



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

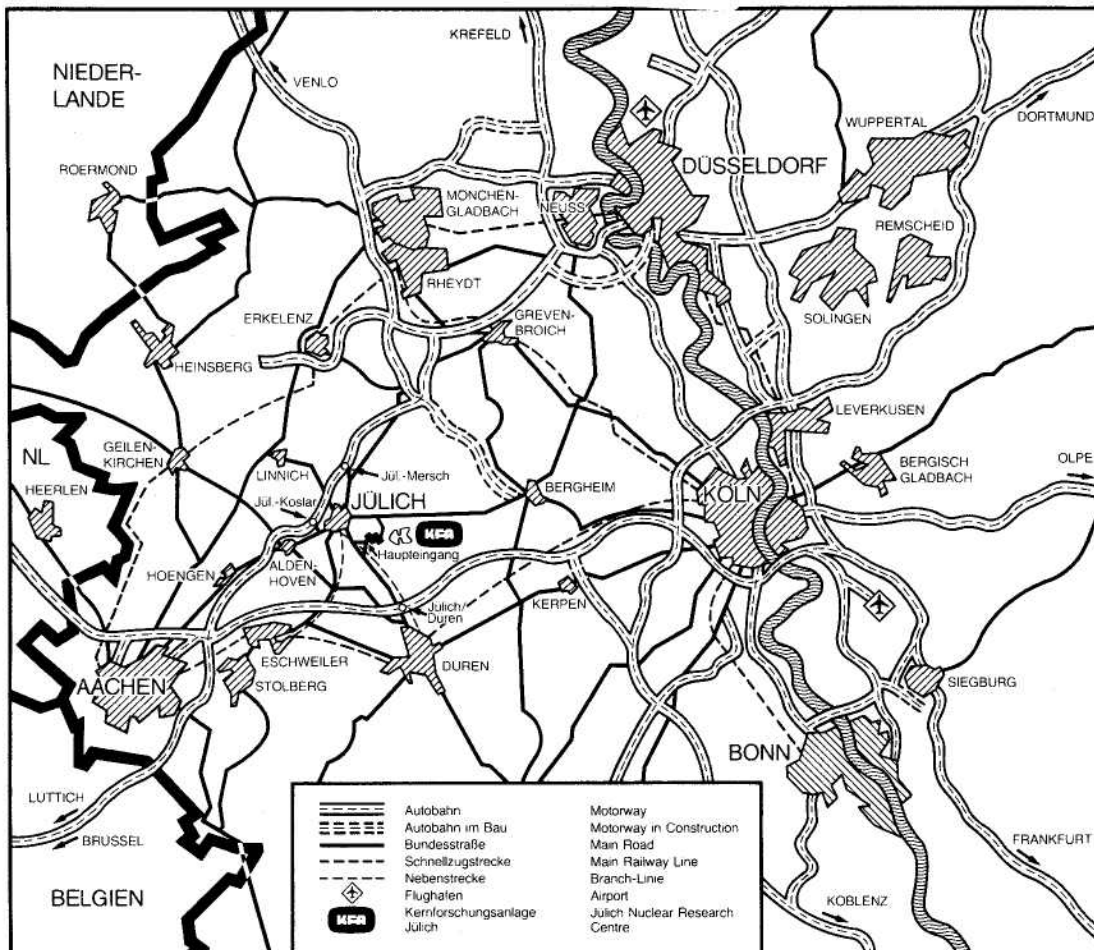
Institut für Festkörperforschung

**Spinwellen und Ummagnetisierung in
antiferromagnetisch gekoppelten
Schichtsystemen**

von

Frank Saurenbach

**Jül – 2271
März 1989
ISSN 0366-0885**



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2271

Institut für Festkörperforschung Jül – 2271

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Spinwellen und Ummagnetisierung in antiferromagnetisch gekoppelten Schichtsystemen

von

Frank Saurenbach

Diss. Uni. Köln



Abstract

In this thesis the influence of antiferromagnetic interlayer coupling on the static and dynamic properties of ferromagnetic thin films was investigated. The negative exchange interaction is observed between Fe-layers across Cr-interlayers of a few monolayers thickness.

Growth of the monocrystalline Fe-layers and Cr-interlayers was monitored by AES (Auger-electron spectroscopy) and SPALEED. The Strength of the antiferromagnetic interlayer coupling was measured via the spinwave modes of the layered structures. It was found that the maximum of negative coupling strength occurs at four monolayers Cr. For increasing Cr-thickness the coupling strength then decreases and vanishes for more than ten monolayers of Cr.

For the characterization of the magnetization reversal processes we used the magnetooptical Kerr-effect and the magnetoresistance effect. These reversal processes could be described theoretically by a calculation of the total magnetic anisotropy energy. It was also found that the negative coupling strength increases by lowering the temperature.

Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimentelle Methoden	3
2.1 Probenherstellung und -Analyse	3
2.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)	4
2.3 Brillouin-Spektroskopie	6
2.4 Mikrowellen-Absorptionsmessungen	7
2.5 Magnetowiderstandsmessungen	9
3. Kopplungsphänomene in magnetischen Doppelschichten und ihr Einfluß auf das Spinwellenverhalten	11
3.1 Spinwellen in dünnen magnetischen Schichten	11
3.2 Spinwellenverhalten in dipolarer Näherung	12
3.3 Einfluß der Austauschwechselwirkung auf Spinwellenmoden	14
4. Präparation und Untersuchung von Fe-Einzelschichten	18
4.1 Herstellung und In-situ-Analyse epitaktischer Fe-Filme	18
4.1.1 Präparation auf GaAs mit der Orientierung (001) und (110)	18
4.1.2 Präparation auf einer epitaktischen (001)Chrom-Unterlage auf $(\bar{1}\bar{1}02)\text{Al}_2\text{O}_3$	20
4.2 Charakterisierung durch Mikrowellen-Absorptionsmessungen	25
4.2.1 (001)Fe-Filme	27
4.2.2 (110)Fe-Filme	29
4.3 Ummagnetisierungsverhalten der (001)Fe-Einzelschichten	31

5.	Antiferromagnetische Schichtkopplung in Fe-Cr-Fe Schichtsystemen	34
5.1	Schichtwachstumsanalyse von Cr auf (001)Fe	35
5.2	Einfluß des Wachstumsverhaltens auf die Zwischenschichtkopplung	40
5.3	Beobachtung der Austauschmode mittels Mikrowellenabsorption	46
5.4	Einfluß der Ummagnetisierungsprozesse auf das Spinwellenverhalten	50
5.5	Quantitative Bestimmung der Schichtkopplungsenergie aus dem Ummagnetisierungsverhalten	53
5.6	Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens im Bereich kleiner Magnetfelder	59
5.7	Magnetowiderstand und Temperaturabhängigkeit des antiferromagnetischen Kopplungseffekts	67
5.8	Diskussion der Meßergebnisse der (001)Fe-Cr-Fe Schichtsysteme	73
6.	Antiferromagnetische Schichtkopplung in (110)Fe-Cr-Fe Schichtsystemen	77
7.	Zusammenfassung	81
	Literatur	84

1. Einführung

In den letzten Jahren hat die Entwicklung und Herstellung dünner magnetischer Schichtsysteme enorm an Bedeutung gewonnen. Dabei ist neben dem Interesse an technischen Anwendungen auch die steigende Beachtung durch die Grundlagenforschung hinzugetreten.

Die Präparation dünnster magnetischer Schichtsysteme bis hinab in den Monolagenbereich eröffnet die Möglichkeit zur Lösung einer Reihe wichtiger physikalischer Probleme. Zum Beispiel ist es möglich, die gegenseitige Wechselwirkung von magnetischen Fremdatomen, eingebettet in nichtmagnetischem Material, in Form von definierten Schichtstrukturen zu untersuchen. Durch Erhöhung der Dicke der nichtmagnetischen Zwischenlage können so eventuell Aussagen über Art und Ernfernungsabhängigkeit der Wechselwirkung gemacht und die recht schwierige Arbeit mit Legierungsmodellen vereinfacht werden.

Daneben können durch das Zusammenfügen verschiedener Substanzen zu einem Schichtsystem verschiedenste Arten magnetischer Anisotropien an Oberflächen oder Zwischenschichtflächen erzeugt werden. Auf diese Weise sind Eigenschaften herzustellen, die im massiven Material nicht oder nur schwach ausgeprägt sind. Besonders wichtig ist dies für die anwendungsorientierte Forschung, der damit ein Werkzeug zur Herstellung "maßgeschneiderter" Materialien, z. B. zur magnetooptischen Aufzeichnung von Information in die Hand gegeben ist.

Daneben wird immer häufiger der Versuch unternommen, Vielfachschichten, sog. "Multilayer", herzustellen, um Effekte, die in Doppelschichtsystemen schwach ausgeprägt sind, auf diese Weise zu verstärken. Zu ihrer Herstellung ist eine genaue Kenntnis des Wachstums- und Diffusionsverhaltensverhaltens sowie empfindliche Analysetechnik notwendig, um über einige zehn bis hundert Schichten reproduzierbar und definiert zu präparieren.

Zur Untersuchung einer noch unbekannten Art von Wechselwirkung eignet sich aus Gründen der Überschaubarkeit ein magnetisches Doppelschichtsystem. Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit wird dabei auf die Austauschkopplung epitaktischer Fe-Doppelschichten über eine Chrom-Zwischenschicht gerichtet sein.

Zu Beginn einer derartigen Untersuchung steht die definierte Präparation epitaktischer Fe-Filme auf einem geeigneten Trägermaterial. Aufgrund gleicher Kristallstruktur und fast identischer Gitterparameter von Eisen und Chrom gelingt so die Herstellung einkristalliner Fe-Cr-Fe Schichten.

Durch Variation der Dicke der antiferromagnetischen Cr-Zwischenschicht (0-1.5 nm) ist der ganze Bereich von ferro- zu antiferro- bis zu nichtmagnetischer Kopplung der beiden Fe-Schichten "abstimmbar", [1]. Es ist daher wichtig, sofort nach Probenherstellung unter Ultrahochvakuum (UHV)-Bedingungen Schichtanalysen, die Wachstum und Epitaxie kontrollieren, vorzunehmen. Aus der Abhängigkeit der Wechselwirkung von der Dicke der Zwischenschicht kann eine Betrachtung ihrer Ursachen durchgeführt werden.

Durch die Art der Zwischenschichtkopplung (ferro- oder antiferromagnetisch) werden sowohl die dynamischen als auch statischen magnetischen Eigenschaften in charakteristischer Weise beeinflusst, [2,3,4]. Die niederenergetischen magnetischen Anregungen (Spinwellen) werden mit Hilfe der Brillouin-Spektroskopie und der Mikrowellenabsorption, das Verhalten der statischen magnetischen Polarisation mittels des magnetooptischen Kerr-Effektes bestimmt. Ein weiteres Hilfsmittel zum Studium der Ummagnetisierungsprozesse derartiger Schichtsysteme bildet die Beobachtung des Magnetwiderstandes, [5].

2. Experimentelle Methoden

2.1 Probenherstellung und -Analyse

Das Präparations- und Analysesystem besteht aus drei, durch Schleusen voneinander getrennte Kammern, Abb. 2.1 . Eingefahren wird das zu bedampfende Substrat mit Hilfe eines Transferstabes, auf dem insgesamt zwei Proben befestigt werden können. Zur Trennung des an Luft befindlichen Teils des Stabes vom UHV-System dienen eine Vakuum- und Ultrahochvakuumschleuse. In der sich daran anschließenden Vorkammer ist ein Basisdruck von $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erreichbar. Hier kann wahlweise mit einer Elektronenkanone oder eines heizbaren Tiegels Material aufgedampft werden.

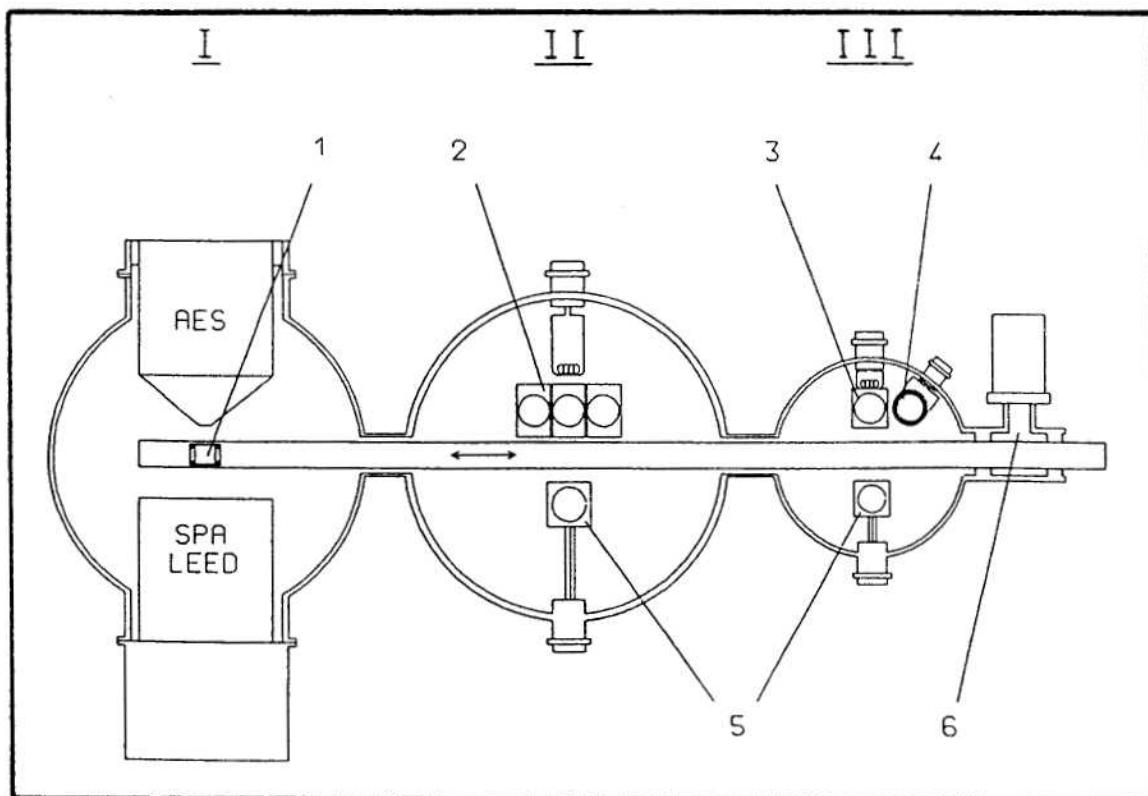


Abb. 2.1. Aufriß der Schichtpräparationsanlage mit I. Analyse-
kammer, II. Aufdampfkammer, III. Vorkammer, 1. Transferstab mit Probenhalter, 2. Elektronen-
strahlverdampfertiegel (dreifach), 3. Elektronenstrahlverdampfertiegel
(einfach), 4. heizbare Verdampfertiegel, 5. Quarz-Schichtdickenmonitor,
6. Vakuumschleuse

Es folgt die eigentliche Aufdampfkammer, in der ebenfalls durch Elektronenbeschuß drei verschiedene Materialien verdampft werden können. Hier beträgt der Basisdruck unter zusätzlicher Verwendung einer Titan-Sublimationspumpe (TSP) ebenso wie in der Analysekammer $1 \cdot 10^{-10}$ mbar. In diesem letzten Teil des Systems befindet sich ein Auger-Elektronenspektrometer mit Zylinderspiegelanalysator (CMA) der Fa. VARIAN, ein Spot-Profile-Analyzer-Low-Energy-Electron-Diffraction (SPALED)-System der Fa. LEYBOLD sowie eine Sputterkanone, mit der Argon⁺-Ionen zur Reinigung auf Probenoberflächen geschossen werden können. Auger-Analyse wie Ar⁺-Sputtern können ohne Lageänderung der Probe durchgeführt werden, während zur Untersuchung mit LEED diese durch Drehung des Probenstabes um 180° in Stellung gebracht werden muß.

Die Einführung des Transferstabes wird mit einem Elektromotor gesteuert. Von der Aufdampfkammer bis zur Analyseposition beträgt die Einfahrzeit ca. 1 min. Durch Beobachtung des Auger-Signals von Sauerstoff konnte keine nennenswerte Belegung der Probenoberfläche über Stunden festgestellt werden. Damit darf vorausgesetzt werden, daß während der Transferzeit keine zusätzliche Verunreinigung einer frisch präparierten Schichtoberfläche durch Restgase auftritt.

Das Drei-Kammer-System ermöglicht somit, innerhalb relativ kurzer Zeit (vom Einbringen bis Ausfahren je nach Aufdampfbedingungen 3-6 Stunden) unter UHV-Konditionen dünne magnetische Schichten und Schichtsysteme herzustellen.

2.2. Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Die Messung der statischen Magnetisierung einer sehr dünnen Schicht bis hinunter zu Monolagen ist mit den herkömmlichen Methoden wie Faraday-Waage oder Vibrationsmagnetometer relativ aufwendig. Zur Bestimmung der Magnetisierungsänderung ergibt sich unter Ausnutzung des magnetooptischen Kerr-Effektes gerade bei Metallen als stark absorbierenden Medien ein empfindlicher und dennoch relativ einfacher Meßaufbau (nach Walz [6]), Abb. 2.2.

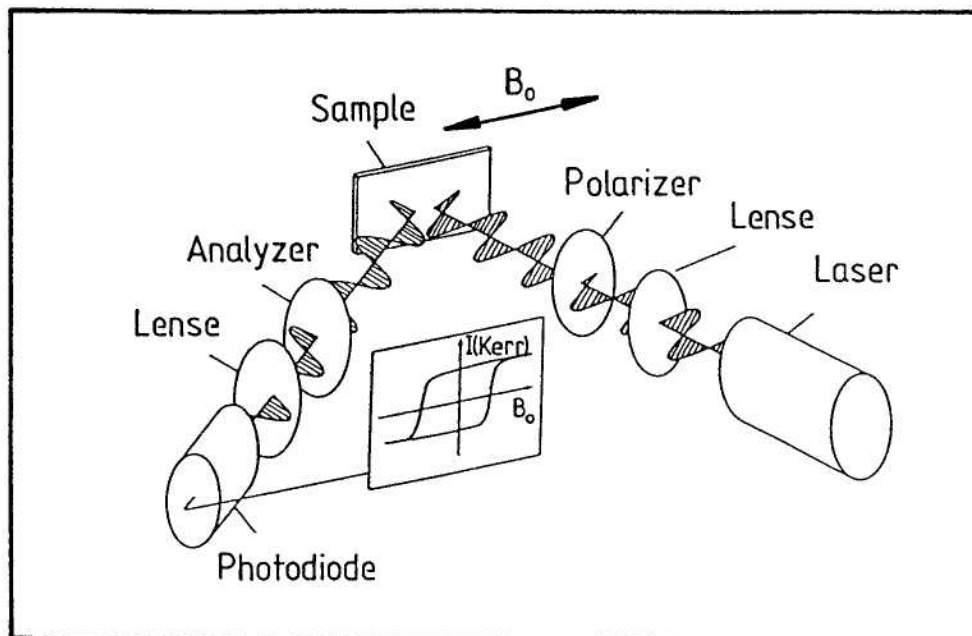


Abb. 2.2. Versuchsaufbau zum magnetooptischen Kerr-Effekt [2]

Der Strahl eines Lasers als Lichtquelle wird linear polarisiert und auf die zu untersuchende Schicht fokussiert. Nach Reflexion an der magnetischen Probe ist die Polarisationssebene des Lichtstrahls entsprechend der Magnetisierungskomponente in Feldrichtung gedreht. Für entgegengesetzte Magnetisierungsrichtung ist die Polarisationssebene in entsprechend entgegengesetzte Richtung rotiert. Mittels Analysator und Photodiode kann bei vollem Magnetfeldlauf das Kerr-Signal und damit die Hysterese der Schicht aufgezeichnet werden. Sowohl Magnetfeldsteuerung als auch Meßdatenerfassung wurden mittels Computer durchgeführt.

Diese in Abb. 2.2 dargestellte Meßanordnung verwendet den Kerr-Effekt, bei dem die Polarisationssebene des Lichts mit der Einfallsebene übereinstimmt. Einzel- und Besonderheiten zum Kerr-Effekt in der dargestellten und in dieser Arbeit verwendeten Anordnung, siehe [6].

Zur Bestimmung der absoluten Magnetisierungsänderung muß die Kerr-Drehung bekannt sein, was in jedem Fall einen höheren apparativen Aufwand bedeutet. Qualitativ sind dagegen Variationen der Magnetisierung mit einfachen Mitteln sehr empfindlich meßbar. Da in dieser Arbeit nur das Ummagnetisierungsverhalten dünnster magnetischer Schichten von Interesse sein wird, beschränkt sich der Meßaufbau auf die oben beschriebene Konfiguration. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [6].

2.3 Brillouin-Spektroskopie

Zur Messung der dynamischen Fluktuationen in einem Ferromagneten, den Spinwellen, kann ebenfalls Licht als Sonde verwendet werden, [2,7]. Wegen der Modulation der optischen Konstanten durch Gitteranregungen (Phononen) und Spinwellen (Magnonen) wird auf einen Magneten auffallendes Licht frequenzverschoben gestreut. Durch die Entwicklung hochempfindlicher Multipassinterferometer sind diese niederenergetischen Anregungen meßbar geworden [8].

In Abb. 2.3 ist der in unserer Arbeitsgruppe vorhandene Versuchsaufbau der sog. Brillouin-Spektroskopie (BS) dargestellt. Ein linear polarisierter Laserstrahl wird auf die in einem äußeren Magnetfeld befindliche Schicht fokussiert. Das Magnetfeld liegt dabei in Schichtebene. Die Einstrahlung erfolgt unter einem Winkel von 45° zur Schichtebene. Dieselbe zur Fokussierung verwendete Linse dient nun zum Sammeln des rückgestreuten Lichts. Eine weitere Linse bildet den Strahl auf eine Blende, ein sog. Pinhole ab, das zusammen mit einer hintergeschalteten Linse zur Erzeugung möglichst ebener Wellenfronten dient. Aufgrund magnetooptischer Wechselwirkung ist der Anteil des an Magnonen gestreuten Lichts in seiner Polarisation um $\pi/2$ gedreht, [9]. Ein Analysator (A) trennt diesen Anteil vom phononisch gestreuten Licht. Daran schließt sich ein Multipassinterferometer an, das durch periodisches Bewegen der Fabry-Perot-Spiegel den gewünschten Wellenlängenbereich durchfährt.

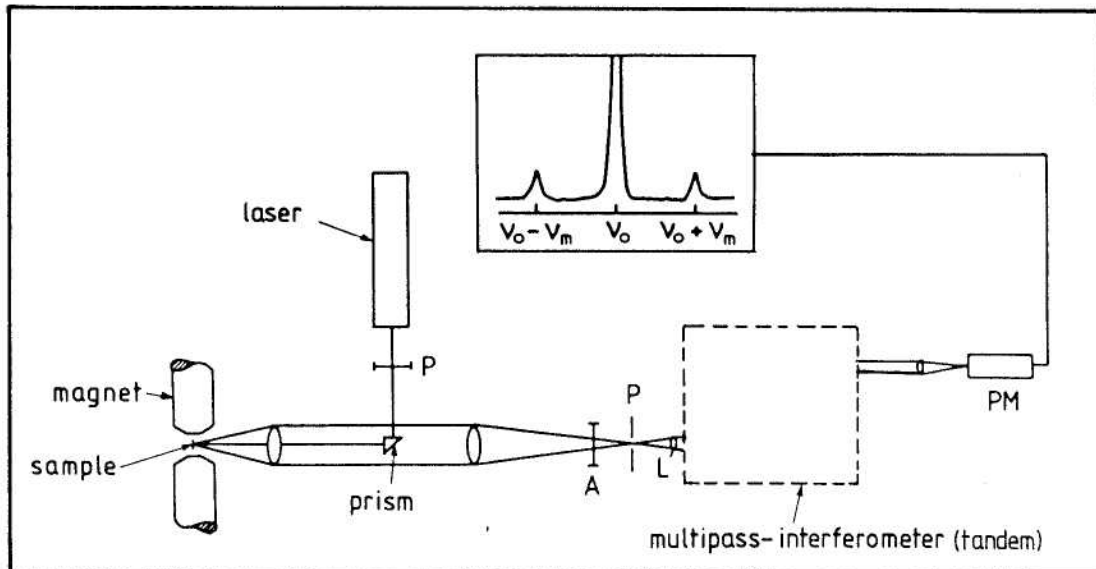


Abb. 2.3. Meßanordnung zur Brillouin-Spektroskopie [7]

Zur Messung wurde ein sog. Tandem-Interferometer verwendet, das aus zwei gekoppelten Interferometern besteht, die unterschiedliche freie Spektralbereiche besitzen. Diese Kombination hat den Vorteil, daß das System auf eine n -te Interferenzordnung eingestellt werden kann, während die $(n-1)$ -te, bzw. $(n+1)$ -te Ordnung stark abgeschwächt werden. Dies führt gegenüber den Einfach-Interferometern zu einer wesentlichen Erhöhung der Auflösung und des Kontrastes, [10].

2.4 Mikrowellen-Absorptionsmessungen

In der voranstehend beschriebenen Brillouin-Spektroskopie an stark absorbierenden Medien (hier: Metalle) wird bei konstantem Magnetfeld ein bestimmter Frequenzbereich, festgelegt durch den Etalon-Abstand des Interferometers, nach möglichen Spinwellen-Anregungen untersucht. Das ist im Prinzip bei Mikrowellen-Experimenten ebenfalls möglich, technisch einfacher gestaltet sich jedoch das umgekehrte Verfahren: das Magnetfeld wird variiert, während die Mikrowellenfrequenz konstant bleibt. Die Anordnung ist dabei so gewählt,

daß die quasistatische äußere magnetische Induktion B_0 senkrecht zum Magnetfeld des Hochfrequenzfeldes B_{hf} orientiert ist.

Die in dieser Arbeit behandelten Fe-Schichten konnten mit einer schon vorhandenen X-Band (9.2 GHz) Anlage nur unzureichend untersucht werden, da aufgrund der großen Kristallanisotropiefeldstärke von etwa 0.059 T in magnetisch leichter Richtung die Resonanzfrequenz im Nullfeld bei ≈ 10.5 GHz liegt. Resonanzverhalten ist nur bei Ausrichtung der magnetisch schweren Achse in Nähe der Feldrichtung zu beobachten. Daher ist die Bestimmung der Anisotropien in Schichtebene für alle Richtungen durch Messung der Resonanzfeldstärken im X-Band nicht möglich. Auch wegen der hohen magnetischen Sättigungsfelder der in Kap. 5 vorgestellten antiferromagnetisch koppelnden Fe-Cr-Fe-Schichten wurde daher im Rahmen der vorliegenden Arbeit der Aufbau einer Anlage mit höherer Mikrowellenfrequenz (K-Band: 22 GHz) notwendig.

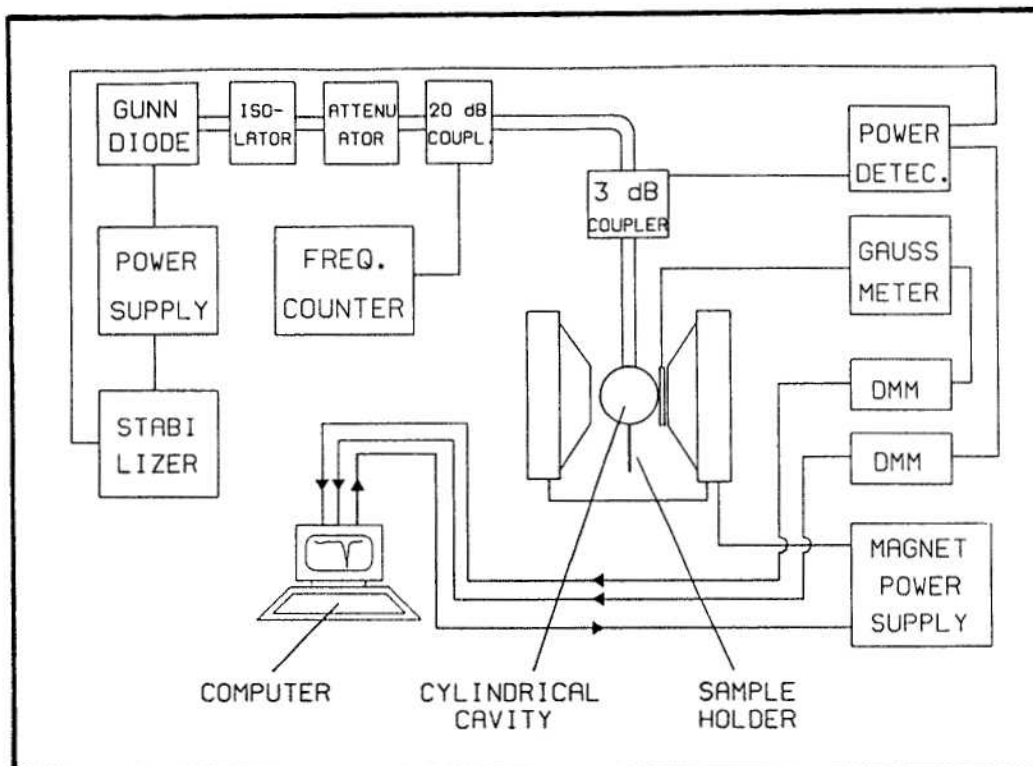


Abb. 2.4. Aufbau des Mikrowellen-Absorptionsmeßplatzes

In Abb. 2.4 ist schematisch die Anordnung des Resonanz-Experiments dargestellt. Als Mikrowellenquelle wird eine Gunn-Diode mit einer Frequenz von 22 GHz verwendet. Es folgt ein Isolator zum Schutz der Quelle vor reflektierter Strahlung, ein 20 dB Richtkoppler zwecks Frequenzbestimmung und ein 3 dB Richtkoppler, der die Hälfte der vom Hohlraumresonator reflektierten Leistung detektiert. Mittels eines Frequenz-Stabilisierers (Fa. MicroNow) wird der Versorgungsstrom der Gunn-Diode so gesteuert, daß Mikrowellenfrequenz und Resonatorfrequenz des Hohlraums permanent übereinstimmen. Der Hohlraum ist ein eigenkonstruierter Zylinderresonator (Kupfer reinst, Gütefaktor $Q=8000$), bei dem durch Verschieben der Abschlußkappen die Frequenz beliebig abstimmbar ist. Während aller Resonanzexperimente war der TE_{110} -Mode angeregt, bei dem das B_{hf} -Feld in der Achse des Zylinders maximal ist. Die zu untersuchenden Proben wurden über eine in der Resonatorwand befindlichen Durchführung bis ins Zentrum des Zylinderhohlraums eingefahren und konnten um die Schichtnormale gedreht werden, sodaß das äußere Magnetfeld in der Schicht verschiedene Orientierungen einnehmen konnte.

Die Steuerung des Experiments wurde mit einem Personal-Computer vorgenommen, der das Netzteil zur Versorgung des Elektromagneten regelte. Über zwei angeschlossene Keithley-Multimeter können parallel dazu sowohl die Spannung der Hall-Sonde zur Bestimmung des Magnetfeldes als auch die Spannung des Mikrowellendetektors, der die reflektierte Leistung des Resonators in Volt ausgibt, aufgenommen werden. Durch den Einsatz des Computers ist man zudem in der Lage, einen Felddurchlauf mehrfach zu wiederholen und die Signale in Kanäle aufzusummieren. Damit werden selbst die nur schwach absorbierenden Anregungen der stehenden Spinwellen detektiert.

2.5 Magnetowiderstandsmessungen

Die Messung des Magnetowiderstands soll in dieser Arbeit eine zum Kerr-Effekt alternative Methode zur Bestimmung der Ummagnetisierungsprozesse darstellen. Im magnetisch gesättigten Zustand (Eindomänenzustand) besteht eine einfache Abhängigkeit des Magnetowiderstandes R_M vom eingeschlossenen Winkel α zwischen der Magnetisierung der dünnen Schicht und der Stromrichtung. Es gilt nach [11,12]

$$R_M \sim \cos^2 \alpha$$

In [5] wurde gezeigt, daß aufgrund dieser Beziehung eine Bestimmung des Ummagnetisierungsvorganges einkristalliner Fe-Schichten vorzunehmen ist.

Magnetowiderstandsmessungen werden an eigens dafür hergestellten Schichten durchgeführt. Die Probengeometrie und der von Binasch [5] durchgeführte Versuchsaufbau ergeben sich aus Abb. 2.5. In der 4-Punkt Methode wird der Spannungsabfall eines Konstantstromes über dem Leiterbahnstück abgegriffen. Zwei weitere Anschlüsse ermöglichen die Bestimmung des planaren Halleffekts, der in dieser Arbeit allerdings nicht berücksichtigt wird. Mittels Computer wird das bipolare Netzteil gesteuert und in der Messung ein vollständiger Ummagnetisierungszyklus gefahren. Dabei wird gleichzeitig die Meßdatenerfassung von Spannungssignal und magnetischer Induktionsstärke ebenfalls über Computer vorgenommen. Einzelheiten zu diesem Meßaufbau finden sich in [5].

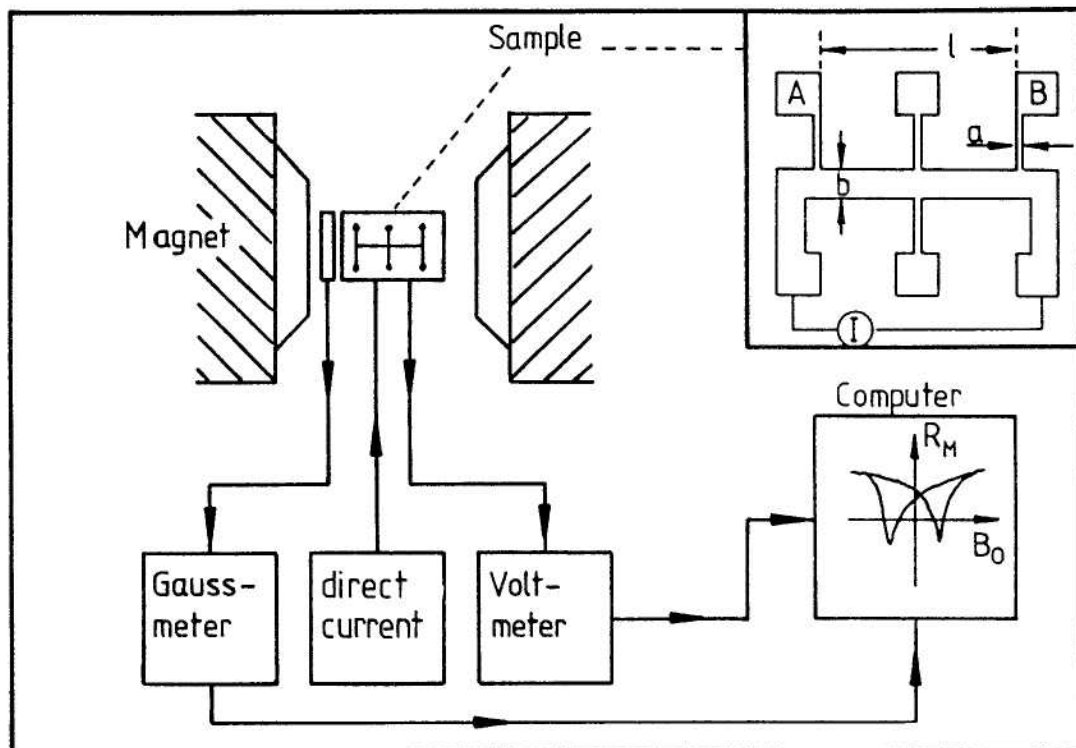
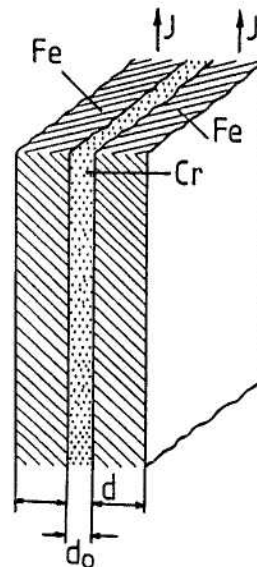


Abb. 2.5. Magnetowiderstandesmeßanordnung mit Probengeometrie [5,6]

3. Kopplungsphänomene in magnetischen Doppelschichten und ihr Einfluß auf das Spinwellenverhalten

Die Bezeichnung Doppelschicht meint im folgenden, daß zwei Schichten des ferromagnetischen Materials A (hier: Fe) durch eine Zwischenschicht des Materials B (hier: Cr) voneinander getrennt sind, Abb. 3.1. Im folgenden wird gezeigt, daß sich zur Untersuchung der Zwischenschichtkopplung die Beobachtung der magnetischen Anregungen, der Spinwellen, eignet. Welcher Art diese Spinwellen sind, sei zunächst für die Einzelschicht erläutert.

Abb. 3.1. Schichtaufbau einer magnetischen Doppelschicht [66]



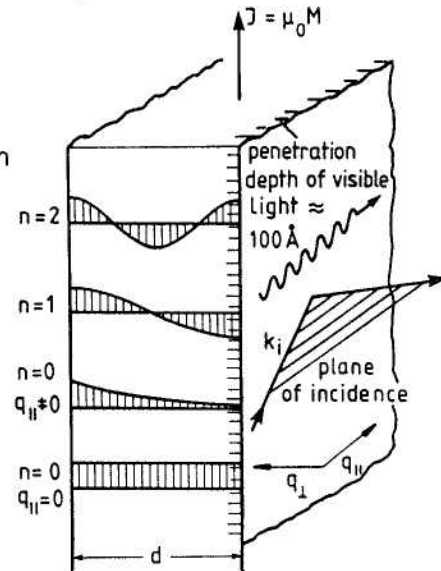
3.1 Spinwellen in dünnen magnetischen Schichten

Unter Berücksichtigung der magnetostatischen Randbedingungen lösten Damon und Eshbach [13] die Landau-Lifschitz-Bewegungsgleichung für einen in Schichtebene magnetisierten Film. Beiträge durch Anisotropien sind in diesen Rechnungen noch unberücksichtigt.

In Abb. 3.2 sind einige der möglichen Spinwellen in ihrem Amplitudenprofil dargestellt. Im folgenden beschränken wir uns auf eine Betrachtung der Anregungsmoden mit $q_{\parallel} \perp J$ ($=\mu_0 M$) ($q_{\parallel}$ = Komponente des Wellenvektors parallel zur Schichtebene). Die niederenergetischste Anregung eines magnetischen Systems ist die uniforme Präzession, bei der alle Momente phasen- und ampli-

tudengleich um die Magnetisierungsrichtung präzedieren. Sie ist die Grundschwingung des Systems ($n=0$, Modennummer). Für sie ist der Wellenvektor $\vec{q}=0$ und damit $q_{\perp}=0$ und $q_{\parallel}=0$, die Komponenten senkrecht und parallel zur Schichtebene. Deshalb ist diese in der Lichtstreuung nicht nachweisbar.

Abb. 3.2. Spinwellenmoden einer magnetischen Einzelschicht [74]



Nach der von Damon und Eshbach aufgestellten Theorie tritt zusätzlich eine Oberflächen-Mode auf, bei der die Momente noch phasengleich präzedieren, aber mit ins Schichtinnere exponentiell abklingender Amplitude. Bei dieser sogenannten Damon-Eshbach-(DE) Spinwelle ist $q_{\parallel} \neq 0$.

Diese Mode besitzt nichtreziproken Charakter, d.h. Anregungen mit unterschiedlichem Vorzeichen von $q_{\parallel}$ haben auf der jeweils gegenüberliegenden Schichtoberfläche ihre maximale Amplitude [14].

Daneben sind in Abb. 3.2 die ersten beiden stehenden Spinwellen ($n=1$ und $n=2$) dargestellt.

3.2 Spinwellenverhalten in dipolarer Näherung

Grünberg und Mika [15] haben die Berechnung des Frequenzverlaufs der hier betrachteten Spinwellen auf ein Doppelschichtsystem zweier identischer Einzelschichten ausgedehnt, Abb. 3.3a. Für den Fall $d_0=0$ (Abstand der beiden

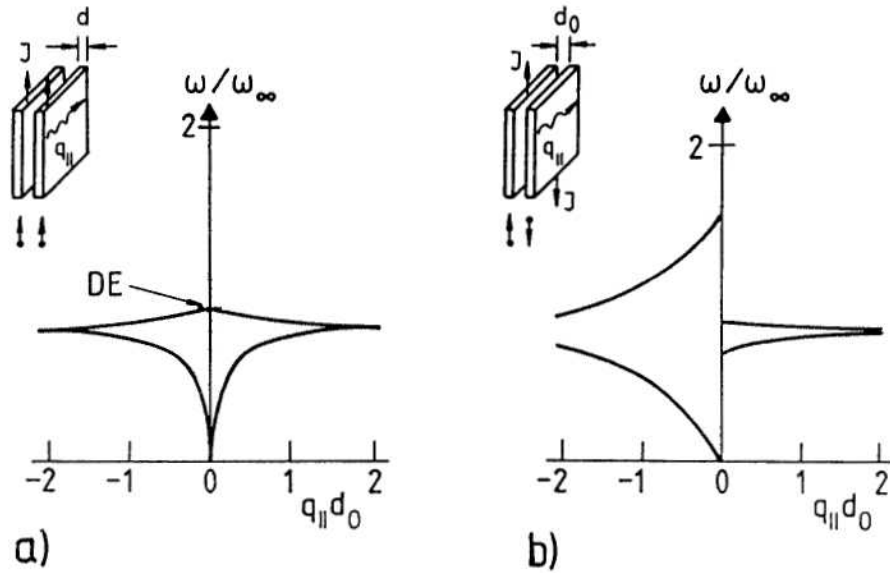


Abb. 3.3. Frequenzverlauf der Oberflächenmoden in dipolarer Näherung für
 a) parallel polarisierte Doppelschicht [15],
 b) antiparallel polarisierte Doppelschicht [17]

Einzelschichten) liegt eine DE-Mode und sonst nur Volumenmoden vor. Mit $q_{||} \cdot d_0 \neq 0$ entsteht eine weitere Mode mit Oberflächencharakter, deren Frequenzverlauf im Grenzfall $q_{||} \cdot d_0 \rightarrow \infty$ mit dem der DE-Spinwelle zusammenfällt. Messungen bestätigen dieses Verhalten [16]. Interessant und wichtig für die Untersuchungen dieser Arbeit ist das Spinwellenverhalten in antiparallel polarisierten Doppelschichten [17], Abb. 3.3b. Bei ausschließlich vorhandener dipolarer Kopplung kann eine solche Orientierung bei Schichten mit unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke durch Ummagnetisierung nur einer Schicht erreicht werden. Die Abb. 3.3b zeigt, daß gegenüber einem symmetrischen Spektrum bei paralleler Polarisation in der antiparallelen Konfiguration ein stark unsymmetrischer Frequenzverlauf beobachtet wird. Die DE-Moden mit $q_{||} > 0$ (und $q_{||} \perp J$) zeigen eine sehr viel geringere Frequenzaufspaltung als DE-Moden mit $q_{||} < 0$. Die Ursache dieses Verhaltens liegt in der Aufhebung der Rotationssymmetrie bezüglich der Polarisationsachse [17]. In der Brillouin-Streuung ist dies als unterschiedliche Modenlage auf der Stokes- bzw. Anti-Stokes-Seite des Spektrums zu beobachten. Derartig unsymmetrische Spektren wurden auch experimentell gemessen [18] und gelten als Nachweis antiparalleler Magnetisierungskonfigurationen.

3.3 Einfluß der Austauschwechselwirkung auf Spinwellenmoden

Nach diesen Betrachtungen soll der Einfluß sowohl der Austauschwechselwirkung innerhalb einer Schicht als auch zwischen beiden Schichten diskutiert werden. Unter Einbeziehung der Größen wie Volumenanisotropie und Austauschwechselwirkung [19] und Berücksichtigung der sog. Rado-Weertman-Bedingung [20] gelingt eine Beschreibung des Spinwellenverhaltens einer Einzelschicht. Die Verallgemeinerung der Rado-Weertman-Bedingung auf zwei benachbarte ferromagnetische Schichten mit Zwischenschichtaustausch wurde erstmals von Hoffmann entwickelt [21,22]. Vohl et al. [23] haben die Berechnung des Modenverhaltens einer Doppelschicht unter Berücksichtigung der Hoffmann-Randbedingungen durchgeführt. In Abb. 3.4 ist der sich daraus ergebende Frequenzverlauf über der Zwischenschichtaustauschwechselwirkung A_{12} für die ersten Volumen-Moden und der DE-Mode abgebildet. Ein Wert von $A_{12} = 0 \text{ J/m}^2$ entspricht völliger Entkopplung und $A_{12} = 140 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ entspricht der vollen Kopplung, wie sie im Filmmaterial selbst vorliegt (hier wurden Parameter für Fe verwendet, [23]). Geht man nun vom Zustand der vollkommen entkoppelten Doppelschichten aus mit $A_{12} = 0$ (Kopplung bezieht sich ab jetzt und im folgenden immer auf den durch Austauschwechselwirkung hervorgeru-

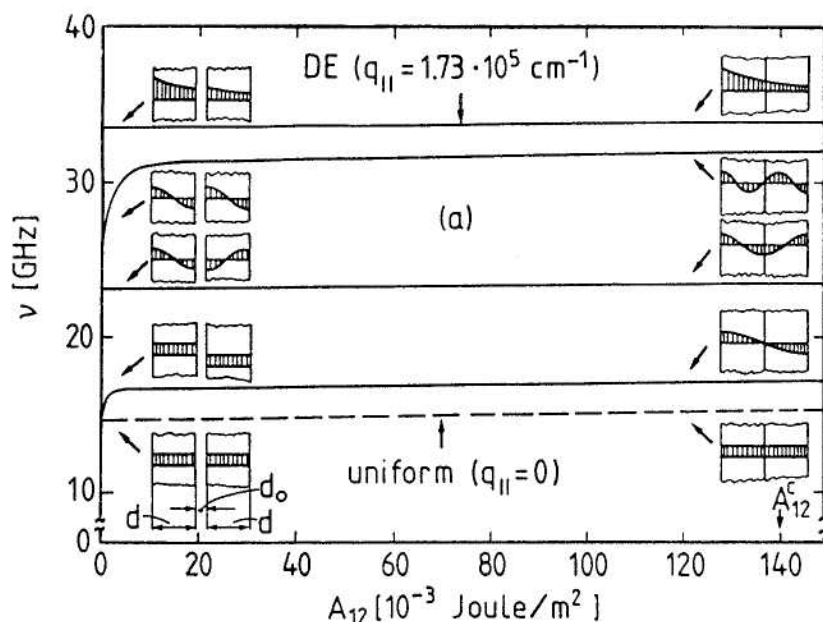


Abb. 3.4. Modenverhalten in Abhängigkeit von der Zwischenschichtaustauschwechselwirkung [23]
 $B_0 = 0.1 \text{ T}$

fenen Beitrag), so sind in Abb. 3.4 die Amplitudenprofile der nullten und ersten stehenden Spinwellen der jeweiligen Einzelschicht dargestellt. In diesem Zustand sind die symmetrischen (phasengleichen), bzw. antisymmetrischen (180° phasenverschobenen) Kombinationen entartet und liegen bei gleicher Frequenz. Bei voller Kopplung (Zwischenschichtdicke $d_0 = 0$ nm) ist diese Entartung aufgehoben. Aus der symmetrischen Kombination der uniformen Präzession ist die uniforme Mode der nun doppelt so dicken Gesamtschicht entstanden. Die antisymmetrische Anordnung liegt nun bei höherer Frequenz und hat die erste stehende Spinwelle hervorgebracht. Aus den Moden mit $n=1$ der Einzelschichten haben sich die zweite bzw. dritte stehende Spinwelle der Gesamtschicht entwickelt. In der Region zwischen voller und verschwindender Kopplung findet ein kontinuierlicher Übergang der Moden statt. Wegen ihres dort nicht klar definierten Charakters werden sie ab jetzt als "Austausch-Moden" (Abk.: e.m. = "exchange-mode") bezeichnet.

Die Abnahme der ferromagnetischen Zwischenschichtkopplung führt damit zu einer Verschiebung der Austausch-Modenfrequenz in Richtung kleinerer Werte. Die Endlage der Verschiebung bei der Kopplung $A_{12} = 0$ ergibt sich dann aus der dipolaren Theorie. Die DE-Mode bleibt im Gegensatz dazu von der Zwischenschichtkopplung nahezu unbeeinflusst. Dieses Resultat wird auch experimentell bestätigt [3, 24].

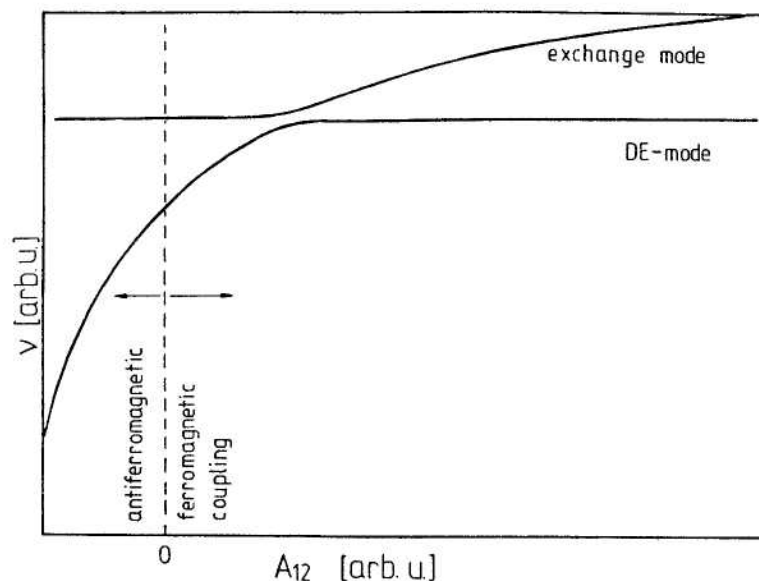


Abb. 3.5. Frequenzverlauf von Damon-Eshbach- und Austauschmoden im Bereich negativer und positiver Zwischenschichtkopplung A_{12}

Verfolgt man den Modenverlauf bis in den Bereich negativer Zwischenschicht-austauschkopplung, so beobachtet man eine noch stärkere Frequenzabnahme. In Abb. 3.5 ist schematisch der Frequenzverlauf von DE- und Austausch-Mode im Bereich kleiner Werte von A_{12} dargestellt. Als Folge der Hoffmann-Randbedingungen findet eine Überschneidung der beide Verläufe nicht statt, [23]. Für negative Werte von A_{12} liegt somit die Austausch-Modenfrequenz unterhalb der des entkoppelten Zustands.

Dieses Verhalten kann in dünnen Schichten tatsächlich beobachtet werden. Wird als Doppelschichtmaterial einkristallines Fe mit der Wachstumsrichtung (001) und als Zwischenschicht Cr verwendet, so ist das in Abb. 3.6 dargestellte Frequenzverhalten zu beobachten. Für $d_{Cr}=0$ nm liegt eine 20 nm dicke Fe-Einzelschicht vor. Zu sehen sind die DE-Mode und die erste stehende Spinwelle, die Austausch-Mode. Für zunehmende Cr-Dicke bis $d_{Cr} = 0.4$ nm scheint das System sehr rasch in den entkoppelten Zustand überzugehen. Die gestrichelte Linie gibt die nach der dipolaren Theorie für diesen Zustand ermittelte Frequenz an. Für $d_{Cr}= 0.8$ nm beobachtet man eine noch stärker erniedrigte Austausch-Modenfrequenz. Im Bereich zwischen 1 - 1.2 nm wird diese allmählich wieder erhöht, um ab etwa 1.4 nm Cr-Dicke in einen entkoppelten Zustand überzugehen, der nach weiterer Dickenzunahme keine Veränderung mehr erfährt. Die Modenberechnung [23] erklärt dieses Verhalten als Auswirkung antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung. In Kap. 5 wird eine eingehende Untersuchung der Eigenschaften antiferromagnetisch gekoppelter Fe-Doppelschichten erfolgen.

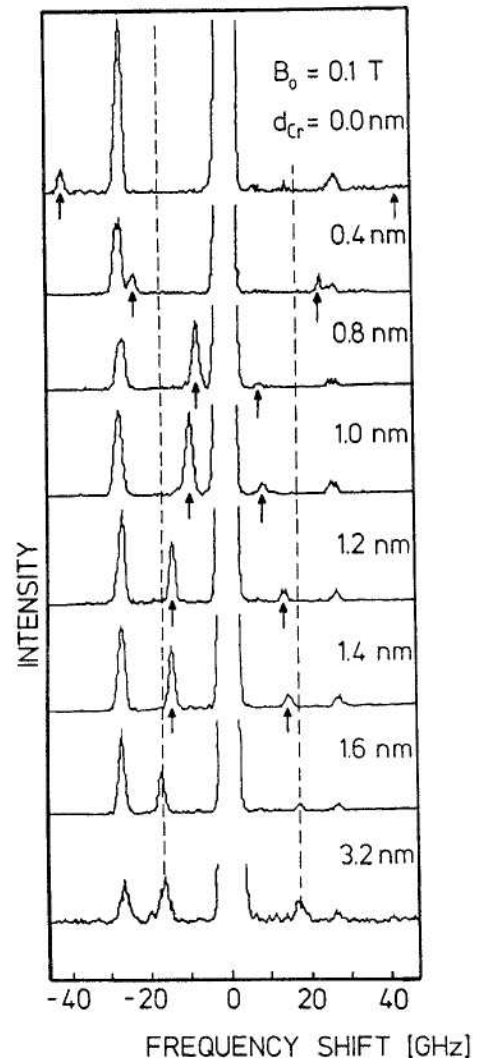


Abb. 3.6. Verhalten der Austauschmode (Pfeil) von Fe-Doppelschichte ($d_{Fe} = 10$ nm) in Abhängigkeit von der Cr-Zwischenschichtdicke

Nach dieser ausführlichen Darstellung des Spinwellenverhaltens eines Doppelschichtsystems soll der Frage nachgegangen werden, welche Ursachen insbesondere der antiferromagnetischen Wechselwirkung der Fe-Filme zugrunde liegen und welche neue Eigenschaften derartige Schichtsysteme hierdurch erhalten.

4. Präparation und Untersuchung von Fe-Einzelschichten

Zur Untersuchung der Kopplungsphänomene in einkristallinen Fe-Mehrfachschichten ist zunächst die Herstellung guter epitaktischer Fe-Einzelschichten notwendig. Dazu muß ein geeignetes einkristallines Substrat gefunden werden, bei dem die Gitterkonstante nicht allzu sehr von der von Fe abweicht. Nach einem Verfahren, das erstmals in [25,26] angegeben wurde, eignet sich das Halbleitermaterial GaAs mit seinen Flächenorientierungen (001) als auch (110) zur Herstellung gleichorientierter Fe-Schichten. GaAs besitzt eine Gitterkonstante von 0.565 nm und führt gegenüber Fe ($2a_{\text{Fe}}=0.573$ nm) zu einer Fehlanspassung von 1.35%.

Im Verlauf der Untersuchung geeigneter Substrate zur Herstellung guter Fe-Filme konnte epitaktisches (001)-Wachstum von Chrom auf Saphir festgestellt werden. Das Saphir-Substrat weist dabei eine $(\bar{1}\bar{1}02)$ -Orientierung auf. Wegen der fast übereinstimmenden Gitterkonstanten ($a_{\text{Cr}} = 0.288$ nm und $a_{\text{Fe}} = 0.2866$ nm) stellen die Chrom-Schichten eine ideale Unterlage zur Präparation einkristalliner Fe-Filme dar.

4.1 Herstellung und In-situ-Analyse epitaktischer Fe-Filme

4.1.1 Präparation auf GaAs mit der Orientierung (001) und (110)

Nachfolgende Präparationsbeschreibung gilt für beide Flächenorientierungen von GaAs.

Die von der Fa. HEK (Lübeck) erhaltenen GaAs-Wafer waren einseitig epitaktisch poliert. Vor dem Einbau in die UHV-Aufdampfanlage wurden die Substrate in einem Ultraschallbad in heißem Iso-Propanol gereinigt. Nach dem Einbau wurde durch Anlassen des GaAs bis auf 575°C für 30 Minuten bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar der Oberflächensauerstoff entfernt. Wie eine Analyse der Auger-Spektroskopie ergab, war als Verunreinigung der Oberfläche Kohlenstoff vorhanden. Weitere Untersuchungen des Wachstums von Fe zeigten, daß dieser Anteil von Kohlenstoff für die Qualität der Schichten unerheblich ist. Mittels Ar^+ -Sputterns vollständig gereinigte GaAs-Unterla-

gen wiesen kein "besseres" Fe-Wachstum auf. Die Bedampfung mit Fe erfolgte bei einer Temperatur von 175°C , einem Druck von $7 \cdot 10^{-10}$ mbar und mit einer Rate von $0.4\text{--}0.6$ nm/min. Filmdicke und Aufdampftrate wurden mittels mitbedampftem Quarz-Oszillator verfolgt. Die Dicke der auf diese Weise hergestellten Filme betrug $10\text{--}50$ nm.

Die AES-Analyse der Fe-Oberfläche wies neben segregiertem Sauerstoff, je nach Filmdicke auch Anteile von diffundiertem Ga und As auf. Im Anfangsstadium der Bedampfung mit Fe bilden sich an der Grenzschicht FeAs und FeGa-Verbindungen, die bis zu 20 Monolagen Fe einnehmen können, aber die Struktur im wesentlichen nicht beeinflussen [27,28,29]. Der Versuch, mit höheren Temperaturen aufzudampfen, führt zu einer zunehmenden Diffusion von Ga und As auch bei dickeren Schichten. Um diese Diffusion zu unterbinden, wurde die Schichtherstellung modifiziert: Nach Bedampfung des GaAs mit einem Fe-Film von 5 nm Dicke wurde darauf eine 50 nm dicke, aus dem chemisch reaktiveren Chrom bestehende Schicht aufgedampft. Cr zeigt bei $T = 175^{\circ}\text{C}$ und einer Rate von 0.4 nm/min auf Fe bei Flächenorientierung (001) wie (110) epitaktisches Wachstum. Anschließende AES-Analysen konnten weder Anteile von Ga noch As nachweisen.

Auf diese nun GaAs-freie Pufferschicht aus einkristallinem Cr wurde dann die zu untersuchende Fe-Schicht unter gleichen Bedingungen wie oben präpariert.

Wie Untersuchungen der Halbwertsbreiten der ferromagnetischen Resonanzlinie ergaben, weisen diese Filme eine bessere einkristalline Struktur auf als die direkt auf GaAs aufgebrachten Filme. Als Ursache für diesen Unterschied ist die durch die Cr-Pufferschicht unterdrückte Ga- und As-Diffusion in Fe anzusehen.

4.1.2 Präparation auf einer epitaktischen (001)Chrom-Unterlage auf $(\bar{1}\bar{1}02)\text{Al}_2\text{O}_3$

Aus früheren Untersuchungen [30] ist bekannt, daß Fe auf Al_2O_3 (Saphir) der Flächenorientierung $(\bar{1}\bar{1}02)$ aufgedampft ein Epitaxie-System bildet. Die Güte dieser Schichten war jedoch nicht reproduzierbar, sondern hing anscheinend von einer Bekeimung der auftreffenden Fe-Atome an Verunreinigungen der Saphir-Oberfläche ab. Dagegen wurde festgestellt, daß Cr auf $(\bar{1}\bar{1}02)$ Saphir in der Orientierung (001) aufwächst. Es wurden Anstrengungen unternommen, geeignete Bedingungen zur Herstellung epitaktischer einkristalliner Chrom-Schichten zu erhalten, auf denen dann wegen der sehr guten Anpassung beider Gittersysteme Fe-Filme aufwachsen sollten.

Die in heißem Iso-Propanol gereinigten, epitaktisch polierten $(\bar{1}\bar{1}02)$ Saphir-Substrate (Größe 10mm x 10mm) wurden zunächst mit einem 2 mm breiten und 3 nm dicken Randstreifen aus Cr bedampft. Dieser Streifen ermöglichte eine Kontaktierung der Substrat-Oberfläche mit der am Probenhalter befindlichen Erdung. Die Kontaktierung sollte Ladungen, die durch LEED oder die Auger-Spektroskopie entstehen, abführen. Die Substrate wurden nach Bedampfen des Streifens aus dem UHV-System wieder herausgefahren und mittels der Halteklammern des Probenhalters kontaktiert. Nach erneuter Einbringung der Substrate in das System begann der eigentliche Herstellungsprozess. Der Halter wurde zur Reinigung und Entgasung für 30 min auf 600°C bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar erhitzt, dann anschließend auf 175°C abgekühlt. Eine Auger-Analyse der Saphir-Oberfläche konnte wegen der starken Aufladung nicht durchgeführt werden. Der Leiterstreifen dient nur zur Kontaktierung der zu bedampfenden Fe-Schichten. Zur Herstellung guter Chrom-Schichten hat sich, ebenso wie bei Fe auf GaAs, eine Temperatur von 175°C als optimal erwiesen. Oberhalb dieser Temperatur entsteht starke Inselbildung, die zu großer Schichtrauhigkeit führt. Unterhalb 175°C wächst die Schicht nicht mehr mit "guter" Epitaxie.

Nach Aufdampfen einer 3 nm dicken Cr-Schicht wurden AES und SPALEED-Messungen durchgeführt. Als einzige, geringe Verunreinigung wurde mittels AES Sauerstoff beobachtet. Die LEED-Analyse der Oberfläche ergab eine Beu-

gungsstruktur mit relativ verwaschenen Reflexen. In Abb. 4.1a ist das Profil eines (01)LEED-Spots dargestellt. Ein Anlassen des Cr-Films auf eine Temperatur von 650°C hat eine deutliche Verschmälerung des (01)-Reflexes, sowie eine starke Absenkung des Untergrundes zur Folge, Abb. 4.1b. Es entsteht ein LEED-Bild mit relativ schmalen Reflexen.

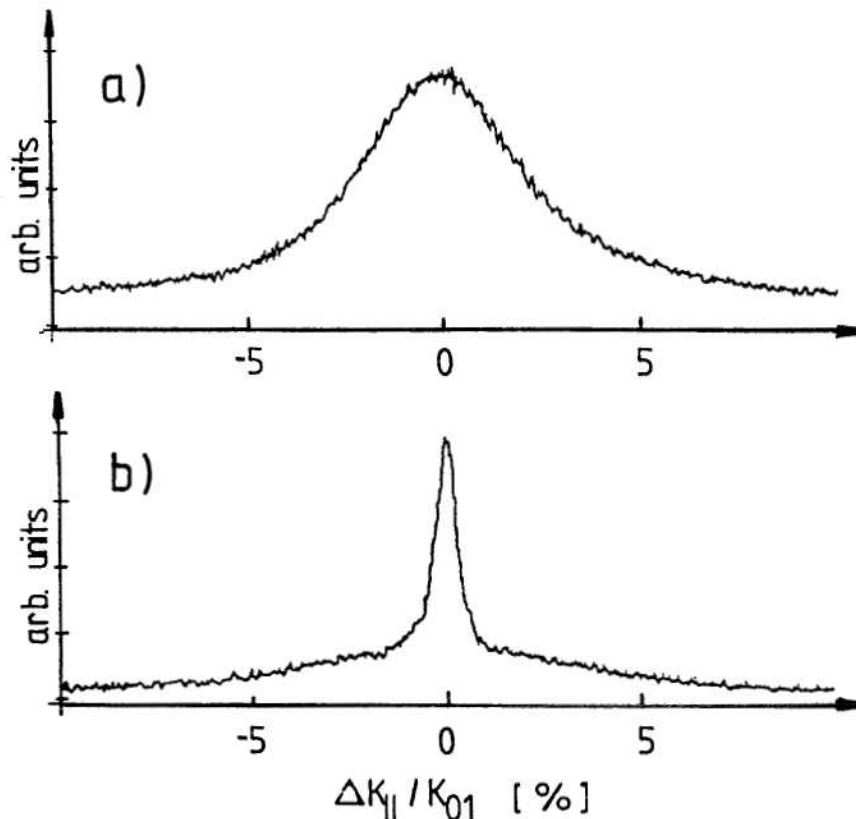


Abb. 4.1. Profil des (01)-Reflexes von (001) Cr nach
a) dem Bedampfen auf Saphir,
b) nach zusätzlichem Aufheizen auf 650°C

Auf eine derartig präparierte Unterlage wurde, unter den gleichen Bedingungen wie oben, sowohl Fe als auch Cr aufgedampft und nach einer gewissen Dicke das Reflexprofil erneut kontrolliert, Abb. 4.2. Die Veränderung des Profils ist für Fe wie für Cr ähnlich: Nach ca. 0.8 nm Dicke macht sich das Anwachsen einer Schulter um den Zentralreflex bemerkbar. Mit weiter zunehmender Dicke bildet sich diese Schulter zu einem Reflex mit großer Halbwertsbreite heran. Oberhalb von 2 nm Cr- oder Fe-Belegung ist die scharfe Zentralspitze in dem stark herangewachsenen breiten Reflex eingetaucht.

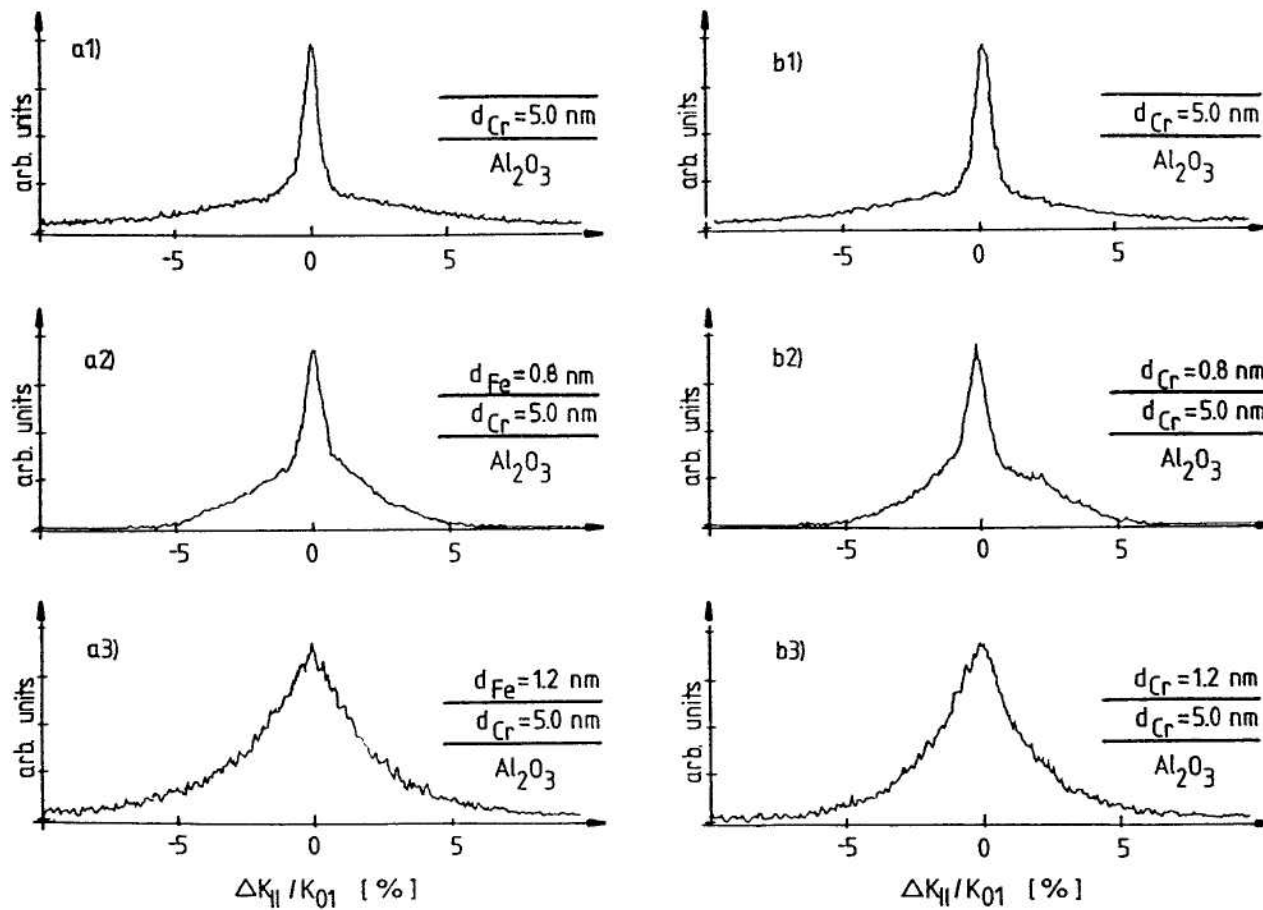


Abb. 4.2. Profil des (01)-Reflexes von Cr nach Anlassen auf 650° C
und in Abhängigkeit von unterschiedlicher Dicke der bei T=175°C
aufgedampften a) Fe- b) Cr-Schichten

Ein Vergleich mit Abb. 4.1a zeigt, daß dieses Spotprofil dem eines Cr-Films vor der Temperbehandlung ähnlich ist.

Eine quantitative Analyse der Spotprofile ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da die nötigen Auswertprogramme noch fehlen. Qualitative Aussagen lassen sich dagegen vornehmen. Aus früheren Untersuchungen einkristalliner Oberflächen [31,32,33] ist der Einfluß von Störungen wie Stufen und Inseln bekannt. Danach führen unregelmäßige Größe und Verteilung der Inseln im allgemeinen zu einer Verbreiterung der LEED-Reflexe.

Wie in Abb. 4.3 eingehender ausgeführt ist, zeigen LEED-Muster bei Vorhandensein von Inseln mit einer Monolage Höhe eine flache Schulter um den Zentralreflex. Oberflächen mit stärkerer Stufung weisen ein Anwachsen dieses Anteils auf, was zu einer Verbreiterung der LEED-Reflexe führt.

In diesem Sinne können jetzt auch die Ergebnisse der Untersuchungen an den obigen Filmen interpretiert werden. Wie in Abb. 4.1 zu erkennen, ist die Halbwertsbreite des (01)-Reflexes direkt nach Aufdampfen bei 175°C sehr groß. Nach Anlassen auf 650°C ist nur noch ein schmaler Zentralreflex zu beobachten, der stark abgeflachte Schultern aufweist. Nach Abb. 4.3 liefert dies einen Hinweis auf die Glättung der Oberfläche durch das Anlassen der Probe.

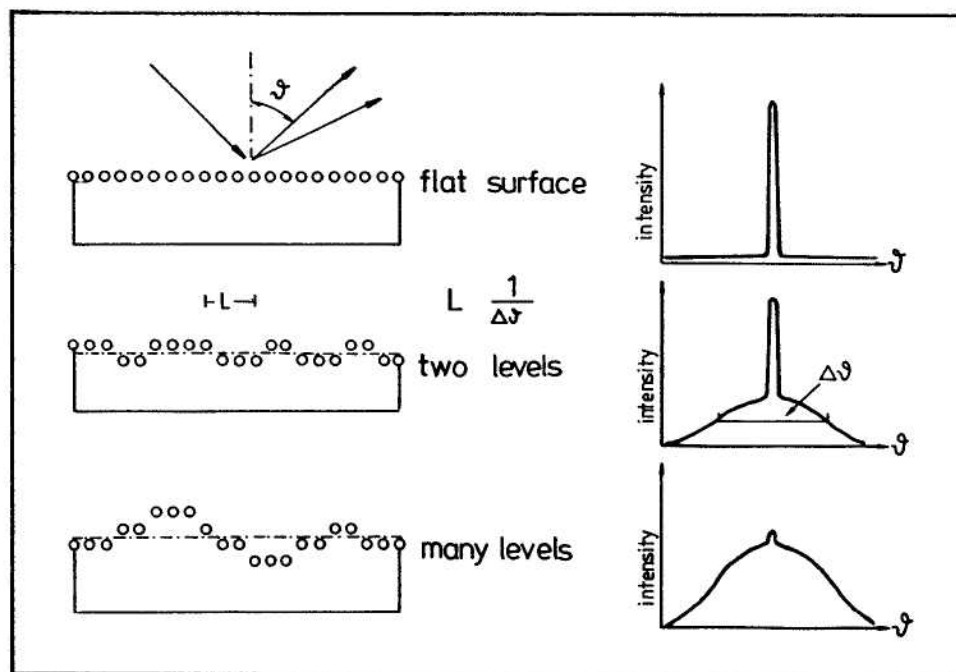


Abb. 4.3. Der Einfluß von Oberflächenrauigkeit auf LEED-Reflexe [33]

Die anschließende Bedampfung sowohl mit Fe als auch mit Cr führt dann erneut zum Entstehen einer breiteren Reflexstruktur. Diese ist Ausdruck der während des Bedampfungsvorgangs zunehmenden Oberflächenrauigkeit der Schicht. Diese wird vermutlich durch Inselbildung (Stransky-Krastanov Wachstum) hervorgerufen. Nach 0.8 nm Dicke hat sich eine deutliche Rauigkeit etabliert, die bei 2 nm ein Gleichgewicht erreicht. Eine Aussage über die Höhe der gebildeten Inseln ist ohne quantitative Analyse nicht direkt möglich. Die Beobachtung der Auger-Emission der Schicht, s. Kap. 5.1, wird eine vergleichende Betrachtung zulassen.

Es konnte keine ideale Bedampfungstemperatur gefunden werden, bei der sowohl die Oberfläche glatt als auch die Kristallstruktur von ausreichender Qualität war.

Die durch Anlassen geglätteten Cr-Filme dienten als Substrat für die herzustellenden Fe-Filme. Wie Testserien zeigten, spielte es aber nur eine geringe Rolle, ob die Cr-Filme vorher durch Anlassen geglättet waren oder nicht. Durch Messung z. B. der Linienbreite in der ferromagnetischen Resonanz zeigte sich, daß die Kristallstruktur der Fe-Filme auf gestuften Cr-Unterlagen von etwas höherer Güte war als auf geglätteten Cr-Filmen. Das könnte auf die bessere Anlagerung der ersten Fe-Atome zu Beginn des Bedampfungsvorgangs an den Stufenkanten der rauheren Cr-Oberfläche zurückzuführen sein.

Ein Tempern der Fe-Schichten konnte wegen der stark einsetzenden Diffusion von Cr in Fe nicht vorgenommen werden. Dies ist auch ein Grund, weshalb diese Untersuchungen an Fe-Filmen auf GaAs nicht durchgeführt werden konnten. Ga wie auch As diffundieren selbst durch 20 nm dicke Filme ab etwa 300°C.

4.2 Charakterisierung durch Mikrowellen-Absorptionsmessungen

Die niederenergetischste Anregung eines magnetischen Systems ist die uniforme Präzession sämtlicher magnetischer Momente. Die Frequenz dieser sog. ferromagnetischen Resonanz (FMR) ist sowohl abhängig vom äußeren Magnetfeld als auch von den Anisotropieenergiebeiträgen innerhalb des Systems. Eine Messung der Resonanzfrequenz erlaubt somit die Bestimmung der einzelnen Anisotropiebeiträge.

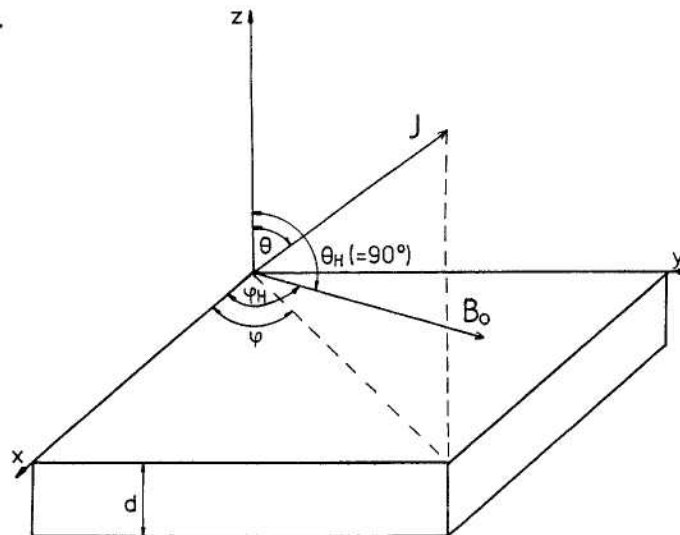


Abb. 4.4. Orientierung der magnetischen Polarisation J und der Induktion B_0 im Schichtkoordinatensystem

Für die Gesamtanisotropieenergiedichte einer dünnen Schicht ergibt sich im allgemeinen :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{pot}} + E_{\text{form}} + E_{\text{krist}} + E_{\text{u}} \quad (1)$$

Dabei bezeichnet E_{pot} die Zeeman-Energiedichte, vgl. Abb. 4.4,

$$E_{\text{pot}} = - \frac{1}{\mu_0} \cdot J \cdot B_0 \cdot \sin\theta \cos(\varphi_H - \varphi) \quad (2)$$

mit J , der magnetischen Polarisation und B_0 , der äußeren magnetischen Induktion, im folgenden immer als äußeres Magnetfeld bezeichnet.

E_{form} ist die Formanisotropieenergiedichte :

$$E_{\text{form}} = \frac{J^2}{2\mu_0} \cdot \cos \Theta \quad (3)$$

E_{krist} ist die Kristallanisotropieenergiedichte (hier: Fe in (001) und (110) Orientierung)

$$(001): \quad E_{\text{krist}} = \frac{K_{\text{ani}}}{4} \cdot (\sin^4 \Theta \sin^2 2\varphi + \sin^2 2\Theta) \quad (4a)$$

$$(110): \quad E_{\text{krist}} = \frac{K_{\text{ani}}}{4} \cdot (\cos^4 \Theta + \sin^4 \Theta \cdot (\sin^4 \varphi + \sin^2 2\varphi) + \sin^2 2\Theta \cdot (\cos^2 \varphi - 1/2 \sin^2 \varphi)) \quad (4b)$$

mit der Kristallanisotropiekonstanten K_{ani} .

E_u bezeichnet eine uniaxiale Anisotropieenergiedichte

$$E_u = K_u \cdot (1 - \sin \Theta \cdot \cos \varphi) \quad (5)$$

mit K_u , der zugehörigen Anisotropiekonstanten.

Der Zusammenhang dieser Beiträge mit der ferromagnetischen Resonanzfrequenz ergibt sich aus folgender Beziehung [34]:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 \cdot \mu_0^2 \cdot \frac{E_{\varphi\varphi} E_{\Theta\Theta}}{J} \quad (6)$$

mit J , der magnetischen Polarisation der Probe, $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\Theta\Theta}$, den 2. Ableitungen der Anisotropieenergiebeiträge nach den Winkel φ und Θ (s. Abb. 4.4) und mit γ , dem gyromagnetischen Verhältnis. Dabei wird im Mikrowellen-Absorptionsexperiment eine Anordnung vorausgesetzt, bei der das äußere Feld B_0 und das Hochfrequenzfeld B_{hf} senkrecht zueinander und in Schichtebene liegen.

Berechnung der zweiten Ableitungen $E_{\theta\theta}$ und $E_{\varphi\varphi}$, siehe [35], und Einsetzen in Gl. 6 liefert die Winkelabhängigkeit von ω_0 . Wird wie im FMR-Experiment bei konstanter Anregungsfrequenz gearbeitet, muß Gl. 6 nach B_0 aufgelöst werden. Aus der Änderung von B_0 mit dem Winkel φ können durch Anpassung an die Meßwerte die einzelnen Anisotropiebeiträge in Schichtebene bestimmt werden.

Bei den nachfolgend beschriebenen Experimenten wurde eine Mikrowellenfrequenz von 22 GHz (K-Band) verwendet.

4.2.1 (001)Fe-Filme

Zur Herstellung der einkristallinen (001)Fe-Filme wurden zwei verschiedene Substrate gewählt (s. Kap. 4.1). Zunächst ist festzustellen, daß die Fe-Schichten (Dicke 20 nm) auf GaAs durchweg größere Linienbreiten der unformen Präzession zeigen, als die Filme auf Cr-Saphir ($\Delta B = 80 \cdot 10^{-4}$ T gegenüber $\Delta B = 50-60 \cdot 10^{-4}$ T). In anisotropen Medien ist die Linienbreite ein Maß für die Kristallqualität (je kleiner die Linienbreite, desto ungestörter der Kristall). Damit sind die vorliegenden Schichten von durchaus vergleichbarer Qualität, wie die zur Zeit perfekten Fe-Filme, hergestellt auf ZnSe [36]. Auch die auf GaAs hergestellten Filme haben die auf dieser Unterlage erreichbare Qualität [37]. Daß die Resonanzlinienbreite der auf Cr-Saphir hergestellten Fe-Filme geringer ist als die der auf GaAs hergestellten Schichten, deutet auf eine weniger gestörte Struktur dieser Filme hin.

Zusätzlich tritt in allen dünnen Schichten (bis ca. 30 nm Dicke) eine leichte Asymmetrie der Resonanzlinie auf, deren Ursache vor allem in einer variierenden Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene liegen könnte. Diese Variation entsteht durch Wachstumsstörungen der Schicht in Nähe zum Substrat, die mit zunehmender Dicke dann verschwinden. Bei Schichten mit mehr als 30 nm überwiegt das Signal der ungestörten Schichtregion, die eine weitgehend homogene Magnetisierung aufweist. Die Resonanzlinien werden zunehmend symmetrisch.

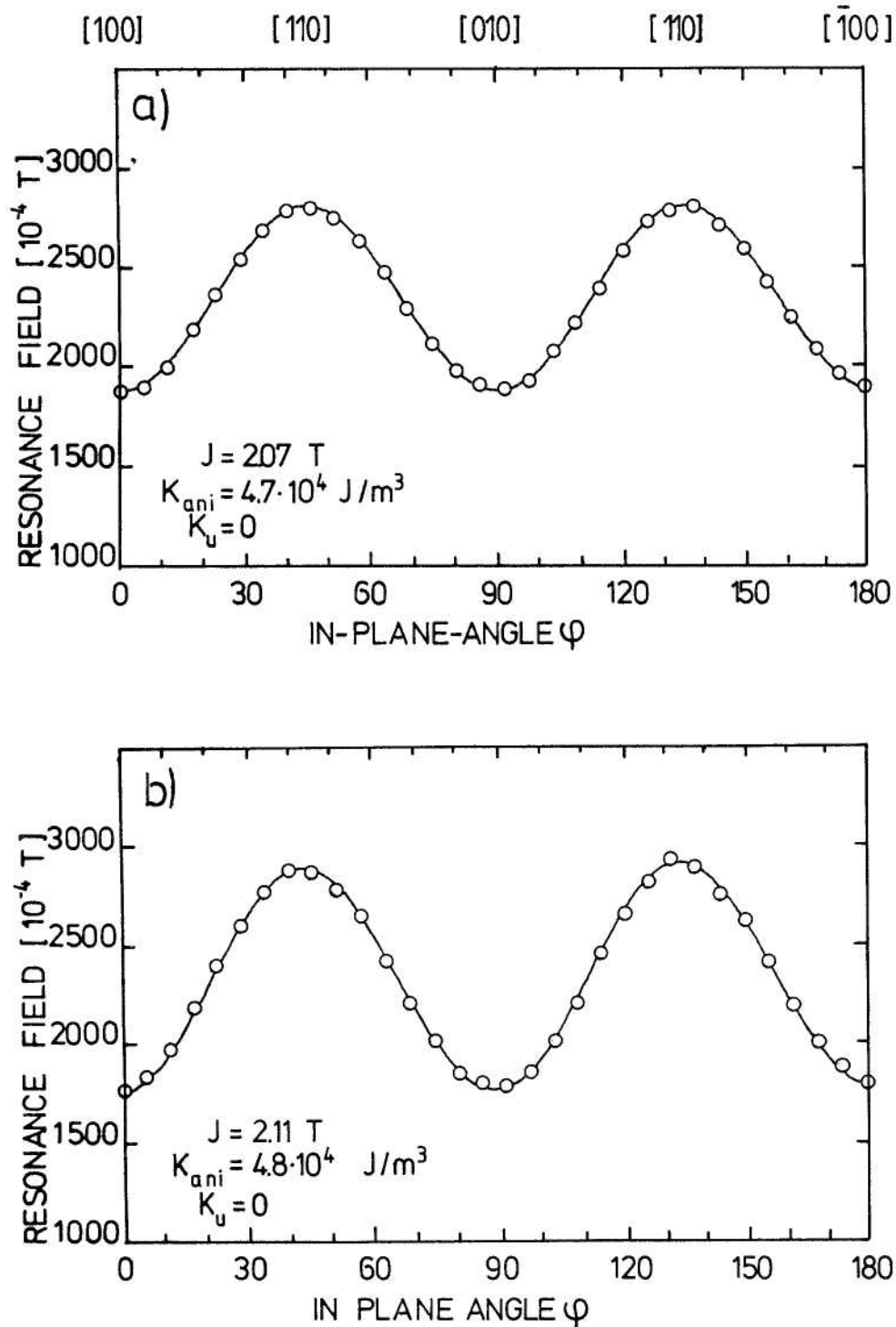


Abb. 4.5. Winkelabhängigkeit der FMR-Resonanzfelder und die aus der Anpassung erhaltenen Parameter ($\nu = 22$ GHz) für eine
a) 20 nm dicke Fe-Schicht auf (001) GaAs,
b) 20 nm dicke Fe-Schicht auf (001) Cr/Al₂O₃

Alle Fe-Filme, sowohl auf GaAs als auch auf Cr-Saphir, zeigten perfekte vierzählige Symmetrie der Anisotropie. Der Beitrag einer einachsigen Anisotropie K_u ist vernachlässigbar. In Abb. 4.5a ist die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes einer 20 nm dicken Fe-Schicht auf (001)GaAs aufgetragen. Dabei sind [100] und [010] die magnetisch leichten und [110] und $[1\bar{1}0]$ die magnetisch schweren Achsen. Die Anpassung an die Meßpunkte (mit g-Faktor $g=2.1$) liefert die dort angegebenen Parameter. Gegenüber den Werten von massivem Fe-Material [73]

$$K_{ani} = 4.8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3 \quad ; \quad J = 2.15 \text{ T}$$

ergeben sich für diese Schichten Parameter geringerer Größe.

In Abb. 4.5b sind die Ergebnisse der Messungen an 20 nm dicken Fe-Schichten auf Cr-Saphir dargestellt. Hier stimmen die Parameter gegenüber den Fe-GaAs-Filmen besser mit den Werten der Massiv-Substanz überein. Es wurden eine Reihe weiterer Fe-Filme auf Cr-Saphir untersucht, die mit abnehmender Dicke präpariert wurden. Selbst bis zu den dünnsten Schichten bleibt die vierzählige Symmetrie weitgehend erhalten. Die Magnetisierung nimmt dagegen ab, ebenso wie die Anisotropiekonstante K_1 . Die Linienbreite der 2 nm dicken Schicht betrug $100 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, was auf eine relativ geringe Störung der Struktur selbst bei diesen dünnen Schichten (ca. 16 Atomlagen) hindeutet.

4.2.2 (110)Fe-Filme

Als Substrat für diese Filme wurde ausschließlich (110)GaAs verwendet. Die Linienbreiten ΔB_0 dieser Filme betragen ca. $60-70 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, was auch hier auf eine relativ ungestörte Kristallstruktur schließen läßt. In der (110)Fe-Ebene liegen drei verschiedene kristallographischen Richtungen. Dabei ist im Vergleich mit massivem Material [100] die leichte, [110] die mittelschwere und [111] die magnetisch schwere Achse. In Abb. 4.6 ist der Anisotropieverlauf einer Fe-Schicht mit 50 nm Dicke dargestellt. Die aus der Anpassung erhaltenen Parameter, s. Abbildung, weichen von den Werten für Massiv-Material nur wenig ab. Auffallend ist, daß die uniaxiale Anisotropie K_u von nennenswerter Größe ist. Es konnte beobachtet werden, daß K_u dabei eine Zunahme mit

abnehmender Schichtdicke zeigt. Ähnliche Ergebnisse gehen auch aus früheren Untersuchungen an Fe-Schichten auf (110)GaAs hervor [35,38,39]. Es scheint sich damit um eine Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropie zu handeln, die möglicherweise auf die besondere Furchenstruktur der (110)GaAs-Oberfläche zurückzuführen ist [38]. Aus derselben Arbeit ist bekannt, daß in (110)Fe-Schichten auf GaAs diese Oberflächenanisotropie sogar zu einer Vertauschung der magnetisch leichten mit der senkrecht dazu stehenden mittelschweren Achse führt. Andererseits zeigen auch (110)Fe-Filme auf (110)Wolfram-Substraten eine dickenabhängige einachsige Anisotropie [40], deren Ursache noch nicht geklärt ist. Andere Autoren führen eine derartige Anisotropie auf die gestörte Symmetrie der Oberfläche zurück [41].

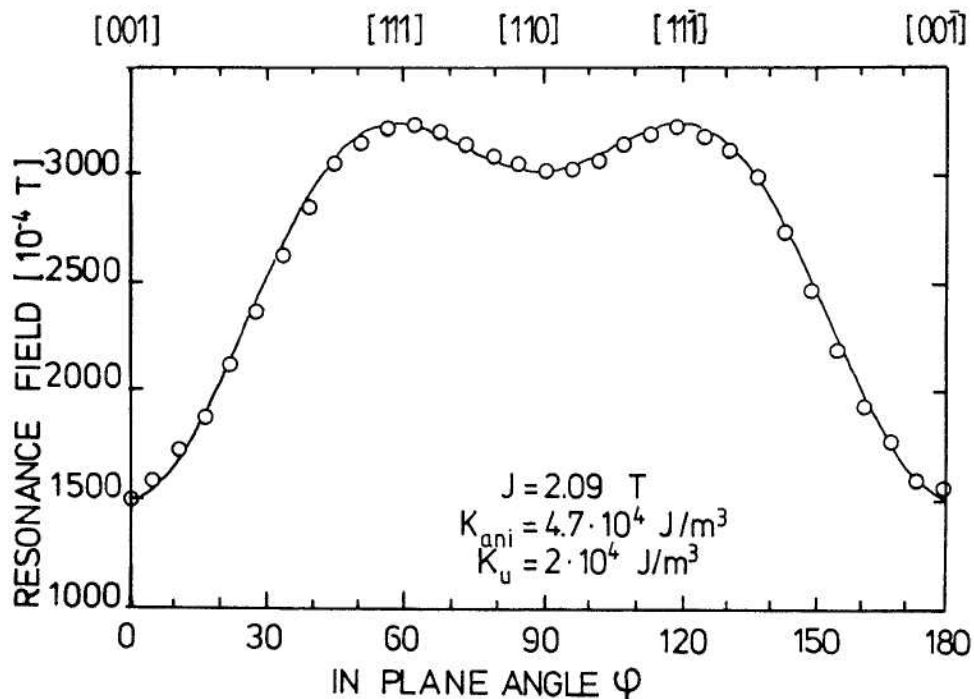


Abb. 4.6. Winkelabhängigkeit der FMR-Resonanzfelder einer 50 nm dicken Fe-Schicht auf (110) GaAs

4.3 Ummagnetisierungsverhalten der (001)Fe-Einzelschichten

Zur Untersuchung der Fe-Schichten wurden als Meßmethoden sowohl die Messung des Magnetwiderstandes als auch des magnetooptischen Kerr-Effektes während eines vollständigen Ummagnetisierungszyklus angewandt. In [5] wurden derartige Messungen an (110)Fe-Schichten bereits durchgeführt. Aus diesem Grund werden hier nur die Ergebnisse der (001)Fe-Schichten vorgestellt.

Die (001)-Ebene von Fe enthält zwei unterschiedliche kristallographische Richtungen: [100] und [110]. In Schichtebene ist [100] die magnetisch leichte und [110] die magnetisch schwere Achse. Mittels Mikrowellenabsorption konnte dieser Sachverhalt auch für die dünnen Fe(001)-Schichten bestätigt werden, vgl. Kap. 4.2. Von Interesse ist nun das Ummagnetisierungsverhalten solcher Filme in Abhängigkeit von der Feldrichtung in Bezug auf die Orientierung. In Abb. 4.7a,b sind sowohl das MOKE- als auch Widerstandssignal einer 20 nm dicken Fe-Schicht bei Durchlaufen eines Ummagnetisierungszyklus in [100]-Richtung dargestellt. Im Verlauf des MOKE-Signals, Abb. 4.7a, erkennt man die für die magnetisch leichte Achse typische Rechteckhysterese. Der Sprung im Gegenfeld bei Koerzitivfeldstärken von $10 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ wird durch die Bildung von Domänen und schneller Wandverschiebung verursacht.

Im Widerstandssignal, (Strom $I \parallel B_0$) Abb. 4.7b, wird eine Spitze während des Ummagnetisierungsvorgangs beobachtet. Diese Widerstandsänderung ist auf Bildung von Domänen zurückzuführen, deren Polarisation eine nicht mehr zum Strom I parallele Orientierung aufweist, [5]. Das heißt, daß die Ummagnetisierung einer (001)Fe-Schicht unter kurzzeitiger Entstehung von 90° -Domänen vonstatten geht.

In Abb. 4.7c ist im MOKE-Signal der Ablauf des Ummagnetisierungsprozesses entlang der magnetisch schweren Achse [110] zu beobachten. Hier wird der Vorgang durch Drehung der Magnetisierung bei noch positiven Feldwerten eingeleitet. Im Nullfeld liegt die Magnetisierung entlang einer leichten Achse (z.B. [100]), die um 45° zur [110]-Achse orientiert ist. Im Gegenfeld bilden sich 90° -Domänen, die sich durch Wandverschiebung in der gesamten Schicht ausbreiten. Durch weitere Erhöhung des Feldes dreht die Magnetisierung dann

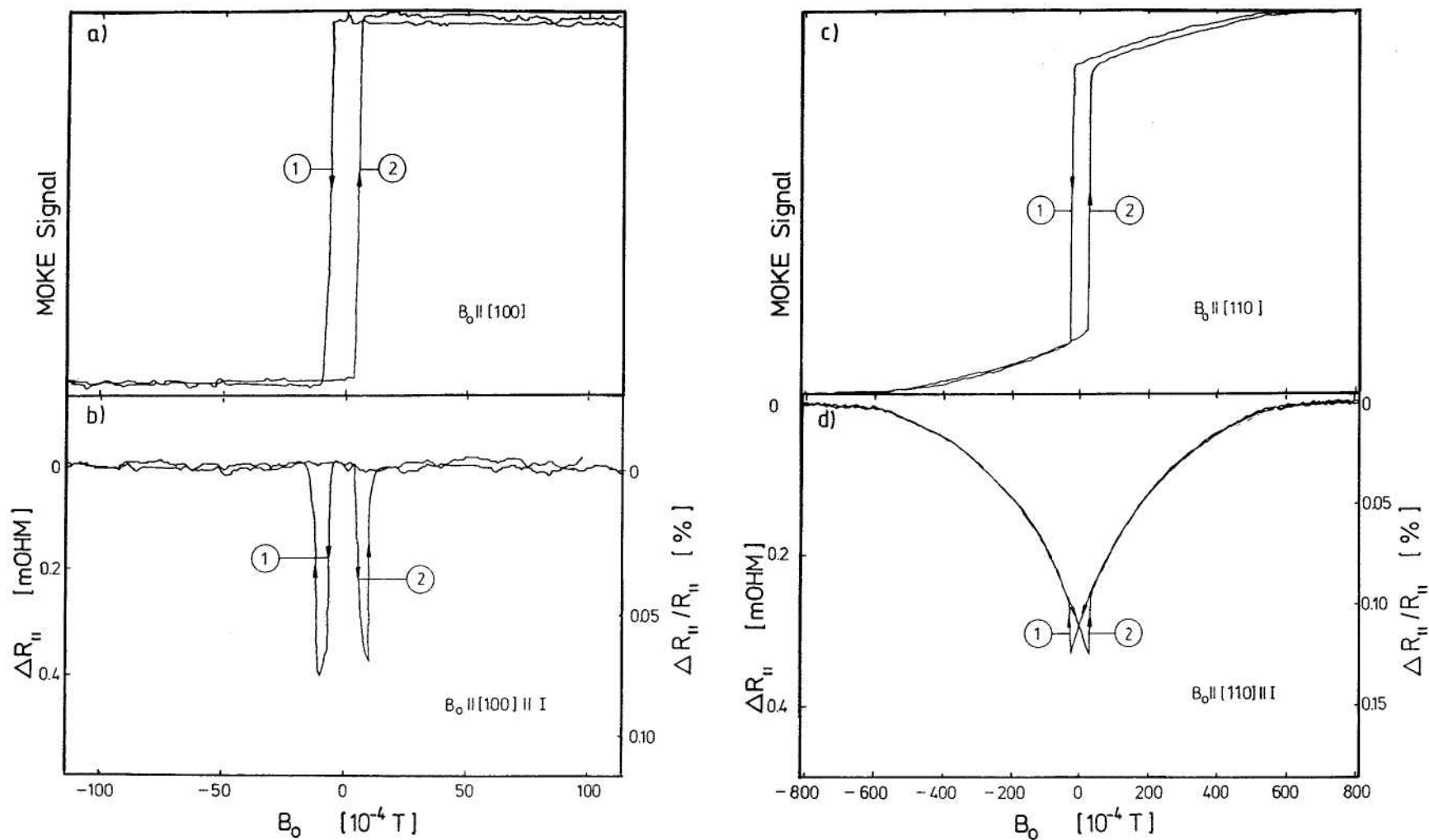


Abb. 4.7. MOKE-Hysteresis und Magnetowiderstandsverlauf gemessen an einer 20 nm dicken Fe-Einzelschicht für
a) B_0 parallel zur [100]-Richtung, c) B_0 parallel zur [110]-Richtung
b) B_0 und I parallel zur [100]-Richtung, d) B_0 und I parallel zur [110]-Richtung

in die zur ursprünglichen entgegengesetzten [110]-Richtung. Es sind typisch Feldwerte von $600 \cdot 10^{-4}$ T zur vollständigen Sättigung in schwerer Richtung notwendig. Im Vergleich dazu zeigt das Magnetwiderstandssignal, Abb. 4.7d, eine kontinuierliche Abnahme bei kleiner werdendem äußeren Feld B_o . In diesem Bereich findet der oben beschriebene Drehprozeß in die magnetisch leichte Richtung statt. Ein Sprung im Signal bei kleinen negativen Feldwerten deutet die 90° -Domänenbildung und Wandverschiebung an. Der Sättigungszustand wird durch einen abschließenden Drehprozeß erreicht. Die beobachteten Um-magnetisierungsvorgänge entsprechen somit den für (001)Fe-Schichten erwarteten Abläufen.

5. Antiferromagnetische Schichtkopplung in Fe-Cr-Fe Schichtsystemen

Antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung wurde bislang nicht nur in Fe-Cr-Fe Doppelschichten beobachtet [3,42]. Sie wurde ebenso in Systemen bestehend aus Seltenerd-Elementen (Gd-Y-Gd, Dy-Y-Dy) nachgewiesen [42,43]. Während dort als Ursache die RKKY-Wechselwirkung identifiziert wurde [44], ist ein Grund für diese Kopplung in Fe-Cr-Fe bislang nicht gefunden worden. Es bieten sich zunächst zwei Modelle an:

1) Relativ stark an den Cr-Atomen lokalisierte magnetische Momente sind wie im massiven Material antiferromagnetisch gekoppelt und vermitteln diese Wechselwirkung den anliegenden Fe-Schichten.

2) Das magnetische Moment der von einer Fe-Schicht in die andere übertretenden Leitungselektronen wird in der Cr-Zwischenschicht umgekehrt. Eine der RKKY-Wechselwirkung nicht unähnliche Austausch-Kopplung müßte dann zu beobachten sein.

In der Tat ist im Fe-Cr-Fe System bislang keine oszillierende Zwischenschichtkopplung beobachtet worden. Wie im folgenden ausgeführt wird, geht eine Fe-Doppelschicht mit zunehmender Cr-Zwischenschichtdicke sehr schnell in den Zustand antiferromagnetischer Kopplung, die im weiteren Verlauf kontinuierlich dem Wert null zustrebt. Es wird gezeigt, wie dieses Verhalten mit dem Wachstum von Cr auf Fe in Zusammenhang steht und eventuell damit die Beobachtung oszillierender Wechselwirkung unmöglich macht.

Daran anschließend erfolgt eine eingehende Analyse der magnetischen Eigenschaften antiferromagnetisch gekoppelter Fe-Schichten. Es wird versucht, aus dem Spinwellen- und Ummagnetisierungsverhalten die Größe der Austauschisotropieenergie zu bestimmen. Im Anschluß daran wird die Frage nach der Temperaturabhängigkeit der antiferromagnetischen Kopplung gestellt. Von massivem Cr-Material ist bekannt, daß bei ca. 311 K ein Phasenübergang erster Ordnung vom antiferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand auftritt. In diesem Temperaturbereich ist die Kopplung über die dünne Cr-Zwischenschicht dagegen konstant. Erst bei kleinen bzw. hinreichend hohen (wegen der Diffusionseffekte nicht zu hohen, max. 500 K) Temperaturen ist eine Abhängigkeit zu beobachten, die für verschiedene Cr-Schichtdicken untersucht wurde.

Antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung ist auch in heterogenen Schichtsystemen nachgewiesen worden, bei denen ein Film aus einkristallinem (001)Fe und der andere Film aus $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ (Permalloy) besteht. Dabei ergeben sich komplizierte Ummagnetisierungsprozesse, die theoretisch exakt nachvollzogen werden können.

5.1 Schichtwachstumsanalyse von Cr auf (001)Fe

Das Verfahren zur Herstellung der Fe-Schicht ist in Kap. 4.1 beschrieben. Substrat ist Saphir ($\bar{1}\bar{1}02$), auf das Chrom mit einer Dicke von 5 nm als Unterlage für das Schichtsystem aufgedampft wurde. Die Temperatur während dieses Vorgangs und der anschließenden Fe-Bedampfung betrug 448 K, die Aufdampftrate lag bei Cr wie Fe unter 0.01 nm/s (Druck $< 1 \cdot 10^{-9}$ mbar)

Im weiteren Verlauf wurde die Cr-Zwischenschicht in zwei Meßreihen bei 448 K bzw. 300 K auf die 10 nm dicke Fe-Unterlage mit gleicher Rate wie oben aufgedampft. Daran schloß sich eine Analyse der Schichtoberfläche mittels Auger-Elektronen Spektroskopie (AES) an. Auf diese Weise sollte der Einfluß des Wachstumsverhaltens und der Diffusion auf die Zwischenschichtkopplung untersucht werden.

Zur Auger-Analyse wurden die Emissionsströme der 529 eV Cr- und 703 eV bzw 47 eV Fe-Auger-Elektronen ausgewertet. Gemessen wurde die Amplitude der ersten Ableitung des Spektrums. Die mittels Quarzoszillator bestimmte Aufdampftrate während dieser Meßreihe betrug $8.5 \cdot 10^{17}$ Atome/(s·m²). Bei einer Cr-Gitterkonstanten von $a_{\text{Cr}} = 0.288$ nm enthält eine Monolage ($\Theta=1$) $1.21 \cdot 10^{19}$ Atome/m².

In Abb. 5.1 ist die Auger-Amplitude als Funktion der Cr-Bedeckung aufgetragen. Die Aufdampftemperatur lag bei 448 K. In der Abb. 5.1 sind sowohl für das 529 eV Cr-Signal als auch für das 703 eV Fe-Signal zwei lineare Bereiche zu erkennen, die durch einen Knickpunkt ineinander übergehen. Durch eine Geradenanpassung ist dieser Knickpunkt zu lokalisieren. Für alle drei Meßkurven liegt er bei einer Cr-Bedeckung von $2.4 \cdot 10^{19}$ Atome/m² (entsprechend 0.29 nm) und entspricht somit der Dicke von zwei Monolagen.

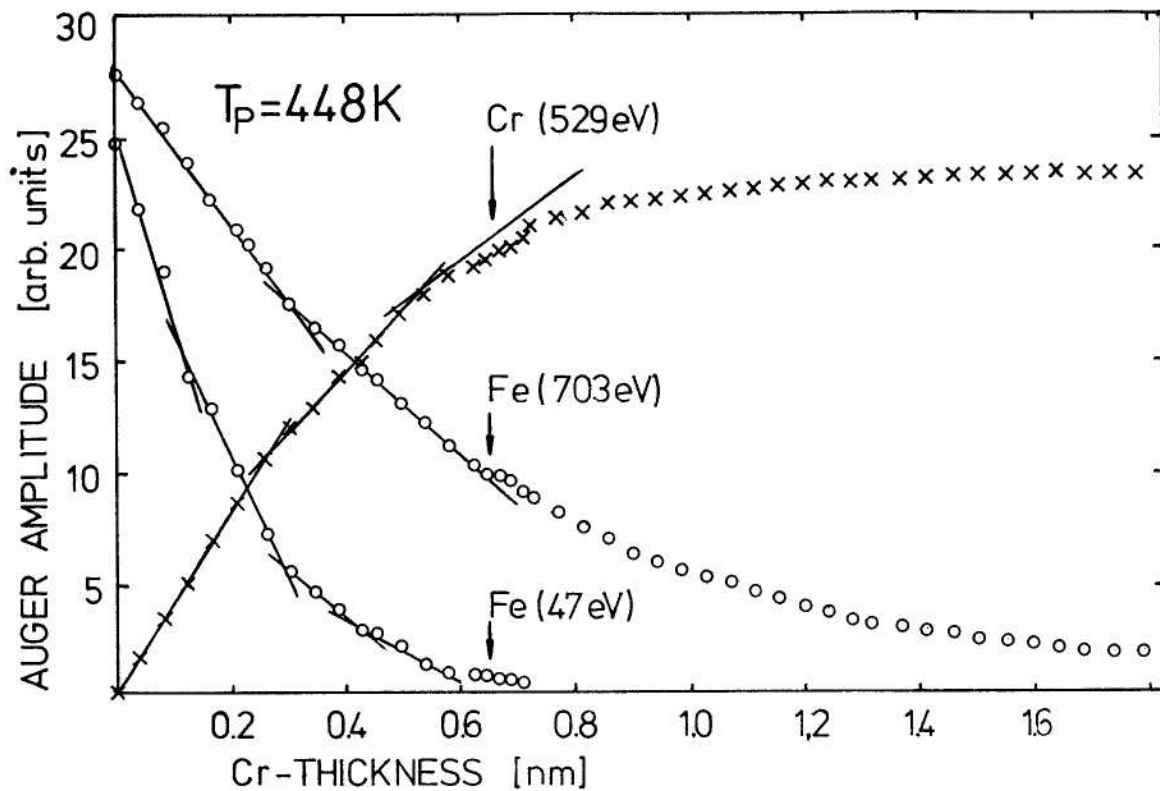


Abb. 5.1 Verlauf der Auger-Signale von Cr und Fe mit zunehmender Cr-Schichtdicke auf Fe bei einer Präparationstemperatur von $T_p=448$ K

Das Ende des zweiten linearen Astes liegt bei ca. $4.8 \cdot 10^{19}$ Atome/m² (entsprechend 0.57 nm) und bedeutet den Abschluß der vierten Monolage. Abschluß meint hier nicht das vollständige Auffüllen der Lage, sondern den Beginn der Bildung der darüberliegenden nächsten Monoschicht.

Der daran anschließende dritte Bereich konnte in beiden Fällen nicht mehr durch eine lineare Anpassung beschrieben werden.

In Abb. 5.2 ist die gleiche Studie für eine Aufdampftemperatur von 300 K durchgeführt worden. Auch hier sind zwei eindeutig lineare Verläufe zu er-

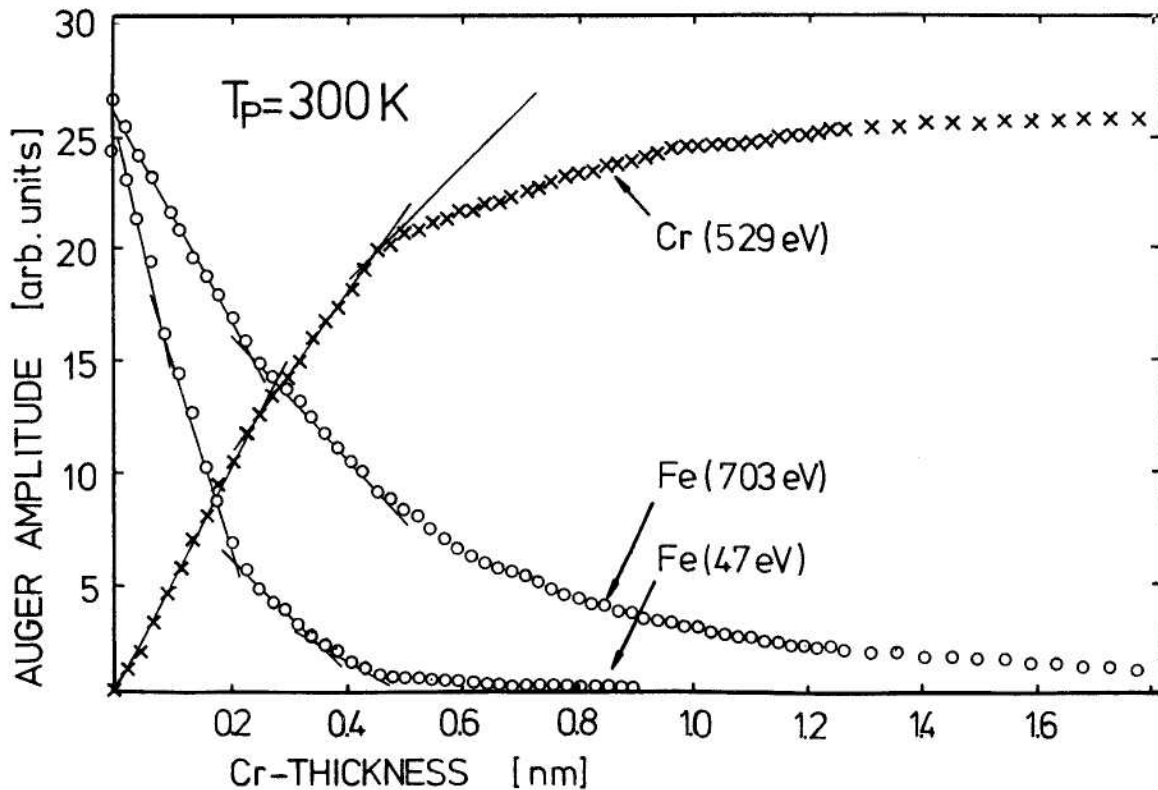


Abb. 5.2 Verlauf der Auger-Signale von Cr und Fe mit zunehmender Cr-Schichtdicke auf Fe bei einer Präparationstemperatur von $T_p=300\text{ K}$

kennen. Der Knickpunkt der Geraden liegt bei ca. $2.0 \cdot 10^{19}$ Atome/ m^2 (entsprechend 0.23 nm). Der Übergang von der zweiten Geraden in den hier ebenso zu beobachtenden nicht-linear verlaufenden Bereich liegt bei $4.2 \cdot 10^{19}$ Atome/ m^2 (entsprechend 0.48 nm). Das entspricht in etwa dem Abschluß der zweiten bzw. vierten Cr-Monolagen.

Im Verlauf der Auger-Amplitude der 47 eV Elektronen des Eisens kann man innerhalb dieser Steigungsbereiche jeweils zwei weitere Linearbereiche mit unterschiedlichen Steigungen erkennen. Die daraus sich ergebenden Knickpunkte liegen bei Cr-Dicken von 0.15 nm und 0.42 nm (bei $T_p=448\text{ K}$). Sie sind ebenfalls bei $T_p=300\text{ K}$ zu beobachten. Wie weiter unten beschrieben wird, kommt in dem jeweils unterschiedlich linearen Verlauf des Auger-Signals das Wachstum der ersten, zweiten, dritten und vierten Monolage zum Ausdruck.

Lineare Verläufe der Auger-Amplitude über der Aufdampfzeit sind ein gutes Kriterium für den Nachweis von Lagenwachstum, der sogenannten Frank-van der Merwe-Wachstumsmode [45,46].

In der Mehrzahl der Wachstumsuntersuchungen anderer Systeme wurden die Auger-Knickpunkte bei Schichtdicken beobachtet, die mit dem Abschluß einer Monolage übereinstimmen [47,48,49]. Nach [50] wird argumentiert, daß während der Belegung einer reinen Unterlage mit den ersten aufgedampften Atomen eines anderen Materials das Auger-Signal der Unterlage linear geschwächt und das der ersten neuen Lage linear zunimmt. Bildet sich die zweite Lage, so wird das Signal des Untergrundes wieder linear, aber wegen der jetzt größeren Dicke der Oberlage geringer geschwächt. Die Amplitude des Auger-Signals des aufgedampften Materials nimmt zu, aber wegen der Selbstabsorption der Elektronen der ersten Lage durch die zweite ebenfalls mit geringerer Steigung.

Vergleicht man den Quotienten $Q_{12}=m_2/m_1$ der Steigungen m_1 der ersten bzw. m_2 der zweiten Geraden für die Temperaturen 448 K ($Q_{12}=0.675$) und 300 K ($Q_{12}=0.667$), so stimmen diese recht gut miteinander überein. Das Wachstumsverhalten von Cr ist in diesen Dickenbereichen für beide Temperaturen identisch. Daß tatsächlich die Knickpunkte des Auger-Amplituden-Verlaufs mit dem Abschluß der zweiten bzw. vierten Monolage übereinstimmen, wird durch eine Analyse der Selbstabsorption, d.h. inelastischen Streuung der Auger-Elektronen einer Monolage an der darüberliegenden nächsten Monolage, bestätigt. Das Verhältnis der Steigungen ist :

$$\frac{m_2}{m_1} = \exp \left(- \frac{d}{\lambda \cdot \cos 42^\circ} \right) \quad (7)$$

mit λ , der mittleren freien Weglänge in dem vorliegenden Material und d der Dicke einer Monolage und unter Berücksichtigung des Öffnungswinkels des Zylinderspiegelanalysators der AES-Anlage von 42° .

Da für beide Präparationstemperaturen gleiches λ vorausgesetzt werden darf, ist die Wachstumsmode bis einschließlich der vierten Monolage in beiden Fällen

identisch. Aus den sich ergebenden Übereinstimmungen ist ein Wachstum nach Frank-van der Merwe anzunehmen. Die Bestimmung der mittleren freien Weglänge aus Gl. 7 liefert unter der Annahme von $d = 0.288 \text{ nm}$ (= Dicke von zwei Cr-Monolagen) einen Wert von $\lambda = 1.0 \text{ nm}$. Ein Vergleich mit mittleren freien Weglängen, die üblicherweise für Metalle im Energiebereich von 500 eV gefunden werden (0.9 – 1.0 nm) [51], zeigt gute Übereinstimmung unter der Annahme des Wachstums von zwei Cr-Monolagen in einem Steigungsbereich des Auger-Signalverlaufs.

Erklärbar ist dieses Verhalten bei Betrachtung der Anordnung der Cr-Atome auf der (001)Fe-Unterlage: Zunächst ordnen sich die Atome in den Mulden der Unterlage an. Die nächste Cr-Lage findet ebenfalls ihre günstigste Position in den Mulden der ersten Schicht usw.. So entstehen Lücken zwischen den Atomen, durch die die Auger-Elektronen relativ ungeschwächt hindurchtreten können. Erst wenn zwei Monolagen gebildet und die dritte zu wachsen beginnt, sind diese Lücken mit Atomen ausgefüllt. Nur die energiearmen 47 eV-Fe-Elektronen mit der geringen mittleren freien Weglänge von 0.4 nm [51] werden davon merklich beeinflusst, s. Abb. 5.1 bzw. 5.2. Ein derartiges Verhalten – Knickpunkte des Auger-Verlaufs erst nach Abschluß von zwei Monolagen – wird auch bei der Bedampfung von Fe auf (110)W beobachtet [52].

Der Unterschied in der Lage der Knickpunkte für die Aufdampftemperaturen von 448 K und 300 K ist in der für die kältere Probe geringeren thermischen Anregungsenergie zu suchen. Das heißt, daß bei diesen Schichten die Cr-Monolagen nur zu etwa 85% besetzt sind, wenn die nächstfolgende Lage aufzuwachsen beginnt. Bei der mit höherer Temperatur präparierten Probe haben die Atome wegen der höheren thermischen Energie die Möglichkeit, sich so zu ordnen, daß eine dichtere Belegung erfolgt. Ähnliches Verhalten ist bei der Bedampfung von W(110) mit Au beobachtet worden [48].

Wie schon oben erwähnt, ist der Verlauf des Cr-Auger-Signals oberhalb 0.6 nm nicht durch einen linearen Anstieg zu beschreiben. In Abb. 5.1 und 5.2 deuten die zusätzlich eingezeichneten Geraden in diesem Bereich den nach Gl. 7 bestimmten Verlauf des Signals bei fortgesetztem Lagenwachstum an. Das gemessene Signal bleibt deutlich unterhalb dieses Verlaufs. Ruft man sich in Erinnerung, daß nach Abb. 4.2 (dort allerdings auf einer Cr-Unterlage) mit zunehmender Cr-Bedampfung die Oberflächenrauigkeit zunimmt, kann obiges

Verhalten nur als unvollständiges Frank-van der Merwe Wachstum oder Stransky-Krastanov Wachstum (Inselbildung) interpretiert werden. In diesem Fall wird ein langsames Anwachsen des Auger-Signals bis hin zu Oszillationen des Verlaufes festgestellt [49]. Die Beobachtung und Annahme, daß das Wachstum von Cr nach Aufbringen der ersten Lagen Stransky-Krastanov Verhalten zeigt, wird durch die Untersuchung anderer Autoren unterstützt [53].

5.2 Einfluß des Wachstumsverhaltens auf die Zwischenschichtkopplung

Nachdem geklärt ist, daß Cr auf Fe bis zu vier Monolagen in einer Frank-van der Merwe-Mode aufwächst und dann in ein unvollständiges Lagenwachstum übergeht, ist der Verlauf der Kopplung zweier Fe-Schichten über diese Cr-Schicht zu bestimmen. Ein Verfahren ist – wie in Kap. 3 beschrieben – das Spinwellenverhalten mit zunehmender Zwischenschichtdicke zu beobachten. In Abb. 5.3 ist der Verlauf der Spinwellenfrequenzen über der Cr-Dicke aufgetragen. Zur Dickenbestimmung wurden hierbei die Auger-Signale herangezogen, die direkt nach der Cr-Bedampfung erhalten wurden. Ein Vergleich der Signalthöhe mit dem Verlauf der aus der Wachstumsanalyse, s. Abb. 5.1 bzw. 5.2, gewonnenen Auger-Signale ergab dann die Cr-Schichtdicke.

In Abb. 5.3 ist für die Proben, die bei $T_p=300$ K präpariert wurden, bis zu einer Cr-Dicke von etwa 0.5 nm ein monoton abnehmendes Frequenzverhalten der Austauschmode bis unterhalb der Frequenz des entkoppelten Zustands zu erkennen. Mit weiter zunehmender Cr-Zwischenschichtdicke steigt die Frequenz langsam wieder an, um ab ca. 1.5 nm Cr-Dicke in einen Sättigungswert von etwa 28 GHz einzumünden. Dieses Verhalten entspricht dem schon in Kap. 3 beschriebenen Vorgang der allmählichen Entkopplung der beiden Fe-Schichten. Prinzipiell ist dieser Verlauf also schon bekannt. Neu hingegen ist jetzt die präzise Dickenbestimmung mittels AES und damit der Vergleich zwischen dem Cr-Schichtzustand und dem Kopplungseffekt.

So ist bei den Schichten, die bei $T_p=448$ K hergestellt wurden, ein ähnlicher Frequenzverlauf zu beobachten. Hier tritt das Minimum aber erst bei 0.8-0.9 nm Cr-Zwischenschichtdicke auf, Abb. 5.3 (kleines Bild).

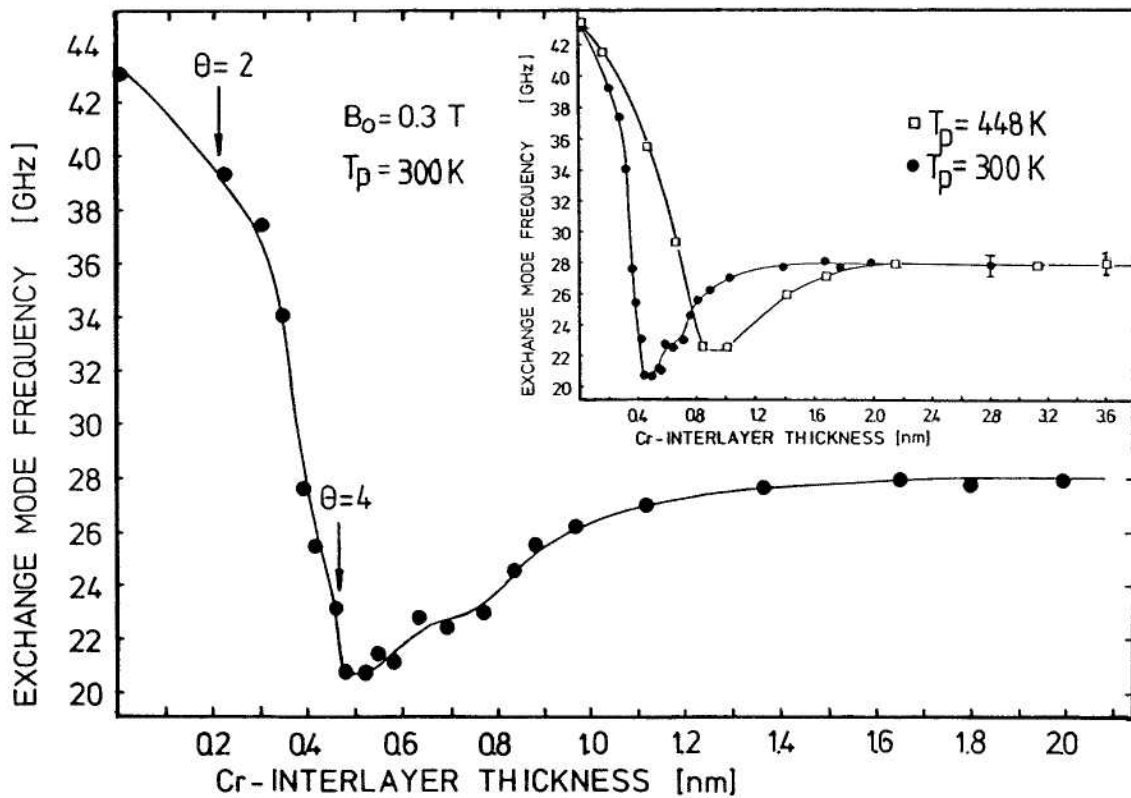


Abb. 5.3 Verlauf der Austauschmodenfrequenz von Fe-Cr-Fe Schichten mit zunehmender Cr-Dicke ($d_{Fe} = 10$ nm, $T_p = 300$ K). Das kleine Bild zeigt das Ergebnis der bei $T_p = 448$ K präparierten Schichten.

Konzentrieren wir uns zunächst noch auf die Messungen, die an den bei Raumtemperatur präparierten Schichten durchgeführt wurden. Die Pfeile in Abb. 5.3 markieren die Cr-Dicken, bei denen in Abb. 5.2 ($T_p = 300$ K) die Knickpunkte im Auger-Signalverlauf beobachtet wurden. Man erkennt den monotonen Abfall der Austauschmodenfrequenz im Bereich des Lagenwachstums von Cr. Nach Abschluß der vierten Monolage Cr ist gleichzeitig auch der antiferromagnetische Kopplungszustand maximal. Wie die Wachstumsanalyse des Cr gezeigt hat, Abb. 5.2, führt die weitere Bedampfung nicht zu einer vollständigen Bedeckung durch zusätzliche Cr-Lagen sondern zur Inselbildung. Daraus resultiert nicht eine der antiferromagnetischen Struktur der Cr-Schicht entsprechende Modulation des Kopplungseffektes, sondern eine langsame und kontinuierliche Entkopplung der Fe-Schichten.

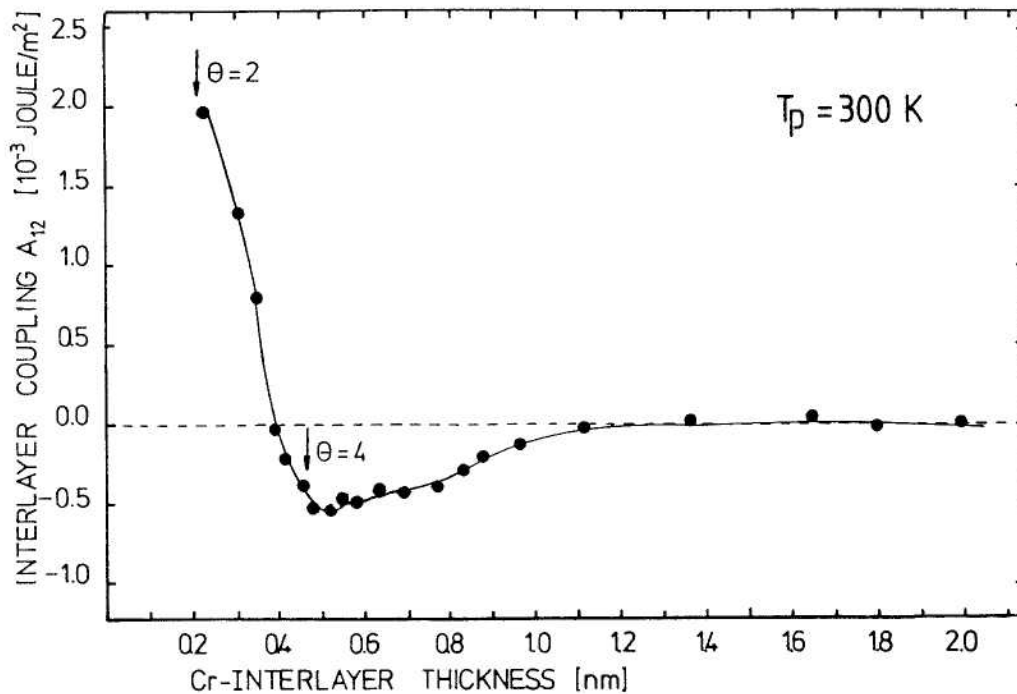
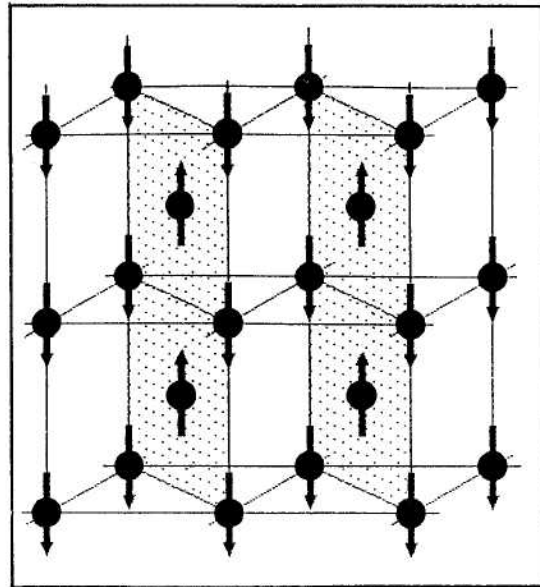


Abb. 5.4 Darstellung der aus den Spinwellenfrequenzen (Abb. 5.3) ermittelten Schichtaustauschkonstanten A_{12}

Bestätigt wird dieses Verhalten durch den Verlauf der aus den Hoffmannschen Randbedingungen und den aus den Spinwellenfrequenzen der Abb. 5.3 bestimmten Werten der Austauschkopplungskonstanten A_{12} [23], Abb. 5.4.

Der einfachste Weg zur Erklärung des negativen Zwischenschichtaustausches ist, die Ursache dafür in der antiferromagnetischen Struktur des Chrom selbst zu suchen. In Abb. 5.5 ist die Anordnung der Cr-Atome und der magnetischen Momente dargestellt, wie es für die massive Substanz bekannt ist [54]. Eine sogenannte Spindichtewelle ist dieser Anordnung überlagert und moduliert mit einer charakteristischen Länge von über 20 Gitterkonstanten die Größe der magnetischen Momente. Dies führt insgesamt zu einem inkommensurablen Spinzustand. Im folgenden soll die Spindichtewelle im Bereich der 2-6 Gitterkonstanten dicken Cr-Zwischenschichten als konstant, d.h. Wellenvektor $Q=0$ betrachtet werden.

Abb. 5.5
Anordnung der magnetischen
Momente in massivem Cr [66]



In diesem Bild sind die Cr-Momente einer (001)-Ebene alle parallel und die Momente benachbarter (001)-Ebenen zueinander antiparallel orientiert, s. Abb. 5.5. Oberhalb einer Temperatur von ca. 311 K, der Neeltemperatur, geht Chrom vom antiferromagnetischen Zustand über in den paramagnetischen Zustand.

Unter der Annahme, daß eine dünne Cr-Schicht die Eigenschaften des Massiv-Materials behält, würde die Zwischenschichtkopplung zweier Fe-Filme über Cr wie folgt zu erklären sein (Wachstumsorientierung stets (001)): Die Momente in der ersten Cr-Lage ordnen ferromagnetisch und sind zu den Fe-Momenten antiparallel orientiert. Diese Annahme wird durch experimentelle und theoretische Arbeiten bestätigt [55,56]. Eine darauf aufgebrachte zweite Fe-Schicht hätte dann zur ersten die gleiche Orientierung. In diesem Bild lokalisierter magnetischer Momente ergäbe sich für eine Cr-Monolage als Zwischenschicht eine ferromagnetische Kopplung der Fe-Filme. Eine zweite Cr-Monolage ordnet zur ersten antiferromagnetisch und würde nun zwei Fe-Filme ebenfalls antiparallel ausrichten. Jede weitere Cr-Monolage würde auf diese Weise das Vorzeichen der Kopplung umkehren. Der Verlauf des Zwischenschichtaustausches hätte mit zunehmender Cr-Dicke einen oszillierenden Charakter. Daß dieses Verhalten oberhalb von vier Monolagen nicht beobachtet wird, kann man sich in einem einfachen Bild, Abb. 5.6, veranschaulichen: Bis zu vier Monolagen wächst Cr in einer Frank-van der Merwe Wachstumsmode, Abb. 5.6a. Nach zusätzlicher Cr-Bedampfung bilden sich Inseln, Abb. 5.6 b,

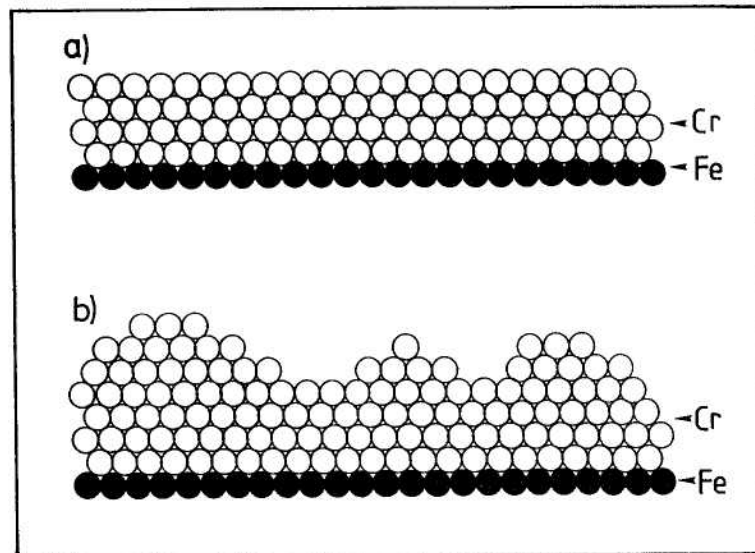


Abb. 5.6 Anordnung der Cr-Atome nach
a) Lagenwachstum b) Inselbildung

die einerseits aufgrund ihrer ungeordneten Oberfläche zu keiner effektiven Kopplung beitragen und andererseits durch ihre Bedeckung der stark koppeln- den vier Monolagen zu einer insgesamt abschwächenden Wirkung führen. Ab einer Dicke von ca. 1.2 nm sind dann sowohl die zwei Doppellagen Cr vollstän- dig abgedeckt, als auch die Oberfläche so stark gewellt und aufgerauht, daß die mittlere Austauschkopplung der Fe-Filme gleich null ist.

Im Bereich von Cr-Dicken bis zu vier Monolagen ist das Bild lokalisierter Momente nicht in der Lage, alle Phänomene zu erklären. Der Übergang zur antiferromagnetischen Schichtkopplung wäre bei zwei Monolagen zu erwarten und gleichzeitig oszillierendes Kopplungsverhalten bis vier Lagen. Aus Abb. 5.4 entnimmt man dagegen einen monotonen Verlauf der Austauschkopplung. Das fehlende oszillatorische Verhalten kann noch auf ferromagnetische Kopplungs- effekte sogenannter "Pinholes" – Bereiche unvollständiger Cr-Bedeckung oder starker Fe-Diffusion – über die die Fe-Filme noch in direktem Kontakt stehen, oder auf den Einfluß der 3d-Leitungselektronen, die ohne Störung durch das Cr von einer Fe-Schicht in die andere übertreten, zurückzuführen sein. Diese gerade im Bereich dünnster Zwischenschichten zu berücksichtigenden Effekte könnten unter Umständen ein oszillierendes Kopplungsverhalten überdecken und unbeobachtbar machen.

Zudem zeigt Abb. 5.3, daß für die bei höherer Temperatur hergestellten Fe-Doppelschichten die maximale Frequenzverschiebung erst bei einer Cr-Zwischenschichtdicke von 0.8 nm auftritt. Dieser Unterschied gegenüber den bei Raumtemperatur präparierten Proben kann auf Diffusionseffekte insbesondere während des Bedampfungsvorganges zurückgeführt werden.

Inkonsistent mit dem Modell lokalisierter Momente und den Eigenschaften massiven Materials in dünnen Cr-Schichten scheint das Temperatur-Verhalten der Zwischenschichtkopplung zu sein. Eine Beschreibung des Tieftemperaturverhaltens wird erst in Kap. 5.8 gegeben. An dieser Stelle sei nur erwähnt, daß auch oberhalb der für massives Chrom typischen Neeltemperatur ($T \approx 311\text{K}$) unverändert antiferromagnetische Schichtkopplung beobachtet wird. Diese sollte zusammen mit dem Antiferromagnetismus des Cr verschwinden. Bis zu 480 K konnte eine gegenüber Raumtemperatur nur gering verminderte Kopplungsstärke beobachtet werden. Höhere Temperaturen führten wegen der einsetzenden Interdiffusion zur Zerstörung der definierten Zwischenschicht.

Zudem ist in Cr-Substanzen unter Beimengung von Fe eine Absenkung der Neeltemperatur zu beobachten [57]. In einer dünnen Cr-Schicht mit direktem Kontakt zu Fe wäre der gleiche Effekt zu erwarten, sodaß in diesem Modell bei Raumtemperatur überhaupt keine antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung beobachtbar wäre.

Die Tatsache, daß der hier diskutierte Kopplungseffekt nicht eindeutig mit den Eigenschaften von Cr-Massivmaterial korreliert ist, läßt einen neuen, andersgearteten Zustand der dünnen Cr-Schicht vermuten. Theoretische Ergebnisse, aber auch experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, daß z.B. die (001)-Oberfläche von Cr stark erhöhte, ferromagnetisch ordnende Momente aufweist [58,62]. Zurückgeführt wird dies auf die an der Oberfläche fehlende Gittersymmetrie, die eine stark erhöhte Zustandsdichte der d-Elektronen in der obersten Cr-Lage bewirkt. Daraus ergeben sich magnetische Momente von ca. $2.8 \mu_B$ (berechnet, [58]) bzw. $2.4 \mu_B$ (gemessen, [61]) gegenüber $0.59 \mu_B$ in Massiv-Material [54]. Berechnungen von Freeman [56] sagen eine starke lokale Erhöhung des Cr-Momente auf $3.1 \mu_B$ an der Grenzfläche zu (001)Fe voraus. Nach den gleichen Rechnungen behält Cr seine antiferromagnetische Struktur, d.h. die nächstfolgende Cr-Lage ordnet gegenüber der obersten Lage antiferromagnetisch. Danach setzt sich diese alternierende Orientierung der Momente bis ins Probeninnere weiter fort.

Berechnungen der elektronischen und magnetischen Struktur einer fünf Monolagen dicken, freitragenden Cr-Schicht [59] sagen ebenfalls große, an der Oberfläche ferromagnetisch geordnete Cr-Momente vorher. In der Schichtinnere sind diese antiferromagnetisch orientiert.

Gleichzeitig scheint der ferromagnetische Oberflächenzustand auch oberhalb der Neeltemperatur des Massiv-Materials stabil zu sein. Theoretische Voraussagen geben einen Wert von ca. 800 K an [60] (oder deuten zumindest einen hohen Wert an [61]), während experimentelle Daten auf einen Wert von etwa 750 K hinweisen [62]. Zudem wurde in dünnen Cr-Schichten mit abnehmender Schichtdicke ein Anstieg der Neel-Temperatur beobachtet [71].

Diese Reihe von Voraussagen und experimentellen Ergebnissen beziehen sich in allen Fällen auf die Oberflächen von massivem Cr oder auf isolierte Cr-Filme. Einzig die Ergebnisse von Freeman beziehen sich auf Cr-Schichten in direktem Kontakt zu Eisen. Eine zwischen zwei Fe-Filmen befindliche Cr-Schicht ist theoretisch bisher nicht behandelt worden.

Prinzipiell ergeben sich damit Übereinstimmungen mit dem Bild lokalisierter magnetischer Momente:

- 1) Ein dünner Cr-Film besitzt "Erinnerung" an einen antiferromagnetischen Zustand des Massiv-Materials. Dies manifestiert sich in der antiferromagnetischen Zwischenschichtkopplung über vier Monolagen.
- 2) Die Ordnungstemperatur des Cr-Films scheint weit oberhalb der Neeltemperatur des Massiv-Materials zu liegen. Dies entspricht den Voraussagen und Messungen an dünnen Cr-Filmen und Oberflächenschichten.

5.3 Beobachtung der Austauschmode mittels Mikrowellenabsorption

Neben der Messung der ferromagnetischen Resonanz (uniforme Präzession, Modennummer $n=0$ mit Wellenvektor $q=n\cdot\pi/d$), können mit Hilfe der Mikrowellenabsorption die in dünnen Schichten auftretenden stehenden Spinwellen beobachtet werden [3,24]. Man unterscheidet dabei zwischen Spinwellen mit Schwingungsbäuchen ("unpinned spinwaves") bzw. Schwingungsknoten ("pinned spinwaves") an den Schichtoberflächen, analog den Schwingungsformen einer

freien bzw. eingespannten Saite. Zu dem sog. "Pinning" tragen hauptsächlich Oberflächenanisotropien bei, die eine große Auslenkung der magnetischen Momente verhindern.

Bis auf die uniforme Präzession sollten alle weiteren freien Spinwellen ("unpinned") wegen ihres verschwindenden magnetischen Nettomomentes bei Anregung durch ein homogenes Hochfrequenzfeld B_{hf} nicht nachweisbar sein. Dieselbe Argumentation gilt für die Spinwellen mit Knoten an den Oberflächen ("pinned"), dort allerdings nur für die mit gerader Modenzahl n . Einzig Spinwellen ("pinned") mit ungeradem n werden detektiert.

In Schichten ohne starke Oberflächenanisotropien sind überwiegend freie Spinwellen ("unpinned") vorhanden [8,63]. Dennoch wurden sie mittels Mikrowellen-Absorptionsmessungen nachgewiesen. Weist das Hochfrequenzfeld B_{hf} keine perfekte Homogenität auf oder liegt eine Magnetisierungsverteilung in der Schicht vor, so können auch in der Mikrowellenabsorption derartige Spinwellen nachgewiesen werden [3].

Es ist anzunehmen, daß ausschließlich freie Spinwellen in epitaktischen (001)Fe-Einzel- und Doppelschichten auftreten. In Kap. 4.2 wurden Parameter wie Magnetisierung und Anisotropiefeldstärke aus der Messung der uniformen Präzession gewonnen, die mit den Werten des Massiv-Materials übereinstimmen. Damit liegt eine Oberflächenanisotropie nur in unbedeutendem Maße vor.

In der Mikrowellenabsorption wird der Spinwellentyp, der bei den Messungen mit Hilfe der Brillouin-Spektroskopie als Austauschmode bezeichnet wurde, ebenfalls nachgewiesen.

In Abb. 5.7 ist eine Reihe von Messungen für verschiedene Cr-Zwischenschichtdicken dargestellt ($\nu=22$ GHz). Die erste stehende Spinwelle ($n=1$) ist in der reinen Fe-Schicht ($d_{Cr}=0$ nm) nicht zu beobachten, da deren Frequenz bei einer Fe-Dicke von 20 nm oberhalb 22 GHz liegt. Mit zunehmender Cr-Dicke und damit abnehmender ferromagnetischer Kopplung wird die Energie der Austauschmode abgesenkt, analog dem Spinwellenverlauf in der Brillouin-

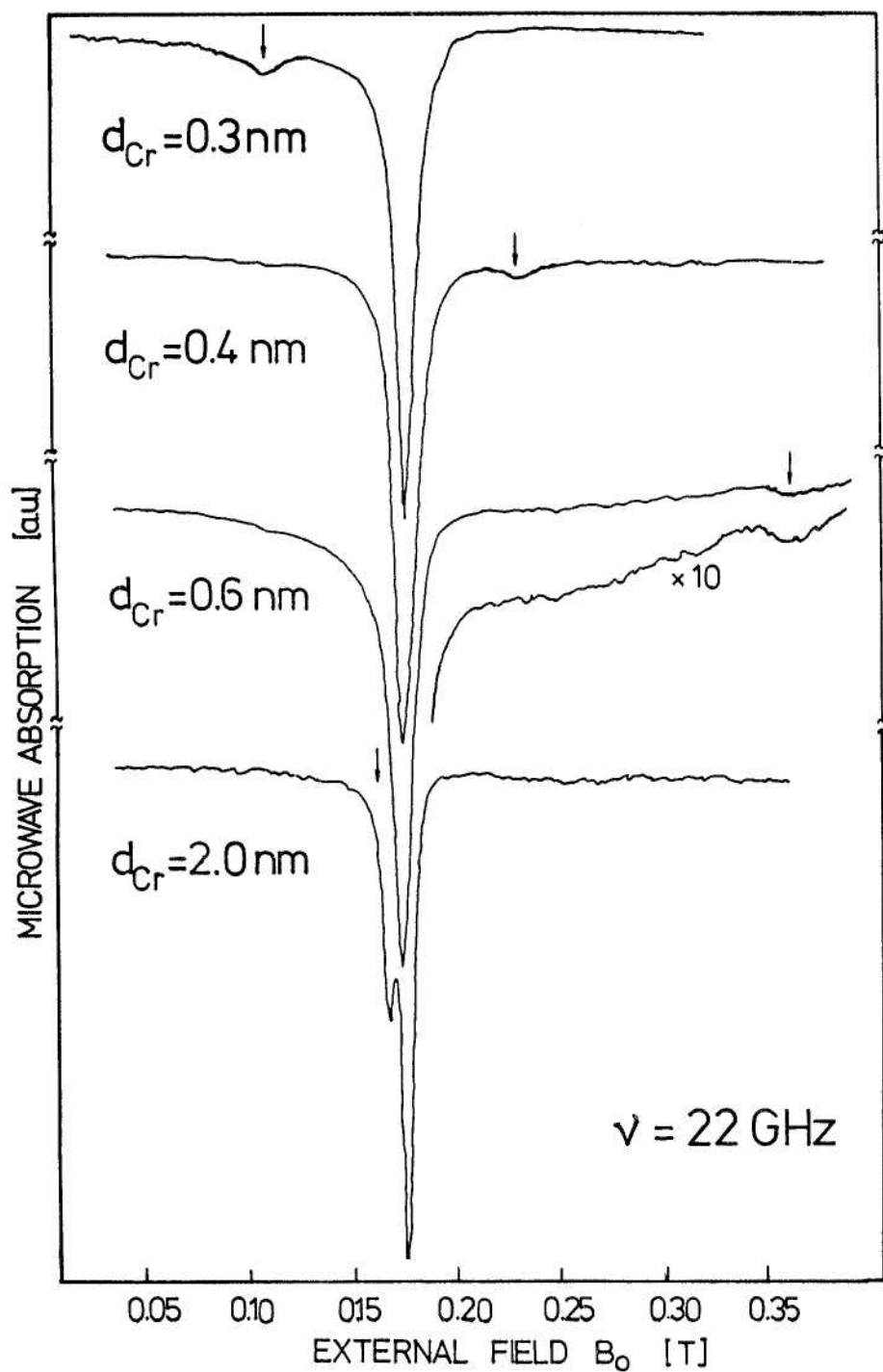


Abb. 5.7 Mikrowellen-Absorption durch Austauschmode (Pfeil) und ferromagnetischer Resonanz in Fe-Cr-Fe Schichten in Abhängigkeit von der Cr-Schichtdicke

Spektroskopie. Im Bereich antiferromagnetischer Kopplung liegt diese Mode bei höheren Feldstärken als die ferromagnetische Resonanz, entsprechend der Frequenzabsenkung Abb. 5.3. Mit wieder abnehmender antiferromagnetischer Kopplungsstärke erhält die Austauschmode mehr und mehr den Charakter der uniformen Präzession der Einzelschicht. In der Mikrowellenabsorption äußert sich dies darin, daß ihre Anregungsfeldstärke sich der der FMR wieder annähert. Im Fall der vollständigen Entkopplung und bei zwei identischen Schichten fallen beide Resonanzen zusammen. Es ist nur noch die Absorption einer uniformen Präzession zu beobachten. Unter realen Bedingungen sind die Fe-Schichten der Doppelschicht nicht identisch (s. Präparation: erste Schicht bei $T=448$ K, zweite Schicht bei 300 K hergestellt, sowie verschiedene Bedeckungen der beiden Schichten), so daß Unterschiede in Magnetisierung oder Anisotropie auftreten können [3,64]. Diese Differenzen drücken sich darin aus, daß die ferromagnetischen Resonanzen der beiden entkoppelten Schichten bei etwas unterschiedlichen Magnetfeldern auftreten, Abb. 5.7.

In Abb. 5.8 sind die Resonanzfeldstärken der Austauschmode über der Cr-Zwischenschichtdicke aufgetragen. Es ergibt sich der oben geschilderte Verlauf, analog dem Spinwellenverhalten, Abb. 5.3.

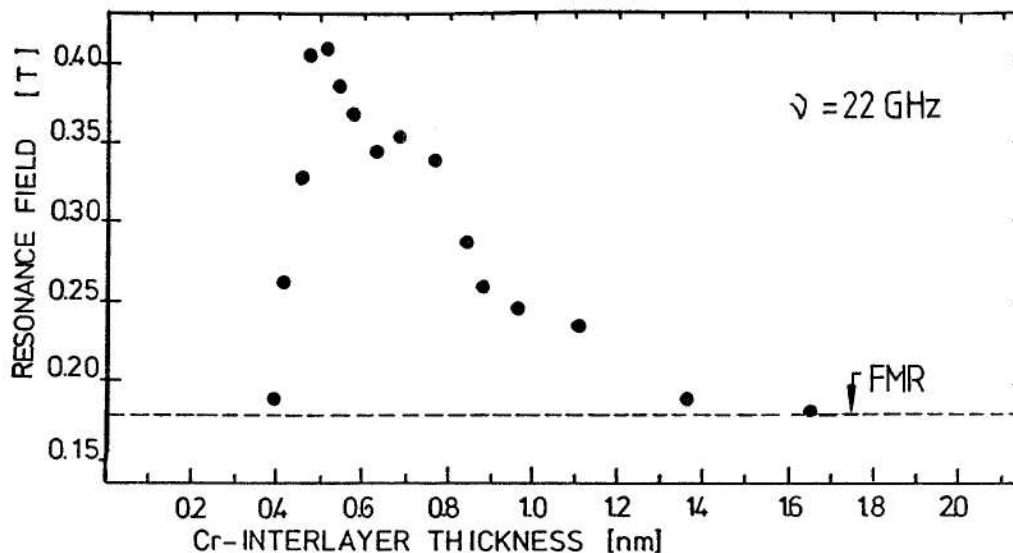
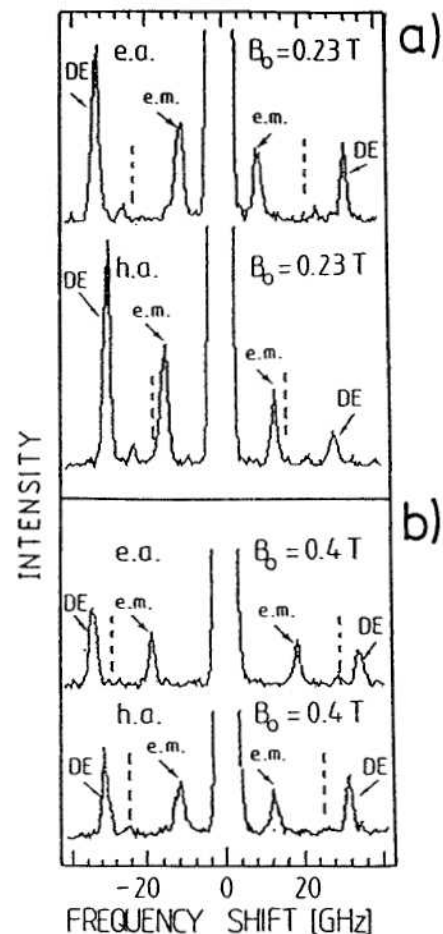


Abb. 5.8 Resonanzfeldstärken der Austauschmode von Fe-Cr-Fe Schichten in Abhängigkeit von der Cr-Schichtdicke

5.4 Einfluß der Ummagnetisierungsprozesse auf das Spinwellenverhalten

Erste Untersuchungen des Spinwellenverhaltens der Austauschmode ließen zunächst eine anisotrope antiferromagnetische Schichtkopplung vermuten. In Abb. 5.9a sind zwei Spinwellenspektren dargestellt, die mit Magnetfeldrichtung parallel $[100]$, d.h. magnetisch leichter Achse (e.a.=easy axis), bzw. parallel $[110]$, der magnetisch schweren Achse (h.a.=hard axis), aufgenommen wurden. Man erkennt für $B_0 \parallel [100]$ das typische Spektrum antiferromagnetisch koppelnder Fe-Schichten: Die Austauschmode hat eine deutlich geringere Frequenz als bei vollständiger Entkopplung zu erwarten wäre (gestrichelte Linie). Bei Orientierung des Magnetfeldes in magnetisch schwerer Achse ($\hat{e} \parallel [110]$) schiebt aufgrund der Kristallanisotropie des Fe die DE-Mode zu kleineren Frequenzwerten. Die Austauschmode zeigt dazu gegenläufiges Verhalten: In schwerer Achse liegt ihre Frequenz näher an der des entkoppelten Zustandes. Die antiferromagnetische Wechselwirkung scheint somit in $[110]$ -Richtung weniger stark als in $[100]$ -Richtung zu sein.

Abb. 5.9
Brillouin-Spektren einer
Fe-Cr-Fe Schicht mit antiferro-
magnetischer Zwischenschicht-
kopplung ($d_{Fe} = 10$ nm, $d_{Cr} = 0.9$ nm)
für verschiedene Magnetfeldstärken
a) $B_0 = 0.23$ T b) $B_0 = 0.4$ T



Bei höheren Magnetfeldstärken, s. Abb. 5.9b, zeigt sich dagegen dieser Effekt nicht. In schwerer Richtung [110] zeigen sowohl DE- als auch die Austauschmode gegenüber Messung in leichter Richtung eine Frequenzverschiebung zu kleineren Werten, die eindeutig auf den Einfluß der Kristallanisotropie in Fe zurückgeführt werden kann.

In Abb. 5.10 ist der Frequenzverlauf der Austauschmode bei Messung sowohl in leichter als auch schwerer Achse des Fe als Funktion des äußeren Magnetfeldes dargestellt. Man erkennt in beiden Fällen das Durchlaufen eines Minimums. Mit $B_0 \parallel [100]$ liegt es bei $B_0 = 0.18$ T und mit $B_0 \parallel [110]$ bei einem Wert von $B_0 = 0.3$ T. Dieses Spinwellenverhalten ist eng mit dem Ummagnetisierungsprozess verknüpft. In Abb. 5.11 sind Messungen, die mittels des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) durchgeführt wurden, dargestellt. Sie sind zugleich typisch für das Verhalten antiferromagnetisch koppelnder Filme: In magnetisch leichter Achse sind die beiden Fe-Schichten ab einer Feldstärke von 0.18 T gesättigt und parallel orientiert. Unterhalb von 0.18 T nimmt die Magnetisierung kontinuierlich ab (mit Magnetisierung ist in diesem Fall die

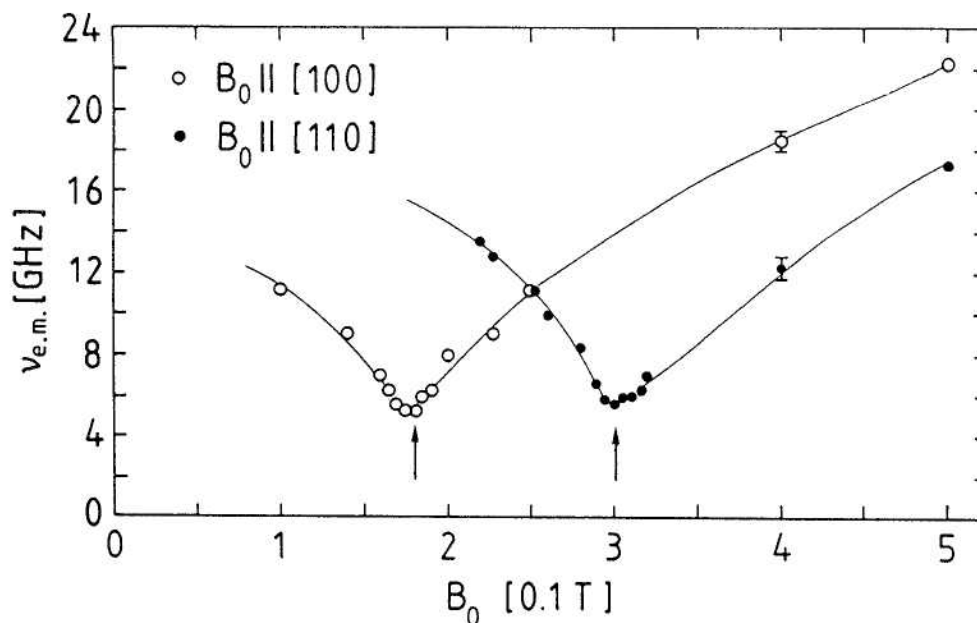


Abb. 5.10 Frequenzverlauf der Austauschmode als Funktion von B_0

Komponente in Feldrichtung zu verstehen). Im Gegenfeld wird die Sättigung dann wie beim Hinlauf bei $|B_0|=0.18\text{T}$ erreicht. Diese Sättigungsfeldstärke stimmt mit der Magnetfeldstärke überein, bei der im Frequenzverlauf, Abb. 5.10, das Minimum beobachtet wird. Das gleiche Verhalten wird in der Messung mit $B_0 \parallel [110]$ beobachtet: Bei der Sättigungsfeldstärke von 0.3 T wird zugleich das Frequenzminimum der Austauschmode beobachtet.

Daraus folgt, daß das Frequenzminimum und die Verschiebung zu höheren Werten mit abnehmender Feldstärke auf den nicht gesättigten Zustand der Fe-Doppelschicht zurückzuführen ist. Oberhalb der jeweiligen Sättigungsfeldstärken zeigt die Austauschmode eine Frequenzerhöhung als Folge der zu-

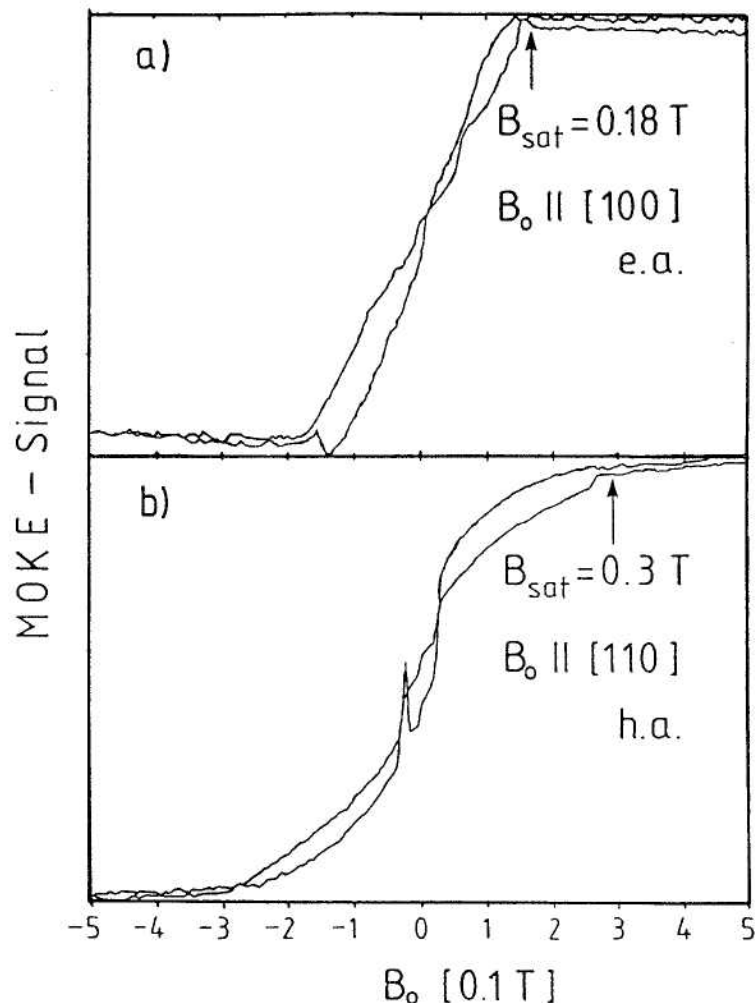


Abb. 5.11 MOKE-Signal von Fe-Cr-Fe Schichten mit antiferromagnetischer Kopplung

nehmenden Zeeman-Energie. Ohne die Kristallanisotropie des Fe wäre bei abnehmender Magnetfeldstärke eine Frequenzabnahme sogar bis zum Wert von 0 GHz zu erwarten [65]. Bei Erreichen der Sättigungsfeldstärke zwingt die antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung jedoch die beiden Magnetisierungsvektoren aus ihrer parallelen Anordnung. Im Verlauf eines Drehprozesses, den die beiden Schichtmagnetisierungen mit jeweils entgegengesetztem Umlaufsinn durchführen, gelangen sie im Nullfeld in eine statische antiparallele Anordnung senkrecht zur Magnetfeldrichtung [66] (analog dem sogenannten "Spin-Flop" Zustand eines Antiferromagneten im Bereich hoher Magnetfelder). Der antiparallele Zustand konnte mittels Brillouin-Streuung nachgewiesen werden, s. auch Kap. 3.1. Die Messung – in einer Anordnung, bei der Magnetisierungsachse und Einfallsebene des gestreuten Lichts senkrecht zueinander stehen – ergibt ein unsymmetrisches Spektrum, das einen eindeutigen Nachweis antiparallel orientierter Polarisationsvektoren darstellt.

Während des Vorganges der Magnetisierungsrotation im Bereich von $B_0 = B_{\text{sat}}$ bis $B_0 = 0$ T wird die Austauschmodenfrequenz unter dem Einfluß der Fe-Kristallanisotropie wieder angehoben.

Die in schwerer Achse zu beobachtende höhere Sättigungsfeldstärke ist einzig auf die Kristallanisotropie des Fe zurückzuführen. Auf die Ummagnetisierungsprozesse wird in Kap. 5.6 noch gesondert eingegangen.

5.5 Quantitative Bestimmung der Kopplungsenergie aus dem Ummagnetisierungsverhalten

Wie in Kap. 5.4 beschrieben, verläuft der Ummagnetisierungsprozeß bei "starker" antiferromagnetischer Schichtkopplung durch reine Magnetisierungsrotation. Erkennbar ist dies an der Tatsache, daß im MOKE-Signal ein kontinuierlicher Verlauf beobachtet wird, Abb. 5.11. Bei Auftreten von Domänen ändert sich die Magnetisierungsrichtung sehr rasch, so daß im Signal deutliche Sprünge auftreten würden. Wie nachfolgend noch beschrieben wird, wird im Fall schwacher negativer Schichtkopplung diese Domänenbildung tatsächlich beobachtet.

Da die vorliegenden Fe-Doppelschichten einkristallines epitaktisches Wachstum aufweisen, ist auch die magnetische Anisotropie in der Schichtebene klar definiert und in allen Schichtbereichen identisch. Es kann nun versucht werden, den Ummagnetisierungsprozeß aus der Summe der magnetischen Energiedichtebeiträge, s. Gl. 1, abzuleiten.

Der erste dieser Beiträge ist die Zeeman-Energiedichte, s. Gl. 2.

Der zweite Term ist die Kristallanisotropieenergiedichte der (001)Fe-Schicht, s. Gl. 4a. Da bei den Ummagnetisierungsbeobachtungen das äußere Magnetfeld in Schichtebene liegt, wird die Formanisotropie ebenso wie eine einachsige Anisotropie, s. Kap. 4.2, nicht berücksichtigt.

Im letzten Ausdruck muß die antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung berücksichtigt werden. Sie hängt nur vom eingeschlossenen Winkel der beiden Fe-Magnetisierungen ab. Sie soll maximal für den Winkel 0° und minimal für einen Winkel von 180° sein. Der Ansatz ist:

$$E_{12} = 2 \cdot \frac{K_{12}}{2 \cdot d_{Fe}} \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (8)$$

K_{12} [J/m²] ist als Grenzflächenanisotropie aufzufassen, der Faktor 2 berücksichtigt zwei Fe-Grenzflächen zu Cr und Division durch $2 \cdot d_{Fe}$ bezieht E_{12} auf die Gesamtschicht.

Zunächst seien die einfachsten Voraussetzungen gewählt, d.h. $\varphi_H = 0^\circ$, Feldrichtung in magnetisch leichter Achse und identische Fe-Filme mit $J_1 = J_2$, so daß $\varphi_1 = -\varphi_2$, vgl. Abb. 4.4.

Damit lautet die Energiedichtesumme:

$$E_{tot} = - \frac{J \cdot B_0}{\mu_0} \cdot \cos \varphi + \frac{K_{ani}}{4} \cdot \sin^2 2\varphi + \frac{K_{12}}{d_{Fe}} \cdot \cos 2\varphi \quad (9)$$

Die Orientierung der magnetischen Polarisation J kann über das Minimum von E_{tot} erhalten werden. Mit der ersten Ableitung

$$\frac{dE_{\text{tot}}}{d\varphi} = \frac{J \cdot B_0}{\mu_0} \cdot \sin \varphi + \frac{K_{\text{ani}}}{2} \cdot \sin 4\varphi - \frac{2 \cdot K_{12}}{d_{\text{Fe}}} \cdot \sin 2\varphi \quad (10)$$

folgt als eine Lösung für das Minimum von E_{tot} $\varphi=0^\circ$.

In diesem einfachen Fall befindet sich die Doppelschicht im magnetischen Sättigungszustand ($J \parallel B_0$). Liegt ein Energieminimum vor, so muß die zweite Ableitung bei $\varphi=0^\circ$ größer als null sein:

$$\frac{d^2E_{\text{tot}}}{d^2\varphi} = \frac{J \cdot B_0}{\mu_0} \cdot \cos \varphi + 2 \cdot K_{\text{ani}} \cdot \cos 4\varphi - \frac{4 \cdot K_{12}}{d_{\text{Fe}}} \cdot \cos 2\varphi > 0 \quad \text{für } \varphi=0^\circ$$

$$\implies \frac{4 \cdot K_{12}}{d_{\text{Fe}}} < \frac{J \cdot B_0}{\mu_0} + 2 \cdot K_{\text{ani}} \quad (11)$$

Das heißt, der Beitrag der antiferromagnetischen Kopplungsenergiedichte ist aus der Sättigungsfeldstärke der Doppelschicht bestimmbar. Am Sättigungspunkt gilt:

$$K_{12} = \left(\frac{J \cdot B_{\text{sat}}}{4 \cdot \mu_0} + \frac{K_{\text{ani}}}{2} \right) \cdot d_{\text{Fe}} \quad (12)$$

Vorausgesetzt es handelt sich bei dem Ummagnetisierungsvorgang um einen reinen Drehprozeß der Magnetisierung, so ergibt sich aus dieser Gleichung K_{12} .

In der Realität ist dies jedoch nur für starke antiferromagnetische Kopplungen der Fall. Im Bereich kleinerer Kopplungen wird eine Ummagnetisierung über Domänenbildung und Wandverschiebung beobachtet, s. Kap. 5.6. Auf diese Prozesse trifft Gl. 12 nicht mehr zu.

In Abb. 5.12 soll dieser Umstand erläutert werden. Abb. 5.12a zeigt für verschiedene B_0 die nach Gl. 9 berechnete Gesamtenergie in Abhängigkeit von φ . Dabei wurde $K_{12} \gg K_{\text{ani}} \cdot d_{\text{Fe}}$ gewählt (starke Kopplung). Bei großen äußeren Feldern ist die Doppelschicht magnetisch gesättigt, das Energieminimum liegt bei $\varphi_{\text{min}} = 0^\circ$. Mit abnehmendem B_0 verbreitert sich das Minimum und spaltet kontinuierlich in zwei Minima auf. Für eine Doppelschicht bedeutet das, daß die magnetische Polarisation eines Films unter dem Winkel φ_{min} und die des anderen Films unter dem Winkel $-\varphi_{\text{min}}$ zum äußeren Feld orientiert ist. In einem Drehprozeß gelangen so die Polarisation bei $B_0 = 0$ T in eine antiparallele Orientierung senkrecht zur Feldachse. Die im Verlauf von E_{tot} auftretenden Minima sind stets absolute Minima.

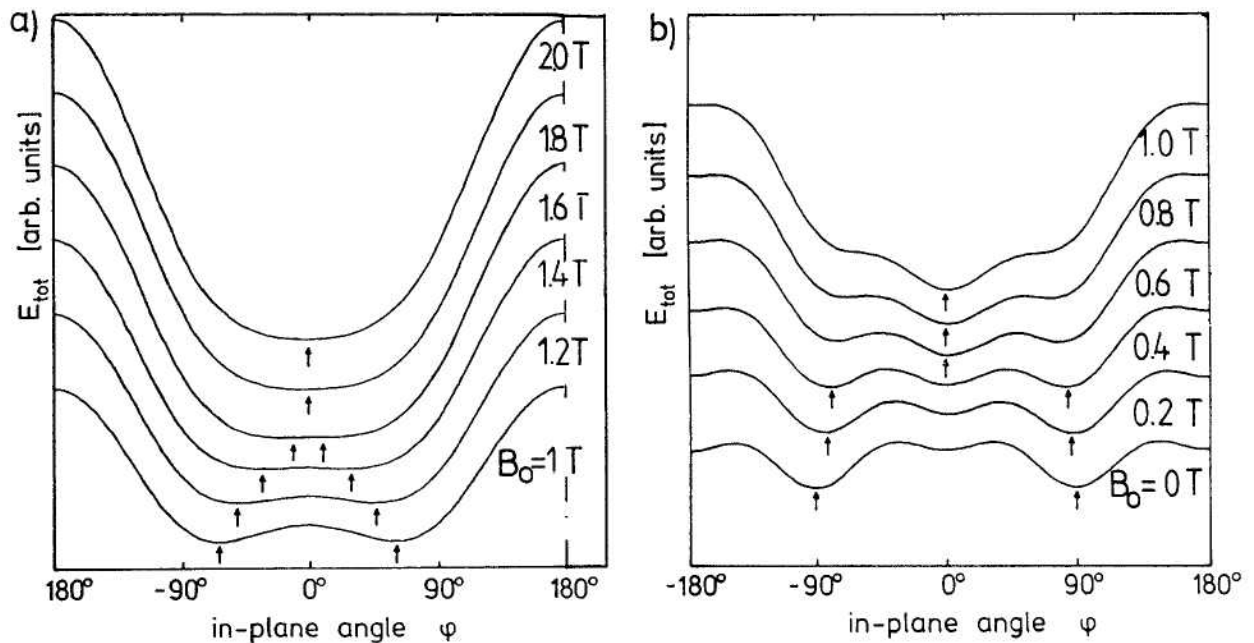


Abb. 5.12 Verlauf der Anisotropieenergiedichte, nach Gl. 9, in Abhängigkeit von der Orientierung der Polarisation in Schichtebene. Die Pfeile markieren die Lage der Minima.

a) $K_{12} \gg K_{\text{ani}} \cdot d_{\text{Fe}}$

b) $K_{12} < K_{\text{ani}} \cdot d_{\text{Fe}}$

Darin unterscheidet sich $E_{\text{tot}}(\varphi)$ im Fall $K_{12} < K_{\text{ani}} \cdot d_{\text{Fe}}$, Abb. 5.12 b. Mit abnehmendem B_0 bewirkt der dominierende Anteil der Kristallanisotropie, daß ab einer gewissen äußeren Induktion andere Minima von E_{ges} tiefer liegen als das bei $\varphi=0^\circ$. Läßt man nun ein "Durchtunneln" des zwischenliegenden Potentialbergs zu, so gelangt die Polarisation J sprunghaft von $\varphi=0^\circ$ zu φ_{min} bzw. $-\varphi_{\text{min}}$. In diesem Fall hat Gl. 12 keine Gültigkeit, da bei $\varphi=0^\circ$ nur noch ein lokales Minimum vorliegt.

In der Natur werden diese Magnetisierungssprünge tatsächlich beobachtet. Durch Keimbildung und Domänenwandverschiebung wird i.a. die sprunghafte Richtungsänderung der magnetischen Polarisation verursacht (einfachstes Beispiel ist die Ummagnetisierung einer Fe-Einzelschicht entlang einer leichten Achse, s. Kap. 4.3). Um den Verlauf von K_{12} über B_{sat} im Bereich kleiner Kopplungsstärken zu erhalten, wurde die Lage des absoluten Minimums der Energiedichte, Gl. 9, mittels Computer numerisch bestimmt. Die Berechnungen starten mit vorgebenem K_{12} und $B_0 > B_{\text{sat}}$. Unter schrittweiser Erniedrigung von B_0 , wird jeweils das absolute Energieminimum und damit φ_{min} bestimmt. Sobald $\varphi_{\text{min}} \neq 0^\circ$ ist, bedeutet dies ein Verlassen des Sättigungszustandes. Der Wert von B_0 entspricht dann B_{sat} bei der Kopplungsstärke K_{12} .

In Abb. 5.13 ist der so errechnete Verlauf von K_{12} über der Sättigungsfeldstärke B_{sat} aufgetragen. Für kleine Werte von B_{sat} , im Bereich der Ummagnetisierung durch Domänenbildung, steigt K_{12} linear an. Bei $B_{\text{sat}} \approx 60 \text{ mT}$ ($\approx B_{\text{ani}}$) fällt dieser Verlauf mit dem aus Gl. 29 bestimmten zusammen; die Ummagnetisierungen werden dann über Drehprozesse eingeleitet.

Mit Hilfe dieses Zusammenhangs von Sättigungsfeldstärke und Schichtaustauschkopplung kann K_{12} aus den MOKE-Messungen bestimmt werden. Für die in dieser Arbeit untersuchten Proben wird dies in Kap. 5.7 durchgeführt, wo auch gleichzeitig die Temperaturabhängigkeit von K_{12} bestimmt wird.

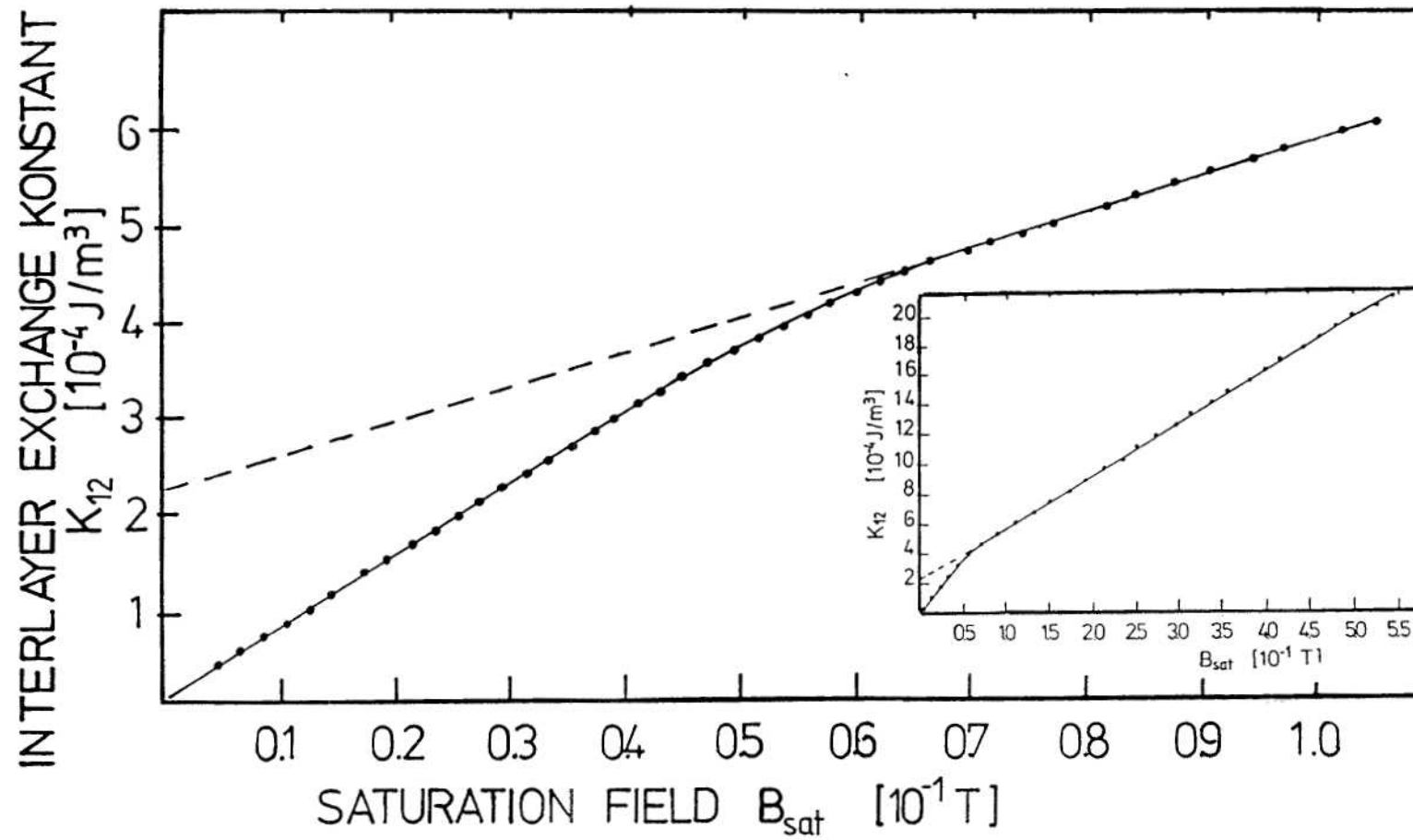


Abb. 5.13 Berechneter Verlauf von K_{12} in Abhängigkeit von der Sättigungsfeldstärke.
Mit $J_1 = J_2 = 2.1$ T und $K_{\text{ani}} = 4.8 \cdot 10^4$ J/m 3

5.6 Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens im Bereich kleiner Magnetfelder

Das in Kap. 5.6 beschriebene Verfahren zur Bestimmung von B_{sat} nach Vorgabe von K_{12} eignet sich zur Berechnung von Ummagnetisierungsprozessen im Bereich von $-B_{\text{sat}} < B_0 < B_{\text{sat}}$.

Verallgemeinert man Gl. 9 dahingehend, daß die beiden zu betrachtenden Schichten nicht identisch sein müssen, d.h. $J_1 \neq J_2$ bzw. $K_{\text{ani}1} \neq K_{\text{ani}2}$ und damit $\varphi_1 \neq \varphi_2$, so erhält man folgenden Ausdruck für die Gesamtenergiedichte:

$$E_{\text{tot}} = - \frac{B}{\mu_0} (J_1 \cdot \cos \varphi_1 + J_2 \cdot \cos \varphi_2) + \frac{K_{\text{ani}1}}{4} \cdot \sin^2 2\varphi_1 + \frac{K_{\text{ani}2}}{4} \cdot \sin^2 2\varphi_2 + \frac{2 \cdot K_{12}}{d_{\text{Fe}}} \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (13)$$

mit den analogen Größen wie in Gl. 9, aufgeführt nach Schicht 1 bzw. Schicht 2.

Das Minimum von $E_{\text{tot}}(\varphi_1, \varphi_2)$ wird wieder numerisch bestimmt, s. Kap. 5.5. Auf diese Weise erhält man die Winkel φ_1 und φ_2 , unter denen die Polarisationen J_1 bzw. J_2 zum äußeren Magnetfeld orientiert sind. Um nun den Meßvorgang mittels magnetooptischen Kerr-Effekts naturgetreu zu simulieren, bestimmt man die in Feldrichtung weisende Komponente von J . Die Intensitätsänderung des Kerr-Signals ist proportional zu $J_{\parallel}$, s. Kap. 2.2.

Diese Komponente ergibt sich aus φ durch:

$$J_{\parallel} = J \cdot \cos \varphi \quad (14)$$

Dabei muß zusätzlich eine Besonderheit des MOKE berücksichtigt werden: Die magnetooptische Messung findet in Reflexion statt, s. Kap. 2.2. Es werden jedoch zwei übereinanderliegende Schichten beobachtet. Das von der tieferliegenden Schicht reflektierte Licht muß somit die obere Schicht zweimal durchqueren. Da es sich um Metalle, d.h. stark absorbierende Materialien handelt, ist die Intensität des von der zweiten Schicht reflektierten Lichts abgeschwächt. Mittels eines Gewichtungsfaktors können die Beiträge der beiden Schichten zum Gesamtsignal in den Rechnungen berücksichtigt werden.

In Abb. 5.14a ist der Verlauf des MOKE-Signals einer Fe-Doppelschicht mit 0.6 nm dicker Cr-Zwischenschicht dargestellt. Die Dicke jeder Fe-Schicht beträgt 10 nm. Das äußere Feld liegt in magnetisch leichter Achse. Das Schichtsystem befindet sich oberhalb $600 \cdot 10^{-4} \text{T}$ im magnetisch gesättigten Zustand.

In Abb. 5.14b ist ein nach Gl. 13 und 14 berechneter Signalverlauf dargestellt. Als antiferromagnetische Zwischenschichtenergiedichte wurde ein Wert von $0.43 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ an die Sättigungsfeldstärke von $600 \cdot 10^{-4} \text{T}$ angepasst. Als magnetische Polarisierungen wurden Werte für Fe eingesetzt. Die berechneten Orientierungen der Polarisierungen beider Schichten werden durch die in Abb. 5.14b eingetragenen Pfeile dargestellt. Aus den Rechnungen ergibt sich, daß die Ummagnetisierung über einen Drehprozeß eingeleitet wird. In diesem zunächst rasch ablaufenden Vorgang überwinden die Polarisierungen unter dem Einfluß der antiferromagnetischen Schichtkopplung die unter 45° bzw. -45° geneigte magnetisch schwere Achse. Die Polarisierungen rotieren dabei mit entgegengesetztem Drehsinn. Im Bereich kleiner äußerer Felder ergibt sich eine langsamer verlaufende Rotation der Polarisationsvektoren in die senkrecht zum äußeren Feld liegende, nächste magnetisch leichte Achse. Im Nullfeld befinden sie sich dann in einem Zustand der antiparallelen Orientierung senkrecht zur Feldachse. Bei Erhöhung des Feldes in Gegenrichtung erhält man einen analogen Prozeß.

Ein Vergleich mit Abb. 5.14a, der realen Messung, zeigt, daß der Ummagnetisierungsprozeß qualitativ richtig wiedergegeben wird. Mittels Brillouin-Spektroskopie konnte auch der antiparallele Zustand der magnetischen Polarisierungen im Nullfeld nachgewiesen werden, vgl. Kap. 3.2. Die Interpretation der kontinuierlichen MOKE-Signalverläufe als Ergebnis reiner Drehprozesse kann aufgrund der Rechnung bestätigt werden.

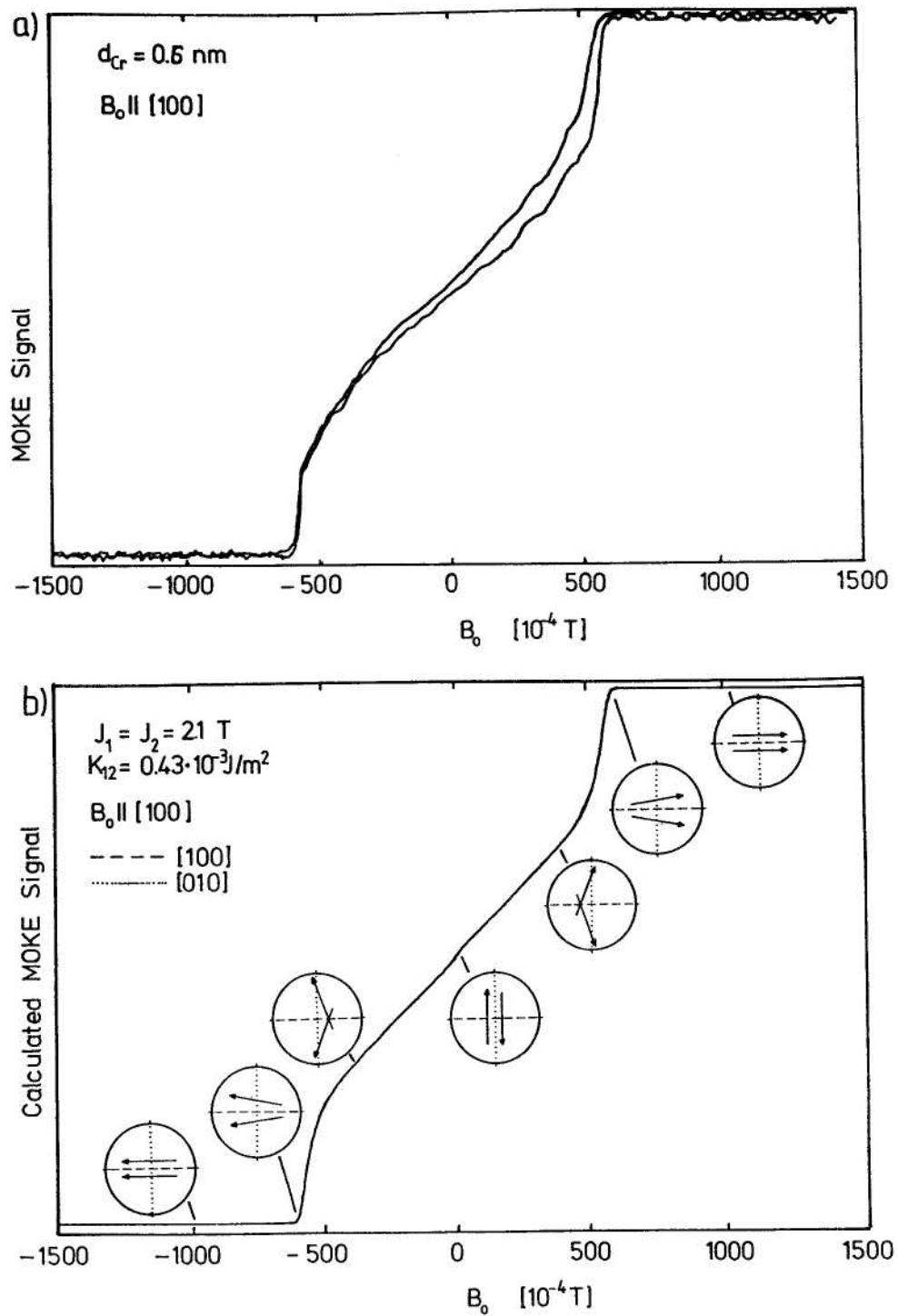


Abb. 5.14 a) MOKE-Signal einer Fe-Cr-Fe Schicht mit 0.6 nm Cr-Dicke
 b) Berechneter MOKE-Signalverlauf. Die Pfeile zeigen die Orientierung der magnetischen Polarisationen der jeweiligen Fe-Schicht

An zwei weiteren Beispielen sollen noch einmal die wesentlichen Merkmale des Ummagnetisierungsvorganges der in dieser Arbeit untersuchten Doppelschichten unter dem Einfluß antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung verdeutlicht werden. In Abb. 5.15a ist der Verlauf des MOKE-Signals einer Fe-Doppelschicht mit "mittlerer" negativer Schichtkopplung dargestellt. Aufgrund der Wachstumsbedingungen (erste Fe-Schicht bei 448 K, zweite Fe-Schicht bei 300 K aufgedampft, s. Kap. 5.1) können die beiden Fe-Schichten unterschiedliche Magnetisierungen besitzen, s. Kap. 5.3. Hier ist im Signalverlauf ein zweifacher Sprung beim Übergang aus der Sättigung in den ungesättigten Zustand zu beobachten. Im Experiment überwindet eine der beiden Schichtmagnetisierungen die unter 45° befindliche magnetisch schwere Achse durch Domänenwandverschiebung. Die Magnetisierung der anderen Schicht folgt anschließend nach, indem ebenfalls durch Wandverschiebung die unter -45° befindliche schwere Achse überwunden wird.

Ein Drehprozeß über den Potentialberg der schweren Richtung ist nicht möglich. Dies wird nur für den Fall großer antiferromagnetischer Kopplung erreicht, die so die Magnetisierung "herüberschiebt".

In der Theoriekurve, Abb. 5.15b, wird der zweifache Magnetisierungssprung während eines Hinlaufs im positiven Feld nachvollzogen. Die eingezeichneten Pfeile markieren dabei die Orientierung der Schichtpolarisationen zueinander und zum äußeren Feld. Es zeigt sich, daß aufgrund der kleineren Zeeman-Energie die Schicht mit der kleineren Magnetisierung zuerst aus dem Sättigungszustand herausstrebt.

Der anschließende Drehprozeß führt die Magnetisierung dann in die für $B_0=0\text{T}$ erreichte Endlage der leichten Achse ($\varphi_1=90^\circ$ bzw. $\varphi_2=-90^\circ$) über.

Eine weitere Variation des Ummagnetisierungsverhaltens wird bei unterschiedlicher Magnetisierung beider Fe-Schichten und sehr kleiner negativer Austauschkopplung beobachtet, s. Abb. 5.16a. Neben dem ersten Sprung in noch positivem Magnetfeld tritt ein weiterer bei kleiner, entgegengesetzter Feldstärke auf. Ein dritter Sprung überführt die Doppelschicht dann wieder in den Sättigungszustand. Eine Simulation zeigt einen ähnlichen Signalverlauf, Abb. 5.16b. Dabei zeigt sich, daß der erste Hysteresesprung durch eine voll-

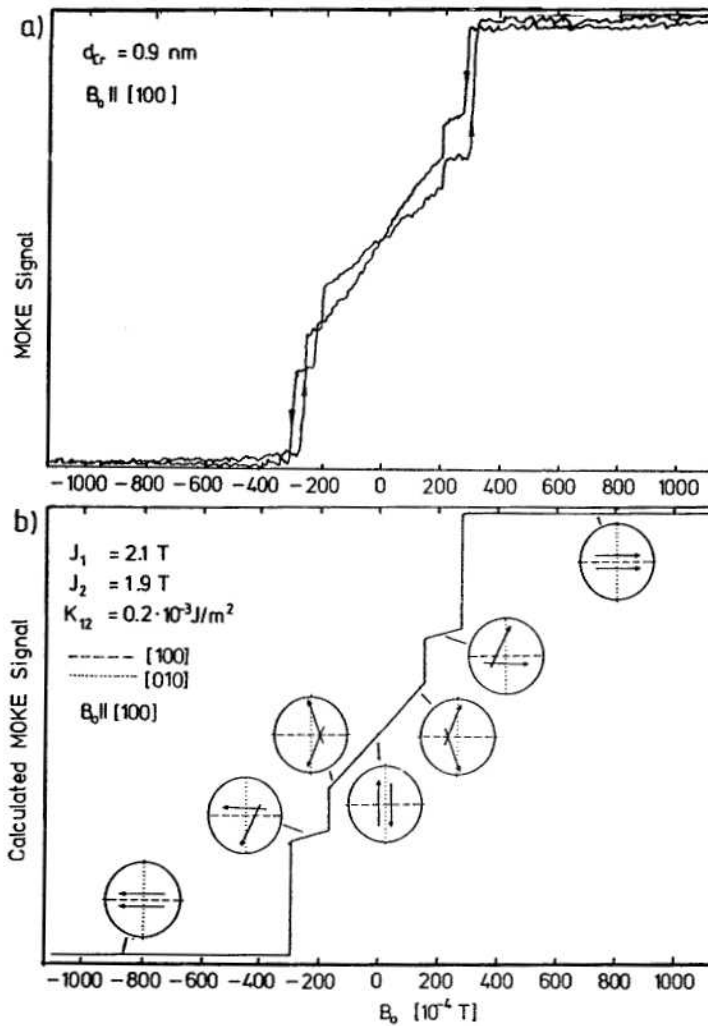


Abb. 5.15 a) MOKE-Signal einer Fe-Cr-Fe Schicht mit 0.9 nm Cr-Dicke
 b) Berechneter MOKE-Signalverlauf.

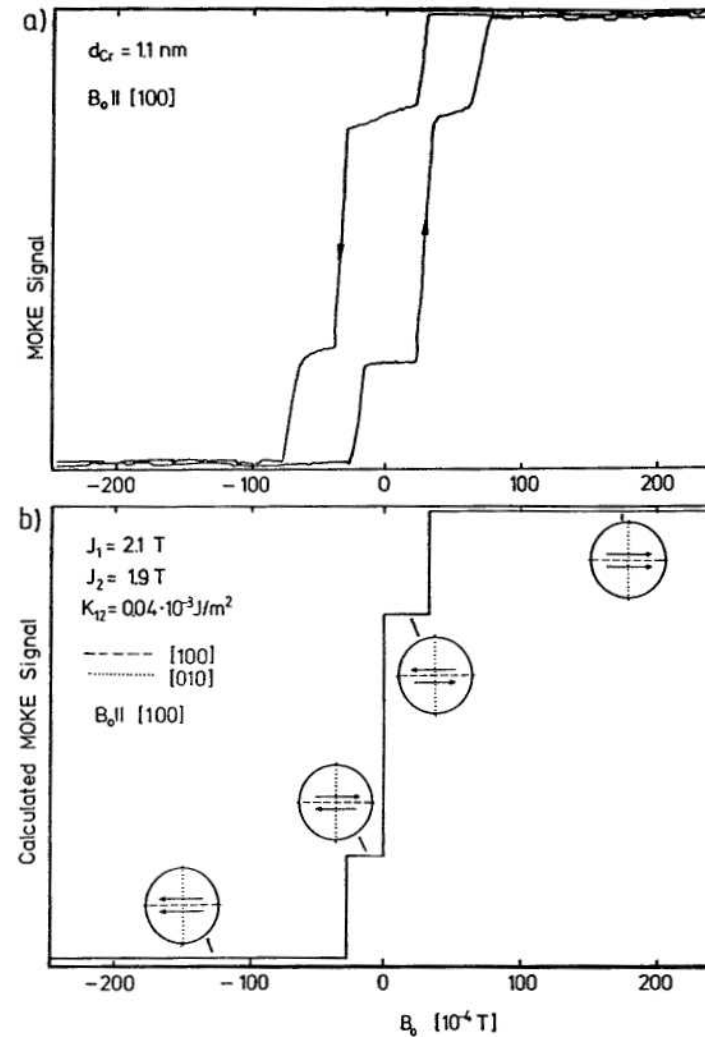


Abb. 5.16 a) MOKE-Signal einer Fe-Cr-Fe Schicht mit 1.1 nm Cr-Dicke
 b) Berechneter MOKE-Signalverlauf.

ständige 180°-Ummagnetisierung einer Schicht zustande kommt. Der zweite Sprung bei kleiner negativer Feldstärke entsteht durch die völlige Ummagnetisierung der gesamten Doppelschicht. Die Schicht mit der größeren Magnetisierung orientiert sich in Gegenrichtung und zwingt aufgrund der negativen Austauschkopplung die zweite Schicht wieder in die ursprüngliche Ausgangsorientierung. Beim dritten Magnetisierungssprung polarisiert auch diese Schicht dann endgültig um.

Mit Hilfe dieser Computerberechnungen ist man in der Lage, das unterschiedlichen Magnetisierungsverhalten einer einkristallinen Doppelschicht nachzuvollziehen. Mittels Gl. 13 kann sogar der komplizierte Ummagnetisierungsvorgang antiferromagnetisch koppelnder, aus unterschiedlichem Material bestehender Schichtsysteme beschrieben werden. Dies soll an einem letzten Beispiel demonstriert werden.

Unter den in Kap. 4.1 genannten Bedingungen wurde ein 10 nm dicker, epitaktischer Fe-Film auf (001)GaAs aufgedampft. Darauf wurde ein 0.8 nm dicker Cr-Film aufgebracht. Anschließende Bedampfung von $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ (Permalloy) mit einer Rate von 0.01 nm/s führte zu einem 10 nm dicken Film auf dieser Fe-Cr Unterlage. Ein während des Aufdampfvorgangs angelegtes Magnetfeld induzierte im $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ -Film eine einachsige Anisotropie unter einem Winkel von 45° zur leichten Achse in Fe.

Zur theoretischen Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens dieser heterogenen Doppelschicht muß Gl. 13 entsprechend abgeändert werden. Neben der unterschiedlich großen Polarisation des Permalloy ($J_{Py}=0.8 \text{ T}$) gegenüber Fe ist die einachsige magnetfeldinduzierte Anisotropie zu berücksichtigen. Sie hat die Gestalt:

$$E_{Py} = K_u \cdot \sin^2(\varphi_{Py} - 45^\circ) \quad (15)$$

mit K_u der Anisotropiekonstanten der einachsigen Anisotropie und dem Winkel von 45° zwischen ihrer leichten Achse und dem äußeren Magnetfeld.

In Abb. 5.17a ist das an der Fe-Cr-Py Schicht gemessene MOKE-Signal dargestellt. Oberhalb einer Feldstärke von $67 \cdot 10^{-3}$ T ist das Schichtsystem im magnetisch gesättigten Zustand. Unterhalb dieses Feldwertes deutet die starke Signaländerung die durch die antiferromagnetische Kopplung verursachte Ummagnetisierung der oberliegenden $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ -Schicht an. Aufgrund der höheren Fe-Magnetisierung bleibt diese in Feldrichtung orientiert, während die Py-Polarisation dazu antiparallel angeordnet ist.

Dieser Zustand ist stabil bis zum Erreichen kleiner negativer Feldwerte, wo ein erneuter Intensitätssprung beobachtet wird. Dieser Sprung weist allerdings in Richtung zunehmender Lichtintensität und führt zu einer kleinen Zwischenstufe. Im weiteren Feldverlauf wird dieser Sprung dann zu weiter zunehmender Intensität fortgeführt. Der gesamte Sprungverlauf inklusive Stufe kann dabei wie folgt erklärt werden: Im negativen Feldbereich magnetisiert die untenliegende Fe-Schicht um in die neue Feldrichtung. Aufgrund der kleineren Magnetisierung und der antiferromagnetischen Schichtkopplung wird die Permalloy-Polarisation, stets antiparallel zur Fe-Polarisation, "mitgezogen". Die einachsige, unter 45° zur leichten Achse des Fe (und damit auch zum äußeren Feld) geneigte Permalloy-Anisotropie führt rückwirkend auf das Fe dort nur zu einer 90° -Domänenbildung. Im Bereich der zu beobachtenden Stufe im MOKE-Signal sind Fe- wie Py-Polarisation antiparallel und senkrecht zum äußeren Feld orientiert.

Dieser Zustand wird im weiteren Feldverlauf dann sehr schnell instabil. Durch weitere 90° -Domänenbildung in Fe magnetisiert das gesamte Schichtpaket vollständig um. Da die Polarisation der oberliegenden Permalloy-Schicht sich wieder in der Ausgangsorientierung befindet, entsteht ein MOKE-Signalsprung in Richtung zunehmender Intensität. Die untenliegende Fe-Schicht ist hier gegenüber der Sättigung ummagnetisiert. Dadurch wird die ursprüngliche Sättigungsintensität nicht völlig erreicht. Dies ist der Effekt der teilweisen Absorption des Lichts durch den oberen Film einer Doppelschicht. Oberhalb von $|B_{\text{sat}}| = 67 \cdot 10^{-3}$ T befindet sich die Doppelschicht schließlich wieder im magnetisch gesättigten Zustand. Der Feldrücklauf zeigt analoges Verhalten.

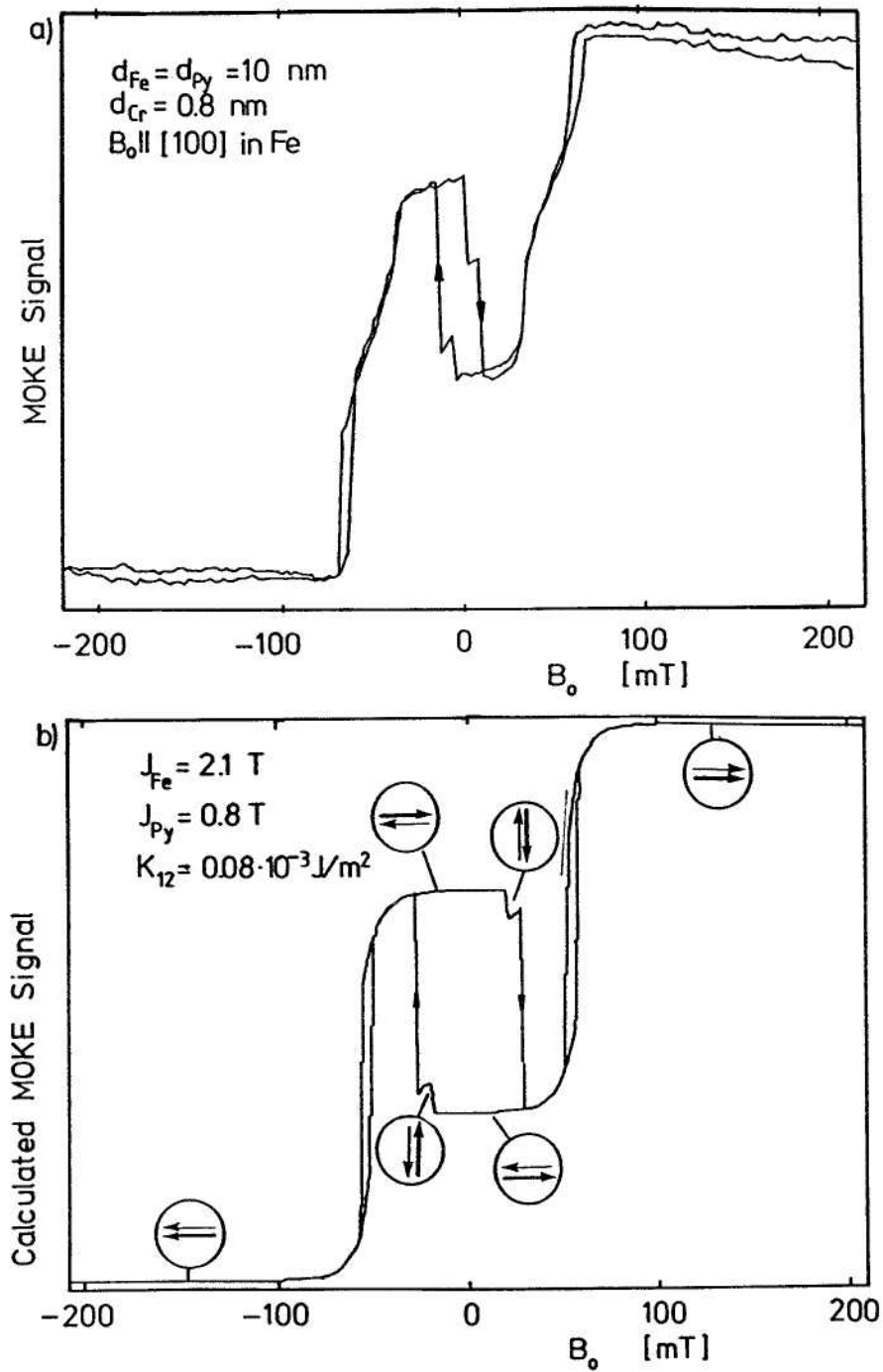


Abb. 5.17 a) MOKE-Signal einer Fe-Cr-Py Schicht mit 0.8 nm Cr-Dicke
 b) Berechneter MOKE-Signalverlauf.

In Abb. 5.17b der Verlauf des errechneten MOKE-Signals dargestellt. Es wurde in der Berechnung des Ummagnetisierungsprozesses von Fe ein verzögerter Ummagnetisierungssprung berücksichtigt.

Der Verlauf stimmt qualitativ sehr gut mit der realen Messung überein. Die Interpretation des MOKE-Signalverlaufs aus Abb. 5.17a wird durch die Rechnungen bestätigt, s. Pfeile in Abb. 5.17b, die die Orientierung der Polarisation verdeutlichen.

Ein zusätzliches Resultat dieser Messung ist die Aussage, daß antiferromagnetische Schichtkopplung nicht nur in reinen Fe-Cr-Fe Schichten auftritt. Bisher ist in den Untersuchungen zu diesem besonderen Kopplungseffekt die Einkristallinität des Doppelschichtsystems als Voraussetzung für sein Auftreten erachtet worden [4]. Als Ergebnis dieses Experimentes folgt, daß zumindest die zweite magnetische Schicht aus polykristallinem und nicht unbedingt reinem Fe-Material bestehen darf.

5.7 Magnetowiderstand und Temperaturabhängigkeit des antiferromagnetischen Kopplungseffekts

Die Messung des Magnetowiderstandsverlaufs in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld soll in dieser Arbeit ausschließlich der Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens von antiferromagnetisch gekoppelten Fe-Doppelschichten dienen. Dabei ist es auf einfache Weise möglich, die Messungen in einem zur Verfügung stehenden Verdampfer-Kryostaten auch bei tiefen Temperaturen durchzuführen ($T=5\text{ K}$), [5]. So kann aufgrund eines möglicherweise geänderten Ummagnetisierungsverlaufs auf eine Temperaturabhängigkeit des Kopplungseffekts geschlossen werden.

Daneben wurden in [5] die Auswirkungen des Ummagnetisierungsverhaltens antiferromagnetisch koppelnder Fe-Schichten auf den Magnetowiderstandsverlauf untersucht. Dieser Zusammenhang soll anhand einer Widerstandsmessung und einem MOKE-Experiment dargestellt werden. In Abb. 5.18 sind beide Signalverläufe, a) MOKE, b) Widerstand, einer (001)Fe-Cr-Fe Schicht dargestellt. Die Schicht wurde in Form einer Leiterbahn aufgedampft.

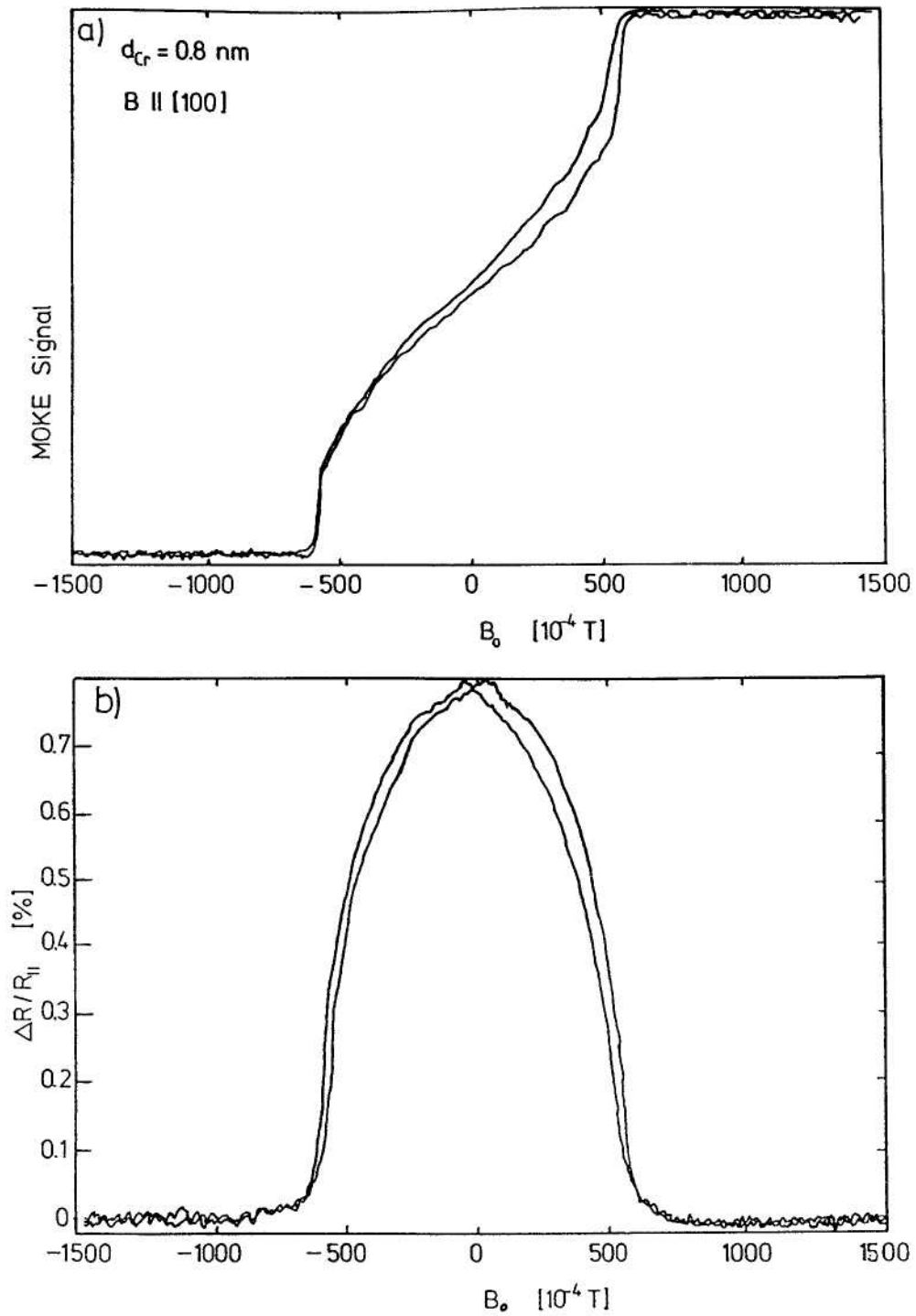


Abb. 5.18 a) MOKE-Signal und
b) Widerstandsverlauf einer Fe-Cr-Fe Schicht

Das MOKE-Signal spiegelt das typische Verhalten einer antiferromagnetisch koppelnden Doppelschicht wider. Im noch positiven Feldbereich setzt der Um-magnetisierungsvorgang über einen Drehprozeß der Magnetisierungen ein. Das Kerr-Signal nimmt kontinuierlich ab. Bis Erreichen des Nullfeldes drehen die Polarisationen der beiden Schichten in einen antiparallelen Zustand.

Betrachtet man dazu den Signalverlauf des elektrischen Widerstands (mit $I \parallel B_0$), Abb. 5.18 b. Eine leichte Widerstandserhöhung ist hier schon oberhalb von B_{sat} des MOKE-Experiments zu beobachten. Aufgrund der $\cos^2\alpha$ -Abhängigkeit ist die Widerstandsmethode bei kleinen Auslenkungen der Magnetisierung aus dem Sättigungszustand empfindlicher als der magnetooptische Kerr-Effekt (Komponente in Feldrichtung $\sim \cos \alpha$). Der dann einsetzende starke Anstieg des Widerstandes fällt mit dem im MOKE-Signal zu beobachtenden Drehprozeß überein.

Bemerkenswert ist die starke Widerstandserhöhung im Zustand antiparallel orientierter Schichtmagnetisierungen gegenüber dem Sättigungszustand. Dieser schon früher an antiferromagnetisch koppelnden Fe-Schichten beobachtete Effekt [5,67] ist nicht auf die gewöhnliche Magnetowiderstands-anisotropie zurückzuführen. Diese Anisotropie tritt als Widerstandsdifferenz bei Messungen mit $I \parallel B_0$ und $I \perp B_0$ im Sättigungszustand auf. Dabei ist

$$\Delta R_{ani} = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\parallel}} = 0.2 \% \quad \text{für reines Fe}$$

und $\Delta R \approx 0.17 \%$ in einer 100 nm dicken Fe-Schicht [5]. Der hier beobachtete Effekt führt mit

$$\Delta R = \frac{R(B_{\perp}=0) - R(B_{sat})}{R(B_{sat})} = 0.8 \%$$

zu einem ungewöhnlich hohen Wert (wegen der im Nullfeld senkrecht zu B_0 orientierten, antiparallelen Polarisationen sind ΔR_{ani} und ΔR durchaus miteinander vergleichbar). Ähnlich große oder noch größere Werte wurden auch

in antiferromagnetisch koppelnden (110)Fe-Cr Schichtsystemen gefunden [5]. Spitzenwerte wurden bislang in (001)Fe-Cr Multilayer-Systemen mit einem Widerstandseffekt von 50% bei $T=4.2$ K [68] gemessen.

In dieser Arbeit soll den Ursachen dieses Effekts, die ihrer theoretischen Betrachtung noch harren, nicht weiter nachgegangen werden.

Die Widerstandsmeßmethode dient in dieser Arbeit der Bestimmung des Ummagnetisierungsverhaltens von Fe-Cr-Fe Schichten bei tiefen Temperaturen. Damit soll geklärt werden, ob der antiferromagnetische Kopplungseffekt einer Temperaturabhängigkeit unterliegt. Bis zu Temperaturen von 480 K konnte eine leichte Abnahme des Effekts nachgewiesen werden. Stärkere Erwärmung mußte wegen der einsetzenden Interdiffusion vermieden werden. Eine Änderung des Kopplungsverhaltens bei Durchlaufen der Cr-Neeltemperatur von 311 K konnte nicht festgestellt werden. Bei Abkühlung der Doppelschicht ist eine stärkere antiferromagnetische Austauschwechselwirkung zu erwarten. Gleichzeitig ist die Frage zu klären, ob bei Raumtemperatur entkoppelte Fe-Cr-Fe Schichten im Tieftemperaturbereich eine einsetzende antiferromagnetische Wechselwirkung aufweisen.

In Abb. 5.19 ist der Magnetowiderstandsverlauf eines Fe-Cr-Fe Schichtsystems, gemessen bei a) Raumtemperatur bzw. b) $T=5$ K, dargestellt. Die gekühlte Probe weist eine deutlich erkennbare Erhöhung der Sättigungsfeldstärke auf.

Diese Erhöhung der Sättigungsfeldstärke ist mit einer Erhöhung des antiferromagnetischen Kopplungsbeitrags, Gl. 13, zu erklären. Eine Bestimmung dieser Energie aus Gl. 13 liefert für Raumtemperatur einen Wert von $K_{RT}=0.078 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ und für $T=5$ K $K_{5K}=0.18 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Nominal dürfte der Tieftemperaturwert vom Betrag her etwas größer sein, da die temperaturabhängige Kristallanisotropie der Fe-Schichten ebenfalls stärker wird und gegen den Ummagnetisierungsprozeß arbeitet.

Damit ist gezeigt, daß der antiferromagnetische Kopplungseffekt eine deutliche Temperaturabhängigkeit zeigt und unter Abkühlung an Stärke zunimmt.

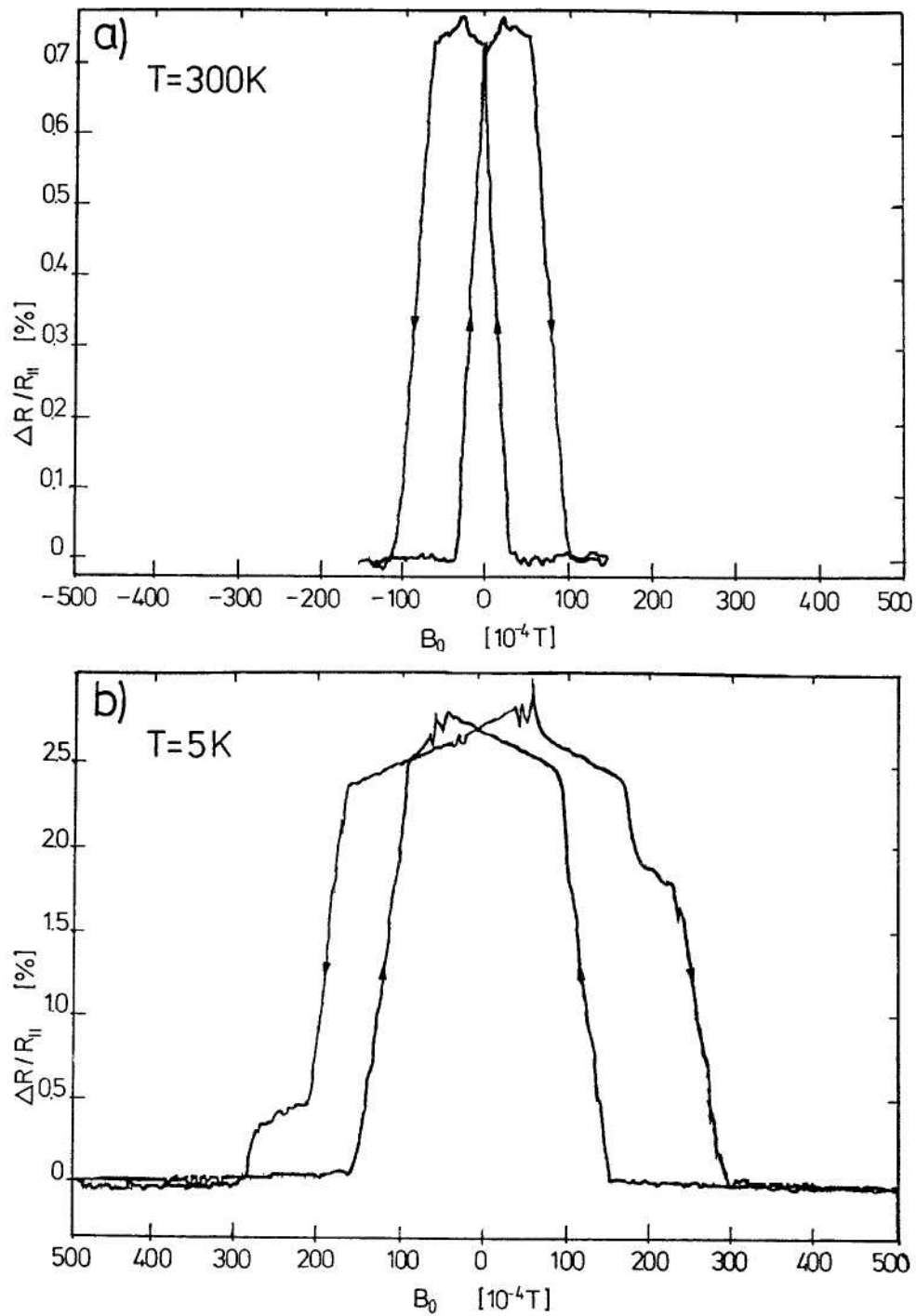


Abb. 5.19 Magnetwiderstandsverlauf einer Fe-Cr-Fe Schicht in Abhängigkeit von der Temperatur a) $T = 300\text{ K}$ b) $T = 5\text{ K}$

In Abb. 5.20 ist der Verlauf der Zwischenschichtkopplungsenergie, ermittelt aus den Sättigungsfeldstärken, s. Kap. 5.5 , der MOKE- und Widerstandsmessungen, sowohl für Raum- als auch für Tieftemperaturen über der Cr-Schichtdicke aufgetragen. Deutlich erkennbar ist die allgemeine Zunahme der negativen Kopplungsenergie bei Abkühlung der Doppelschichten. Im Bereich der schon bei Raumtemperatur stärksten Kopplung bei 0.5-0.6 nm Cr ist auch die stärkste Zunahme zu verzeichnen. Analog dem weiteren Verlauf der Raumtemperatur-Kurve nehmen auch die Tieftemperatur-Werte mit zunehmender Cr-Schichtdicke ab. Oberhalb 1.3-1.4 nm fallen beide Kurven zusammen auf den Wert null.

Interessant ist die Beobachtung, daß bei Raumtemperatur entkoppelte Fe-Doppelschichten auch durch Abkühlung auf Heliumtemperatur keine negative Austauschkopplung aufweisen. Eine Temperaturabhängigkeit ist nur im Bereich schon vorhandener Schichtkopplung zu beobachten.

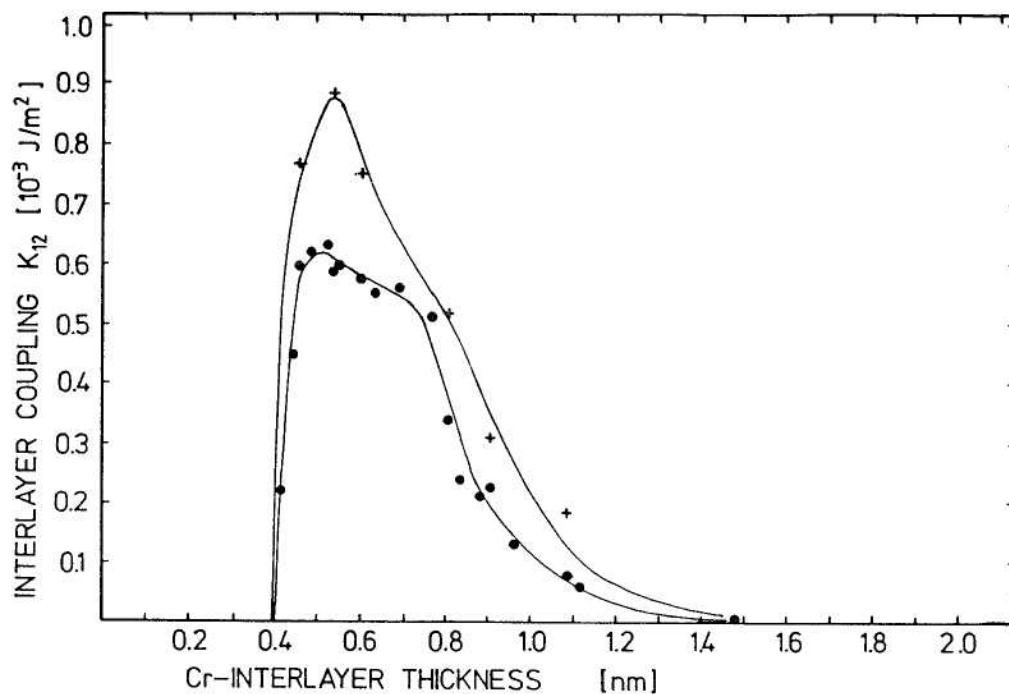


Abb. 5. 20 Verlauf und Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtkopplung K_{12} in Fe-Cr-Fe Schichten

5.8 Diskussion der Meßergebnisse der (001)Fe-Cr-Fe Schichtsystemen

Die bis hierher vorgenommenen Untersuchungen sollen an dieser Stelle noch einmal in einem Überblick aufgeführt und im Zusammenhang mit dem antiferromagnetischen Zwischenschichtaustausch gesehen werden. Da ist als erstes das Wachstumsverhalten von Cr auf Fe zu nennen, das eng mit dem Kopplungseffekt korreliert ist. Bis zu vier Monolagen wächst Cr in einer Frank-van der Merwe Wachstumsmode. Jede weitere Cr-Bedampfung führt sowohl bei einer Substrat-Temperatur von 300 K als auch 448 K zur Inselbildung nach Stransky-Krastanov oder zumindest stark gestörten Frank-van der Merwe Verhalten.

Im Bild lokalisierter magnetischer Momente, sowohl in Fe als auch in Cr, wäre damit zunächst das Kopplungsverhalten mit zunehmender Cr-Dicke verständlich. Geht man von der gleichen magnetischen Struktur des Massiv-Materials aus, so ist eine (001)Monolage Cr in sich ferromagnetisch und zur nächst benachbarten Lage antiferromagnetisch angeordnet. Vier Cr-Monolagen haben somit entgegengesetzt polarisierte Decklagen, die als Zwischenschicht in Fe eine antiferromagnetische Schichtkopplung vermitteln. Daß dies nicht schon bei zwei Cr-Lagen der Fall ist, kann eventuell auf "übergreifende" Leitungselektronen oder Pinholes zurückzuführen sein.

Eine derartige Annahme der magnetischen Struktur einer dünnen Cr-Schicht wird sowohl durch Bandstrukturrechnungen als auch durch Messungen, [59,61], bestätigt.

Daraus wird ersichtlich, daß auch ein dünner Cr-Film eine ähnliche Anordnung der magnetischen Momente besitzt wie das massive Material. Die Größe des Moments ist dabei an der Oberfläche stark erhöht und fällt nach innen sehr rasch auf den Wert des massiven Materials ab.

Dieses Verhalten zeigt sich theoretisch auch in direkter Nachbarschaft zu Fe [56]. Damit sollte die Annahme ähnlicher Verhältnisse auch in einer Cr-Zwischenschicht erlaubt sein.

Es bleibt der Frage des Vorhandenseins des Kopplungseffekts oberhalb der für Cr bekannten Neeltemperatur zu klären. Die ersten Neutronen-Streuexperimente an Cr [69], die die antiferromagnetische Struktur offenbarten, zeigten für pulverförmige Proben höhere Neeltemperaturen als für kristalline Proben. Diese für kleine Cr-Partikel höheren Übergangstemperaturen wurden auch von anderen Autoren beobachtet [70]. Hara und Sakata [71] konnten an dünnen Cr-Schichten nachweisen, daß T_N mit abnehmender Dicke ansteigt. Mehrere Autoren sagen eine erhöhte Übergangstemperatur der ferromagnetisch ordnenden (001)Cr-Oberfläche ($T \approx 800$ K) voraus. Klebanoff et al. [62] beobachteten eine magnetische Phasenumwandlung der Oberfläche bei 780 K.

Aufgrund dieser Daten ist auch die Annahme einer stark erhöhten Übergangstemperatur für eine vier Monolagen starke Cr-Schicht durchaus gerechtfertigt. Eine Bestimmung dieser Temperatur über die antiferromagnetische Kopplungsstärke zweier Fe-Schichten verbietet sich leider aus Gründen der Interdiffusion. Aus der relativ geringen Variation des Kopplungseffekts mit der Temperatur im Bereich von 5 K bis 300 K ist eine Übergangstemperatur zu erwarten, die in der Nähe oben angegebener Werte liegen kann.

Bis hierher ist der Kopplungseffekt und seine Temperaturabhängigkeit im Rahmen des Modells lokalisierter Momente erklärbar. Bei konsequenter Weiterführung dieser Vorstellung müßte mit zunehmender Cr-Dicke ein oszillierendes Kopplungsverhalten einsetzen. Die fünfte Cr-Monolage führt zu ferromagnetischem, die sechste wieder zu antiferromagnetischem Zwischenschichtaustausch usw. Dieses Verhalten wird nicht beobachtet. Das Studium des Wachstums von Cr liefert hierfür eine Erklärung: Das ab der fünften Cr-Lage einsetzende Inselwachstum bewirkt Oberflächenrauigkeit. Bevor eine Lage abgeschlossen ist, bilden die auftreffenden Cr-Atome auf dieser schon die nächste. Aufgrund der weiterhin vorausgesetzten negativen Austauschwechselwirkung von Cr-Lage zu Cr-Lage ergibt eine jeweilige Insel – gemittelt über die Oberfläche – das magnetische Moment null. Gleichzeitig führt die zunehmende Bedeckung der vierten Monolage mit diesen Inseln zu einer insgesamt abklingenden antiferromagnetischen Kopplung zweier Fe-Filme über eine derartige Zwischenschicht. Neu einsetzende ferromagnetische oder oszillierende Wechselwirkung kann nicht entstehen.

Diese Erklärung steht im Einklang mit der Temperaturabhängigkeit der Kopplung. Eine Zunahme des negativen Zwischenschichtaustausches wird nur in dem Cr-Dickenbereich beobachtet, in dem auch bei Raumtemperatur dieser Effekt auftritt. Ist die Cr-Schicht so dick, daß beide Fe-Filme bei Raumtemperatur entkoppelt sind, so ist durch Abkühlung keine antiferromagnetische Schichtkopplung hervorzurufen. Das mittlere magnetische Moment der rauhen Zwischenschicht ist dann null und kann durch Temperaturerniedrigung nicht beeinflußt werden. Das Verschwinden der negativen Kopplung bei größerer Cr-Zwischenschicht ist somit kein Effekt einer möglichen Neeltemperatur-Absenkung, sondern auf die zunehmende Grenzschichtrauhigkeit zurückzuführen.

Soweit ist das Modell lokalisierter Momente in der Lage, die in dieser Arbeit vorgestellten Meßergebnisse zu erklären. Natürlich ist dieses Bild nur eine idealisierte Vorstellung. Für den Ferromagnetismus der Übergangsmetalle sind die nachgewiesenermaßen nichtlokalisierten 3d-Elektronen verantwortlich. D.h., daß das magnetische Moment von Fe nicht vollständig am Gitterion festzumachen ist. Dies sollte allerdings keine wesentliche Einschränkung des oben vorgestellten Modells bedeuten. Die theoretischen Vorhersagen über die dünne Cr-Schicht, wie auch die Cr-Schicht in Kontakt mit Fe, basieren auf Bandstrukturrechnungen [59,56]. Diese legen die oben beschriebene Momentenverteilung in Cr aufgrund der Zustandsdichte der d-Elektronen Lage für Lage fest. D.h., es gibt keine streng lokalisierten magnetischen Momente, die über eine heisenbergartige Austauschwechselwirkung miteinander koppeln, sondern eine Spindichteverteilung, festgelegt durch die Zustandsdichte der d-Zustände in Cr. Die Schichtkopplung wird dann über die itineranten 3d-Leitungselektronen vermittelt.

Daneben existiert eine zweite, wenn auch weitaus komplizierter zu beschreibende Möglichkeit zur Erklärung antiferromagnetischer Kopplungseffekte dünner Schichten. Im einkristallinen Multischichtensystem Gd-Y-Gd konnte die RKKY-Wechselwirkung über Y als Ursache einer derartigen Austauschkopplung identifiziert werden [44]. Gemäß der oszillatorischen Natur der RKKY-Wechselwirkung konnte in Gd-Y-Gd je nach Y-Dicke ferromagnetische bzw. antiferromagnetische Kopplung festgestellt werden. Diese Wechselwirkung kann nur

unterhalb der Curie-Temperatur des Gd ($T = 293$ K) beobachtet werden. Die Größe der Kopplungsstärke ist dabei durchaus mit denen in Fe-Cr-Fe Schichten vergleichbar.

Die Anwendung dieses Kopplungsmodells auf Fe-Cr-Fe Systeme stößt allerdings von vornherein auf große Schwierigkeiten. In Gd, ähnlich wie in den weiteren Seltenerd-Metallen, können die den Magnetismus verursachenden 4f-Elektronen als am Gitterion lokalisiert betrachtet werden. Wegen des verschwindenden Überlapps zu den 4f-Schalen des Nachbarions findet direkte Austauschwechselwirkung nicht statt. Indirekt ist dies allerdings über die s-Elektronen des Leitungsbandes möglich. Der Mechanismus ist analog der s-d Wechselwirkung isolierter magnetischer Momente in einem ansonsten unmagnetischen metallischen Wirtsgitter, z.B. AuFe. Hier entsteht durch eine oszillierende Polarisierung der Leitungselektronen um das Moment die als RKKY bezeichnete Wechselwirkung zum u.U. mehrere Gitterplätze entfernten Nachbarmoment. Zur Beschreibung dieser Wechselwirkung werden lokalisierte magnetische Momente, eingebettet in einen "See" am Magnetismus nicht beteiligter Leitungselektronen, vorausgesetzt. Dies ist in 3d-Übergangsmetallen eindeutig nicht der Fall. Sowohl s- als auch 3d-Elektronen, diese mit größerer effektiver Masse, sind am Leitungsprozeß beteiligt; die magnetischen Momente sind, wie oben schon erläutert, nicht streng lokalisiert. Der direkte Austausch über itinerante d-Elektronen ist in diesem System sicher als stärkste Wechselwirkung anzusehen. Wenn das dann der Fall ist, kommt man wieder zurück zu obiger Betrachtung der modulierten Spindichteverteilung der 3d-Elektronen in einer dünnen Cr-Schicht.

Diese, wenn auch letztlich nicht durch eine theoretische Behandlung konkretisierte Modellvorstellung kann den antiferromagnetischen Kopplungseffekt der (001)Fe-Cr-Fe Schichtsysteme konsistent erklären.

6. Antiferromagnetische Schichtkopplung in (110)Fe-Cr-Fe Schichtsystemen

Bis zu diesem Punkt hat die Vorstellung, daß im wesentlichen die magnetischen Strukturen einer dünnen Cr-Schicht denen des massiven Materials sehr ähnlich sind, eine Erklärung der Kopplungseffekte in (001)Fe-Cr-Fe Schichtsystemen liefern können. Wenn dies so ist, dann müßte eine geänderte Wachstumsrichtung zum Verschwinden des negativen Schichtaustauschs führen. Z.B. sind nach den bisherigen Vorstellungen in den (110)Cr-Ebenen die magnetischen Momente antiferromagnetisch, d.h. zu gleichen Teilen nach oben wie nach unten orientiert. Dies müßte dann die mittlere Austauschkopplung null liefern und zwar gleichgültig wieviele Monolagen Cr präpariert wurden. Der vorhergesagte Effekt würde somit bei zunehmender Cr-Zwischenschichtdicke von voller ferromagnetischer Kopplung übergehen in den entkoppelten Zustand, ohne Eintreten in den negativen Austauschbereich. Um diese Vorhersage zu überprüfen, wurden (110) orientierte Fe-Cr-Fe Schichten hergestellt (Präparation von Fe auf (110)GaAs, s. Kap. 4.1) . Aufdampftemperatur war 448 K, Aufdampfzeiten 0.01 nm/s.

Die Cr-Zwischenschichtdicken wurden von 0 bis 2 nm variiert. Überraschenderweise wurde in diesen Schichten im vergleichbaren Dickenbereich wie bei den (001)Schichten (Aufdampftemp. $T=448$ K) antiferromagnetische Kopplung beobachtet. In Abb. 6.1 ist der typische MOKE-Signalverlauf einer derartigen Fe-Doppelschicht dargestellt. Zur Interpretation muß man die gegenüber (001)Fe-Filmen geänderte Winkelabhängigkeit der Kristallanisotropie berücksichtigen, s. Kap. 4.2. Es existiert nur eine magnetisch leichte Achse [100], senkrecht dazu die mittelschwere [110] und unter einem Winkel von etwa 35° die schwere Achse [111].

Bei Erniedrigung der äußeren Magnetfeldstärke bewirkt die antiferromagnetische Schichtkopplung einen Ummagnetisierungssprung einer Schicht unter Bildung von 180° -Domänen. In diesem Zustand sind die Schichten sofort antiparallel zueinander polarisiert. Die mittelschwere [110]-Achse senkrecht zur leichten Achse verbietet einen der (001)Schichten analogen Ummagnetisierungsprozeß.

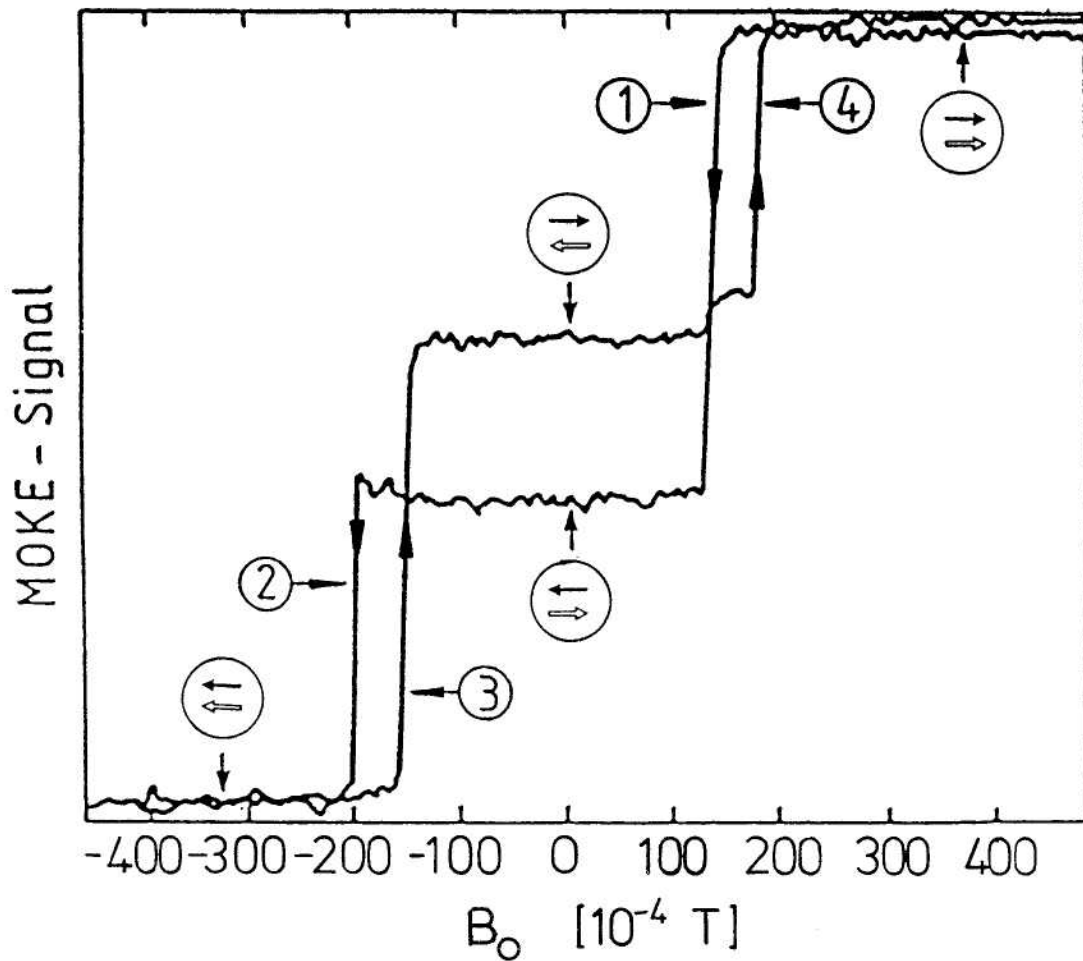


Abb. 6.1 MOKE-Signal einer (110)Fe-Cr-Fe Schicht mit antiferromagnetischer Schichtkopplung ($d_{Cr} = 0.9$ nm)

Die Antiparallelstellung der Schichtpolarisationen konnte mittels Brillouin-Spektroskopie nachgewiesen werden. In entgegengesetzter Feldrichtung wird die negative Austauschwechselwirkung überwunden und die zweite Fe-Schicht magnetisiert ebenfalls sprungartig unter Bildung von 180° -Domänen um. Der Rücklauf erfolgt analog.

Eingehendere Untersuchungen des Ummagnetisierungsprozesses mit Hilfe der Magnetowiderstandsmeßmethode bestätigen dieses Verhalten [5].

Deutliche Intensitätsunterschiede erkennt man in den sprungartigen Änderungen des MOKE-Signals. Dies ist auf die Absorption des Signals der unteren Schicht durch die obere Schicht zurückzuführen. So kann man gleichzeitig feststellen, daß zuerst die obere Schicht (größere Intensitätsänderung) und im negativen Feld die untere Schicht (kleinere Änderung) ummagnetisiert. Welche Schicht zuerst ummagnetisiert wird, wird schon durch sehr kleine Unterschiede in der Magnetisierung bestimmt.

Eine Analyse der negativen Kopplungsstärke kann über das Hystereseverhalten analog zu den (001)Fe-Cr-Fe Schichten durchgeführt werden. Da, wie oben gesehen, die Ummagnetisierung in [001]-Richtung nur über Keimbildung und Domänenwandverschiebung erfolgt, gibt es keinen Beitrag der Kristallanisotropieenergie zur Zwischenschichtkopplung. Damit ergibt sich der einfache Ausdruck

$$K_{12} = \frac{J \cdot B_{\text{sat}}}{4\mu_0} \cdot d_{\text{Fe}} \quad (16)$$

Der größte ermittelte Sättigungswert beträgt :

$$B_{\text{sat}} = 310 \cdot 10^{-4} \text{ T} \implies K_{12} = 0.13 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$$

Dieser Wert bleibt damit deutlich unterhalb des Betrages der stärksten Kopplung bei (001)Schichten ($K_{12} = 0.63 \cdot 10^{-2} \text{ J/m}^2$, s. Kap. 5.7).

Weiter ist versucht worden, die Cr-Zwischenschicht, analog zu den (001)Schichten, ebenfalls bei Raumtemperatur aufzudampfen. Wegen der höheren Belegungsdichte der (110)Ebenen gegenüber den (001)Ebenen (in bcc-Kristallen) ist zu erwarten, daß bei Wachstum in [110]-Richtung eine zumindest vergleichbare Kristallqualität der Schichten auftritt, wie bei den (001)Systemen. Für Cr-Zwischenschichtdicken bis zu 0.3 nm ist dies tatsächlich der Fall. Bei größeren Cr-Dicken treten dagegen starke Störungen des Kristallsystems auf, die sich auf die zweite Fe-Schicht übertragen. So konnten bei diesen größeren Cr-Dicken zunehmende Linienbreiten der Spinmoden bei Beobachtung mittels Brillouin-Spektroskopie und Mikrowellenabsorption festgestellt

werden. Antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung konnte dabei nicht mehr eindeutig nachgewiesen werden. Ergebnisse der MOKE-Untersuchungen konnten bislang ebenfalls nicht zufriedenstellend interpretiert werden.

Festzuhalten bleibt, daß antiferromagnetische Schichtkopplung auch in (110)Fe-Cr-Fe Schichtsystemen auftritt. Das wird inzwischen von anderen Autoren [72] bestätigt. Diese Tatsache muß allerdings nicht als Widerspruch zu der bisherigen Vorstellung von den Ursachen dieses Effektes gelten. Es darf nicht vergessen werden, daß die Kopplung atomarer magnetischer Momente verschiedener Atome unterschiedlich groß ist. Nimmt man beispielsweise an, daß die Austauschwechselwirkung zwischen den Momenten der Fe- und Cr-Atome stärker ist als die zwischen Cr-Atomen untereinander, so wird damit im Extremfall eine parallele Ausrichtung aller Cr-Momente in der ersten Lage auf Fe erzwungen. Aufgrund der negativen Austauschwechselwirkung der Cr-Momente untereinander wäre dann die zweite Lage zur ersten antiferromagnetisch gekoppelt usw.. Es ergäbe sich eine ähnliche Anordnung der Momente wie in den (001)Schichtsystemen. Die Konkurrenz zwischen Fe-Cr- und Cr-Cr-Austauschkopplung würde dann zu einer insgesamt schwächeren antiferromagnetischen Zwischenschichtwechselwirkung führen, wie sie tatsächlich auch beobachtet wird.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluß antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung auf die statischen und dynamischen magnetischen Eigenschaften dünner einkristalliner Schichtsysteme untersucht. Diese negative Austauschwechselwirkung wird durch Cr-Zwischenschichten von nur wenigen Atomlagen Dicke vermittelt.

Die Herstellung der Schichtsysteme wurde in einem UHV-Mehrkammersystem durchgeführt. Als oberflächensensitive Meßmethoden standen LEED- und AES-Systeme zur Verfügung. Zur Charakterisierung der Ummagnetisierungsprozesse wurden der magnetooptische Kerr-Effekt sowie der Magnetowiderstandseffekt ausgenutzt. Die Spinwellenmoden wurden mit Hilfe der Brillouin-Spektroskopie und eines neu aufgebauten Meßplatzes zur Mikrowellen-Absorption beobachtet.

Als Substrate zur Herstellung epitaktischer Fe-Filme wurden sowohl GaAs mit den Flächenorientierungen (001) und (110) als auch auf Al_2O_3 (Saphir) aufgedampfte einkristalline (001)Cr-Schichten verwendet. Eine Analyse der ferromagnetischen Resonanzfeldstärken konnte für die auf (001)Cr/ Al_2O_3 präparierten Fe-Schichten die beste Kristallqualität dieser Epitaxie-Systeme nachweisen.

In epitaktischen Fe-Cr-Fe Schichtsystemen wird antiferromagnetische Kopplung der Fe-Schichten im Cr-Dickenbereich von ca. 0.6 - 1.4 nm beobachtet. Eine Untersuchung des Wachstumsverhaltens von Cr auf einer (001)Fe-Unterlage wurde mit Hilfe der Auger-Elektronen-Spektroskopie für zwei unterschiedliche Substrattemperaturen (300 K bzw. 448 K) durchgeführt. Sie sollte Aufschluß über die Ursache und Dickenabhängigkeit der Kopplung geben.

Die Schichtwachstumsanalyse weist nach, daß Cr bei beiden Substrattemperaturen Lagenwachstum bis zu Schichtdicken von vier Monolagen zeigt. Für größere Schichtdicken setzt Stransky-Krastanov- oder zumindest stark gestörtes Frank-van der Merwe-Wachstum ein. LEED-Untersuchungen des Wachstums von Cr auf Cr zeigen ebenfalls verstärkt Inselbildung und Oberflächenrauigkeit mit zunehmendem Bedampfungsgrad.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde an Fe-Cr-Fe Schichtsystemen eine Schichtdickenbestimmung direkt nach Bedampfung der Cr-Zwischenschicht mittels AES durchgeführt. Damit konnte erstmals eine genaue Analyse der Dickenabhängigkeit der antiferromagnetischen Zwischenschichtkopplung vorgenommen werden. Die Kopplungsenergie wird dabei aus der Frequenz gewisser austauschempfindlicher Spinwellenmoden bestimmt. Es wird gezeigt, daß der stärkste Kopplungseffekt bei vier Monolagen Cr auftritt. Mit einsetzender Oberflächenrauigkeit bei größeren Cr-Schichtdicken nimmt die Schichtkopplung wieder langsam ab.

Erklärbar ist dieses Verhalten im Bild lokalisierter magnetischer Momente in einer antiferromagnetischen Cr-Schicht. Eine von Monolage zu Monolage alternierende Orientierung der Momente führt über vier Monolagen zu antiferromagnetischer Kopplung. Die zunehmende Grenzflächenrauigkeit mit Anwachsen der Cr-Dicke führt zu einer abnehmenden mittleren Kopplungsstärke.

Die antiferromagnetische Schichtkopplungsenergie zeigt bei tiefen Temperaturen eine Zunahme gegenüber den Werten, die bei Raumtemperatur bestimmt werden. Bei Raumtemperatur entkoppelte Fe-Cr-Fe Schichten zeigten dagegen bei Abkühlung kein einsetzendes antiferromagnetisches Kopplungsverhalten. Dies steht im Einklang mit oben gegebener Interpretation: Durch Grenzflächenrauigkeit entkoppelte Schichten würden auch durch Abkühlen keine gegenseitige Wechselwirkung zeigen.

Fe-Cr-Fe Schichten mit antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung zeigen neuartige Ummagnetisierungsprozesse. Man kann im wesentlichen zwischen zwei Arten der Ummagnetisierungsprozesse unterscheiden:

- 1) "Starke" antiferromagnetische Schichtkopplung. Hier findet die Ummagnetisierung nur über Drehprozesse statt. Dabei ist der Drehsinn der magnetischen Polarisierungen beider Fe-Filme entgegengesetzt.
- 2) "Schwache" antiferromagnetische Schichtkopplung. Hier gibt es eine Kombination aus Domänenbildung und Drehprozessen

In beiden Fällen liegt jedoch im Feld $B_0 = 0$ T eine antiparallele Orientierung der Schichtpolarisationen vor.

Mittels eines einfachen Ansatzes der Gesamtanisotropieenergie gelingt eine Berechnung der Zwischenschichtkopplungsenergie aus den Werten der Sättigungsfeldstärken antiferromagnetisch koppelnder Schichtsysteme. Aus der Berechnung des absoluten Minimums der Gesamtanisotropieenergie in Abhängigkeit von der Orientierung der Polarisationen in Schichtebene können die Ummagnetisierungsprozesse derartiger Schichtsysteme auch theoretisch nachvollzogen werden.

Literatur

1. GRÜNBERG, P., SCHREIBER, R., PANG, Y., BRODSKY, M.B., SOWERS, H.,
Phys. Rev. Lett. 57, 2442(1986)
2. GRÜNBERG, P., in *Thin Film Growth Techniques for Low-Dimensional Structures*, ed. by R.F.C. Farrow, S.S.P. Parkin, P.J. Dobson, J.H. Neave and A.S. Arrott (Plenum Publishing Corporation, 1987), p. 487
3. SWIATEK, P., SAURENBACH, F., PANG, Y., GRÜNBERG, P., ZINN, W., Proc.
3rd Int. Conf. on Phys. of Magn. Mat., Szczyrk-Bila, Poland, (World Scientific 1987), p. 389
4. GRÜNBERG, P., SCHREIBER, R., PANG, Y., WALZ, U., BRODSKY, M.B.,
SOWERS, H., J. Appl. Phys. 61, 3750(1987)
5. BINASCH, G., Diplomarbeit, IFF, KFA Jülich, Uni. Köln (1988)
6. WALZ, U., Dissertation, IFF, KFA Jülich, Uni. Köln (1989)
7. GRÜNBERG, P., Progr. in Surf. Sci. 18, 1(1985)
8. GRÜNBERG, P., COTTAM, M.G., VACH, W., MAYR, C., CAMLEY, R.E.,
J. Appl. Phys. 53, 2078(1982)
9. KITTEL, Ch., Phys. Rev. 73, 155(1948)
10. SANDERCOCK, J.R., *Operator manual for tandem interferometer*, 1980
11. HELLENTHAL, W., Z. Naturforsch. 14a, 722(1959)
12. OKAMOTA, K., TANAKU, M., AIP Proceed., Magn. Mat. Mat., 34, 55(1976)
13. DAMON, R.W., ESHBACH, J.R., J. Phys. Chem. Solids 19, 308(1961)
14. GRÜNBERG, P., J. Appl. Phys. 52, 6824(1981)

15. GRÜNBERG, P., MIKA, K., Phys. Rev. B27, 2955(1983)
16. GRÜNBERG, P., J. Appl. Phys. 57, 3673(1985)
17. MIKA, K., GRÜNBERG, P., Phys. Rev. B31, 4465(1985)
18. ZHANG, P.X., ZINN, W., Phys. Rev. B35, 5219(1987)
19. RADO, G.T., HICKEN, R.J., J. Appl. Phys. 63, 3885(1988)
20. RADO, G.T., WEERTMAN, J.R., J. Phys. Chem. Solids 11, 315(1959)
21. HOFFMANN, F., Phys. Stat. Sol. 41, 807(1970)
22. HOFFMANN, F., STANKOFF, A., PASCARD, H., J. Appl. Phys. 41, 1022(1970)
23. VOHL, M., BARNAS, J., GRÜNBERG, P., zur Veröffentlichung
24. SWIATEK, P., SAURENBACH, F., PANG, Y., GRÜNBERG, P., ZINN, W.,
J. Appl. Phys. 61, 3753(1987)
25. PRINZ, G.A., KREBS, J.J., Appl. Phys. Lett. 39, 397(1981)
26. WALDROP, J.R., GRANT, R.W., J. Appl. Phys. 34, 630(1979)
27. RUCKMAN, M.W., JOYCE, J.J., WEAVER, J.H., Phys. Rev. B33, 7029(1986)
28. CARBONE, C., JONKER, B.T., WALKER, K.H., PRINZ, G.A., KISKER, E.,
Sol. Stat. Comm. 61, 5, 297(1987)
29. WALKER, K.H., Dissertation, IFF, KFA Jülich, Uni. Köln (1986)
30. GRÜNBERG, P., MAYR, C.M., VACH, W., GRIMSDITCH, M., J. Magn. Mag.
Mat. 28, 319(1982)
31. GRONWALD, K.D., HENZLER, M., Surf. Sci. 117, 180(1982)
32. HENZLER, M., Appl. Phys. 9, 11(1976)
33. HENZLER, M., : In *Surface Physics of Crystalline Materials*, ed. by J. Blakely
(Academic Press, New York 1975)

34. ARTMAN, J.O., Phys. Rev. 105, 62(1956)
35. RUPP, G., Dissertation, Uni. Freiburg (1986)
36. PRINZ, G.A., JONKER, B.T., KREBS, J.J., FERRARI, J.M., KOVANIC, F.,
Appl. Phys. Lett. 48, 1756(1986)
37. KREBS, J.J., RACHFORD, F.J., LUBITZ, P., PRINZ, G.A., J. Appl. Phys.
53, 8058(1982)
38. PRINZ, G.A., RADO, G.T., KREBS, J.J., J. Appl. Phys. 53, 2087(1982)
39. WETTLING, W., SMITH, R.S., JANTZ, W., GANSER, P.M., J. Magn. Magn. Mat.,
28, 299(1982)
40. GRADMANN, U., J. Magn. Magn. Mat., 54-57, 733(1986)
41. RADO, G. T., Phys. Rev. 26, 295(1982)
42. MAJKRZAK, C.F., CABLE, J.W., KWO, J., HONG, M., MCWHAN, D.B.,
YAFET, Y., WASZCZAK, J.V., VETTIER, C., Phys. Rev. Lett. 56, 2700(1986)
43. SALOMON, M.B., SINHA, S., RHYNE, J.J., CUNNINGHAM, J.E., ERWIN, R.W.,
BORCHERS, J., FLYNN, C.P., Phys. Rev. Lett. 56, 259(1986)
44. YAFET, Y., J. Appl. Phys. 61, 4058(1987)
45. KERN, R., LELAY, G., METOIS, J.J., : in *Current Topics in Materials Science*,
Vol. 3, ed. E. Kaldis, North Holland, Amsterdam 1079, Chapter 3
46. BAUER, E., Appl. Surf. Sci. 11/12, 479(1982)
47. BAUER, E., POPPA, H., TODD, G., BONCZEK, F., J. Appl. Phys. 45, 5164(1974)
48. BAUER, E., POPPA, H., TODD, G., DAVIS, P.R., J. Appl. Phys. 48, 3773(1977)
49. GILLET, E., GRUZZA, B., Surf. Sci. 97, 553(1980)
50. JACKSON, D.C., GALLON, T.E., CHAMBERS, A., Surf. Sci. 36, 381(1973)

51. ERTL, G., KÜPPERS, J., in *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*,
VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim 1985, Chapter 1
52. GRADMANN, U., WALLER, G., Surf. Sci 116, 539(1982)
53. CARBONE, C., JONKER, B.T., WALKER, K.H., PRINZ, G.A., KISKER, E.,
Sol. Stat. Comm. 61, 5, 297(1987)
54. SHIRANE, G., TAKEI, W.J., J. Phys. Soc. Jpn. 17, Suppl. BIII, 35(1962)
55. SCHRÖDER, K., BARUA, S., J. Magn. Mag. Mater. 54-57, 807(1986)
56. FU, C.L., FREEMAN, A.J., J. Magn. Mag. Mater. 54-57, 777(1986)
57. BURKE, S.K., J.R., RAINFORD, B.D.,
J. Phys. F 13, 441(1983)
58. ALLAN, G., Phys. Rev. B19, 4774(1979)
59. HARASHITA, N., YOKOYAMA, G., KAMBARA, T., GONDAIRA, K.I.,
J. Phys. F 11, 2371(1981)
60. GREMPEL, D.R., Phys. Rev. B24, 3928(1981)
61. RAUE, C., EICHNER, S., Phys. Rev. Lett. 47, 939(1981)
62. KLEBANOFF, L.E., ROBEY, S.W., LIU, G., SHIRLEY, D.A., Phys. Rev. B30,
1048(1984)
63. BLUMENRÖDER, S., ZIRNGIBEL, E., GRÜNBERG, P., GÜNTHERODT, G.,
J. Appl. Phys. 57, 3684(1985)
64. OKOCHI, M., NOSE, H., J. Phys. Soc. Jap. 23, 937(1976)
65. HINCHEY, L., GRÜNBERG, P., zur Veröffentlichung
66. SAURENBACH, F., WALZ, U., HINCHEY, L., GRÜNBERG, P., ZINN, W.,
J. Appl. Phys. 36, 3473(1988)

67. BINASCH, G., GRÜNBERG, P., SAURENBACH, F., ZINN, W.,
zur Veröffentlichung
68. BAIBICH, M.N., BROTO, J.M., FERT, A., NGUYEN VAN DAU, F.,
PETROFF, F., ETIENNE, P., CREUZET, G., FRIEDRICH, A., CHAZELAS, J.,
zur Veröffentlichung
69. SHULL, C.G., WILKINSON, M.K., Rev. Mod. Phys. 25, 100(1953)
70. CORLISS, L.M., HASTINGS, J.M., WEISS, R.J., Phys. Rev. Lett. 3,
211(1959)
71. HARA, H., SAKATA, M., J. Phys. Soc. Japan 43, 468(1977)
72. SELLERS, C., SHIROISHI, Y., JAGGI, N.K., KETTERSON, J.B., HILLIARD,
J.E., J. Magn. Magn. Mat. 54-57, 787(1986)
73. In *Handbook of Chemistry and Physics*, ed. by R.C. Weast, CRC Press,
Ed. 56., Cleveland(1974)
74. Grünberg, P., in *Topics in Applied Physics*, Vol. 66 – Light Scattering
in Solids 5, ed. by M. Cardona, G. Güntherodt, Springer Verlag Berlin-
Heidelberg-New York

Danksagung

Sehr herzlich möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. W. Zinn für die Aufnahme und die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit am Institut für Magnetismus des IFF bedanken.

Herrn Dr. P. Grünberg danke ich für die Betreuung dieser Arbeit. Seine ständige Diskussionsbereitschaft hat ganz entscheidend zu ihrem Gelingen beigetragen.

Herrn R. Schreiber danke ich für die Geduld bei den oft mühsamen und langwierigen Probenpräparationen .

Frau G. Binasch und Herrn U. Walz danke ich für das gute Arbeitsklima und die oft hilfreiche Unterstützung.

