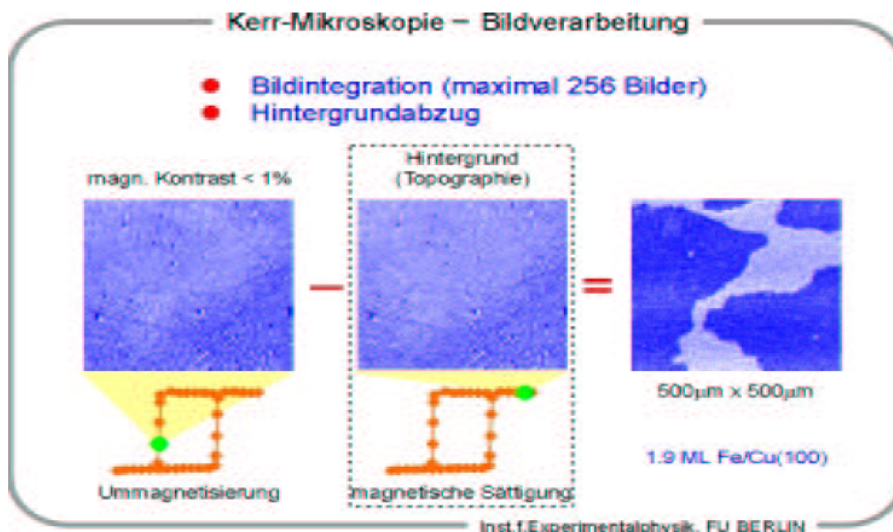
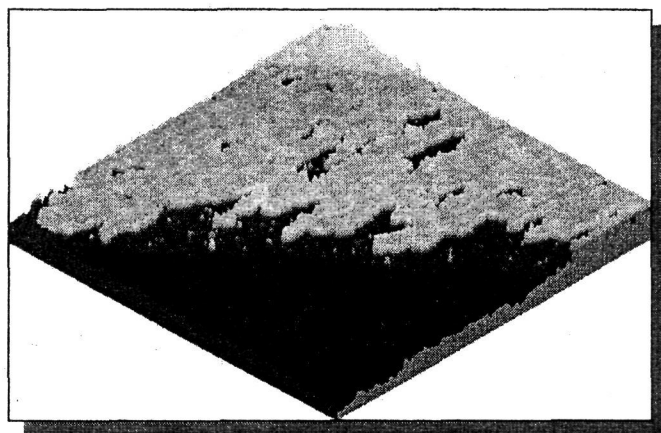


Abbildung 5: Beispiel für das Differenzbildverfahren

Auszüge aus:

Magnetische und strukturelle Eigenschaften von
ultradünnen Schichten aus $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ -Legierungen
auf Wolfram(110)



Diplomarbeit

von

Marco Pratzner

14.09.2000

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1. Der magnetooptische Kerr-Effekt

Trifft linear polarisiertes Licht auf eine spiegelnde Oberfläche eines ferromagnetischen Materials, so wird die Polarisationssebene des reflektierten Lichtes um einen kleinen Winkel gedreht. Dies wurde zuerst von dem Wissenschaftler John Kerr entdeckt [Ker71] und das Phänomen nach ihm Kerr-Effekt benannt. Dasselbe gilt für einen linear polarisierten Lichtstrahl, der das magnetische Material durchdringt; dies wird Faraday-Effekt genannt.

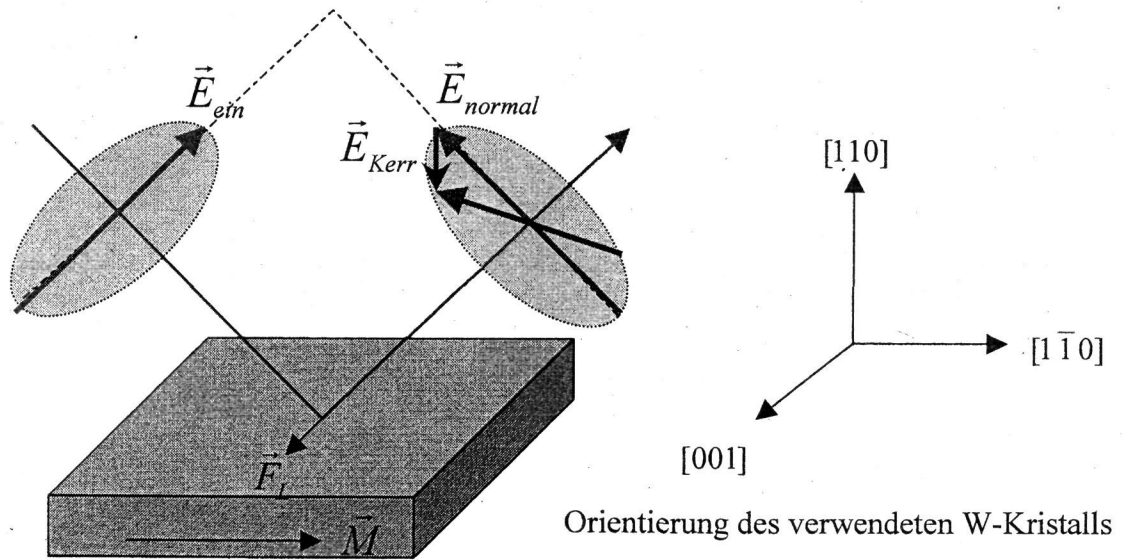
→ Man unterscheidet zwischen longitudinalem, polarem und transversalem Kerr-Effekt. Beim longitudinalen Kerr-Effekt (siehe Abb. 2.1 und 2.2) ist die Magnetisierung der Probe parallel zur Oberfläche und in der Einfallsebene des Lichtes. Steht sie senkrecht zur Probenoberfläche, so spricht man vom polaren Kerr-Effekt (siehe Abb. 2.3). Ist die Probe in der Ebene magnetisiert aber senkrecht zur Einfallsebene, liegt transversaler Kerr-Effekt vor. Dieser kann allerdings mit unserer Meßanordnung nicht untersucht werden, da er keine Kerr-Drehung, sondern nur eine Intensitätsänderung des ausfallenden Lichtes bewirkt. Man unterscheidet weiter zwischen s- und p-Polarisation des Lichtes, d.h. senkrechte oder parallele Polarisation zur Reflexionsebene.

Vereinfacht läßt sich der magnetooptische Kerr-Effekt mit Hilfe der Lorentzkraft verstehen. Durch das Einstrahlen linear polarisierten Lichtes werden die Elektronen in der Probenoberfläche zu Bewegungen durch das oszillierende \vec{E} -Feld angeregt. Ist die Magnetisierung \vec{M} der Probe nicht parallel zu der Schwingung, so wirkt auf die Elektronen eine Lorentzkraft, welche diese ablenkt. Diese Ablenkung wird mit

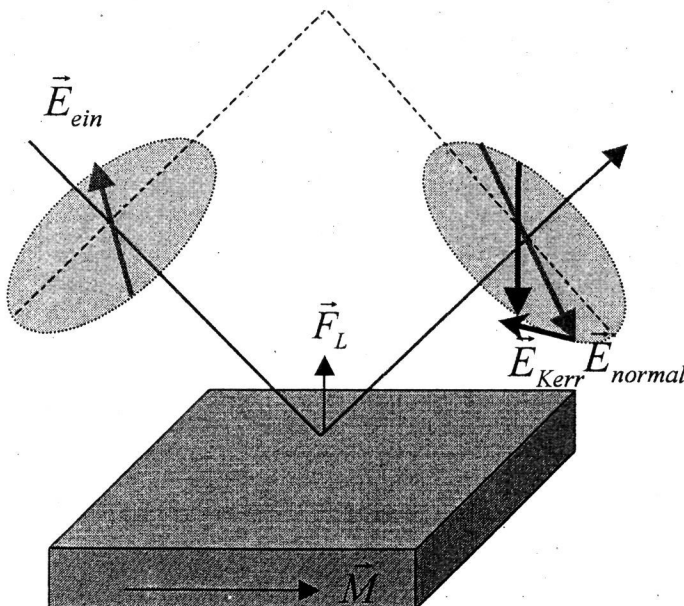
zunehmendem Winkel zwischen dem \vec{E} -Feld und der Magnetisierung größer. Diese Elektronen strahlen nun wiederum eine elektromagnetische Welle ab.

Nachfolgende Grafiken verdeutlichen, wie sich der \vec{E} -Vektor des ausfallenden Lichtes aufgrund der Lorentzkraft drehen muß.

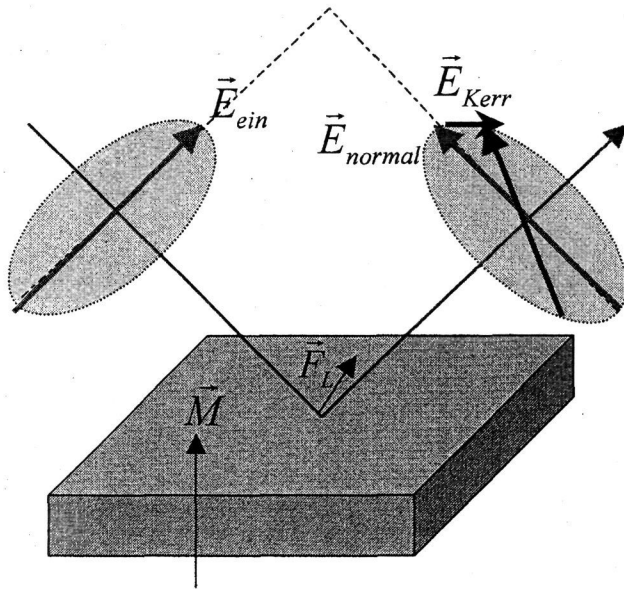
1) Longitudinaler Kerr-Effekt in p-Polarisation (Abb.: 2.1):



2) Longitudinaler Kerr-Effekt in s-Polarisation (Abb.: 2.2):



3) Polarer Kerr-Effekt in p-Polarisation (Abb.:2.3):



In dieser Arbeit wurde ausschließlich der longitudinale Kerr-Effekt ausgenutzt und somit die „in plane“-Komponente der Magnetisierung bestimmt.

Der Kerr-Effekt bzw. Faraday-Effekt (in Transmission) läßt sich mathematisch durch das dielektrische Gesetz beschreiben:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon^{K,F} \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 & iQM_3 & -iQM_2 \\ -iQM_3 & 1 & iQM_1 \\ iQM_2 & -iQM_1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} - i\varepsilon_0 Q \vec{M} \times \vec{E}. \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Q : Voigt-Konstante (komplexe Materialkonstante), $Q=Q(v)$

$\varepsilon^{K,F}$: Dielektrischer Tensor

ε_0 : Dielektrizitätskonstante

$M_{1,2,3}$: Komponenten des Einheitsvektors der Magnetisierung längs der kubischen Achsen

\vec{E} : Vektor des elektrischen Feldes der einfallenden Lichtwelle

\vec{D} : Dielektrische Verschiebung; dieser Vektor gibt die Polarisationsrichtung des reflektierten Lichtes an

In einem vereinfachten Modell kann man das Vektorprodukt ($i\varepsilon_0 Q \vec{J} \times \vec{E}$ aus Gleichung 2.1) als die Lorentzkraft auf die vom Licht angeregten Elektronen im Festkörper verstehen. Dabei induziert die Lorentzkraft eine kleine Schwingungskomponente (\vec{E}_{Kerr}) senkrecht zur Primärschwingung und senkrecht zur Magnetisierungsrichtung. Diese ist der Normalkomponente (\vec{E}_{normal}) überlagert, was letztendlich zu der magnetisierungsabhängigen Drehung der Polarisationssebene führt. Q ist ein Maß für die Größe der Kerr-Drehung; wäre Q Null, so bekämen wir nur noch eine Einheitsmatrix für $\varepsilon^{K,F}$ und damit keine Kerr-Drehung mehr. Für ein Modell freier Elektronen ist Q durch die Lorentzkraft festgelegt. Tatsächlich handelt sich dabei um eine materialabhängige Größe. Zu beachten ist auch, daß Q von der eingestrahlten Licht-Frequenz abhängig ist und bei einer bestimmten Frequenz sogar den Wert Null annehmen kann. In diesem Fall könnte dann kein Kerr-Effekt mehr gemessen werden.

Sind die überlagerten Schwingungskomponenten \vec{E}_{Kerr} und \vec{E}_{normal} nicht in Phase, so erhält man elliptisch polarisiertes Licht, wobei die Ellipse mit der Elliptizität ε_k um den Kerr-Winkel θ_k gedreht ist (siehe auch Abb. 2.4). Mit verschiedenen experimentellen Aufbauten lassen sich nun entweder die Kerr-Drehung oder die Kerr-Elliptizität messen.

2.2. Die Messung der Kerr-Drehung

Zur mathematischen Beschreibung des Kerr-Effekts kann der Jones-Matrix-Formalismus benutzt werden [Hau98], [Bue97]:

Gegeben sei ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem mit x parallel zur Reflexionsebene, y senkrecht dazu und z in Ausbreitungsrichtung des Lichtes. Das polarisierte Licht wird durch eine ebene Welle in z -Richtung dargestellt:

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^0 e^{i(kz - \omega t + \varphi_x)} \\ E_y^0 e^{i(kz - \omega t + \varphi_y)} \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} E_x^0 \cos \varphi_x \\ E_y^0 \cos \varphi_y \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} E_x^0 \sin \varphi_x \\ E_y^0 \sin \varphi_y \end{pmatrix} \right] \cdot e^{i(kz - \omega t)}$$

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Da wir monochromatisches Laserlicht verwenden und keine Interferenzen betrachten wollen, kann der Faktor $e^{i(kz-\omega t)}$ vernachlässigt werden. Ebenso ist für unsere Messung lediglich die Kerr-Drehung und nicht die Intensität interessant. Wir setzen daher in nachfolgender Beschreibung die Gesamtamplitude $E_{ges}^0 = \sqrt{|E_x^0|^2 + |E_y^0|^2} = 1$ und die Winkel φ_x, φ_y entsprechend dem Polarisationszustand. Abbildung 2.4 zeigt einen elliptischen Polarisationszustand.

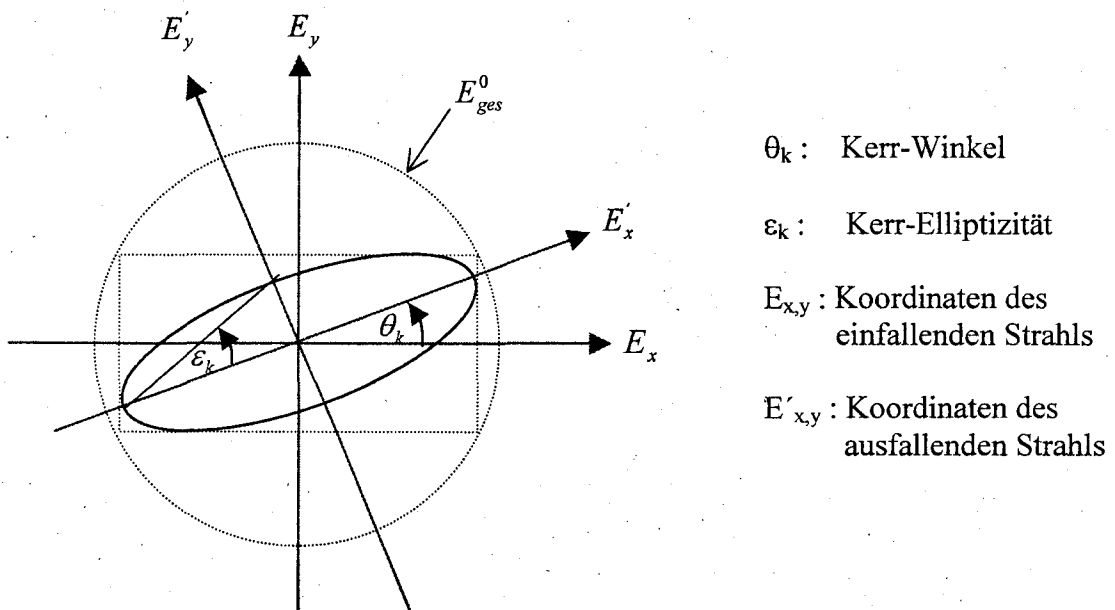


Abb. 2.4: Geometrische Darstellung von Kerr-Drehung und Kerr-Elliptizität in einem elliptischen Polarisationszustand.

Eine elliptische Polarisation wird durch $\vec{E}' = \begin{pmatrix} \cos \varepsilon_k \\ i \sin \varepsilon_k \end{pmatrix}$ beschrieben mit der langen Halbachse entlang der x-Richtung.

Die Drehung der Ellipse um θ_k kann dann mittels folgender Drehmatrix beschrieben werden:

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_k & -\sin \theta_k \\ \sin \theta_k & \cos \theta_k \end{pmatrix} \cdot \vec{E}' \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_k & -\sin \theta_k \\ \sin \theta_k & \cos \theta_k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \varepsilon_k \\ i \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} = \left[\begin{pmatrix} \cos \theta_k \cos \varepsilon_k \\ \sin \theta_k \cos \varepsilon_k \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} -\sin \theta_k \sin \varepsilon_k \\ \cos \theta_k \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} \right].\end{aligned}$$

Da die Kerr-Drehungen sehr klein sind, kann eine Näherung für kleine Winkel die Formel vereinfachen, d.h. $\sin(x) \approx x$, $\cos(x) \approx 1$:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \cos \theta_k \cos \varepsilon_k - i \sin \theta_k \sin \varepsilon_k \\ \sin \theta_k \cos \varepsilon_k + i \cos \theta_k \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - i \theta_k \varepsilon_k \\ \theta_k + i \varepsilon_k \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 \\ \theta_k + i \varepsilon_k \end{pmatrix}.$$

Wie wir in Kapitel 3.3 noch sehen werden, wird die Kerr-Drehung mittels eines Faradaymodulators im Strahlengang des ausfallenden Lichtes wieder kompensiert. Auch diese Drehung kann man wieder mit einer Drehmatrix beschreiben und die Näherung für kleine Winkel durchführen:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_{komp} & -\sin \theta_{komp} \\ \sin \theta_{komp} & \cos \theta_{komp} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix}.$$

Desweiteren befindet sich nach dem Faradaymodulator ein Polarisationsfilter, der als Analysator dient. Dieser kann in x- oder in y-Richtung stehen:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{In x-Richtung,}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{in y-Richtung.}$$

Ist das einfallende Licht s-polarisiert (also in y-Richtung), so gilt $\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

An die Spule des Faradaymodulators wird eine Gleichspannung angelegt, die die Kerr-Drehung kompensiert, sowie eine Wechselspannung, die für die Lock-In Meßtechnik erforderlich ist (siehe Kapitel 3.3). Damit wird der Drehwinkel des Faradaymodulators θ_{komp} moduliert. Es gilt also:

$$\theta_{\text{komp}} = \theta_{\text{=}} + \theta_{\text{~}} \sin \omega t . \quad \theta_{\text{=}} : \text{Drehung der Polarisationssebene durch den Gleichspannungsanteil}$$

$$\theta_{\text{~}} : \text{Modulationsamplitude der Polarisationssebene durch den Wechselspannungsanteil}$$

Die Reflexion eines Lichtstrahls an der Probenoberfläche kann auch durch eine Matrix beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix},$$

wobei $r_{ps} = L_{\text{long}}^s$ und $r_{sp} = L_{\text{long}}^p$ die komplexe Kerr-Amplitude für den longitudinalen Kerr-Effekt in p- bzw. s-Polarisation darstellen.

r_{ss} und r_{pp} sind die Reflexionskoeffizienten der Fresnel-Gleichung für s- bzw. p-polarisiertes Licht. Für isotrope Stoffe sind die Nebendiagonalelemente $r_{ps} = r_{sp} = 0$. Dies gilt in unserem Fall nicht, da wir eine ferromagnetische Oberfläche haben. Allerdings sind die Nebendiagonalelemente nicht unabhängig voneinander. Es gilt für den longitudinalen Kerr-Effekt $r_{ps} = -r_{sp}$. Damit ist nun

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{-r_{ss}} & -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \\ \frac{r_{sp}}{-r_{ss}} & -1 \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{-r_{ss}} & -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \\ \frac{r_{ps}}{r_{ss}} & -1 \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{-r_{ss}} & -\frac{L_{\text{long}}^s}{r_{ss}} \\ \frac{L_{\text{long}}^s}{r_{ss}} & -1 \end{pmatrix}.$$

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im Spezialfall von wenigen Atomlagen und der Annahme, daß die Magnetisierung linear mit der Schichtdicke zunimmt, läßt sich L_{long}^s mit folgender Formel schreiben [Hub93]:

$$L_{long}^s = \frac{Q \cdot \pi \cdot n_1 \cdot \tan \vartheta_1}{\lambda_0 [1 - r_{10}^p r_{12}^p] \cdot [1 - r_{10}^s r_{12}^s]} \cdot [1 + r_{12}^s] \cdot [1 - r_{12}^p] \cdot t_{01}^s t_{10}^p \cdot M_2 \cdot D, \text{ wobei} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

$$r_{ij}^p = \frac{n_i \cos \vartheta_j - n_j \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_j + n_j \cos \vartheta_i}, \quad r_{ij}^s = \frac{n_i \cos \vartheta_i - n_j \cos \vartheta_j}{n_i \cos \vartheta_i + n_j \cos \vartheta_j} \quad (\text{Fresnel-Reflexionskoeffizienten}),$$

$$t_{ij}^p = \frac{2n_i \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_j + n_j \cos \vartheta_j}, \quad t_{ij}^s = \frac{2n_i \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_i + n_j \cos \vartheta_j} \quad (\text{Fresnel-Transmissionskoeffizienten}).$$

(Ryzhikov-Slifer 8.68+8.69)

D: Schichtdicke

M_2 : Magnetisierungskomponente in der Einfallsebene

Q: Voigt-Konstante

ϑ_i : Einfallswinkel (s.u.)

n_i : Brechungsindizes (s.u.)

λ_0 : Lichtwellenlänge im Vakuum

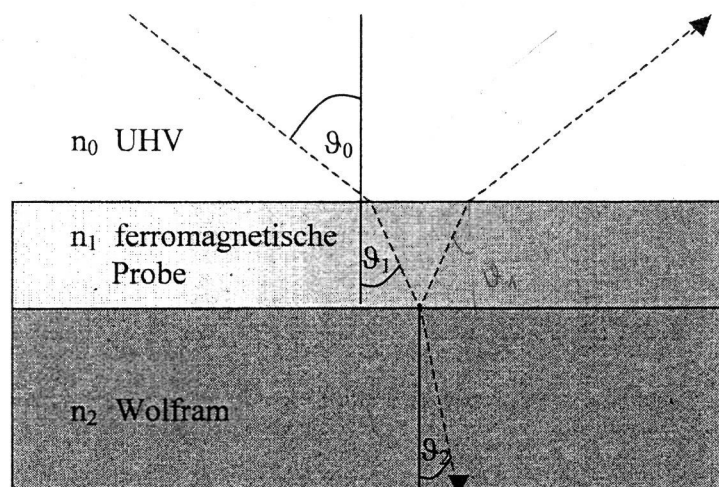


Abb. 2.5: Reflexion und Transmission eines Lichtstrahls an einer dünnen Schicht auf einem Substrat.

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

$\frac{L_{long}^s}{r_{ss}}$ stellt den komplexen Kerr-Winkel für den longitudinalen Fall dar und kann wie folgt

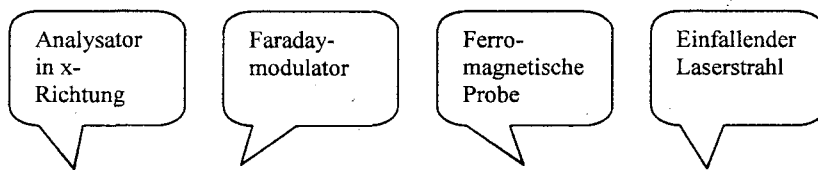
in Real- und Imaginärteil zerlegt werden: $\frac{L_{long}^s}{r_{ss}} = \theta_k + i\varepsilon_k$. Wir erhalten also jetzt:

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -(\theta_k + i\varepsilon_k) \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix}$$

Da keine absoluten Helligkeiten ausgewertet werden, kann man $-r_{ss}$ vor der Matrix weglassen, ohne daß sich der durch die Matrix beschriebene Zustand ändert. Man erhält somit die Matrix der ferromagnetische Probe für den longitudinalen Fall:

$$\begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\theta_k - i\varepsilon_k \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix}$$

Um den \vec{E}' -Vektor des ausfallenden Laserstrahls zu bestimmen müssen jetzt nur noch alle Matrizen der optischen Elemente miteinander multiplizieren werden:



The diagram consists of four speech bubbles arranged horizontally from right to left. From right to left, they are labeled: 'Einfallender Laserstrahl', 'Ferromagnetische Probe', 'Faraday-modulator', and 'Analysator in x-Richtung'.

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\theta_k - i\varepsilon_k \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k \\ -1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k + \theta_{komp} \\ (-\theta_k - i\varepsilon_k) \cdot \theta_{komp} - 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k + \theta_{komp} + \theta_{komp} \sin \omega t \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Damit ist am Fotodetektor die Intensität nun:

$$\begin{aligned} I &\sim |\bar{E}|^2 = (\theta_k - \theta_+ - \theta_- \sin \omega t)^2 + \varepsilon_k^2 \\ &= (\theta_k - \theta_+)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \theta_-^2 \sin^2 \omega t + \varepsilon_k^2 \quad (\text{Gl. 2.3}) \\ &= (\theta_k - \theta_+)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2. \end{aligned}$$

Die Meßgröße ist der Gleichstromanteil, der auf den Modulator gegeben wird und der die

- Kerr-Drehung kompensiert, so daß $\theta_+ = \theta_k$ gilt. Die Funktionsweise der Meßelektronik ist ausführlich in Kapitel 3.3 erläutert.
- In unserem Versuchsaufbau wird nur die Kerr-Drehung gemessen. Es läßt sich aber auch die Kerr-Elliptizität bestimmen, in dem man ein $\lambda/4$ -Plättchen vor den Detektor in den

Strahlengang bringt. Dieses wird mit der Matrix $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$ beschrieben. Analog zur obigen

Matrizenmultiplikation erhält man:

$$\bar{E}' = \begin{pmatrix} -\theta_k - i(\varepsilon_k + \theta_+ + \theta_- \sin \omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

und damit eine Intensität am Detektor von:

$$I \sim |\bar{E}'|^2 = (\varepsilon_k + \theta_+)^2 + 2 \cdot (\varepsilon_k + \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \theta_k^2.$$

In diesem Fall kompensiert der Gleichstromanteil die Kerr-Elliptizität ($\theta_+ = -\varepsilon_k$).

Der Gleichstromanteil kann somit zum einen über die Kerr-Drehung (ohne $\lambda/4$ -Plättchen) und zum anderen über die Kerr-Elliptizität (mit $\lambda/4$ -Plättchen) Aufschluß geben.

3.2. Aufbau des Kerr-Magnetometers

Wie zuvor beschrieben, beruht das Meßprinzip des Kerr-Magnetometers auf der Drehung der Polarisations Ebene eines linear-polarisierten Lichtstrahls bei der Reflexion an einer magnetischen Oberfläche. Eine Laserdiode emittiert dabei monochromatisches Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda=670$ nm. Dieses wird mit Hilfe eines Polarisators linear polarisiert und durch eine Sammellinse auf die Probe fokussiert. Der reflektierte Laserstrahl passiert dann einen Faradaymodulator. Hierunter versteht man einen Flintglasstab, um den eine Spule gewickelt ist. Läßt man durch die Spule einen Strom fließen, so dreht sich die Polarisations Ebene des Lichtes, welches den Stab durchstrahlt, proportional zum angelegten Strom. Hinter dem Faradaymodulator befindet sich der Analysator (ein um 90° zum Polarisator gedrehtes Polarisationsfilter) und eine weitere Linse, die den Laserstrahl in den Photodetektor fokussiert.

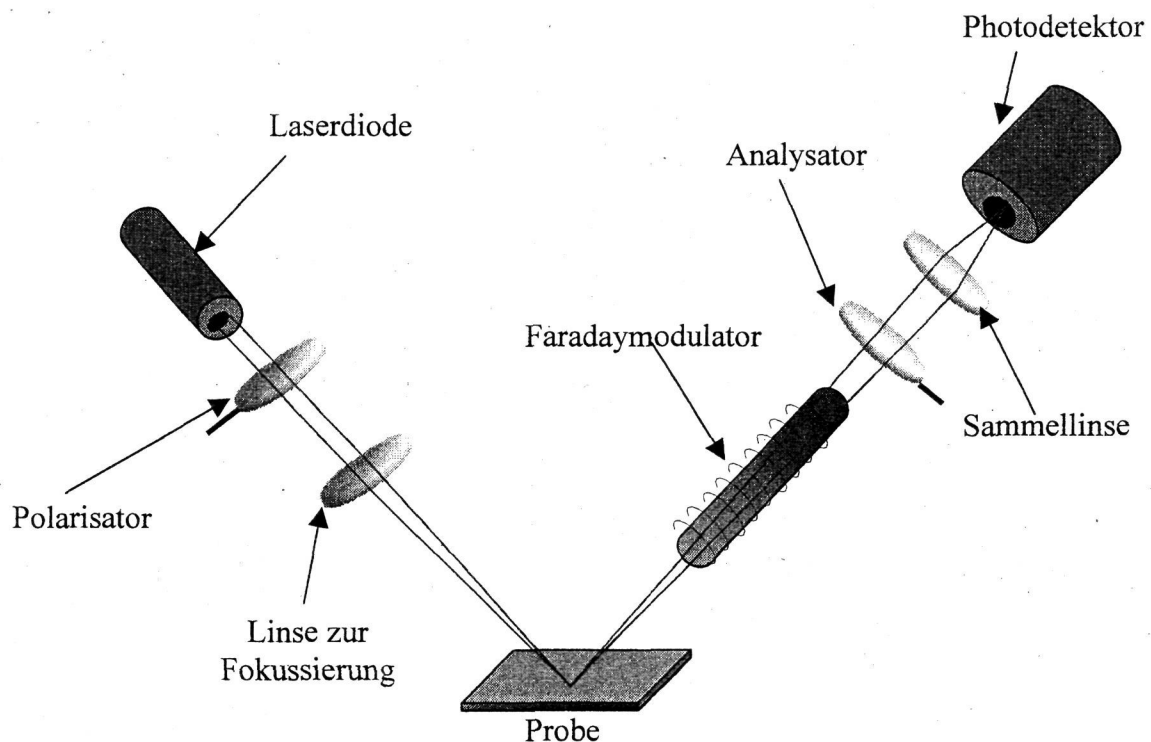


Abb. 3.6: Prinzipieller Aufbau des verwendeten Kerr-Magnetometers.

3.3. Die Meßelektronik

Da die Kerr-Drehungen nur im μrad -Bereich liegen, kann die Bestimmung des Kerr-Winkels nicht durch einfaches Aufsuchen des Intensitätsminimums durch Verdrehen des Analysators erfolgen und anschließend der Winkel abgelesen werden. Hier bedient man sich der sogenannten Lock-In Meßtechnik und einer Rückkopplungsschaltung.

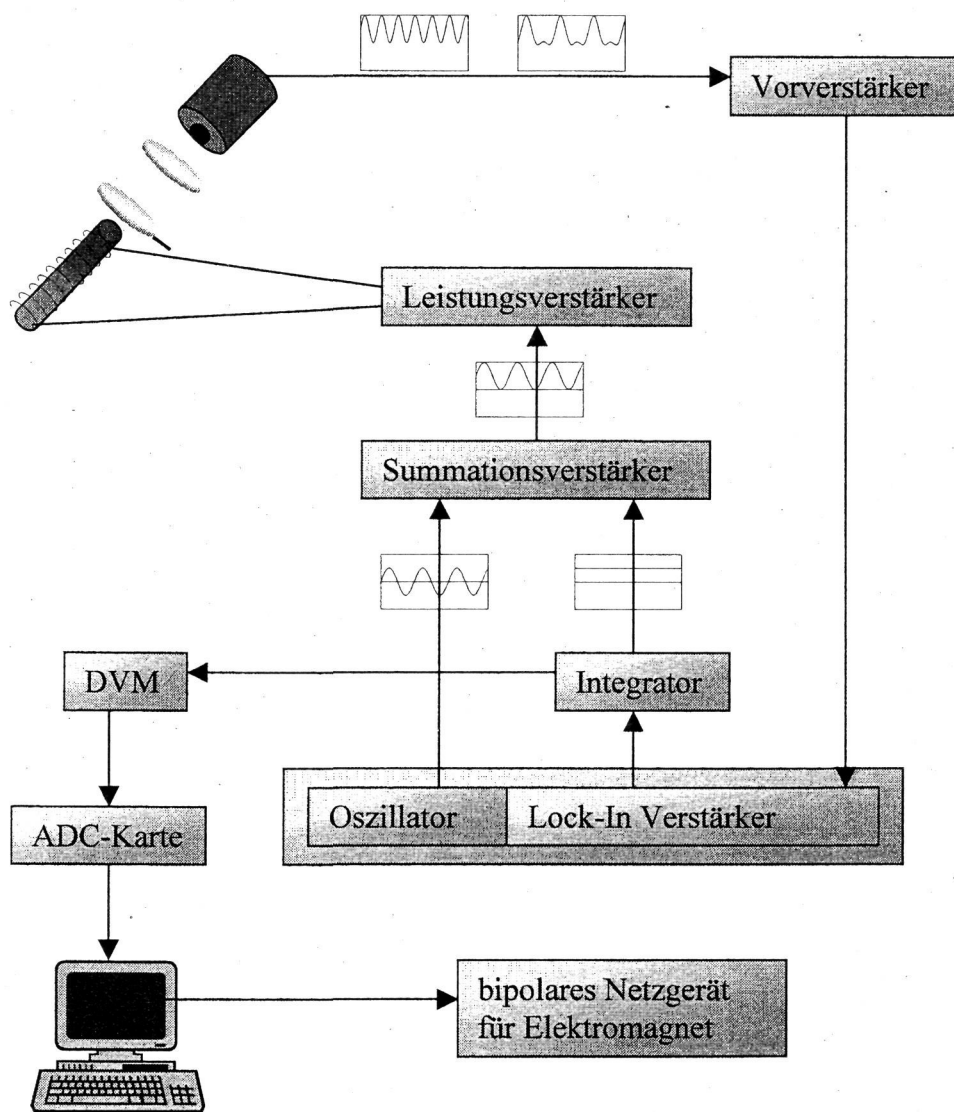


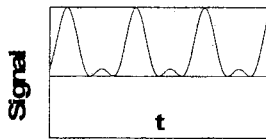
Abb. 3.7: Die Meßelektronik des verwendeten Kerr-Magnetometers.

KAPITEL 3: DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

Das Detektorsignal wird zunächst verstärkt und in einen Lock-In-Verstärker geleitet. Das Signal am Ausgang des Lock-Ins wird integriert und zu dem Oszillator-Signal (Referenzsignal des Lock-In-Verstärkers) $\theta_- \sin \omega t$ in einem Additionsverstärker addiert. Schließlich verstärkt ein weiterer Leistungsverstärker dieses Signal für den Faradaymodulator. Der Drehwinkel des Faradaymodulators ist direkt proportional zum angelegten Strom, denn es gilt:

$$\theta_{\text{faraday}} = R \cdot l \cdot H = \frac{R \cdot l \cdot n \cdot I}{l} = R \cdot n \cdot I \quad \text{mit } H = \frac{n \cdot I}{l} \text{ für eine lange Spule, } R: \text{ Konstante}$$

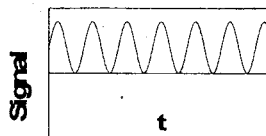
Ist noch keine Kompensation der Kerr-Drehung erfolgt (es ist also $\theta_- \neq \theta_k$), erhält man am Fotodetektor folgendes Signal:



Aus Gleichung 2.3, die in Kapitel 2.2 hergeleitet wurde, folgt für die Intensität

$I \sim (\theta_k - \theta_-)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_-) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2$ und man sieht, daß für diesen Fall noch Anteile von ω im Lock-In verstärkt werden. Man erhält also ein Ausgangssignal, welches dann zeitlich integriert wird und θ_- liefert.

Ist die Kerr-Drehung vollständig kompensiert ($\theta_- = \theta_k$) erhält man nur noch Komponenten mit 2ω , was der doppelten Referenzfrequenz entspricht:



$$I \sim \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2.$$

Es gibt nur die Komponenten mit 2ω aus

Jetzt gibt der Lock-In kein Signal mehr aus. Die Regelung bewirkt also, daß am Lock-In immer ein Signal von Null ausgegeben wird. Die Kerr-Drehung ist damit proportional zum Gleichspannungsanteil, den der Integrator ausgibt. Mittels einer ADC-Karte wird es digitalisiert und in einen PC eingelesen. Dieser steuert ferner ein bipolares Netzteil, mit dem man über einen Elektromagneten ein äußeres Magnetfeld an die Probe anlegen kann.

Mit einem Meßprogramm lassen sich dann verschiedene Feldstärken durchfahren und jeweils die Kerr-Drehung bestimmen. Somit erhält man für die untersuchte Probe spezifische Ummagnetisierungskurven.

3.4. Die Kalibrierung des Kerr-Magnetometers

Um der vom Meßprogramm angegebenen Spannung einen konkreten Drehwinkel zuzuordnen, muß man das Meßsystem zunächst kalibrieren. Dies geschieht, indem man bei angeschaltetem Integrator den Analysator immer um einen festen Betrag weiter dreht und die zugehörige Kompensationsspannung protokolliert. Man täuscht also mit diesem Vorgehen eine Kerr-Drehung vor.

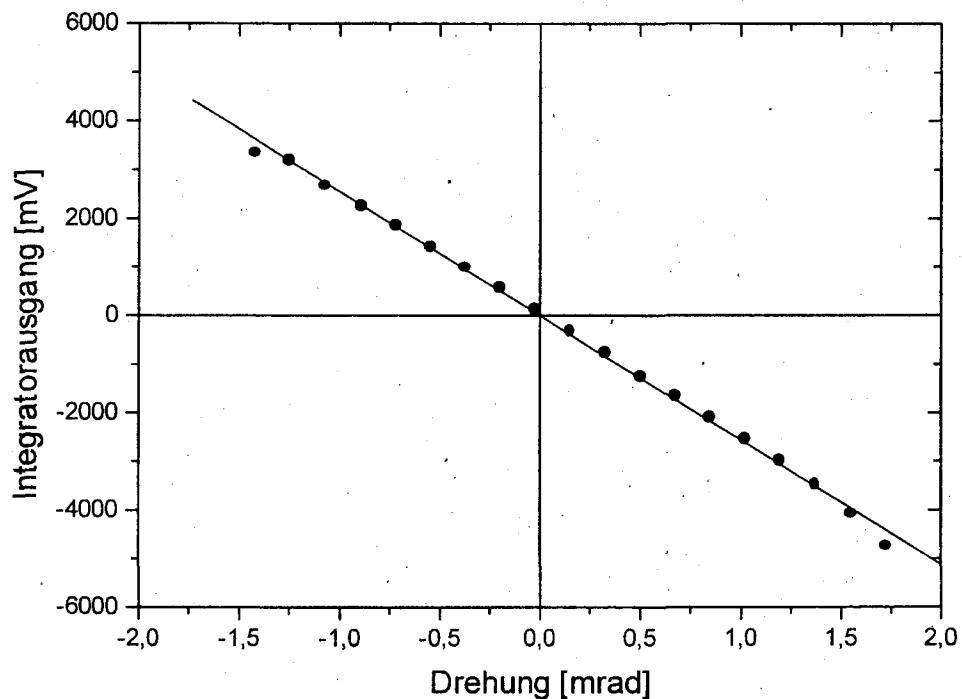


Abb. 3.8: Zusammenhang zwischen dem Gleichspannungssignal am Integrator und der Kerr-Drehung.

x = 1,2, ... +

5.6.5 Der Riesenmagnetwiderstand – GMR

Der GMR tritt auf in Schichtsystemen aus ferromagnetischen Metallen (FM), die durch dünne nicht-magnetische Metalle (N) voneinander getrennt sind.

Beispiele: Co/Au/Co oder Fe/Cr/Fe

Eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung der FM-Schichten (Magnetisierung in der Schichtebene) wird durch Anlegen eines Magnetfeldes in eine parallele Ausrichtung überführt

⇒ starker Abfall des Widerstands

- für Strom in der Schichtebene (*current in plane* – CIP-Geometrie)
- für Strom \perp Schichtebene (*current perpendicular to plane* – CPP-Geometrie)

(unabhängig von der relativen Orientierung zwischen Strom und Magnetfeld
- anderer Mechanismus als bei AMR)

Gebräuchliche Definition des GMR-Effekts:

$$GMR = \frac{R_a - R_p}{R_p} \quad (5.141)$$

(R_a : Widerstand bei antiparalleler Magnetisierung,
 R_p : Widerstand bei paralleler Magnetisierung)

Rekordwerte in Multilagensystemen: >200% bei 4.2 K
bis zu 80% bei Raumtemperatur

Realisierung der antiparallelen Ausrichtung (im Feld $H = 0$, bzw. bei kleinen H -Feldern):

- antiferromagnetische **Zwischenschichtkopplung** (*interlayer exchange coupling*)
- 'Spinventile' ('*spin valves*):
'Pinning' einer FM-Schicht durch Kopplung an antiferromagnetische Schicht (z.B. FeMn)
→ Ausnutzen der **Austauschanisotropie** (*exchange bias*)

Zwischenschichtkopplung

Mehrlagige Schichtsysteme aus FM/N/FM... zeigen antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung (in der Ebene) benachbarter FM-Schichten
 – falls die N-Schicht eine bestimmte Dicke besitzt (sehr dünn !).

Von Peter Grünberg 1986 am FZ Jülich (IFF) entdeckt
 in Fe/Cr-Schichten mit Cr-Schichtdicke ca. 1 nm

Analogie: alternierende Spinpolarisation der Leitungselektronen um
 magnetische Verunreinigungen (→ RKKY-Wechselwirkung, Kondo-Effekt)

Messungen an keilförmigen Proben:

→ systematische Untersuchungen zur Zwischenschichtkopplung (ZSK)

- Dicke der magnetischen Schicht (hier: Fe) = const.

- Dicke der nicht-magnetischen Schicht (hier: Cr) kontinuierlich variiert.

Strukturierung mehrerer Messstege senkrecht zum Keilverlauf
 (typisch mehrere $10\mu\text{m}$ breit)

→ Experimente an einzelnen Stegen mit wohldefinierter Zwischenschichtdicke.

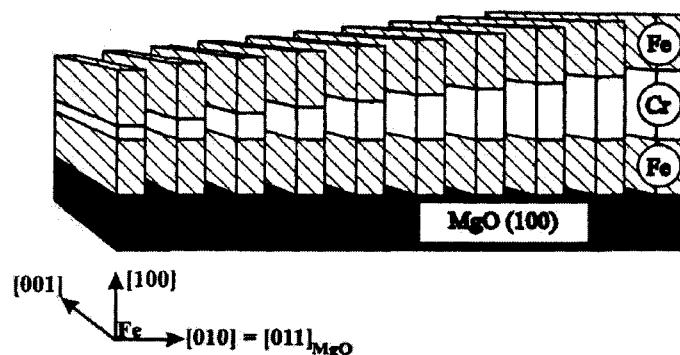


Abb. 5.96: Schematische Darstellung einer keilförmigen Fe/Cr/Fe Mehrlagenstruktur aus magnetischen (Fe) und nichtmagnetischen (Cr) Schichten zur Untersuchung der Zwischenschichtkopplung. Die Messstege ($80\mu\text{m}$ breit, $30\mu\text{m}$ Abstand) verlaufen horizontal, die Cr-Schichtdicke nimmt von links nach rechts zu [aus C.D. Potter *et al.*, Phys. Rev. B 49, 16055 (1994)].

Vorteil der Keilstruktur:

viele Strukturen auf einem Substrat herstellbar

(in *einem* Herstellungsprozess → reduziert präparationsabhängige Schwankungen)

Messungen:

- elektrischer Transport $R(H)$
 - ⇒ MR-Effekt
 - ⇒ Sättigungsfeld H_s (aus Sättigung des MR)
- magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE):¹
 - Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Lichts liefert direktes Maß für die Magnetisierung (als lokale netto-Magnetisierung der FM-Lagen)
 - ⇒ Abbildung magnetischer Domänen
 - ⇒ Sättigungsfeld H_s (aus Sättigung des MOKE-Signals)

¹s. z.B. A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin (1998)

Messergebnisse an keilförmigen Fe/Cr/Fe-Schichten:

- Maxima in der Sättigungsfeldstärke H_s und in der feldinduzierten Widerstandsabnahme für Zwischenschichtdicken $d_{Cr} = 4, 6, 8, 10$ Cr-Monolagen ($a_{Cr} \approx 1.5 \text{ \AA}$).

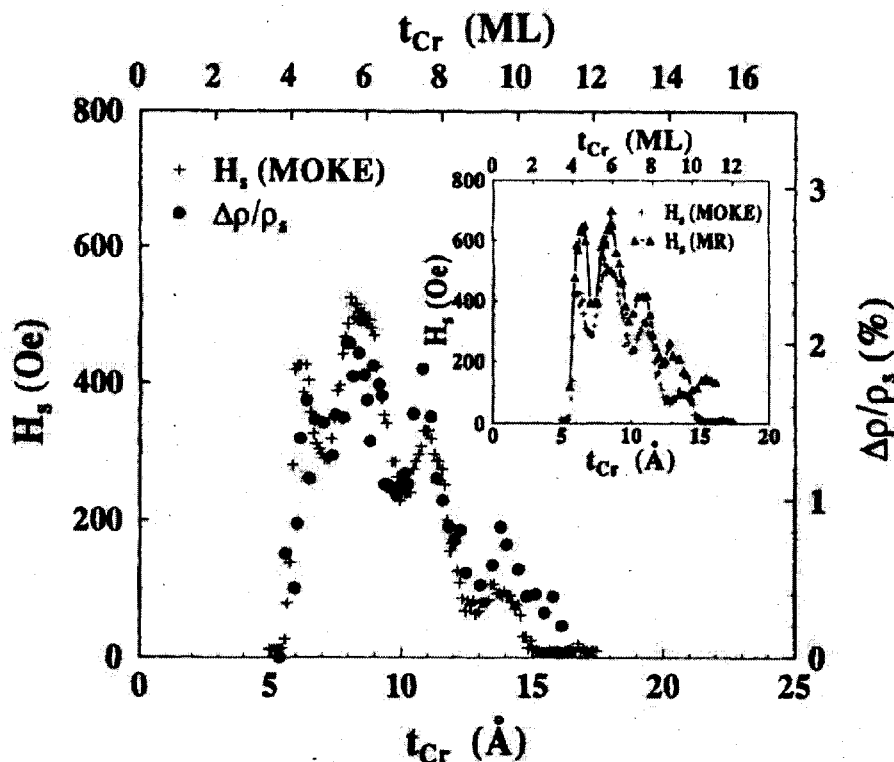


Abb. 5.97: Sättigungsmagnetfeld und relative Widerstandsänderung $\Delta\rho/\rho_s$ für epitaktische Fe/Cr/Fe-Mehrlagenstrukturen auf [011] MgO-Substraten als Funktion der Dicke der Cr-Zwischenschicht. ρ_s ist der spez. Widerstand oberhalb der Sättigung, d.h. bei ferromagnetischer Ausrichtung der Fe-Schichten [aus C.D. Potter *et al.*, Phys. Rev. B **49**, 16055 (1994)].

- diese Maxima entsprechen einer **antiferromagnetischen (AF) Kopplung** zwischen den Fe-Lagen
- größerer Widerstand im Nullfeld
- größeres Feld erforderlich für ferromagnetische Ausrichtung

Die ZSK führt

- in Abhängigkeit der Dicke d_{Cr} der nicht-magnetischen Zwischenschicht - alternierend zu **ferromagnetischer (F)** und **antiferromagnetischer (AF)** Ausrichtung der Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten.

Bei Übergang von F- zu AF-Ausrichtung wurde auch **90°-Kopplung** beobachtet, → Magnetisierung der benachbarten FM-Schichten steht senkrecht aufeinander (immer in der Filmebene).

Der Wechsel der magnetischen Struktur infolge der ZSK führt zu **charakteristischen Domänenmustern**, die mittels MOKE beobachtet werden können. Sie hierzu Abb. 5.98.

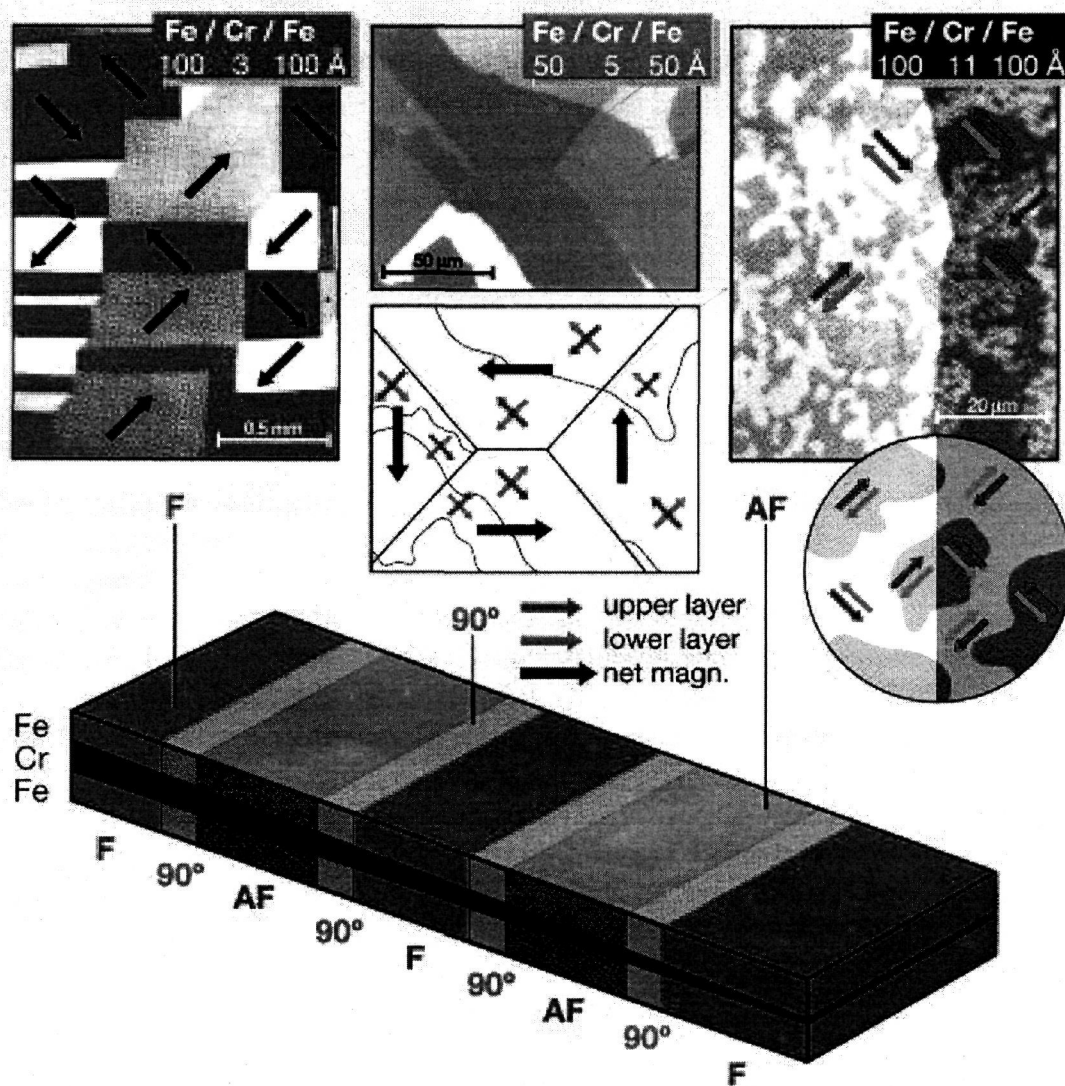


Abb. 5.98: Domänenmuster, die durch verschiedene Kopplungsarten in einem magnetischen Schichtsystem zustande kommen. Die Aufnahmen stammen von verschiedenen Bereichen einer Fe-Doppelschicht mit keilförmiger Cr-Zwischenschicht (s. unten) und wurden unter Ausnutzung des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) aufgenommen [aus P. Grünberg, IFF-Bulletin, *Magnetische Schichtstrukturen: Zwischenschichtaustauschkopplung und Riesenmagnetowiderstandseffekt*, 47/1995].

Kristallstruktur der Probe:

die Fe-Schichten sind hier einkristallin:

- mit der (100)-Ebene parallel zur Schichtebene
- Die leichten Achsen der Magnetisierung liegen entlang der [100]-Richtung (im Bild unter 45° zum Bildrand)

• **Ferromagnetische ZSK:** (Abb. 5.98 oben links)

typisch sind die überwiegend **geraden Domänenwände**.

Erklärung:

(Betrachte das lokale resultierende magnetische Moment):

Bei F-Kopplung liegen die Einzelmagnetisierungen und damit die Resultierenden (aus beiden Lagen) in der gleichen Richtung ('dicke' Pfeile)

An der Domänenwand ändert diese Resultierende ihre Richtung meist um 90° (kleinster von Null verschiedener Winkel und damit kleinste Wandenergie, die mit der Kristallanisotropie verträglich ist).

Domänenwände liegen entlang der Winkelhalbierenden zwischen den Magnetisierungsrichtungen (Vermeidung magnetischer Pole)

⇒ gerade Domänenwände mit wohldefinierter Richtung

• **Antiferromagnetische ZSK:** (Abb. 5.98 oben rechts)

unregelmäßige Domänenwände, da das resultierende Moment verschwindet (für beliebige Orientierung der Wände entstehen keine Pole)

• **90° ZSK:** (Abb. 5.98 oben mitte)

Mischung von unregelmäßigen und geraden Domänenwänden.

Unregelmäßige Wände können sich bilden wenn die resultierende Magnetisierung sich nicht ändert;

gerade Domänenwände entstehen wie oben bei F-Kopplung, wenn sich die resultierende Magnetisierung ändert

(nun um 45° gegenüber den Domänenwänden bei F-Kopplung gedreht).

Fazit:

Anhand der Domänenstruktur läßt sich bereits der Kopplungstyp erkennen.

Mikroskopisches Modell der Zwischenschichtkopplung – Quantum Well Zustände

Austauschspaltung $\pm E_A$ im FM-Zustand \Rightarrow Verschiebung der Zustandsdichte nach unten (\uparrow : Majoritätsladungsträger), bzw. nach oben (\downarrow : Minoritätsladungsträger)

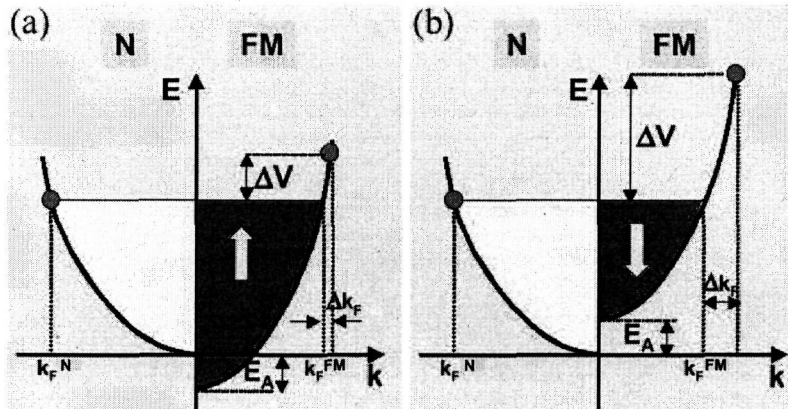


Abb. 5.99: Schematischer Verlauf des 3d-Bandes in einem nicht-magnetischen und magnetischen Übergangsmetall. Für das FM-Metall ist das Majoritäts- (\uparrow) und Minoritätsband (\downarrow) durch die Austauschkopplung nach unten bzw. oben verschoben. Für die Elektronen am Fermi-Niveau ergibt sich eine mehr (b) oder weniger (a) starke Fehlanpassung des Fermi-Wellenvektors an der Grenzfläche der N- und FM-Schicht, die sich formal in einen Potentialunterschied ΔV umrechnen lässt.

$$\Rightarrow k_F^{\uparrow, FM} \neq k_F^{\downarrow, FM}$$

\Rightarrow Unterschied Δk_F in den Fermi-Wellenvektoren beim Übergang N \rightarrow FM

\Rightarrow Potentialsprung ΔV (folgt in 1. Näherung aus Energieunterschied für gleiche k)

\Rightarrow unterschiedliche Potentialsprünge für Spin- \uparrow - und Spin- \downarrow -Elektronen, jeweils für parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung in FM-Schichten

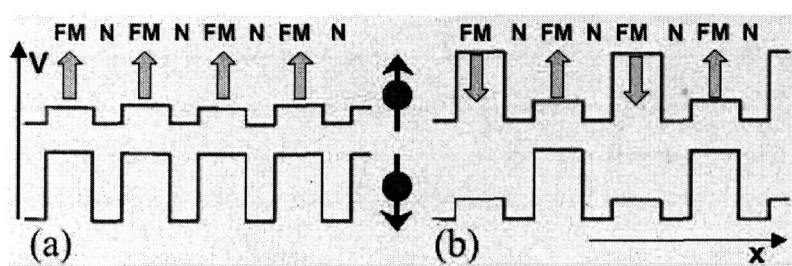


Abb. 5.100: Potential (\perp zu Lagenstruktur) für Majoritäts- (\uparrow , oben) und Minoritätsladungsträger (\downarrow , unten): (a) parallele, (b) antiparallele Magnetisierungsrichtung der magnetischen Schichten.

- Parallele Ausrichtung der Magnetisierung – Abb. 5.100(a):
 - geringe Potentialsprünge für Majoritätsladungsträger
 - hohe Potentialbarrieren für Minoritätsladungsträger beim Übergang N \rightarrow FM
 - \Rightarrow Reflexion an den Potentialbarrieren führt zu stehenden Elektronenwellen
- Antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung – Abb. 5.100(b):
 - Minoritäts- und Majoritätsladungsträger sehen gleichermaßen abwechselnd hohe und niedrige Potentialbarrieren beim Übergang N \rightarrow FM.

betrachte nun parallele Magnetisierungs-Ausrichtung:

Potentialmulden der Breite d_N (Zwischenschicht-Dicke)

→ stehende Wellen mit quantisierten Wellenzahlen $k_x = n\pi/d_N$, mit $n = 1, 2, 3, \dots$
(x -Richtung ist senkrecht zu den Schichten)

In y - und z -Richtung liegt quasi-kontinuierliches Spektrum vor,
da laterale Probenabmessung $L \gg d$.

Energie eines Spin- \downarrow -Elektrons in der Zwischenschicht ist

$$E = V + \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{d_N} \right)^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_y^2 + k_z^2) \quad (5.142)$$

Quantisierung der Zwischenschicht-Zustände

⇒ Aufspaltung des quasi-kontinuierlichen Energiespektrums des Fermi-Körpers in eine geschichtete Struktur in k_x -Richtung

Anmerkungen:

- Endliche Höhe der Potentialstufen
⇒ Überlagerung der gebundenen Zustände
(*Quantum Well Zustände* in den Zwischenschichten)
⇒ Minibänder
d.h. aus ursprünglicher Fermi-Kugel wird eine Vielzahl von Minibändern.
- es gibt keine Zustände mit $k_x = 0$
→ alle Zwischenschichtzustände besitzen endliche Impulskomponente senkrecht zur Schichtstruktur
 - anschaulich aus Heisenberg'scher Unschärferelation: $\Delta x \Delta k_x \geq 1$
 - ⇒ wegen $\Delta x \leq d$ muß der Impuls mindestens $k_x \sim 1/d$ sein
 - analog zu Betrachtung der Streuung an Oberflächen in sehr dünnen Schichten
 - ⇒ spin-abhängige Streuprozesse an den magnetischen Schichten

Energie des Elektronensystems in der Zwischenschicht:

Aus (5.142) folgt Abnahme der Energie für Zustand n mit zunehmender Zwischenschichtdicke d_N .

⇒ Gesamtenergie der besetzten Zustände nimmt zunächst mit steigendem d_N ab, springt aber wieder auf höheren Wert, sobald ein bislang unbesetztes Niveau unter die Fermi-Energie E_F absinkt und daher besetzt wird.

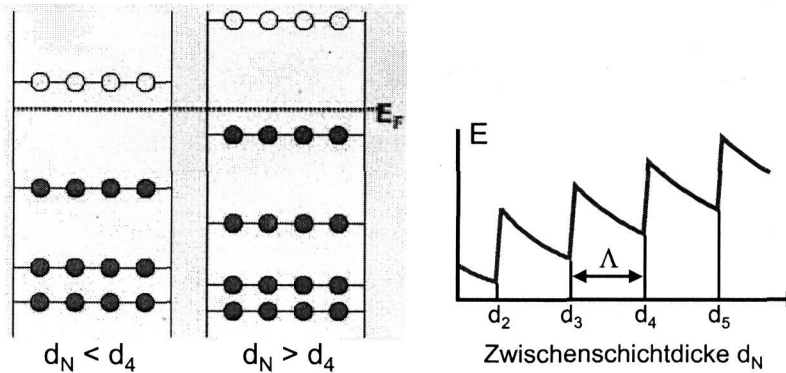


Abb. 5.101: Änderung der Energieniveaus der Elektronenzustände in der Zwischenschicht und der Gesamtenergie der Elektronen (nur k_x -Beiträge) als Funktion der Dicke d_N der nicht-magnetischen Zwischenschicht.

Dieser Vorgang wiederholt sich bei weiterer Erhöhung von d_N periodisch
 → parallele (FM) Magnetisierungs-Ausrichtung liefert **Minima in der Gesamtenergie** vs. Zwischenschichtdicke d_N
 ⇒ **ferromagnetische Kopplung** ist begünstigt für bestimmte d_N .

Periodenlänge Λ folgt aus charakteristischer Wellenlänge der Elektronen
 – wird bestimmt durch Fermi-Energie.

Bedingung für Sprung der Gesamtenergie ist:

$$\frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{d_N} \right)^2, \text{ d.h. wann immer } d_N = d_n \equiv n\pi/k_F, \text{ mit } n = 1, 2, 3, \dots$$

Daraus folgt für die Periodenlänge²

$$\Lambda = d_{n+1} - d_n = \frac{\pi}{k_F} = \frac{\lambda_F}{2}; \quad (\text{Fermi - Wellenlänge: } \lambda_F \equiv \frac{2\pi}{k_F}) \quad (5.143)$$

Anschaulich:

stehende Wellen, falls Wellenlänge der Elektronen in den Potentialtopf passt, d.h. für $d_N = n\lambda_F/2$ bzw. $d_N = n\pi/k_F$.

analoge Überlegung für antiparallele Magnetisierung

⇒ ebenfalls Oszillation der Gesamtenergie vs. d_N

⇒ **Oszillation zwischen AFM- und FM-Kopplung vs. d_N**

²Diese Abschätzung gilt nur für eine Fermi-Kugel mit konstanter Länge des Fermi-Wellenvektors, bei nicht-sphärischen Fermi-Körpern können auch mehrere Λ -Werte auftreten.

Fazit:

oszillierende ZSK beruht auf der **Wellennatur der Elektronen** und dem **Potentialverlauf senkrecht zur Schichtstruktur**.

→ Bildung von stehenden Wellen, die aufgrund der Magnetisierung ...?

RKKY-Wechselwirkung

Alternative Modellvorstellung zur ZSK beruht nicht auf der Variation der Gesamtenergie des Elektronensystems, sondern auf der *alternierenden Spinpolarisation* des Elektronengases in der Umgebung von ferromagnetischen Verunreinigungen.

Dieser Effekt wurde bereits im Zusammenhang mit dem Kondo-Effekt diskutiert.

In den hier betrachteten N/FM-Multilagen ist die Verunreinigung natürlich die gesamte magnetische Schicht.

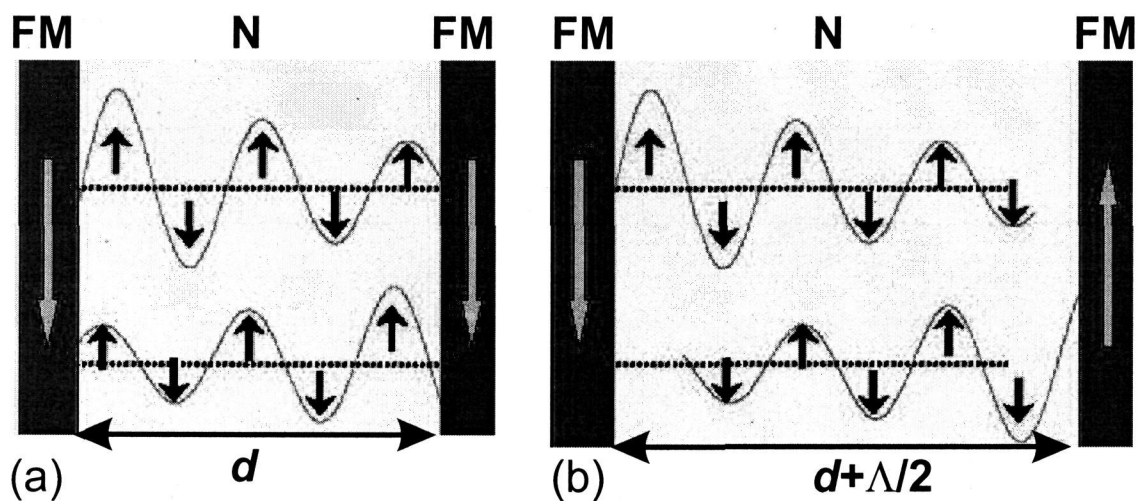


Abb. 5.102: Schematische Darstellung einer ferromagnetischen (a) und antiferromagnetischen (b) Kopplung über die Polarisationswolken in der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Die Pfeile geben die lokale Spinrichtung an.

RKKY-Wechselwirkung zwischen den benachbarten magnetischen Schichten

– über die diese umgebenden Polarisationswolken –

kann je nach Dicke d_N der nicht-magnetischen Schicht zu einer ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Kopplung führen.

Experimentelle Bestimmung der Modulationsperiode der ZSK – Alias-Effekt

Für Cu erwartet man mit $k_F = 1.36 \times 10^{10}/\text{m}$ eine Modulationsperiode $\Lambda = 0.23 \text{ nm}$.
→ sehr kleiner Wert – vergleichbar mit der Dicke einer Monolage ($\sim 0.15 \text{ nm}$)

Früher experimenteller Befund: viel größeres Λ !!

Erklärung:

d_N ist nicht fein genug und nicht kontinuierlich variierbar
(limitiert durch Dicke einer Monolage)

⇒ Alias-Effekte (Abb. 5.103):

Wellenzahl der oszillierenden Kopplungsstärke $q_1 = 2\pi/\Lambda = 2k_F$

Wellenzahl der Gitterperiodizität $q_2 = 2\pi/a$ (mit Gitterkonstante a)

⇒ Schwebung mit der Wellenlänge $\Lambda' = 2\pi/(q_2 - q_1)$

liefert $\Lambda' \simeq 0.43 \text{ nm}$, in guter Übereinstimmung mit Experimenten.

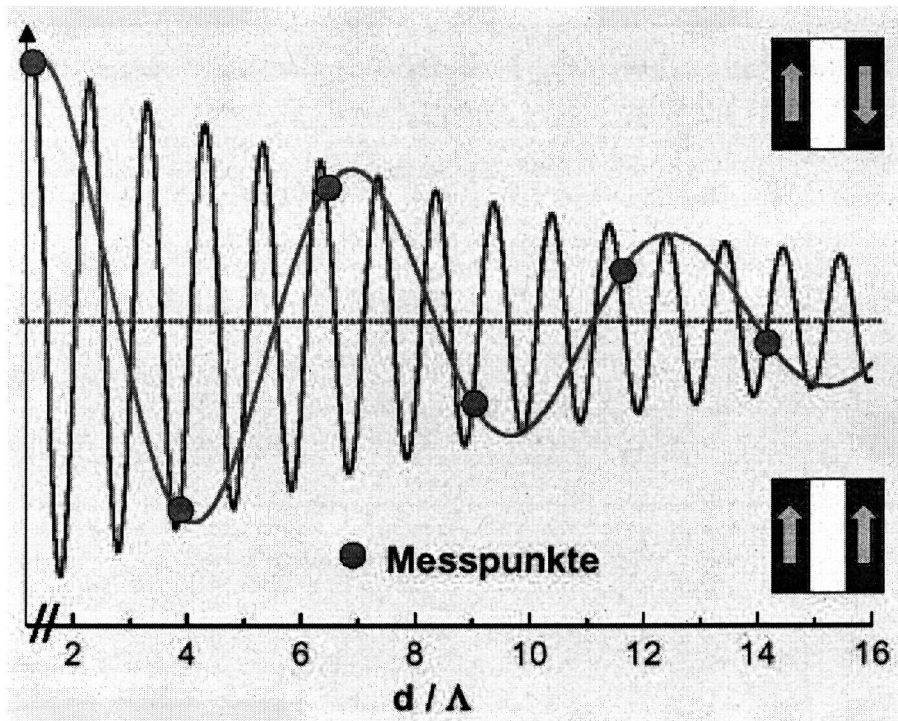


Abb. 5.103: Gemessene und tatsächliche Modulationsperiode der Zwischenschichtkopplung aufgrund von so genannten Alias-Effekten. Die blauen Punkte stellen die gemessene Zwischenschichtkopplung dar. Legt man durch diese Punkte eine periodische Funktion, so erhält man die blaue Kurve mit einer zu großen Modulationsperiode.

GMR in antiferromagnetisch gekoppelten Schichten:³

Die im Nullfeld antiferromagnetisch gekoppelten Fe-Schichten klappen bei Anlegen eines Magnetfeldes in eine ferromagnetische Anordnung der Magnetisierungen um.

Der Widerstand bei dem Wechsel von antiferromagnetischer zu ferromagnetischer Anordnung sinkt stark ab.

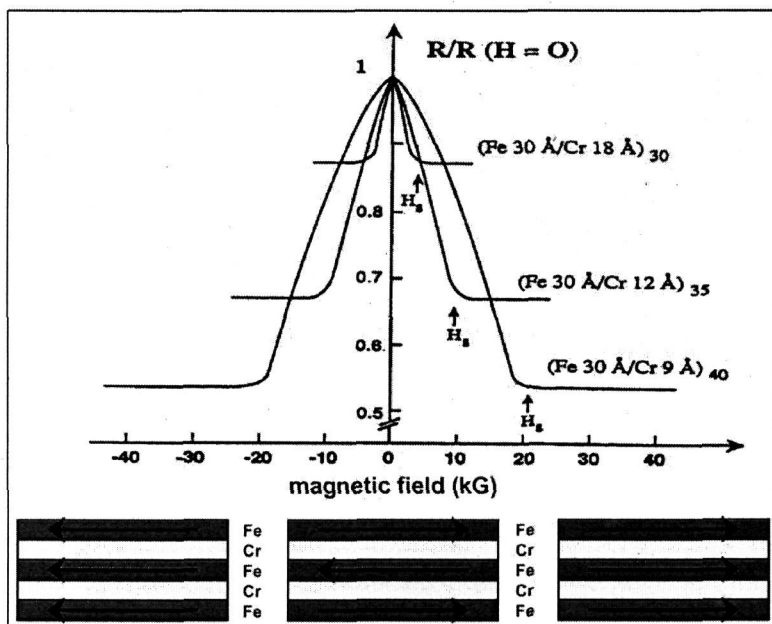


Abb. 5.104: Magnetwiderstand von Fe/Cr-Schichtstrukturen bei 4.2 K. Es wird ein maximaler Magnetwiderstand bei einer Cr-Schichtdicke von 0.9 nm beobachtet. Für diese Schichtdicke liegt im feldfreien Fall eine antiparallele Kopplung der Magnetisierungen vor (aus M.N. Baibich et al., Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988)).

anschauliche Erklärung im 2-Kanal-Modell:

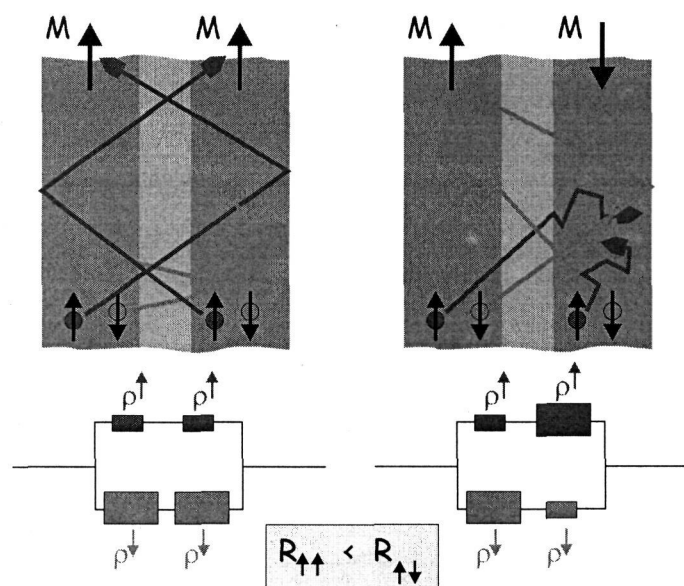


Abb. 5.105: GMR-Effekt im 2-Kanal-Modell.

- parallele Magnetisierung: dominanter Beitrag der höheren Leitfähigkeit der Majoritätsladungsträger (in allen FM-Schichten)
- antiparallele Magnetisierung: gleichwertiger (geringerer) Beitrag beider Spinsorten zur Leitfähigkeit

³M.N. Baibich et al., Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988)

B 9 Zwischenschichtauskopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit

P. Grünberg

Institut für Festkörperforschung

Forschungszentrum Jülich GmbH

1. Phänomenologische Beschreibung
2. Bestimmung von Kopplungsart und Kopplungsstärke: Beispiele, Ergebnisse
3. Eine anschauliche Deutung der indirekten Kopplung vermittelt, durch Metallelektronen
4. Experimentelle Ergebnisse mit verschiedenen Zwischenschichtmaterialien
5. Bezug der Kopplung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem
6. Zwischenschichten aus Verbindungen und heterogenen Strukturen.

1. Phänomenologische Beschreibung

Bereits bei der phänomenologischen Beschreibung der Zwischenschichtkopplung ist das Material der Zwischenschicht von Bedeutung. Sie hängt davon ab, ob dieses Material diamagnetisch, paramagnetisch oder magnetisch geordnet ist, wobei im letzten Fall bisher im Wesentlichen nur antiferromagnetische Materialien betrachtet wurden.

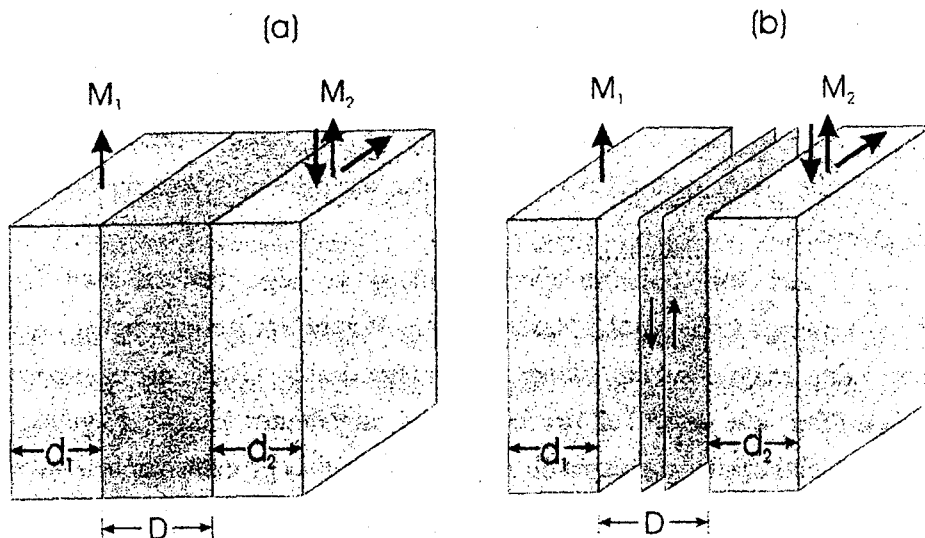


Abb.1. Illustration der beiden Arten von Zwischenschichtkopplung in Abhängigkeit vom Magnetismus der Zwischenschicht. Ferromagnetische Filme sind mit lila- und nichtferromagnetische Filme in blauer Farbe gekennzeichnet. In Teil (a) sind dia- oder paramagnetische Zwischenschichten angenommen. Teil (b) bezieht sich auf eine antiferromagnetische Zwischenschicht, wobei die Monolagen alternierend auf und ab ausgerichtet sind.

In Abb.1. sind diese Möglichkeiten angedeutet. Im Teil (a) besitzt die Zwischenschicht keine statische magnetische Ordnung und die Austauschkopplung ist indirekt und kommt durch die Metallelektronen zustande (wir werden später zusätzlich auf den Fall isolierender Zwischenschichten eingehen). In Teil (b) ist antiferromagnetische Ordnung in der Zwischenschicht angenommen, die durch interatomare antiferromagnetische Austauschkopplung zustande kommt. Auch über die Grenzfläche hinweg wird es dann nächste Nachbar- Austauschwechselwirkung geben, sodaß die Zwischenschichtkopplung insgesamt durch die herkömmliche direkte magnetische Austauschwechselwirkung zustande kommt. Falls die Zwischenschicht in Abb.1(b) metallisch ist, kann zusätzlich noch indirekte Wechselwirkung, vermittelt durch Metallelektronen, wie in Abb.1(a) auftreten.

Beschränken wir uns zunächst einmal nur auf den Fall der Kopplung zwischen Schichten aus magnetischen Übergangsmetallen und deren Legierungen, so wurden bisher experimentell drei Kopplungstypen gefunden die grundsätzlich bei beiden in Abb.1 angedeuteten Arten von Zwischenschichtkopplungen auftreten. Dies sind die ferromagnetische (F)-, antiferromagnetische (AF)- und 90° - Zwischenschichtkopplung. Bei genügend kleiner magnetischer Anisotropie ^(produziert) erzeugt jede dieser Kopplungsarten die entsprechende Ausrichtung der Magnetisierungen. Sie sind in Abb.1 ebenfalls angedeutet. Hierbei kann ferro- oder antiferromagnetische Ausrichtung überlagert sein von 90° - Ausrichtung, mit dem Ergebnis, dass der eingeschlossene Winkel einen entsprechenden Zwischenwert einnimmt. Ein äußeres Feld hat die gleiche Wirkung. Im Nullfeld sorgt jedoch meist die überlagerte Anisotropie für Winkel von 0, 180 oder 90 Grad.

Magnetische Ausrichtungen, wie in Abb.1 angedeutet, beobachtet man grundsätzlich bei allen Arten von Zwischenschichten, solange man für die magnetischen Materialien 3d- Metalle und deren Legierungen verwendet. Bei Selten- Erd Schichtungen erhält man zusätzlich Verdrehungen, die aber letztlich durch Helixstrukturen in den magnetischen Filmen verursacht werden und auf die wir später, bei der Diskussion der Materialabhängigkeit, noch zurückkommen werden.

Je nachdem welche Art von Zwischenschichtkopplung vorliegt, benutzt man verschiedene Ausdrücke für die phänomenologische Beschreibung. Wir betrachten zunächst eine Struktur, bestehend aus zwei magnetischen Filmen, getrennt durch einen diamagnetischen oder paramagnetischen Film wie sie in Teil (a) der Figur 1 angedeutet ist. Der folgende Ausdruck für die Zwischenschichtkopplungsenergie E_i beschreibt die drei grundsätzlichen Ausrichtungen ferro (F), antiferro (AF) und 90° mit Hilfe der zugehörigen Energieminima:

$$E_i = -J_1 \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} - J_2 \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} \right)^2 = -J_1 \cos(\Delta\varphi) - J_2 (\cos(\Delta\varphi))^2 \quad (1)$$

Dabei ist $\Delta\varphi$ der Winkel zwischen den Magnetisierungen \vec{M}_1 and \vec{M}_2 der Filme auf beiden Seiten der Zwischenschicht. Die Parameter J_1 and J_2 bestimmen Typ und Stärke der

Kopplung. Wenn der Term mit J_1 dominiert, so ist die Kopplung gemäß der zugehörigen Energieminima von (1) ferromagnetisch (antiferromagnetisch) für positives (negatives) J_1 . Falls der zweite Term dominiert erhalten wir für negatives J_2 90° -Kopplung. Man bezeichnet den zu J_1 gehörigen Kopplungstyp auch manchmal als bilinear und den zu J_2 gehörigen als biquadratisch. Der in (1) angegebene Ansatz kann ohne weitere Begründung als rein empirisch angesehen werden, wird aber durch die mikroskopische Theorie bestätigt (siehe Vortrag P. Bruno).

In vielen theoretischen Arbeiten wird die Kopplungsstärke in Form der Energiedifferenz $E_F - E_{AF}$ zwischen der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Ausrichtung zweier magnetischer Schichten angegeben, also $\Delta\varphi=0$ and $\Delta\varphi=\pi$ in Gl.(1). E_F und E_{AF} werden dabei als Energie pro lateraler Einheitszelle an der Grenzfläche aufgefasst. Damit ergibt sich

$$J_1 = -(E_F - E_{AF}) / 2A_{\square} \quad (2)$$

mit A_{\square} als Fläche der lateralen Einheitszelle.

Für die Auswertung von Experimenten muß man noch die anderen magnetischen Energien, wie Zeeman- und Anisotropieenergie berücksichtigen. Zum Beispiel ergibt sich die gesamte magnetische Energie im Falle einer vierzähligen kubischen Anisotropie als

$$E = E_i - \mu_0 H (M_1 d_1 \cos\varphi_1 + M_2 d_2 \cos\varphi_2) + K_1 [d_1 (\sin 2\varphi_1)^2 + d_2 (\sin 2\varphi_2)^2] / 4 \quad (3)$$

Hierbei sind d_1 und d_2 die Dicken der magnetischen Filme (vgl. Fig.1), H ist das äußere Feld welches hier entlang einer leichten Richtung angelegt ist und K_1 ist die Volumen-Anisotropiekonstante. φ_1 and φ_2 sind die Winkel, die die Magnetisierungen der beiden Filme mit der Richtung des äußeren Feldes einschließen. Die Minima von Gl.3 bezüglich φ_1 and φ_2 und damit die Magnetisierungsrichtungen können mit numerischen Methoden gefunden werden.

Für den Fall daß Anisotropie und der Term mit J_2 vernachlässigbar sind, erhält man für eine Doppelschicht mit magnetischen Schichten gleicher Dicke d und Magnetisierung M die folgende explizite Form:

$$J_1 = -\mu_0 M H_s d / 2$$

Hierbei ist H_s das Feld, bei dem entsprechende Ummagnetisierungskurven $M(H)$ bei hohen Feldern sättigen. In den immer noch häufig gebräuchlichen cgs Einheiten muß man in Gl.4 $\mu_0=1$ setzen. Für Multischichten wird der Faktor $1/2$ in (4) durch $1/4$ ersetzt.

Während Gl.1 für die Kopplung ferromagnetischer Schichten über diamagnetische oder paramagnetische metallische Zwischenschichten benutzt wird, muss man für Zwischenschichten

Handwritten note:
 für Fall der Kopplung
 vortand (4)

mit einer statischen antiferromagnetischen Ausrichtung einen anderen Ansatz benutzen. Es ist dabei unwichtig, ob spontaner Antiferromagnetismus vorliegt oder ob er erst durch die Wechselwirkung mit den ferromagnetischen Filmen induziert wird. Falls der letztere Fall angenommen wird, spricht man von "proximity antiferromagnetism" (Slonczewski 1995).

Betrachten wir den in Fig.1 dargestellten Fall eines antiferromagnetischen Materials, bestehend aus Monolagen, die in sich ferromagnetisch geordnet aber von Lage zu Lage antiparallel ausgerichtet sind, so muß jetzt Gleichung (1) ersetzt werden durch

$$E_i = C_+ \{\Delta\varphi\}^2 + C_- \{\Delta\varphi - \pi\}^2 \quad (5)$$

Hierbei ist $\Delta\varphi$, wie vorher der Winkel zwischen den Magnetisierungen auf beiden Seiten der Zwischenschicht, aber das Vorzeichen muß so gewählt werden, daß $|\{\Delta\varphi - \pi\}| \leq \pi$. C_+, C_- sind anzupassende Parameter. Gl(5) besagt, daß für $C_- = 0$ das Energieminimum für $\Delta\varphi = 0$, also für ferromagnetische Kopplung und in gleicher Weise $\Delta\varphi = \pi$ und somit antiferromagnetische Kopplung für $C_+ = 0$ erreicht wird. Im Idealfall glatter Grenzflächen erhält man $C_- = 0$ für eine Zwischenschicht mit einer ungeraden Anzahl von Monolagen und $C_+ = 0$ für eine gerade Anzahl. Man kann (5) im Sinne einer Reihenentwicklung verstehen, wobei der lineare Teil deswegen verschwindet weil positive und negative Abweichung von $\Delta\varphi = 0$ und $\Delta\varphi = \pi$ die gleiche Austauschenergie ergeben müssen. Im Allgemeinen sind sowohl C_+ als auch C_- von Null verschieden. Dies ergibt sich zum Beispiel für eine Zwischenschicht, die aus Gebieten mit einer geraden- und anderen mit einer ungeraden Anzahl von Monolagen besteht. Ferromagnetische Kopplung ($C_+ \neq 0$) kann auch durch "pinholes" und magnetische Brücken zustande kommen, sodaß dieser Fall ebenfalls mit Gl. (5) behandelt werden kann. 90° Kopplung ergibt sich hier wenn C_+ and C_- gleich groß sind. Diese Art von 90° Kopplung unterscheidet sich von derjenigen, die durch den zweiten Term in Gl.1 beschrieben wird in erster Linie dadurch, daß das Gesamtmoment der Probe in einem äußeren Feld nur asymptotisch sättigt, während gemäß Gl.1 Sättigung bereits in endlichen Feldern erreicht wird. Bei verrauschten Ummagnetisierungskurven ist dieses Unterscheidungsmerkmal oft nur schwer zu erkennen.

Es soll nocheinmal betont werden, daß im Falle metallischer Zwischenschichten mit magnetischer Ordnung die beiden durch Gl.1 und Gl.5 beschriebenen Fälle überlagert sein können. Vermutlich bieten Cr- Zwischenschichten hierfür ein Beispiel, wobei die durch (5) beschriebene Kopplung eine Oszillationsperiode von zwei Monolagen und die durch (1) beschriebene Kopplung eine Periode von etwa 1,8nm hat (s. Vortrag von H. Zabel).

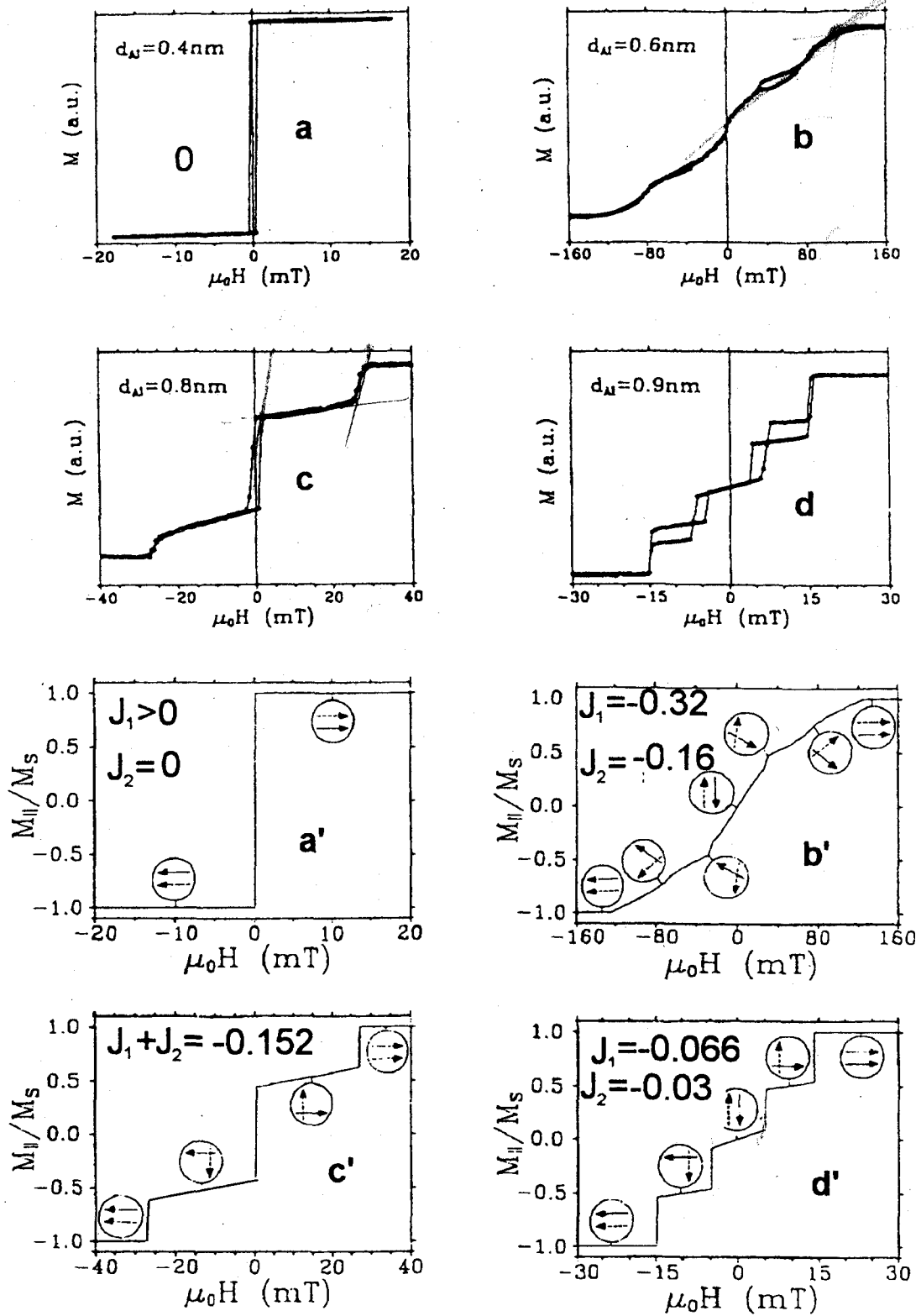


Abb.2 Gemessene (a-d) und angepasste (a'-d') Ummagnetisierungskurven von Fe/Al/Fe-Schichtungen. J_1, J_2 in mJ/m^2 .

2. Bestimmung von Kopplungsart und Kopplungsstärke: Beispiele, Ergebnisse

Die Methoden zur Messung der Kopplung kann man einteilen in solche, die sich quasistatischer magnetischer Eigenschaften bedienen und solche, die hochfrequente dynamische Eigenschaften ausnutzen. Zu den quasistatischen Methoden gehört die Beobachtung magnetischer Domänen, und die Messung von $M(H)$ Kurven. Die hochfrequenten Methoden bedienen sich der Beobachtung von Spinwellen, bei denen die Kopplungen als zusätzliche Rückstellkräfte auftreten, die über die Frequenzen meßbar sind. Die hochfrequenten Methoden werden ausführlicher im Vortrag von B. Hillebrands behandelt. Als Beispiel sollen daher hier nur Ummagnetisierungskurven gezeigt werden, aus deren Auswertung man die in (1) oder (5) definierten Kopplungsparameter erhält.

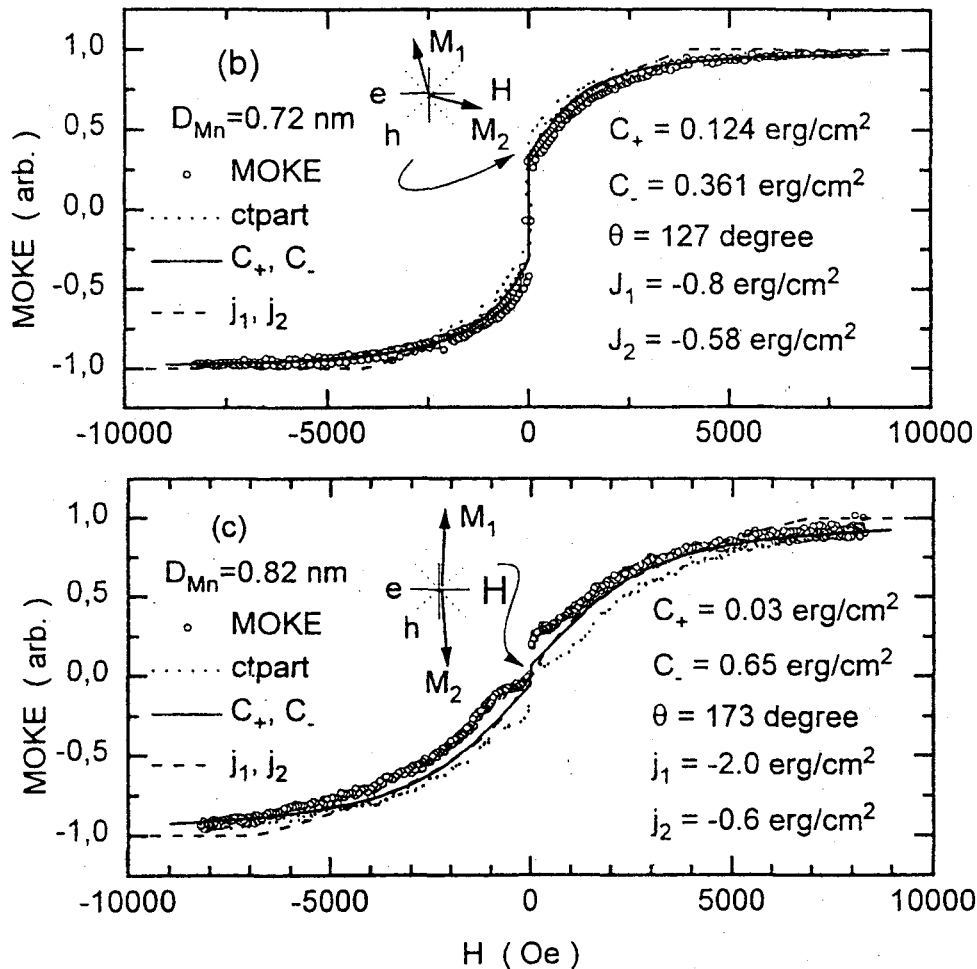


Abb.3 Gemessene (offene Kreise) und angepasste (durchgezogene Kurve) Ummagnetisierungskurve von Fe/Mn/Fe Schichtungen mit verschiedenen Mn-Dicken D_{Mn} .

Abb.2 zeigt im oberen Teil Ummagnetisierungskurven von Fe/Al/Fe Schichtungen, die mit Hilfe des magnetooptischen Kerr Effektes aufgenommen wurden (vgl. Vortrag von P. Bechthold) und im unteren Teil mit angefitzten Parametern simuliert sind. Da Al paramagnetisch ist, muß hier Gl.1 angewendet werden. In Abb.3 ist die Ummagnetisierungskurve einer Fe/Mn/Fe Schichtung zu sehen. Zu sehen sind die experimentellen Punkte (offene Kreise) und das Ergebnis der Simulation mit den angegebenen Werten für C_+ und C_- . Da man davon ausgehen kann, daß hier antiferromagnetisches Mn vorliegt, ist die Auswertung mit Hilfe von (5) gerechtfertigt. Man erkennt deutlich das für eine antiferromagnetische Zwischenschicht erwartete asymptotische Sättigungsverhalten, während die Kurven für die paramagnetische Zwischenschicht in Abb.2 bereits in endlichen Feldern sättigen.

Bei den bis hierher diskutierten Schichtungen- zwei ferromagnetische Schichten getrennt durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht- ist nur die Bestimmung antiferromagnetischer- oder 90° - Kopplung mit Hilfe von $M(H)$ - Kurven möglich. Die Bestimmung der Stärke ferromagnetischer Kopplung ist mit dieser Methode an solchen Schichtungen nicht möglich, da die Magnetisierungen schon im Nullfeld parallel ausgerichtet sind und sich bei Erhöhung des äußeren Feldes daran nichts ändert. Dies wird erst durch die Einführung einer zusätzlichen Schichtung möglich, mit deren Hilfe eine der erwähnten ferromagnetischen Schichten im Nullfeld antiparallel zu der anderen ausgerichtet werden kann (Mauri 1992). Dieses Verfahren ist als "spinengineering" bekannt geworden.

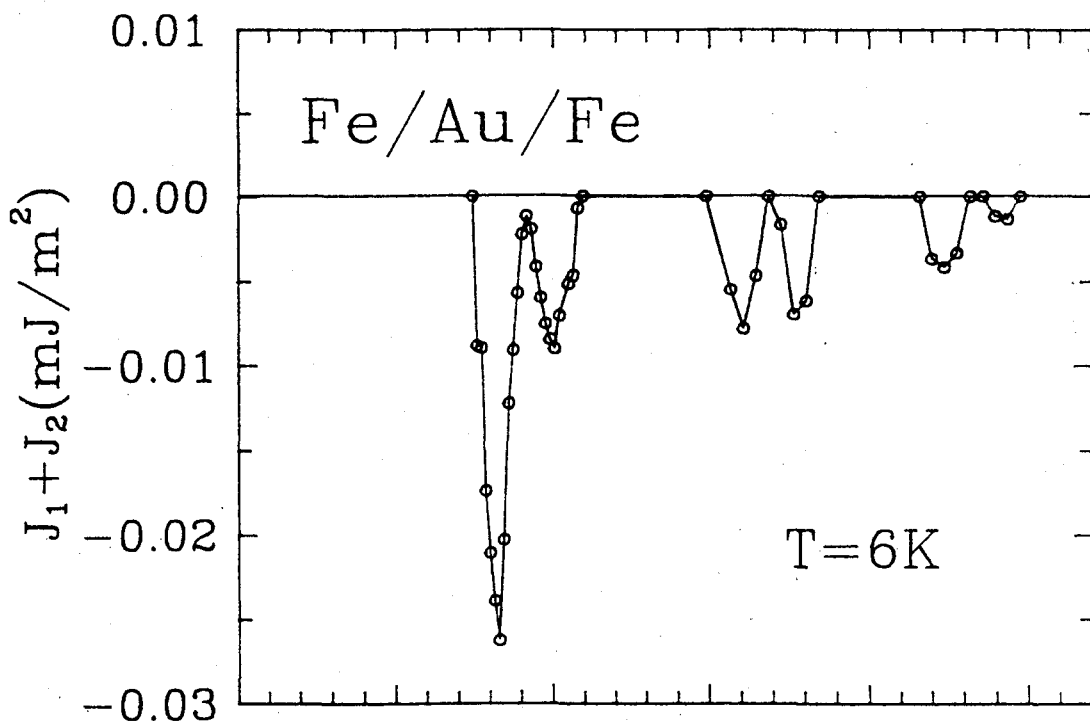


Abb.4 Kopplungsstärke J_1+J_2 als Funktion der Au- Dicke in einer Fe/Au/Fe- Schichtung

Mit den beschriebenen Verfahren kann die Kopplungsstärke als Funktion der Zwischenschichtdicke D vermessen werden. Eine solche Abhängigkeit ist in Abb.4 in Form der Summe der in (1) definierten Parameter J_1 und J_2 gezeigt. Da hier die $M(H)$ - Methode ohne spinengineering eingesetzt wurde, konnten nur negative Werte von $J_1 + J_2$ vermessen werden.

3. Eine anschauliche Deutung der indirekten Kopplung vermittelt durch Metallelektronen

Das Zwischenschichtmaterial in Abb.4, Au, ist diamagnetisch, also kann hier nur eine Kopplung vermittelt durch die Metallelektronen vorliegen. Man kann sie auf der Basis einer spinabhängigen Lokalisierung der Elektronen in der Zwischenschicht verstehen, die auftritt, wenn die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten parallel zueinander ausgerichtet sind. Die Situation ist in Teil (a) von Abb.5 illustriert. Elektronen in der Zwischenschicht, die ihre Spins antiparallel zur Magnetisierung ausgerichtet haben, werden stark an den Grenzflächen reflektiert, mit der Folge eines starken Lokalisierungseffektes in der Zwischenschicht. Der Grund für die starke Reflexion ist in Teil (b) illustriert wobei als Beispiel ein 3d Metall für die ferromagnetischen- und ein Edelmetall für die nichtmagnetische Zwischenschichten angenommen ist. Aus Gründen, die erst später einsichtig werden, können wir uns auf Elektronen an der Fermi- Kante beschränken. Dort befinden sich für die Elektronen mit Spin rauf sowohl in den magnetischen- als auch in der Zwischenschicht s - Zustände, wie dies durch den ähnlichen Verlauf der energieabhängigen elektronischen Zustandsdichte angedeutet ist. Elektronen mit Spin rauf durchlaufen daher das Schichtpaket mit nur schwacher Reflexion an den Grenzflächen. Für die Elektronen mit Spin nach unten andererseits ergeben sich durch die Energieaufspaltung d - Zustände an der Fermikante des magnetischen Metalls, sodaß die Transmission von s -Elektronen aus der Zwischenschicht reduziert ist und sich eine stärkere Lokalisierung dieser Elektronen in der Zwischenschicht ergibt.

Als nächstes betrachten wir die Veränderungen der elektronischen Energie, die durch den Lokalisierungseffekt zustande kommt. Bezüglich der Bewegung der Elektronen parallel zu den Schichtnormalen ergibt sich nun ein diskretes Spektrum von Energieniveaus, das mit der Ausbildung von stehenden Elektronenwellen zusammenhängt. Eine solche stehende Welle als Folge der Überlagerung zweier propagierender Wellen ist in Teil (a) der Abbildung 5 dargestellt. Wir bezeichnen die Komponente des Wellenvektors der Elektronenwelle parallel zur Filmebene mit $q_{||}$ und mit q_{\perp} dazu senkrecht. Für die Ausbildung einer stehenden Welle muß gelten $|q_{\perp}| = n \cdot \pi / D$ (n =natürliche Zahl, D = Zwischenschichtdicke). Bei Vergrößerung der Zwischenschichtdicke verschieben sich die diskreten Energieniveaus nach unten und neue Energieniveaus rutschen durch die Fermi- Kante und werden dabei bevölkert. Daher ist plausibel daß für solche Werte von D , bei denen ein diskretes Niveau gerade bevölkert wird, eine Erhöhung der elektronischen Energie stattfindet und eine Erniedrigung, falls das letzte bevölkerte Energieniveau sich weit unterhalb des Fermi- Niveaus befindet. Erinnern wir uns,

daß diese ganze Betrachtung für parallele Magnetisierungsausrichtung gültig ist, so ist klar, daß eine Erniedrigung der elektronischen Energie die parallele Ausrichtung stabilisiert und eine Erhöhung destabilisiert, also antiparallele Ausrichtung bevorzugt. Damit ist plausibel, warum die Zwischenschichtkopplung als Funktion von D oszilliert. Die Oszillationsperiode λ_D ist durch den Unterschied von D gegeben, bei dem zwei aufeinanderfolgende diskrete Energieniveaus die Fermikante passieren. Damit ergibt sich $\lambda_D = \pi/|q_{\perp}| = 2\pi/Q$, wobei q_{\perp} an der Fermikante zu nehmen ist. Die Größen $Q=2|q_{\perp}|$ sind nach Abb.5c die "inneren Durchmesser" an den Extremalstellen und heißen "caliper". In Abb.5c gibt es davon zwei, die für die beiden Oszillationsperioden in Abb.4 verantwortlich sind.

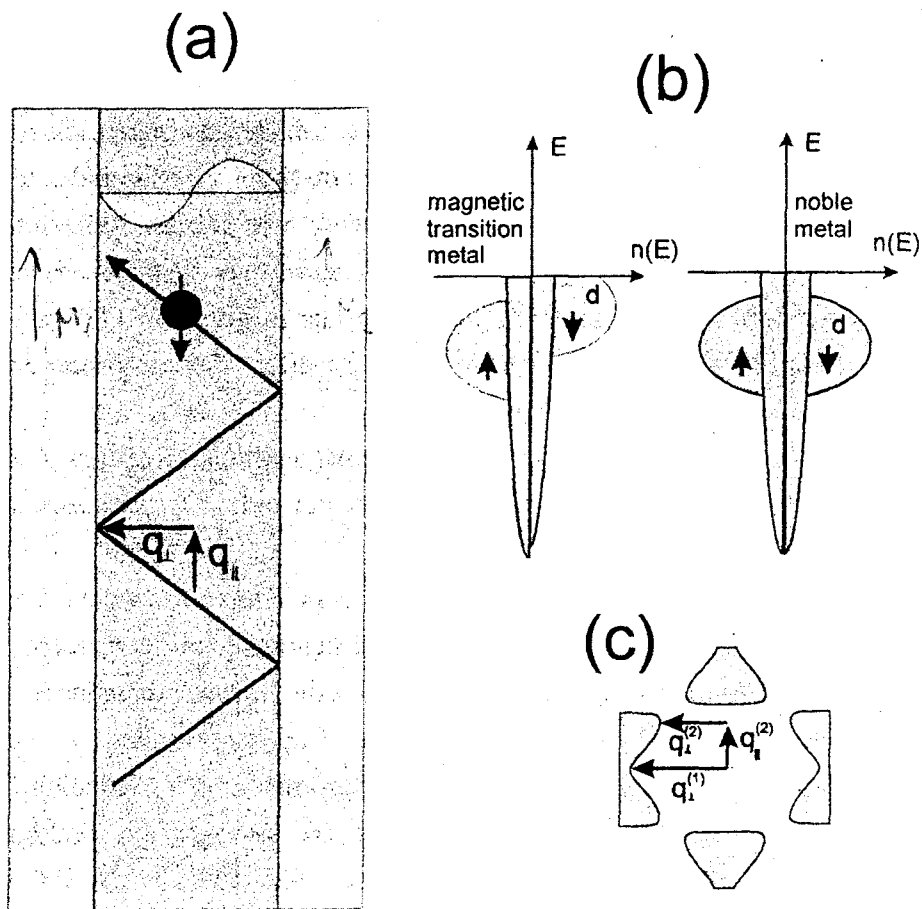


Abb.5: Teil (a) zeigt eine magnetische Schichtstruktur mit einer lokalisierten Elektronenwelle mit Spin nach unten, die zwischen den Grenzflächen hin- und her reflektiert wird. Teil (b) zeigt den Grund für die Lokalisierung mit schematischen Bandstrukturen. In Teil(c) sind für das Beispiel von (100)-Au Zwischenschichten die stationären Wellenvektoren q_{\parallel} und q_{\perp} gezeigt, die in diesem Fall den dominierenden Beitrag zur Kopplung ergeben.

Damit erwarten wir bei Veränderung der Zwischenschichtdicke oszillierende Kopplung. Je stärker die Lokalisierung, umso größer sind die Veränderungen in der Zustandsdichte und umso größer werden die zugehörigen Amplituden. An dieser Stelle ist zu berücksichtigen, daß nicht alle Wellenvektoren q_{\perp} an der Fermi-Kante in der gleichen Weisen beitragen. Manche sind mit größeren Zustandsdichten verknüpft als andere und tragen in der obigen Betrachtung mehr bei als andere.

Welche Wellenvektoren dies sind erhält man durch die Betrachtung der Fermi-Fläche, wie sie als Beispiel in Abb.5c für Au zu sehen ist. Die mit $q_{\perp}^{(1)}$ und $q_{\perp}^{(2)}$ gekennzeichneten Wellenvektoren sind mit besonders großen Zustandsdichten verknüpft, da sich ihre Längen bei Verschiebungen in vertikaler Richtung wenig ändern. Man nennt sie daher "stationär". Das zugehörige experimentelle Beispiel ist in Abb.4 zu sehen. Die erwarteten zwei Oszillationsperioden werden tatsächlich auch experimentell beobachtet.

Aus der vorangehenden Diskussion könnte man schließen, daß nur die Senkrechtkomponenten der Wellenvektoren, q_{\perp} , für die Kopplung relevant sind während die Parallelkomponenten, q_{\parallel} , keine Bedeutung haben. Bedenken wir aber, daß die hier diskutierten Elektronenwellen in Abhängigkeit von ihrem Spin mehr oder weniger in das magnetische Material eindringen, so ist in Analogie zur Optik sofort klar, daß hierbei, ebenso wie bei der Reflexion, q_{\parallel} erhalten werden muß. Im Beitrag von D. Bürgler wird gezeigt in welcher Weise die Erhaltung von q_{\parallel} bei der Behandlung der Kopplung in Abhängigkeit von der magnetischen Dicke berücksichtigt werden muß. Ebenso werden dort weitere Eigenschaften der oszillierenden Kopplung beschrieben, die sich aus der Erhaltung von q_{\parallel} ergeben.

Bei dem in Abb.1b dargestellten Fall einer antiferromagnetisch geordneten Zwischenschicht erwartet man auch oszillierende Kopplung, aber jetzt mit einer Oszillationsperiode von nur zwei Monolagen.

90°-Kopplung ergibt sich nach Slonczewski aus einem Konkurrenzeffekt von ferro- und antiferromagnetischer Kopplung, der durch Grenzflächenrauhigkeit verursacht wird. Durch solche Rauigkeit bedingt, können bei der Zwischenschicht Dickenfluktuationen auftreten und als Folge Bereiche ferro- und antiferromagnetischer Kopplung in der Schichtebene nahe beieinander liegen. Dann ergibt sich als "Kompromiß" 90°-Kopplung. Bei einer antiferromagnetischen Zwischenschicht genügt schon eine geringfügige Rauigkeit um über diesen Mechanismus 90°-Kopplung zu erzeugen. Sie sollte also insbesondere bei antiferromagnetischen Schichten verstärkt auftreten.

4. Experimentelle Ergebnisse mit verschiedenen Zwischenschichtmaterialien

Während die Kopplung über das diamagnetische Au (Abb.4) mit aller Wahrscheinlichkeit vermöge des in Abb.1a dargestellten indirekten Mechanismus stattfindet erwartet man für Cr oder Mn Zwischenschichten den in Abb.1b dargestellten Mechanismus. In Abb.6 ist daher die

Kopp
wurd
Sehr
wie r
durch
ist au
Oszil
Gleich
Zwis
Wäh
Mn-
und
über

Abt.
Ma
auf

Kopplungskurve einer Fe/Mn/Fe Schichtung zu sehen, wobei die Daten mit Gl.5 ausgewertet wurden.

Sehr schön zu erkennen sind die Oszillationen mit einer Periode von zwei Mn- Monolagen, wie man sie für antiferromagnetisches Mn erwartet. Der Untergrund kommt in erster Linie durch 90°- Kopplung zustande, die durch Grenzflächenrauigkeit verursacht wird. Hierdurch ist auch leicht zu erklären, warum bei größeren Mn- Dicken nur noch 90°- Kopplung- ohne Oszillationen- auftritt. In diesem Fall ist die Grenzflächenrauigkeit so groß, daß eine Gleichverteilung von gerader- und ungerader Anzahl von Mn- Monolagen in der Zwischenschicht auftritt, sodaß in Gleichung 5 $C_+ = C_-$.

Während im Fe/Mn/Fe- Beispiel sowohl in den ferromagnetischen Fe Schichten als auch in den Mn- Zwischenschichten die nächste Nachbar Wechselwirkung zur Ausrichtung der Momente und zur Kopplung führt, ist dies bei Selten Erd- Y Schichtungen die indirekte Wechselwirkung über die Metallelektronen.

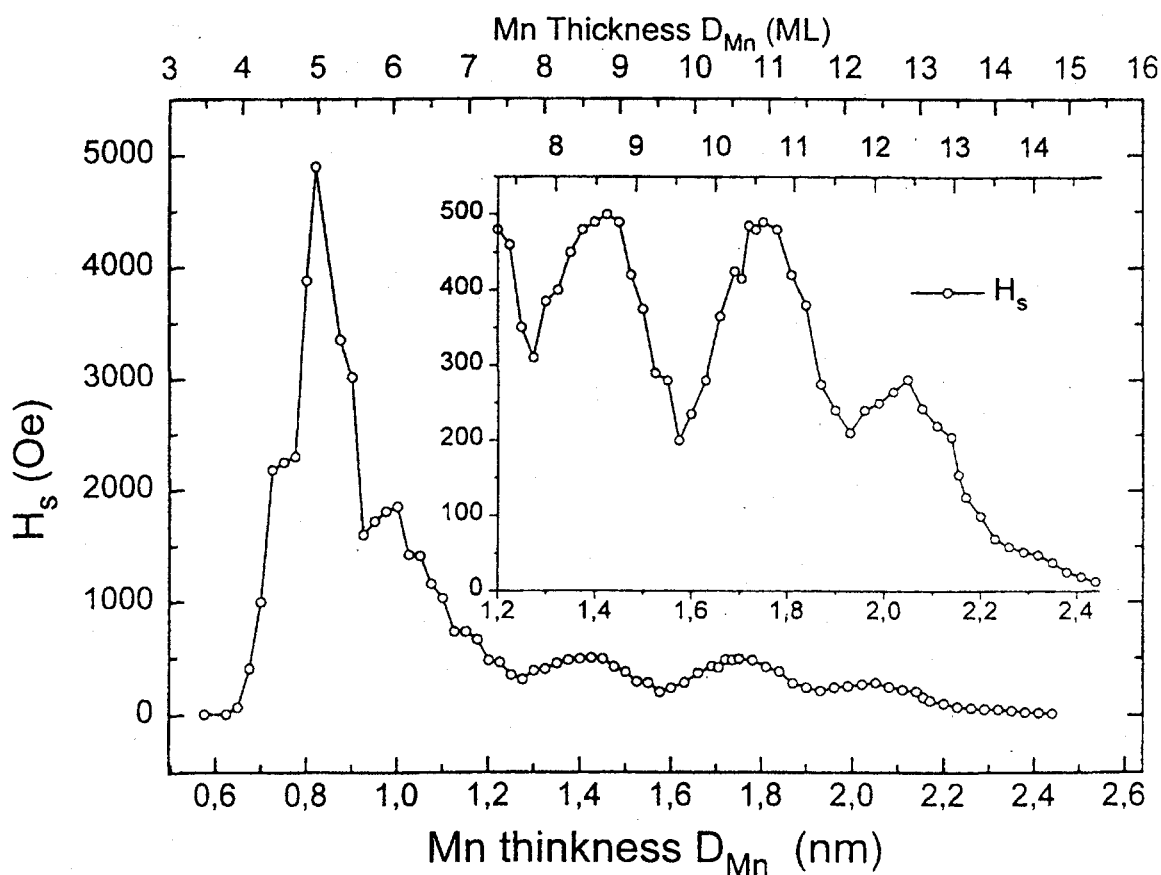


Abb.6 Antiferromagnetische- oder 90°-Kopplung von Fe über Mn Zwischenschichten. Als Maß für die Kopplungsstärke dient hier die Sättigungsfeldstärke H_s der Schichtung in einem äußeren Feld.

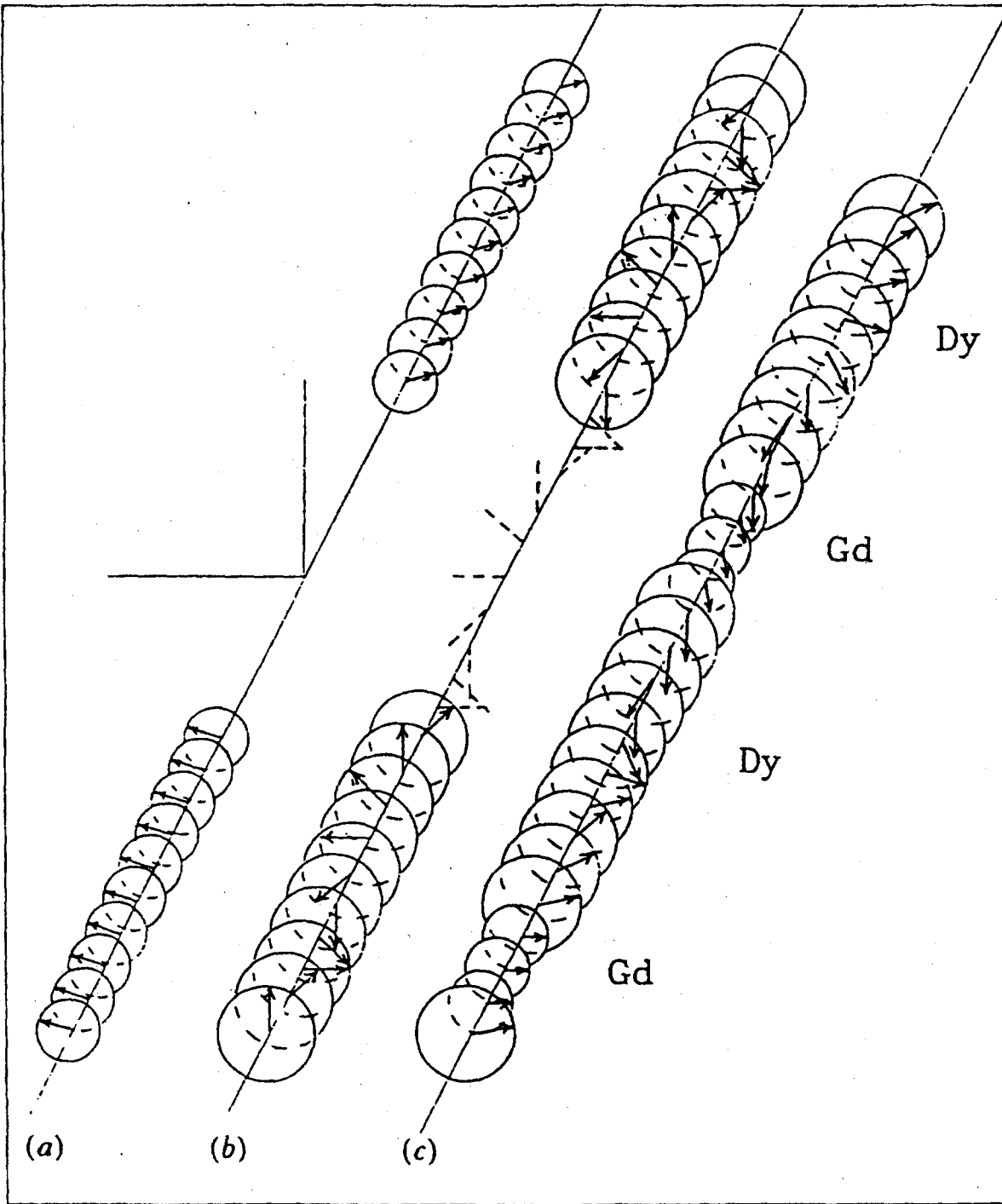


Abb.7 (a) Die AF- Kopplung von Gd über 10ML Yttrium. Durch ein nach oben gerichtetes Feld ist die Struktur leicht verkantet. (b) Kopplung von Dy über 10ML Yttrium. Der Drehwinkel beträgt etwa 51° pro Y- Lage. (c) Lineare Ausrichtung in Gd überlagert von Helixstruktur in Dy ergibt eine komplizierte Struktur, die stark von den Einzeldicken abhängig ist.

Die Ve
 Dy/Y- un
 Ferromagi
 die die Ke
 linear pola
 Abb.7 du
 magnetisc
 Zwischens
 daher so v
 Wechselw
 Dies ähn
 entspreche
 . In allen bi
 entweder
 Elektrone
 für die B
 J.Schelter
 Mechanis
 in den Iso
 solche Kc



Abb.8 "(
 Zwischen
 meander
 Polvertei

Die Veränderung der Ausrichtung der Momente längs der Schichtnormalen ist für Gd/Y-, Dy/Y- und Gd/Dy- Schichtungen in Abb.7 angedeutet. Gd ist, wie im Volumen, ein Ferromagnet, während Dy durch eine Helixstruktur gekennzeichnet ist. Entsprechend sind auch die die Kopplung vermittelnden Elektronenwellen im Y bei der Kopplung von Gd Schichten linear polarisiert um im Falle der Dy Schichten zirkular polarisiert. Der letztere Fall ist in der Abb.7 durch die gestrichelten Linien angedeutet. Bei den Selten Erden ist die zur magnetischen Ordnung führende Wechselwirkung ebenso wie die Wechselwirkung über die Zwischenschicht, die RKKY Wechselwirkung. Die in Abb.7 gezeigten Strukturen kann man daher so verstehen, daß das Gd(Dy) eine linear(zirkular) polarisierte Welle erzeugt, die für die Wechselwirkung innerhalb des Materials und über die Zwischenschicht verantwortlich sind. Dies ähnelt der Erzeugung von linear und zirkular polarisierten Lichtwellen durch entsprechende optische Komponenten und der Fortpflanzung dieser Wellen.

In allen bisher behandelten Fällen war die Zwischenschicht metallisch und die Kopplung kam entweder durch die Nächste- Nachbar- Wechselwirkung oder durch propagierende Elektronenwellen, wie in Abb.5 oder Abb.7 angedeutet, zustande. Bei Schichtungen, wie sie für die Beobachtung des spinabhängigen Tunneleffektes verwendet werden (s.Vortrag von J.Schelten), ist die Zwischenschicht ein nichtmagnetischer Isolator damit kommen diese Mechanismen für die Kopplung nicht in Frage. Höchstens die aus einer metallischen Oberfläche in den Isolator hineinreichenden evaneszierenden Wellen könnten durch ihren Überlapp eine solche Kopplung bewirken. Sie wird in dem Vortrag von P. Bruno theoretisch behandelt.

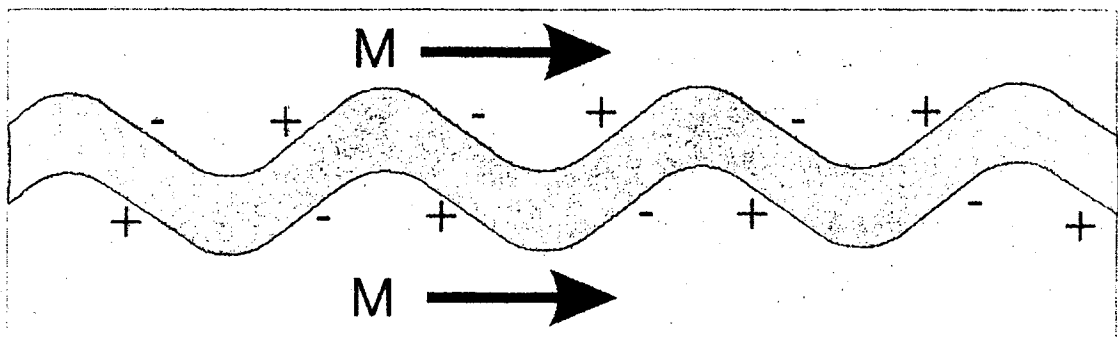
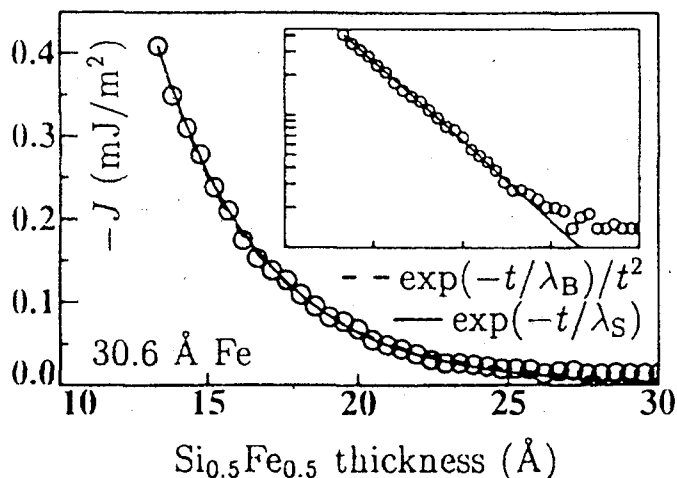


Abb.8 "Orange peel" Kopplung zweier magnetischer Schichten (rosa) über eine "rauhe" Zwischenschicht (blau). Die Rauigkeit führt hier zu der (übertrieben gezeichneten) meanderartigen Struktur. Bei horizontaler Magnetisierung führt dies zu der gezeigten Polverteilung die eine parallele Magnetisierungsausrichtung bevorzugt.

Bevor wir auf die Frage einer Austauschkopplung über ein isolierendes- oder zumindest halbleitendes Material zurückkommen, wollen wir an dieser Stelle eine magnetische Kopplung betrachten, die "geometrisch" bedingt ist und unter dem Namen "orange peel" coupling in der Literatur geführt wird. Sie kommt durch Grenzflächenrauigkeit zustande. Der Mechanismus ist in Abb.8 illustriert. Hier ist angenommen, daß Grenzflächenrauigkeit bei überall gleichbleibender Schichtdicke zu der in der Abbildung gezeigten Situation führt. Eine in der Schichtebene liegende Magnetisierung führt dann zu der gezeigten Polverteilung, bei der sich Plus- und Minuspole gerade gegenüberstehen. Da dies energetisch günstig ist wird die gezeigte parallele Magnetisierungsrichtung bevorzugt.

Über wirklich isolierende Zwischenschichtmaterialien wie Al_2O_3 , ist außer ferromagnetischer Kopplung, die durch den orange peel Effekt erklärt wird, bisher noch keine andere Kopplungsart nachgewiesen worden. Für halbleitende Materialien wie Si ist die Situation noch unklar. Zwar beobachtet man für gewisse Si- Dicken antiferromagnetische Kopplung (s. Abb.9 und Tabelle 1) aber es ist nicht klar, ob hier wirklich reines Si vorliegt oder ein Fe- Silizid, das durch Diffusion entstanden ist. In Abb.9 ist FeSi als Zwischenschichtmaterial angenommen. Die Kopplungsstärke klingt exponentiell mit der Zwischenschichtdicke ab. Hierzu im Widerspruch scheint die Temperaturabhängigkeit der Kopplung zu stehen, die jetzt eine Zunahme der Kopplungsstärke mit der Temperatur erwarten läßt (s.Vortrag Bruno), in Wirklichkeit aber schwächer wird.

Abb.9 AF Kopplungsstärke als Funktion der $\text{Si}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ -Dicke. Das $\text{Si}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ entstand aus Si in einer Fe/Si/Fe- Schichtung durch Diffusion. Der Einsatz zeigt eine Anpassung mit einer exponentiellen Abhängigkeit.



Auch für isolierende Materialien wurde kürzlich der in Abb.1b gezeigte Fall der Kopplung über ein antiferromagnetisches Material untersucht. Die Struktur bestand aus einer $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{NiO}/\text{Fe}_3\text{O}_4$ Schichtung. Gefunden wurde starke 90° -Kopplung, die durch den Antiferromagnetismus des NiO, zusammen mit Grenzflächenrauigkeit erklärt wurde (P.v.der Heijden, Diss. Techn. Univ. Eindhoven, 1998).

5. Bezug der Kopplung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem

Es ist interessant, gemessene Kopplungsstärken miteinander zu vergleichen und in Beziehung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem zu setzen. Parkin fand in dieser Hinsicht das in Abb.10 gezeigte Ergebnis. Es kann so formuliert werden, daß innerhalb der Elemente der 3d, 4d und 5d Reihen als Zwischenschichtmaterialien die Kopplungsstärke systematisch abnimmt, daß sie aber innerhalb einer Reihe von links nach rechts exponentiell zunimmt. Wie im nächsten Beitrag von D.Bürgler noch ausführlicher belegt wird, ergibt sich bei der Analyse von Kopplungsstärken eine große Schwierigkeit daraus, daß die verschiedenen Materialien der Schichtung verschiedene Strukturen sowie Gitterkonstanten haben können. Durch die sich daraus ergebenden Störungen beim Wachstum, können sich sehr starke Veränderungen- meist Abschwächungen- bei den Kopplungsstärken ergeben. Alle gemessenen Kopplungsstärken sind mit dieser Einschränkung zu bewerten. In Ergänzung zu Abb.10 sollen daher einige markante Ergebnisse, die in der Tabelle 1 enthalten sind, herausgestellt werden.

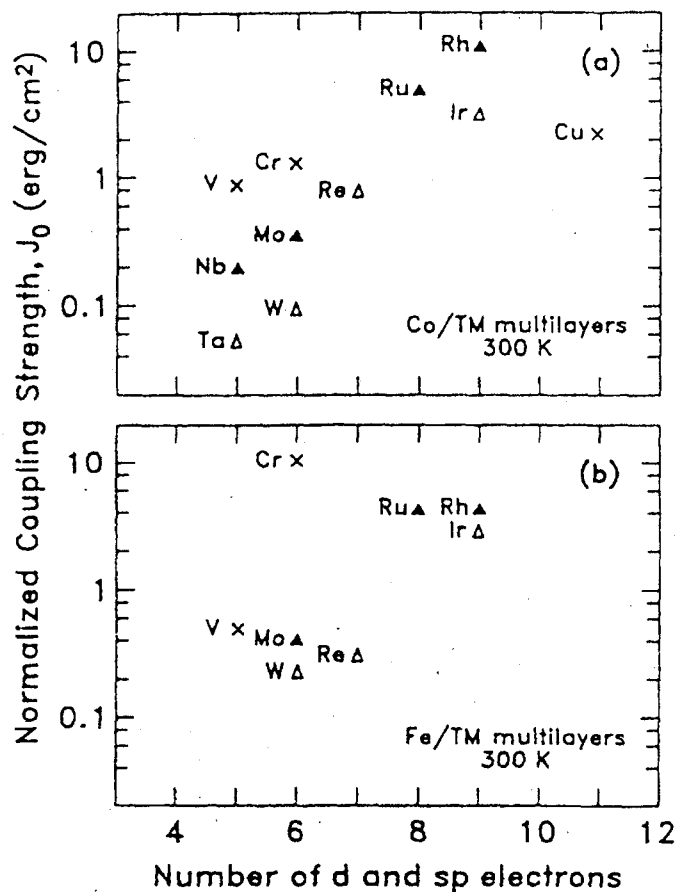


Abb.10 Abhängigkeit der Kopplungsstärke von der Anzahl der Elektronen in den nichtabgeschlossenen Schalen, für Zwischenschichtmaterialien bestehend aus 3d, 4d und 5d Elementen, für Schichtungen mit Co(a) und Fe(b).

Tabelle 1

Beobachtete Kopplungsstärken und Oszillationsperioden in verschiedenen Schichtungen

Probe	Orientierung	Max. Koppl. stärke (J_1+J_2) (mJ/m^2)	Lage des 1. Koppl.max.	Oszillations- periode	Referenz
Fe/Cr/Fe	(100)	1.3	0.55nm	1.9nm	Demokritov et al. 1991
Fe/Cr/Fe	(100)	0.6	0.58nm	0.29nm	Purcell et al. 1991
Co/Cu/Co	(100)	0.4	6.6ML	2.6ML, 8ML	Johnson et al. 1992
Co/Cu/Co	(110)	0.7	0.85nm	1.25nm	Johnson et al. 1992
Fe/Cu/Fe	(100)	0.32	1.35nm	1.35nm	Bennett et al. 1990
Fe/Cu/Fe	(100)	0.3	1.4nm	0.73nm 1.67nm	Leng et al. 1993
Fe/Cu/Fe	(100)	0.22 (295K) 0.24 (77K)	11.6 ML		Heinrich et al. 1990
Fe/Mn/Fe	(100)	0.14	8ML	2ML	Purcell et al. 1992
Co ₇₅ Fe ₂₅ /Mn/Co ₇₅ Fe ₂₅	(100)	3.0 (J_2)	0.8nm	0.7-0.8nm	Krebs et al. 1996
Fe/Ag/Fe	(100)	0.022	1.7nm	0.47nm 1.05nm	Leng et al. 1993
Fe/Au/Fe	(100)	0.026	1.7nm	0.41nm, 1.4nm	Fuss et al. 1992
Fe/Au/Fe	(100)	1.9	0.82nm	1.75nm, .51nm	Unguris et al. 1997
Co/V/Co	(110) textured	0.1	0.9nm	0.9nm	Parkin 1991
Co/Re/Co	(00.1) sputtered	0.32	0.5nm		Freitas et al. 1992
Co/Rh/Co	(111) epitaxy	34	0.48	1.2	Zoll et al. 1997
Co/Ru	fcc (111) or hcp(00.2) texture sputtered	0.8	≤0.4nm	1.2nm	Bloemen et al. 1994
Co/Ru/Co Ag	Co fcc(1,1,1), hcp(0,0,0,1)	4.8	≤0.7		Ounadjela et al. 1996
Fe/Pd/Fe	fct Pd	0.02	14ML	4ML	Fullerton et al. 1995
(Fe/Pt) ₁₅	(100)	0.01	1.94nm		Sakurai et al. 1995 JMMM 147, p.16
(Fe/Nb) _n Fe n=10-20	polycryst. (110)textd.	0.034	1.4nm	0.9nm	Mattson et al. 1992
Fe/Mo/Fe	(100)	≈0.2	5ML (0.78nm)	≈3ML (0.47 nm)	Qiu et al. 1992
Co/Os/Co	(111) texture sputtered	0.55	0.9+/- 0.1nm	1.5nm	Bloemen et al. 1993
Fe/Al/Fe	(100)	0.3	0.6nm		Fuss et al. 1992
Fe/Si/Fe	amorphous	5x10 ⁻⁶	+/-1.6nm	+/-3nm ???	Toscano et al. 1992
Fe/Si/Fe	(111) texture sputtered	1	1.5nm		Fullerton et al. 1992

Die mit Abstand größte Kopplungsstärke wurde mit 34 mJ/m^2 im Fall des Co/Rh/Co gemessen, gefolgt von Co/Ru/CoAg mit 4.8 mJ/m^2 . Die für den wohl am meisten untersuchten Fall des Fe/Cr/Fe gefundenen Werte sind mit etwa 1 mJ/m^2 wesentlich kleiner. Für Pd und Pt wird häufig ferromagnetische - oder höchstens nur schwache antiferromagnetische Kopplung beobachtet. Interessant ist auch der Fall des Mo, für das die Theorie eine Oszillationsperiode von 2ML vorhersagt. Dies ist plausibel, da Mo eine ähnliche Bandstruktur wie Cr hat. Gemessen werden aber nicht 2 sondern etwa 3 Monolagen. Bei den Edelmetallen Cu, Au, Ag wurde lange die stärkste Kopplung über Cu Zwischenschichten nachgewiesen. Messungen an Fe/Au/Fe- Proben unter Zuhilfenahme von Fe- whiskern haben aber jetzt die größten Werte von 1.9 mJ/m^2 für dieses System ergeben.

Zusammenfassend läßt sich aus all diesen Ergebnissen wohl sagen, daß die in Abb.10 angedeuteten Abhängigkeiten zumindest in der Tendenz richtig sind.. Eine theoretische Erklärung wurde im Sinne von Abb.5 von Mathon und Edwards dadurch gegeben, daß die spinabhängige Reflexion in Abb.10 mit zunehmender Übereinstimmung der Zahl Valenzelektronen zunimmt. Kombinationen von Materialien, die im Periodensystem übereinanderstehen (vgl. Tab.2), lassen daher die stärksten Kopplungen erwarten. Die enorm starke antiferromagnetische Kopplung von Co über Rh ist ein sehr überzeugendes Beispiel. Beide, sowohl Co als auch Rh habe ja 9 s- und d Elektronen. Der kleine Wert von $J_1=0.1 \text{ mJ/m}^2$ für V paßt auch in dieses Schema.

Man kann ferner erwarten, daß sich auch die Tendenz zu Ferro- oder Antiferromagnetismus, wie sie in der 3d- Reihe direkt in der Ausbildung der entsprechenden statischen Ordnung zu beobachten ist, auch in der 4d- und 5d- Reihe vorhanden sein wird. Im Bandbild wird Ferromagnetismus ja durch eine hohe Zustandsdichte (im paramagnetischen Zustand) unterhalb der Fermikante verursacht, während Antiferromagnetismus dann bevorzugt wird, wenn die Fermienergie in der Bandmitte liegt. Auf diese Weise läßt sich begründen, warum in Ferromagnetismus in der 3d Reihe bei den Elementen rechts und Antiferromagnetismus in der Mitte auftritt. Da die Lage und Breite der Bänder in erster Linie mit der Anzahl der Valenzelektronen verknüpft ist erwartet man für die 4d und 5d Reihen ein ähnliche Tendenz.

Tabelle.2 Metalle der 3d, 4d und 5d Reihe mit Elektronenkonfigurationen, die für die Bandstrukturen im Festkörper verantwortlich sind.

22 Ti $3d^2 4s^2$	23 V $3d^3 4s^2$	24 Cr $3d^5 4s$	25 Mn $3d^5 4s^2$	26 Fe $3d^6 4s^2$	27 Co $3d^7 4s^2$	28 Ni $3d^8 4s^2$	29 Cu $3d^2 4s^2$
40 Zr $4d^2 5s^2$	41 Nb $4d^4 5s$	42 Mo $4d^5 5s$	43 Tc $4d^5 5s^2$	44 Ru $4d^7 5s$	45 Rh $4d^8 s$	46 Pd $4d^{10}$	47 Ag $4d^{10} 5s$
72 Hf $5d^2 6s^2$	73 Ta $5d^3 6s^2$	74 W $5d^4 6s^2$	75 Re $5d^5 6s^2$	76 Os $5d^6 6s^2$	77 Ir $5d^7 6s^2$	78 Pt $5d^8 6s^2$	79 Au $5d^{10} 6s$

Belegt wird dies durch die bekannte Neigung von Pd und- etwas schwächer Pt- zu Ferromagnetismus. Die (bisher allerdings nur berechnete) Oszillationsperiode von 2 ML für Mo- Zwischenschichten belegt die Neigung dieses Elementes zu Antiferromagnetismus.

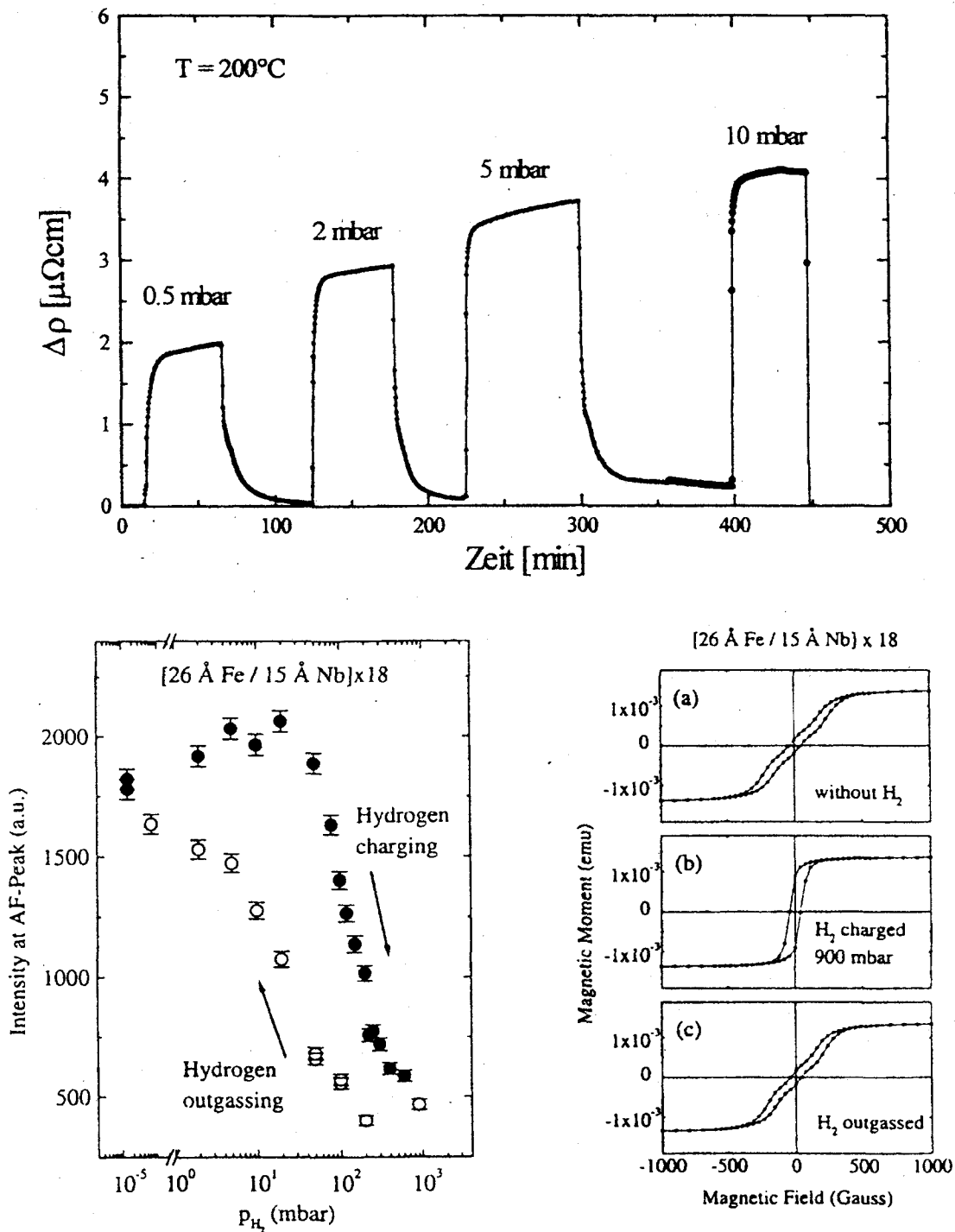


Abb.11 (a) Veränderung des elektrischen Widerstandes einer Schichtung aus Fe und Nb durch Beladen des Nb mit H_2 . (b) Veränderung der AF Kopplung durch Beladen und Ausgasen mit H_2 nachgewiesen mit Hilfe von Neutronenstreuung und eines entsprechenden Bragg peaks und in (c) mit Hilfe von Ummagnetisierungskurven.

6. Zwischenschichten aus Verbindungen und heterogenen Strukturen.

Wegen der vielfältigen Möglichkeiten, neue Bandstrukturen und Fermi-Flächen zu erzeugen, ist das Studium von Legierungen in Bezug auf die Eigenschaften als Zwischenschichtmaterialien interessant. Entsprechende Experimente sind allerdings in Bezug auf die erreichbaren Kopplungsstärken noch problematischer als viele von denen, die bisher beschrieben wurden, da sich in einer Legierung eine zusätzliche Möglichkeit für Unordnung mit der entsprechenden Abschwächung der Kopplung ergibt.

Eine interessante Möglichkeit, Zwischenschichtkopplungen gezielt und reproduzierbar zu verändern besteht darin, Zwischenschichtmaterialien zu verwenden, die in nennenswerten Mengen Wasserstoff lösen. Abb.11 zeigt einige Ergebnisse für Schichtungen aus Fe mit Nb. Hier nimmt nur das Nb Wasserstoff auf, für die maximal erreichte atomare Konzentration wurde ein Wert von $[H]/[Nb]=23\%$ angegeben. In Teil(a) ist für eine Schichtung mit 15A Nb gezeigt, wie sich der elektrische Widerstand beim Beladen und Ausgasen mit H verändert. In Teil (b) ist gezeigt, wie sich die Intensität eines Bragg peaks, der als Maß für die antiferromagnetische Kopplung angesehen werden kann, mit dem H_2 Partialdruck ändert. Diese Messung wird unterstützt durch die Messung von Ummagnetisierungskurven, die in Teil (c) zu sehen sind. Es ist klar, daß das gesetzte Ziel, nämlich die reproduzierbare Veränderung der Zwischenschichtkopplung erreicht werden konnte. Die mikroskopische Ursache dieser Veränderung ist allerdings weniger klar. Einerseits führt die Beladung mit H_2 zu einer Veränderung der Bandstruktur des Nb. Man kann erwarten, daß es dann mehr isolierend wird, das würde ausreichen, um die Kopplung merklich abzuschwächen. Andererseits können die in Teil (a) gezeigten Widerstandskurven so interpretiert werden, daß die Elektronenstreuung stark zunimmt, auch dann erwartet man eine Abschwächung der Kopplung. In anderen Experimenten an Schichtungen aus Fe getrennt durch V konnte durch Beladung des V mit H_2 allerdings gezeigt werden, daß ein Umschalten der Kopplung zwischen ferro- und antiferromagnetisch möglich ist, die nicht einfach durch eine Abschwächung der Kopplung gedeutet werden kann.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, Zwischenschichten zu verwenden, die selbst wieder aus Schichtungen verschiedener Materialien bestehen. Zum Beispiel könnte man statt einer Fe/Cr/Fe- Schichtung eine Fe/Au/Cr/Au/Fe Schichtung untersuchen um festzustellen, wie sich die Kopplung durch das eingefügte Au verändert. Es ist anzunehmen, daß die spinabhängige Reflektivität zwischen Cr und Fe einerseits und Au und Fe andererseits verschieden ausfällt, sodaß gemäß der an Hand von Abb.5 gegebenen Begründung auch die Zwischenschichtkopplung verändert werden sollte. Ein Schritt in die genannte Richtung wurde durch die Arbeiten von S.Okuno und Mitarbeiter in Japan getan und ist in Abb.12 dargestellt. Aufgetragen ist das in Gl.4 eingeführte Saettigungsfeld H_s als Funktion der Cr-Dicke w fuer verschiedene Dicken einer an einer Seite der Cr-Schicht angebrachten Au Schicht. Mit zunehmender Au Dicke wird H_s insgesamt deutlich abgeschwaecht und die lange Periode

verschwindet. Die Oszillation mit einer Periode tritt immer deutlicher hervor- sie wird durch die Au Zwischenschicht "herausgefiltert". Zur Zeit ist noch nicht abschließend geklärt, wie man dieses Ergebnis zu deuten hat.

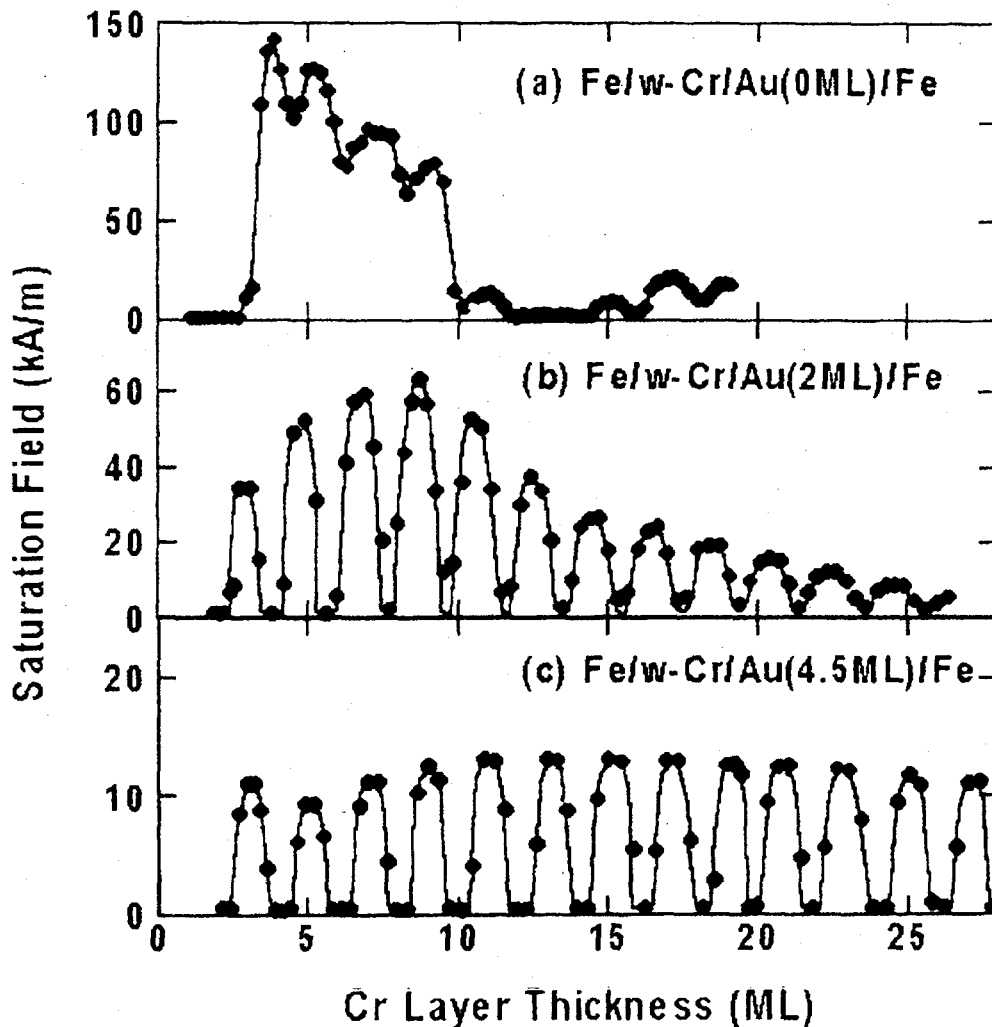


Abb.12 Zwischenschichtkopplung im System Fe/Cr/Au/Fe als Funktion der Cr- Dicke w , für verschiedenen Au-Dicken (angegeben in Monolagen ML). Als Maß für die Kopplungsstärke ist hier die Sättigungsfeldstärke H_s aufgetragen.

Abschließend sei noch bemerkt, daß man Zwischenschichtkopplungen auch anwenden kann, z.B. um in Magnetfeldsensoren vom GMR Typ eine nicht-parallele Magnetisierungsausrichtung benachbarter ferromagnetischer Schichten herzustellen. In Abhängigkeit von der speziellen Anwendung ist man dabei an starken oder schwachen

Kopplungen interessiert, sodaß die in Fig.11 und 12 gezeigten Beispiele durchaus auch anwendungsbezogene Aspekte haben.

Literatur:

1. P. Gruenberg, D. Bürgler, S. Demokritov, M. Johnson, "Interlayer Exchange Coupling in Layered Magnetic Structures" zur Veröffentlichung in "Ferromagnetic Materials" eingereicht. Editor: K.H.J. Buschow, Verlag: Elsevier Science Publishers.
2. C.F. Majkrzak et al. Adv in Phys. 40(1991)99
3. Verschiedenene Artikel in Ultrathin Magnetic Structures I,II, ed. by B. Heinrich and J.A.C. Bland (Springer, Berlin 1994)
4. S.S.P. Parkin, Phys.Rev.Lett.67(1991)3598
5. F. Klose et al. Phys.Rev.Lett.78(1997)1150
6. S. Okuno et al. zur Veröffentlichung eingereicht

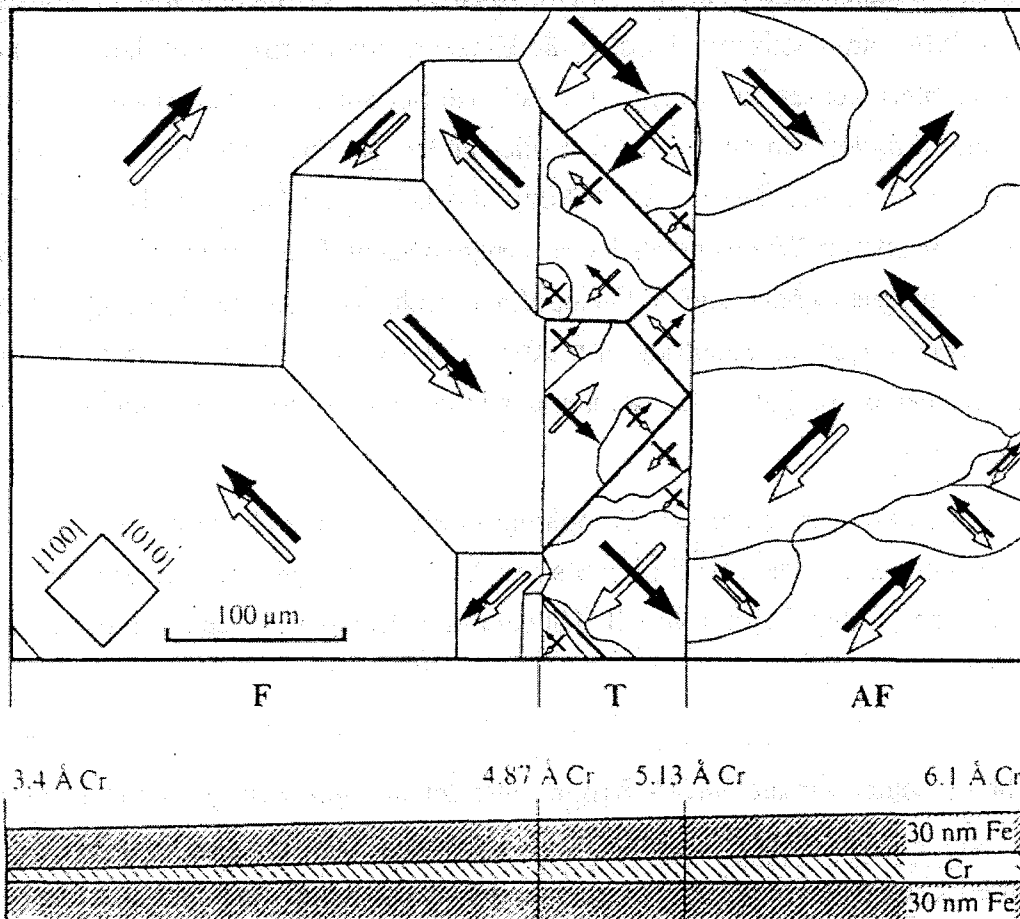


Abb. 3 Magnetische Domänen in einer Fe/Cr/Fe Schichtung mit keilförmiger Cr-Schicht. Oben die Aufnahme mit Hilfe eines Kerr-Mikroskops, in der Mitte eine Schemazeichnung, die Magnetisierungsrichtungen in den beiden Fe-Schichtungen angibt und unten ein Querschnitt durch die Schichtung.

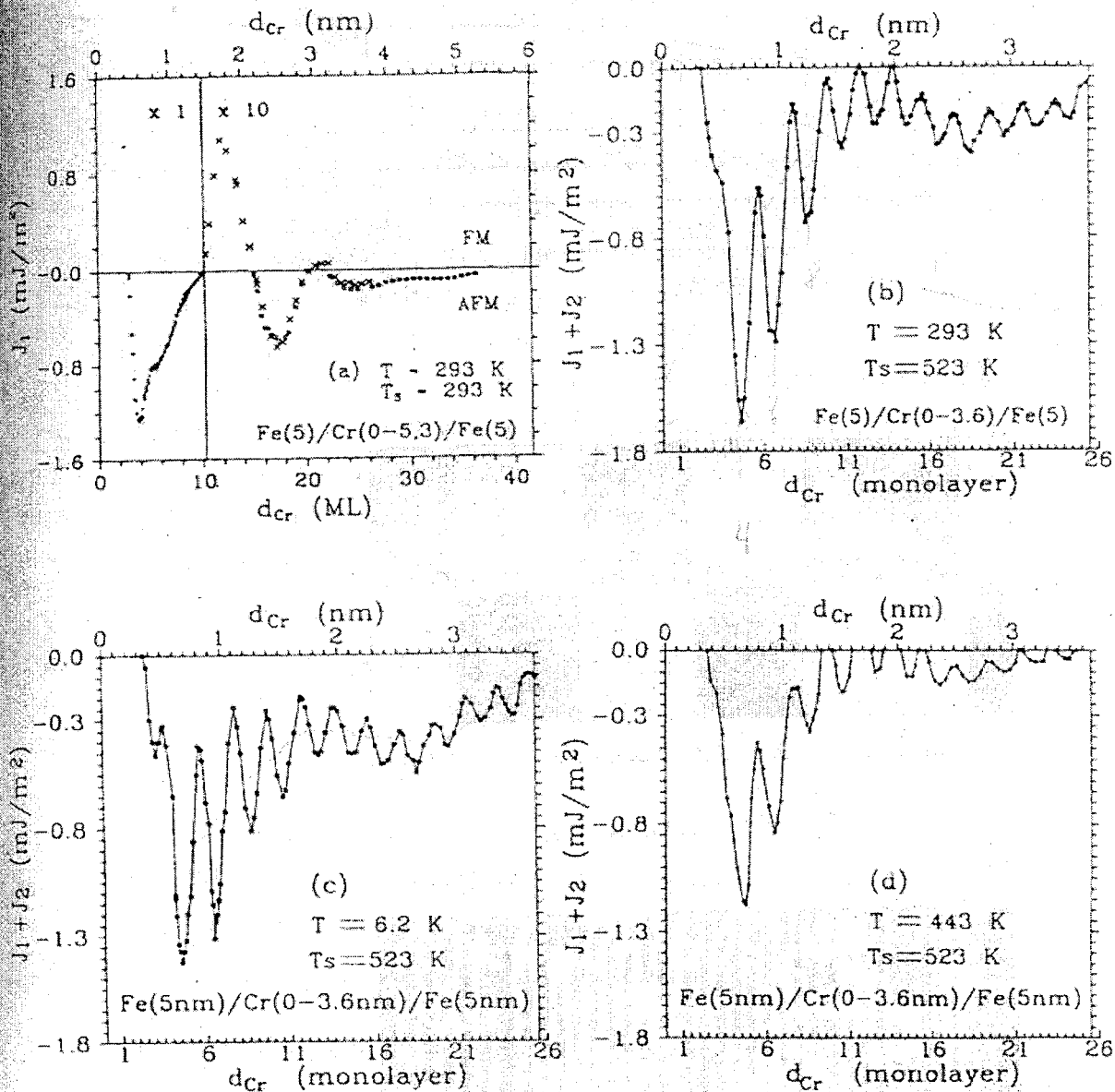


Abb.6 Oszillierende Zwischenschichtkopplung im Fe/Cr/Fe-System für Proben, die mit $T_s = 293\text{ K}$ (a) und mit $T_s = 523\text{ K}$ (b-d) hergestellt wurden, gemessen bei den angegebenen Temperaturen T .

Abb.6c,d zeigt die Kopplungskurve von der gleichen Probe wie in Abb.6b, nur gemessen bei tiefer und hoher Temperatur, wie angegeben. Das Ergebnis kann so interpretiert werden, daß den Oszillationen noch ein konstanter Untergrund überlagert ist, der sich bei tiefer Temperatur verstärkt. Eine genauere Analyse zeigt, daß dieser Untergrund im wesentlichen den Anteil des J_2 -Parameters widerspiegelt.

Funktion und Fernbedienung des Lock In Verstärkers SR 830

- 1 **Funktion eines Lock In verstärkers**
 - 1.1 Wichtige Einstellmöglichkeiten und Anzeigen
 - 1.2 Vergleich zu anderen Wechselspannungsmeßgeräten
- 2 **Fernbedienung des Geräts SR 830**

1 **Funktion eines Lock-In Verstärkers**

Ein Lock In Verstärker dient als Meßgerät kleiner und kleinster Wechselspannungen. Im Prinzip vergleicht der Lock In verstärker das Eingangssignal mit einem Referenzsignal in Bezug auf die Frequenz und die Phase. Das heißt das Ausgangssignal gibt die Amplitude nur jener Wechselspannung an die die gleiche Frequenz wie das Referenzsignal hat. Alle anderen Frequenzen, also auch das Rauschen werden sehr effektiv unterdrückt. In der Praxis kann mit einem Lock In verstärker auch ein „Nutzsignal“ gemessen werden, das um Größenordnungen kleiner als das Rauschsignal ist. Wie klein das Verhältnis von „Nutzsignal“ zu unerwünschtem „Störsignal“ werden darf wird durch die DYNAMISCHE RESERVE (in dB) angegeben. Die meisten Lock In verstärker erlauben die Auswahl verschiedener Bereiche der dynamischen Reserve je nach Anwendung. In der Regel ist eine HOHE dynamische Reserve = große Unterdrückung von Störfrequenzen - mit einer größeren Drift des Ausgangssignals verbunden. Um den Einfluß von Störsignalen weiter zu verringern können bei den meisten Lock In verstärkern zusätzliche Frequenzfilter am Signaleingang aktiviert werden - Tiefpass, Hochpass, Bandpass und Netzspannungsfiler - . Eine weitere Reduktion des Einflusses von Störungen auf das „Nutzsignal“ wird durch eine Aufsummation (= zeitliche Mittelung) des Eingangs- bzw. Ausgangssignals erreicht. Wie stark diese zeitliche Mittelung sein soll wird am Lock In verstärker durch die Zeitkonstante festgelegt. Wie groß diese Zeitkonstante zu wählen ist um eine effiziente Mittelung zu erzielen hängt von der Meßfrequenz ab. Eine Zeitkonstante von 100msec entspricht bei einer Frequenz von 10Hz einer „Mittelung“ von 1 Wert bei einer Frequenz von 1kHz einer „Mittelung“ von 100 Werten.

Die oben angeführten Eigenschaften eines Lock In verstärkers erlauben es Wechselspannungen im nV ($=10^{-9}$ V) Bereich zu messen. Bei RT liegen thermisch induzierte Spannungen - Rauschen, Kontaktspannungen ... - im μ V ($=10^{-6}$ V) Bereich.

Wie eingangs erwähnt wird das zu messende Signal in Bezug auf Frequenz **und** Phasenlage mit einer Referenzspannung verglichen. Hat eine Probe neben dem elektrischen Gleichstromwiderstand auch eine kapazitive bzw. induktive Komponente so ist es mit Hilfe eines Lock In verstärkers möglich Realteil (Gleichstromwiderstand, Phasenverschiebung = 0°) und Imaginärteil (Wechselstromwiderstand ωL , $(\omega C)^{-1}$, Phasenverschiebung $\pm 90^\circ$) zu trennen. Zu beachten ist hierbei, daß anders als etwa bei einem Oszilloskop wo der Referenzeingang lediglich zum periodisches Triggern (= Starten einer neuen Messung) benötigt wird wobei die Kurvenform praktisch beliebig sein kann (also auch ein kurzer Impuls ist ausreichend) bei einem Lock In verstärker die Referenzspannung eine symmetrische, einfache Kurvenform (etwa eine Sinuskurve) besitzen muß wenn außer der Amplitude des „Nutzsignals“ auch die Phase bestimmt werden soll. Anzumerken ist, daß der Wert des Ausgangssignals für die Amplitude unter der Annahme einer reinen Sinusspannung am Eingang als echter Effektivwert - TRMS, T r u e r o o t m e a n s q u a r e - ausgegeben wird. Bei anderen Kurvenformen sind geeignete Umrechnungsfaktoren anzuwenden.

1.1 Wichtige Einstellmöglichkeiten und Anzeigen

Einstellungen		
Empfindlichkeit (Sensitivity)	Volt/full scale	legt die Verstärkung des (konditionierten) Eingangssignals fest
Dynamische Reserve	dB (LOW - NORMAL - HIGH)	Bestimmt das Verhältnis Nutzsignal zu Störsignal(en)
Zeitkonstante (Time constant)	sec	Zeitliche Mittelung
Ausgangsmodus	XY, Amplitude-Phase ...	Darstellung des Ausgangssignals
Anzeigen		
Reference Low/ Unlocked	LED indikator	Kein Signal am Referenzeingang
(Signal) Overload	LED indikator	Eingangssignal („Nutz“ + Störspannungen) ist zu groß
Ausgangssignale	Analogzeiger, LED anzeige	Entsprechend dem eingestellten Modus zu interpretieren

1.2 Vergleich zu anderen Wechselspannungsmeßgeräten

	AC Voltmeter	Oszilloskop	Lock In
Empfindlichkeit	μV	mV	nV
Synchronisation/ Referenz	-	(beliebiges) Triggersignal	symmetrisches Referenzsignal
Frequenzselektiv Information	Breitband zeitliches Amplitudenmittel über alle Frequenzen	Breitband Kurvenform als Funktion der Zeit	Schmalband Amplitude und Phase (im zeitlichen Mittel) bezogen auf Referenz
Vorteil	keine Synchronisation erforderlich, einfache Messung	gesamte Information der zu untersuchenden Kurve ist verfügbar	Störsignale werden effizient unterdrückt.

2. Grundlegender Aufbau und Eigenschaften

Der Lock-In-Verstärker (LI) besitzt zwei Spannungseingänge: einen für die Meßgröße (mit Frequenz f_s modulierte Signal $U_s + \text{Rauschen } U_n$), sowie einen Referenzeingang. An diesen Referenzeingang muß eine AC-Spannung U_r mit der Frequenz f_r gelegt werden, die exakt gleich der Modulationsfrequenz des Signals ist. Es ist daher zweckmäßig U_r direkt bei der Modulation abzugreifen. Die Ausgangsspannung des LI ist abhängig von der Phasendifferenz zwischen U_s und U_r , daher bezeichnet man den LI als phasempfindliches Meßgerät.

Im einfachsten Fall ist der Lock-In aus einem Eingangswchelspannungsverstärker mit nachgeschaltetem Tief- bzw. Bandpass aufgebaut, einem phasempfindliche Detektor (PED) bzw. Signalmixer, einem Phasenschieber sowie einem Ausgangstiefpass. Bild 1 zeigt das Prinzipschaltbild.

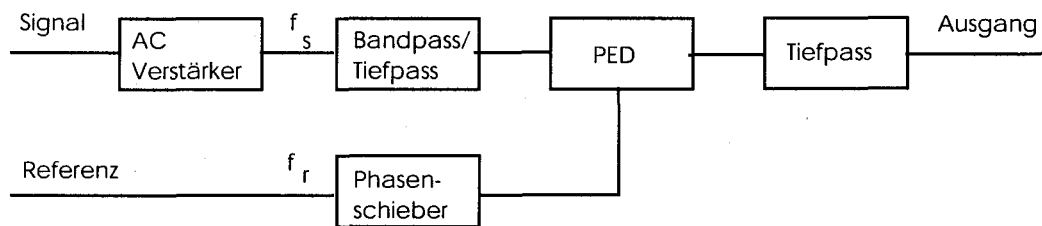


Bild 1 : Prinzipschaltbild eines Lock-in Verstärkers.

2.1 Funktionsprinzip eines Lock-In Verstärkers

Die Bauteile vor dem PED dienen nur dazu, die das Signal begleitenden Oberwellen zu dämpfen und den Gleichspannungsanteil zu eliminieren. Der Mixer ist das Herzstück des LI, seine Wirkungsweise wird im folgenden erläutert.

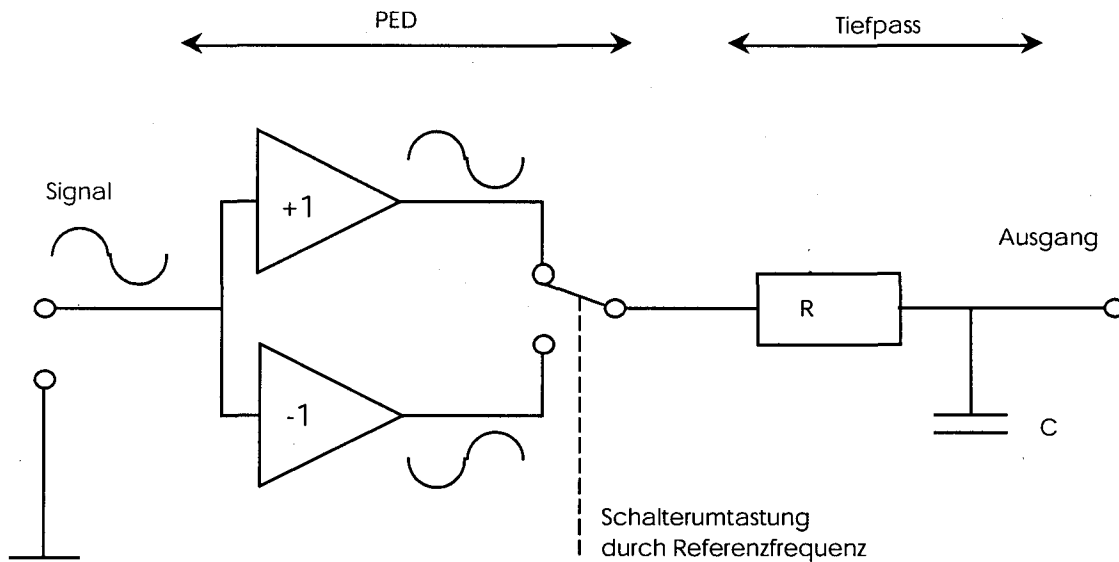


Bild 2: Prinzipieller Aufbau eines Signalmixers

Die Signalwechselspannung U_s (Frequenz f_s) wird sowohl über einen invertierenden als auch über einen nicht-invertierenden Verstärker geschickt. Die Referenzspannung U_r steuert die Schalterstellung mit der Frequenz f_r . Ist die Polarität der Referenz positiv, wird auf den nicht-invertierenden Verstärker geschaltet (Verstärkung +1), sonst auf den Inverter. Die hinter dem Schalter (d.h. hinter dem PED) abgegriffene Spannung U_o entsteht durch Multiplikation von U_s mit einer der Schalterstellung entsprechenden Rechteckschwingung der Frequenz f_r . Der Tiefpaß glättet U_o .

Sei $\omega_m = 2 \cdot f_m$ eine Frequenzkomponente des Eingangssignals U_m , sei entsprechend ω_r die Kreisfrequenz des Referenzsignals und damit gleichzeitig die erste Harmonische der Fourieranalyse der Rechteckumtastung. Dann gilt bei Vernachlässigung der höheren Harmonischen von Meßgröße und Referenzspannung für die Spannung nach dem Mixer:

$$\begin{aligned}
 U_o &= U_m \cdot U_r = A \sin(\omega_m t) \cdot \sin(\omega_r t + \phi) \\
 &= A/2 \cdot [\cos(\omega_r t - \omega_m t - \phi) - \cos(\omega_r t + \omega_m t + \phi)] \\
 &= A/2 \cdot [\cos(\omega_- t - \phi) - \cos(\omega_+ t + \phi)]
 \end{aligned}$$

ϕ ist die Phasendifferenz zwischen Signal- und Referenzfrequenz. Bei dem Mixprozeß entstehen also die Summen- und die Differenzterme der Ausgangsfrequenzen bezeichnet mit ω_+ bzw. ω_- . Der dem Mixer nachgeschaltete Tiefpaß ist so dimensioniert, daß er nur die niederfrequenten Differenzfrequenzen ω_- passieren läßt. Um zu verstehen, wie auf diese Weise der Rauschanteil in der Meßgröße verringert werden kann, wird die Rechnung in Bild 3 visualisiert.

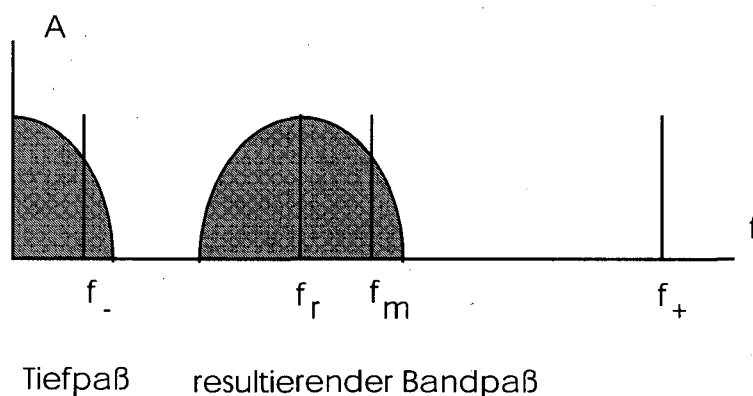


Bild 3: Mixprozeß im Frequenzbild

Jede Frequenzkomponente (Signal + Rauschen) der Meßgröße wird mit der Referenzfrequenz gemischt. Die dabei entstehenden Differenzterme können den Tiefpaß passieren, falls ihre Frequenz innerhalb dessen Bandbreite liegt. Die Signalkomponente, deren Frequenz gleich der Referenzfrequenz ist, wird auf die Frequenz Null (DC-Spannung) herabgemischt. Am Ausgang des LI tritt also eine Gleichspannung auf, deren Amplitude $U_{LI} = A/2 \cos \phi$ ist. Um ein maximales Ausgangssignal zu erhalten, wird mit dem Phasenschieber ein Offset von $-\phi$ eingestellt. Die Gleichspannung deren Amplitude proportional zur Modulationsamplitude des Eingangssignals ist, ist überlagert von Rauschkomponenten deren Frequenzdifferenz zur Referenzfrequenz kleiner als die Bandbreite des LI Tiefpasses ist. Da je nach Rauschart die Rauschfrequenzen mehr oder weniger gleichmäßig über das gesamte Frequenzband verteilt sind, ergibt sich dadurch eine starke Verringerung des Rauschanteils am Meßsignal

und somit eine Verbesserung des SNR. Der LI als ganzes wirkt damit wie ein Bandpaß, dessen Mittenfrequenz auf die Referenzfrequenz abgestimmt ist und dessen Bandbreite durch die doppelte Bandbreite des Tiefpasses gegeben ist.

Das SNR wird also mit steigender Zeitkonstante des Tiefpasses $T=R \cdot C$ verbessert: $\text{SNR} \sim \cdot T$. Andererseits sinkt damit auch die Dynamik des LI, da es bei einem veränderten Eingangssignal mehrere Zeitkonstanten dauert, bis der Tiefpaß umgeladen wird. Bei einer Messung mit einem Lock-in Verstärker muß also ein Kompromiß zwischen Genauigkeit (Rauschanteil) und Meßzeit geschlossen werden.

2.2 Oberwellen

Bisher wurden bei der Betrachtung des LI nur die Grundfrequenzen der einzelnen Signale berücksichtigt. Da normalerweise die Meßgröße rechteckförmig moduliert wird (an - aus) und durch den Schaltprozeß im Mixer ebenfalls ein rechteckförmiger Verlauf entsteht, existieren, entsprechend den Fourierkomponenten eines Rechtecks, Oberwellen deren Frequenz ein ungeradzahliges Vielfaches der Grundfrequenz beträgt. Diese Oberwellen werden ebenfalls im Mixer verarbeitet. Die Empfindlichkeit bezüglich der n-ten Oberwelle ist bei einem Tastverhältnis von 1 : 1 (duty-cycle : 0.5) $1/n$. Damit liegt hinter dem Tiefpass eine zusätzliche Spannung an, die von der Signalform abhängt und somit die Messung verfälscht. Um störende Oberwellen und ihre Mischprodukte zu unterdrücken, wird entsprechend Bild 1 dem PED immer ein variabler Bandfilter vorgeschaltet.

Das Abschneiden der Oberwellen ist unproblematisch (vorausgesetzt, die Referenzfrequenz liegt nicht zu tief, da die Oberwellen in diesem Fall zu dicht an der Grundfrequenz liegen). Eine zu starke Beschneidung der Bandbreite des Filters zur Verbesserung der Oberwellenunterdrückung ist jedoch mit einer Verschlechterung des Verhaltens gegenüber Signalphasenverschiebungen verbunden. Man muß deshalb einen Kompromiß zwischen Meßgenauigkeit und Driftverhalten finden.

4. Modulation des Signals

Liegt die Meßgröße als DC-Signal vor, muß sie moduliert werden, um ein der Lock-In Verstärkung zugängliches AC-Signal zu erhalten.

4.1 Modulationsverfahren

Es gibt 2 Möglichkeiten die Amplitude einer experimentellen Meßgröße zu modulieren.

- a) An - aus Modulation durch einfaches Zerhacken des Signals. Wird z.B. das Spektrum einer Lichtquelle aufgenommen, kann die Intensität mit einem Chopper moduliert werden, während das Spektrum abgefahren wird. Die Ausgangsspannung des LI ist proportional zur Intensität des Lichts.
- b) Modulation der unabhängigen Variablen. Dies ist das klassische Gebiet der Modulationsspektroskopie. Dieser Fall sei anhand eines Beispiels erklärt, in dem eine Resonanzkurve der Größe A in Abhängigkeit von H (z.B. Magnetfeld) gemessen werden soll. H wird z.B. durch Änderung eines Stroms moduliert. Da A von H abhängt, wird dabei auch A moduliert, gleichzeitig wird H kontinuierlich verändert, um die gesamte Kurve abzufahren. Die Modulationsamplitude legt die Auflösung der Messung fest. Bild 8 a-c zeigt die Modulation für verschiedene Magnetfelder. Bild 8d zeigt die Ausgangsspannung des LI. Für hinreichend kleine Modulationsamplituden mißt der LI die erste Ableitung der Kurve A(H).

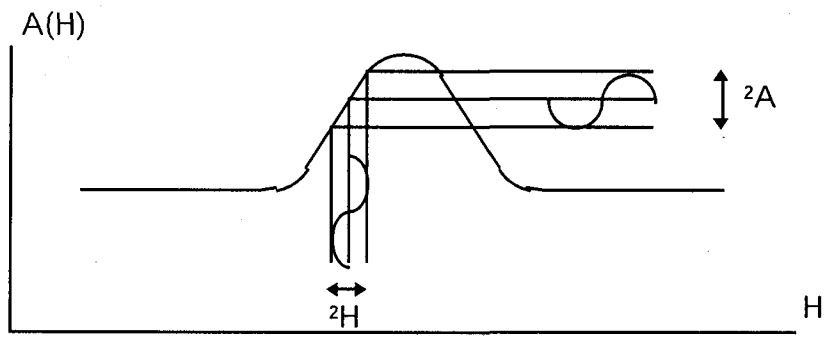


Bild 8a

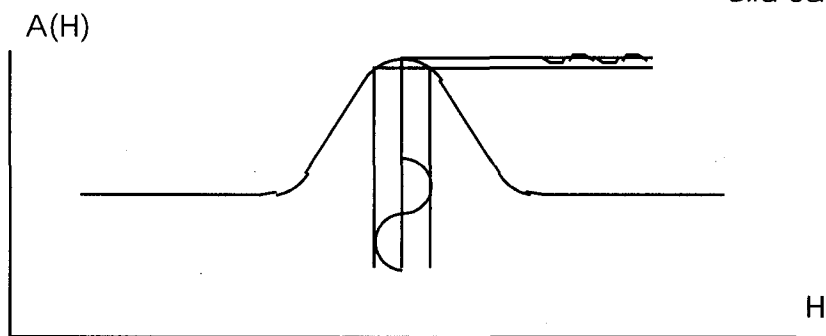


Bild 8b

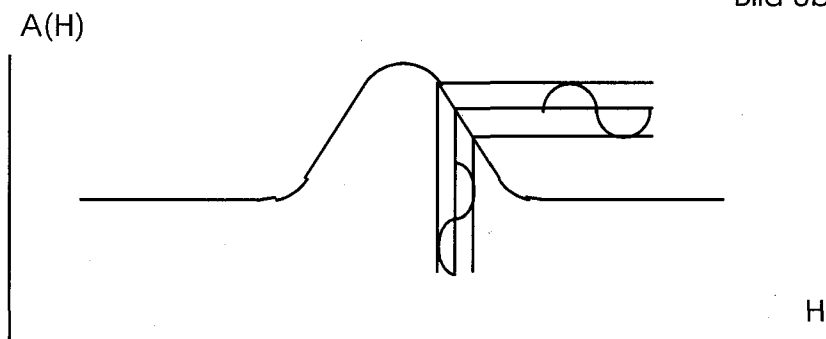


Bild 8c

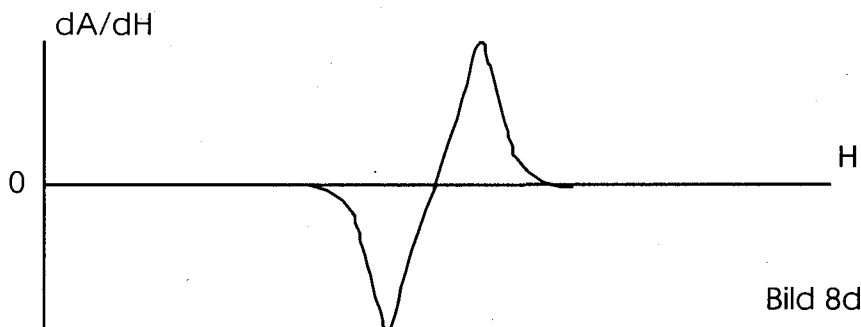


Bild 8d

Bild 8: Modulation der unabhängigen Variablen und zugehörige Ausgangsspannung des Lock-In Verstärkers

4.1.1 2f - Betrieb

Wie aus Bild 8b hervorgeht, wird der Lock-In output im Maximum von $A(H)$ null, d.h. ΔA besitzt an diesem Punkt keine Komponente mit der Referenzfrequenz f_R .

Es würde jedoch, wenn im Lock-In die Referenzfrequenz verdoppelt, d.h. die $2f_R$ -Komponente des Signals betrachtet wird, ein maximaler Output entstehen und bei einem Sweep von H die 2. Ableitung der $A(H)$ -Kurve reproduziert werden, die sich besonders zur Bestimmung des Kurvenmaximums eignet. Dies kann erreicht werden, indem man den Lock-In im sog. $2f$ -Betrieb arbeiten läßt. Dabei wird intern die Referenzfrequenz verdoppelt.

4.2 Modulationsfrequenz

Eine Festlegung der Modulationsfrequenz kann nur mit Kenntnis der experimentellen Gegebenheiten gemacht werden. So ist z.B. eine Magnetfeldmodulation von mehr als einigen Hertz unmöglich, da große Elektromagnete aufgrund ihrer Induktivität zu träge sind. Sofern möglich (z.B. bei Experimenten mit einem Lichtchopper) werden Modulationsfrequenzen im Bereich zwischen einigen hundert Hz und einigen kHz von Lock-In Herstellern empfohlen. Zu hohen Frequenzen hin ergibt sich eine Begrenzung der Anwendbarkeit eines LI z.B. durch die Regelzeit der PLL im Heterodyne Verfahren. Die Begrenzung nach unten ist meist durch das Auftreten des sog. $1/f$ -Rauschens (f : Frequenz) gegeben, das seinen Namen daher hat, daß es proportional zu $1/f$ ist. Es kann seinen Ursprung sowohl im Lock-In selbst als auch im Experiment (z.B. Photomultiplier) haben. Sofern es den Lock-In angeht, kann das gesamte Rauschen, das der Lock-In durch die elektronische Signalverarbeitung zum Gesamttrauschen an seinem Ausgang beisteuert, durch sogenannte Rauschfiguren bestimmt werden, die charakteristisch für einen Lock-In sind und vom Hersteller angegeben werden (Bild 9). Die Rauschfiguren sind abhängig vom Widerstand der Signalquelle, der Temperatur und der Frequenz. Sie müssen also zumindest bei der Wahl extremer Modulationsfrequenzen mit in Betracht gezogen werden, Rauschfiguren (NF) werden in dB angegeben und sind definiert als

$$NF \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{\text{Rauschspannung am LI Ausgang}}{\text{Thermisches Rauschen der Signalquelle}}$$

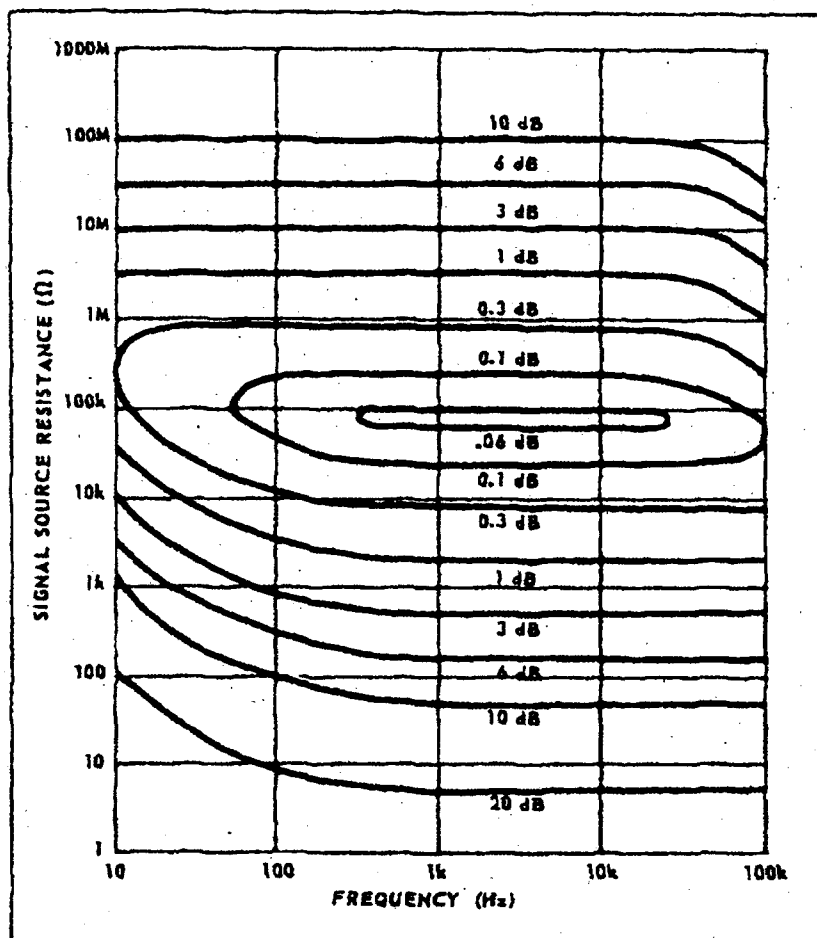


Bild 9: Rauschfigur eines Ithaco 3962A Lock-In Verstärkers

Es wird empfohlen, den Lock-In innerhalb des 3dB-Bereiches zu betreiben. 3dB heißt, daß das Verstärkerrauschen ca. 40% der thermischen Rauschspannung der Quelle beträgt, sich also gerade bemerkbar macht. Weiterhin treten im elektrischen Spektrum des Meßsignals meist charakteristische Peaks bei ganzzahligen Vielfachen der Netzfrequenz (50 Hz) auf. Sie entstehen durch Einstrahlung sowie durch unvollständiges Abblocken der Netzspannung in den Stromversorgungen von Signalquelle und Empfänger. Die Modulationsfrequenz sollte sich daher nie im Bereich eines dieser Peaks befinden.