

**Untersuchung der magnetischen Eigenschaften  
von Fe/Ag-Schichtsystemen mit der konventionellen  
und der ortsaufgelösten ferromagnetischen Resonanz**

DISSERTATION

zur  
Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
in der  
Fakultät für Physik  
und Astronomie  
der  
Ruhr-Universität Bochum

von

Ralf Meckenstock  
aus  
Essen

Bochum 1997

Dissertation eingereicht am: 25.8.1997

Tag der mündlichen Prüfung: 13.11.1997

Referent: Prof. Dr. J. Pelzl

Korreferent: Dr. habil. H.-J. Steinhoff

## **Inhaltsverzeichnis:**

<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation .....	1
1.2 Ziel der Arbeit .....	2
1.3 Überblick .....	4
<b>2 Grundlagen der ferromagnetischen Resonanz.....</b>	<b>6</b>
2.1 Einführung.....	6
2.2 Allgemeine Resonanzbedingung .....	7
<b>3 Magnetische Eigenschaften dünner epitaktischer Schichten .....</b>	<b>15</b>
3.1 Entmagnetisierungsfeld einer dünnen Schicht .....	17
3.2 Anisotropie eines einkristallinen ferromagnetischen Films .....	18
3.2.1 Kristallanisotropie .....	18
3.2.2 Oberflächenanisotropie.....	20
3.2.3 Verspannungsanisotropien und Versetzungen.....	22
3.3 Meßbare Parameter eines (001)-Fe-Einzelfilms.....	26
3.3.1 Freie Energiedichte eines (001)-Fe-Einzelfilms .....	26
3.3.2 Die FMR-Gleichgewichtslage der Magnetisierung in der (001)-Ebene eines Fe-Einzelfilms .....	35
3.3.3 Intrinsische Linienbreite eines (001)-Fe-Einzelfilms .....	37
3.4 Allgemeine Resonanzbedingung eines austauschgekoppelten magnetischen Schichtsystems .....	39
3.5 Zwischenschichttauschkopplung eines Dreifachschichtsystems.....	41
3.5.1 Bilineare Austauschkopplung.....	42
3.5.2 Biquadratische Kopplung .....	48
3.6 Freie Energiedichte eines austauschgekoppelten Fe-„sandwich“-Systems .....	50
<b>4 Experimenteller Aufbau.....</b>	<b>52</b>
4.1 Konventionelle ferromagnetische Resonanz .....	52
4.2 Photothermisch modulierte ferromagnetische Resonanz .....	56
<b>5 Das Signal der ferromagnetischen Resonanz .....</b>	<b>61</b>
5.1 Bestimmung der Meßgröße .....	61
5.2 Der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor.....	65
5.3 Das modulierte FMR-Signal .....	71
5.3.1 Das FMR-Signal bei konventioneller Feldmodulation.....	73

5.3.2	Das FMR-Signal bei photothermischer Modulation .....	78
5.3.2.1	Thermisch modulierte Hochfrequenzsuszeptibilität.....	78
5.3.2.2	Analytische Betrachtung der thermischen Wellen.....	83
5.3.2.3	Berechnung der Temperaturverteilung mittels einer finite Elemente Methode (FEM) .....	88
5.4	Photomoduliertes Mikrowellenabsorptionssignal (PMA) in Halbleitern (Untergrundsignal) .....	92
5.4.1	Grundlegende Mechanismen .....	93
5.4.2	Ortsaufgelöste PMA-Messungen an mit Bor dotiertem Silizium.....	95
5.5	Zusammenfassung der Berechnungen zum Meßsignal .....	96
<b>6</b>	<b>Struktur und Charakterisierung der Proben.....</b>	<b>99</b>
6.1	Allgemeiner Probenaufbau .....	99
6.1.1	Das Puffersystem .....	99
6.1.2	Die magnetischen Schichtsysteme.....	101
6.2	Epitaktische Herstellung der Proben .....	103
6.3	Charakterisierungsmethoden .....	104
6.3.1	Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED) .....	105
6.3.2	Low Energy Electron Diffraction (LEED).....	108
6.3.3	Spot Analysis Low Energy Electron Diffraction (SPALED) .....	110
6.3.4	Rutherford Back Scattering (RBS) .....	112
<b>7</b>	<b>Fe-Einzelschichten .....</b>	<b>116</b>
7.1	Gliederung der FMR-Messungen und Beschreibung der verschiedenen Typen von FMR-Spektren .....	116
7.2	Konventionelle winkelabhängige FMR.....	120
7.2.1	Festlegung der winkelabhängigen Meßreihen .....	121
7.2.2	Winkelabhängig gemessene FMR-Spektren in der Probenebene .....	122
7.2.3	Winkelabhängig gemessene FMR-Spektren außerhalb der Probenebene .....	128
7.3	Aus den winkelabhängigen Untersuchungen bestimmte magnetische Eigenschaften .....	136
7.4	Temperaturabhängige Messungen .....	142
7.5	Linienbreite und Frequenzabhängigkeit .....	147
7.5.1	Reale Linienbreite.....	147
7.5.2	Frequenzabhängige FMR-Untersuchungen .....	148
7.5.3	Linienbreitenänderungen bei winkelabhängigen FMR-Messungen ....	154
7.6	Zusammenfassung der konventionellen FMR-Ergebnisse an Fe-Einzelschichten .....	155

<b>8 PM-FMR an epitaktischen Fe-Einzelschichten.....</b>	<b>158</b>
8.1 Vergleich von PM-FMR Spektren mit konventionellen FMR-Spektren .....	158
8.2 Abhängigkeit des PM-FMR-Signals von der Modulationsfrequenz .....	159
8.3 Lateral aufgelöste PM-FMR-Untersuchungen und Inhomogenitäten .....	164
8.4 Zusammenfassung der PM-FMR-Ergebnisse an Fe-Einzelschichten .....	169
<b>9 Fe-Keilschicht.....</b>	<b>172</b>
9.1 PM-FMR-Untersuchungen zur lateralen Homogenität des magnetischen Films .....	174
9.2 PM-FMR-Messungen an der Keilstruktur.....	176
9.2.1 $B \parallel [110]$ in der Schichtebene .....	177
9.2.2 $B \parallel [001]$ senkrecht zur Schicht .....	180
9.3 Magnetische Parameter und Schichtdickenabhängigkeit .....	183
9.4 Konventionelle FMR und Linienbreite .....	186
9.5 Temperaturabhängige ortsaufgelöste PM-FMR .....	188
9.6 Zusammenfassung der Ergebnisse an der Fe-Keilschicht .....	191
<b>10 Vergleich der magnetischen Eigenschaften von (001)-Fe-Filmen und Keilen auf dem Ag-Puffersystem.....</b>	<b>193</b>
<b>11 Fe/Ag-Keil/Fe-Schichten.....</b>	<b>197</b>
11.1 Resonanzlinienlagen in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke des Ag-Keils .....	199
11.2 Zwischenschichtaustauschkopplung in Abhängigkeit von der Ag-Keildicke .....	204
11.3 Temperaturabhängige PM-FMR-Untersuchungen am Fe/Ag/Fe System.....	207
11.4 PM-FMR-Untersuchungen an einem Ag/Fe/Cr-Keil/Fe/Ag-Schichtsystem...	212
11.5 Zusammenfassung der Ergebnisse an zwischenschichtaustauschgekoppelten Schichtsystemen .....	215
<b>12 Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>220</b>
<b>13 Anhang.....</b>	<b>227</b>
13.1 Proben.....	227
13.2 Strahlcharakteristik der Kollimationsoptik der Glasfaser .....	229
13.3 Fokusbestimmung des 17 mm-Objektivs für die Laserdiode .....	229
13.4 Darstellung von Anisotropiefeldern und Hochfrequenzsuszeptibilität in den wichtigsten Probenanordnungen im Resonatorkoordinatensystem.....	231
13.5 Photos des PM-FMR-Aufbaus .....	237

## Verzeichnis der Abkürzungen

AES	Auger electron spectroscopy	PM-FMR	photothermally modulated ferromagnetic resonance
bcc	body centered cubic	RBS	Rutherford back scattering
CCD	charge coupled device	RHEED	reflection high energy electron diffraction
EPR	electron paramagnetic resonance	RKKY	Ruderman, Kittel, Kasuya und Yosida
fcc	face centered cubic	SI	Système International d' Unités
FEM	finite Elemente Methode	SNR	signal to noise ratio
FMR	ferromagnetic resonance	SPALEED	spot analysis low energy electron diffraction
hcp	hexagonally compact packed	TRMC	time resolved microwave conductivity
LEED	low energy electron diffraction	UHV	Ultrahochvakuum
MBE	molecular beam epitaxy	WW	Wechselwirkung
ML	mono layer		
MOKE	magneto optical Kerr effect		
PMA	photo modulated microwave absorption		

## Verzeichnis der wichtigsten Symbole

$A_{12}, B_{12}$	Austauschkonstanten	$\vec{m}$	hochfrequente Magnetisierung
$\vec{b}$	hochfrequentes Magnetfeld	$\vec{M}$	Magnetisierung
$\vec{B}_{eff}$	effektives internes Magnetfeld	$\underline{\underline{N}}$	Entmagnetisierungstensor
$\vec{B}$	äußeres Magnetfeld	$P$	Leistung
$DB$	Resonanzlinienbreite	$T_c$	Curie-Temperatur
$DB_{PP}$	Abstand der Spitzen des abgeleiteten FMR-Signals	$T_N$	Néel-Temperatur
$d_0$	Mikrowelleneindringtiefe	$Q_i$	Resonatorgüten
$d_{Mag}$	Mikrowelleneindringtiefe in der Resonanz	$Z$	Impedanz
$e$	Dielektrizitätskonstante	$g$	gyromagnetisches Verhältnis
$j, J$	Azimut-, Polarwinkel von $B$	$I$	Wellenlänge des Lichts
$F, Q$	Azimut-, Polarwinkel von $M$	$\mu$	Permeabilität
$f$	Mikrowellenfrequenz	$m_B$	Bohrsches Magneton
$F_i$	Beiträge zur freien Energie	$m_0$	Permeabilität des Vakuums
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum/ $2\pi$	$n$	Frequenz
$k$	Wellenvektor	$n_{mod}$	Lasermodulationsfrequenz
$K_i$	Anisotropiekonstanten	$w$	Resonanzkreisfrequenz
		$c$	Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor
		$=$	

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Der enorme Fortschritt auf dem Gebiet der Herstellung dünner und ultra-dünner (nur einige Monolagen dicker) Schichten und Vielfachschichten hat in den letzten Jahren insbesondere die Technologie magnetischer Massenspeicher vorangetrieben. Für die Weiterentwicklung dieser Speichermedien ist es unerlässlich, ein vertieftes Verständnis des Magnetismus und der ihm zugrundeliegenden Mechanismen zu erlangen. Die Möglichkeit, an technologisch relevanten Materialien physikalische Effekte zu untersuchen, die erst mit der heutzutage verfügbaren Probenqualität sichtbar werden, macht diese magnetischen Schichten auch für die Grundlagenforschung interessant.

Wesentlicher Faktor bei der verbesserten Herstellung nur einiger Monolagen dicker Schichten ist der Einsatz der Molekülstrahlepitaxie. Hierbei wird eine Schicht (Film) kristallographisch definiert (epitaktisch) auf ein Untergrundmaterial (Substrat) aufgewachsen. Die Eigenschaften der Schichten werden u.a. mit in-situ-Elektronenbeugung, Röntgen-, Neutronen- oder Rutherfordstreuung und mikroskopischen Verfahren wie Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie untersucht. Man erhält damit integrale Informationen über die Struktur der oberen Atomlagen während des Aufwachsens, die Defektverteilung an der Oberfläche, die Kristallstruktur und die Schichtdicke. Die mikroskopischen Verfahren geben Aufschluß über die Oberflächenbeschaffenheit dünner Schichten auf einer atomaren Skala. Das genannte Instrumentarium hilft bei der Herstellung wohl definierter epitaktischer Schichten, deren kristallographische Eigenschaften so gewählt werden können, daß sie entweder den Volumeneigenschaften des jeweiligen Materials selbst entsprechen oder sich in Struktur oder Gitterkonstante von diesen deutlich unterscheiden.

Die allgemeinen Eigenschaften epitaktischer Schichten sind bei magnetischen Materialien eng mit deren magnetischen Eigenschaften verbunden. So beeinflußt das zweidimensionale epitaktische Wachstum durch die Auswirkungen auf die Kristallstruktur nicht nur die Magnetisierung und die Kristallanisotropie, sondern kann bei Stauchung oder Dehnung des magnetischen Films auch zu zusätzlichen Verspannungsanisotropien in der Filmebene und senkrecht dazu führen [Heinrich1, Prinz1]. Die Formanisotropie, hervorgerufen durch die langreichweite dipolare Wechselwirkung [Jansen], spielt bei dünnen Schichten eine große Rolle, ist aber auch im Bulkmaterial nicht zu vernachlässigen. Der elementarste Unterschied in den magnetischen Eigenschaften dünner und vor allem ultra-dünner Schichten im Vergleich zum Bulkmaterial liegt aber im großen Einfluß der Oberflächen- bzw. Randatome. Deren Eigenschaften unterscheiden sich auf

Grund der Symmetriebrechung [Néel] und/oder der Anwesenheit unterschiedlicher nächster Nachbaratome [Bennett] zumeist sehr stark von denen des Kristallkörpers und prägen somit die magnetischen Eigenschaften dieser Filme. Die Oberflächenanisotropie skaliert mit der reziproken Dicke des magnetischen Films und liefert für die meisten Kristallstrukturen in erster Ordnung einen Beitrag zur Anisotropie parallel zur Filmnormalen und in höherer Ordnung auch in der Schichtebene [Gradmann].

Durch die Stapelung mehrerer magnetischer Filme übereinander (Mehrfachschichtsysteme) erhält man ebenfalls Eigenschaften, die von denen der Bulkmaterialien oder Legierungen abweichen. Seit 1986 [Grünberg1] hat die Kopplung magnetischer dünner Filme über eine nichtmagnetische Zwischenschicht hinweg (Zwischenschichtaus tauschkopplung) immer mehr an Bedeutung in der Forschung auf dem Gebiet magnetischer dünner Schichten gewonnen. Zu diesem Zeitpunkt gelang es zum ersten Mal im System Fe/Cr eine antiferromagnetische Kopplung zweier Fe-Filme über einen Cr-Film hinweg zu beobachten. Seither ist die Untersuchung der Austauschkopplung und ihres schichtdickenabhängigen oszillatorischen Charakters Ziel intensiver Forschung. Dabei ist auch die Klärung der Kopplungsstärke und -ursache für die theoretische Physik von entscheidender Bedeutung. Die Lösungsansätze gehen dabei zumeist von der grundlegenden RKKY-Kopplungstheorie [Ruderman, Kasuya, Yosida] aus. Ein Überblick über weiterführende Arbeiten, die auch den Kopplungsterm höherer Ordnung, die sogenannte biquadratische Kopplung, zu klären versuchen, ist bei Hathaway zu finden [Hathaway].

Diese Skizzierung magnetische Schichtsysteme impliziert, daß es von großem Interesse ist, die entscheidenden magnetischen Parameter wie Magnetisierung, Landéscher g-Faktor, Anisotropien und Zwischenschichttauschkopplung möglichst exakt in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Kristallstruktur zu bestimmen. Als Untersuchungsmethode bietet sich dazu die ferromagnetische Resonanz (FMR) an, die eine sehr empfindliche Methode zur Untersuchung der magnetischen Anisotropien in dünnen und ultra-dünnen epitaktischen Filmen darstellt. Übersichtsarbeiten wie z. B. die von Heinrich [Heinrich1], die sich schwerpunktmäßig mit Anisotropie und Austauschwechselwirkung in Schichtsystemen befassen, belegen dies.

## 1.2 Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit sollen die magnetischen Parameter von Fe/Ag-Schichtsystemen und dabei besonders die Einflüsse der Grenzflächen und der Zwischenschichtaus tauschkopplung möglichst exakt und vollständig erfaßt werden. Neben konventionellen FMR-Messungen bieten sich hierfür insbesondere auch photothermisch modulierte (PM-) FMR-Untersuchungen an. Mit diesem in der Arbeitsgruppe entwickelten Verfahren sind auch ortsaufgelöste Messungen der FMR an Keilstrukturen möglich.

Als Proben stehen im Forschungszentrum Jülich hergestellte Schichtsysteme mit Eisen als magnetischem Partner zur Verfügung. Durch die Wahl eines speziellen Puffersystems als Unterlage für das eigentliche magnetische System zeichnen sich diese Proben durch ihre Homogenität, eine geringe Verspannung und sehr glatte Oberflächen aus.

Um den Einfluß dieses Puffersystems auf die magnetischen Parameter von Fe-Filmen zu erforschen, sind umfangreiche winkel- und temperaturabhängige FMR-Messungen erforderlich. Diese Ergebnisse sind mit den Resultaten anderer Arbeitsgruppen an Fe-Filmen auf GaAs ohne Puffersystem und auf Ag-Einkristallen zu vergleichen. Ein besonderes Augenmerk soll dabei auf der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter von Fe/Ag-Schichtsystemen liegen. Insbesondere über die Temperaturabhängigkeit der Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropie ist bis auf wenige Messungen [Gradmann, Frait2] sehr wenig bekannt. Diese soll in dieser Arbeit erstmals an einem Ag/Fe-Keil/Fe-Schichtsystem mittels ortsaufgelöster PM-FMR detailliert ermittelt werden. In diesem Fall kann man den Vorteil der identischen Herstellungsbedingungen eines Keilschichtsystems gegenüber einer schichtdickenabhängigen Probenserie mit der hohen Empfindlichkeit des FMR-Meßverfahrens bezüglich Anisotropien kombinieren, um die Oberflächenanisotropie von anderen Anisotropiebeiträgen zu trennen und mit sehr großer Genauigkeit zu bestimmen. Diese Empfindlichkeit für magnetische Anisotropien zeichnet die PM-FMR gegenüber anderen Verfahren wie dem magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) aus. Einen weiteren Aspekt der temperaturabhängigen FMR-Untersuchungen soll die Betrachtung der Resonanzlinienbreiten der FMR-Signale darstellen. Hier sollen die unterschiedlichen Einflüsse der Anisotropieeffekte, der Dämpfungsbeiträge und der probenspezifischen nicht intrinsischen Beiträge auf die Temperaturabhängigkeit der Linienbreite aufgezeigt werden.

Die PM-FMR Untersuchungen von magnetischen Keilschichten bieten weiterhin die Möglichkeit, sowohl die wesentlichen Anisotropiekonstanten als auch die Zwischenschichtaustauschkopplung ortsaufgelöst mit der hohen Empfindlichkeit der FMR zu bestimmen. Hierbei ist insbesondere das Verhalten der Zwischenschichtaustauschkopplung bei nur wenigen Monolagen Zwischenschichtdicke (1-4 ML) zu untersuchen, das auf Grund der Oberflächenrauhigkeit nur bei sehr guten Keilschichtsystemen (Monolagenrauhigkeit) beobachtet werden kann und das meßtechnischbedingt dem MOKE-Verfahren nicht oder nur sehr schwer zugänglich ist. Ein weiterer zu klärender Aspekt ist in diesem Zusammenhang die Identifikation und die Interpretation von zusätzlichen bei den geringen Mikrowellenfrequenzen im X-Band auftretenden Resonanzabsorptionsen, die auf der Kombination von Anisotropien der Fe-Einzelschichten mit der Zwischenschichtaustauschkopplung in den Fe/Ag-Schichtsystemen entstehen.

Mit den an den Fe-Einzelschichten zu bestimmenden temperaturabhängigen magnetischen Parametern kann dann das Verhalten der Zwischenschichtaustauschkopplung im Fe/Ag-Schichtsystem in Abhängigkeit von der Temperatur und der Schichtdicke bestimmt werden. Dabei ist zu klären, inwieweit sich die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter auf die der Zwischenschichtaustauschkopplung auswirkt.

Um die ortsaufgelösten PM-FMR-Messungen an dünnen metallischen Filmen mit hohem Curie-Punkt ausführen zu können, ist eine Weiterentwicklung der PM-FMR-Meßapparatur erforderlich. Im Zusammenhang damit ist auch eine vertiefte Betrachtung der Signalentstehung und der thermischen Modulation in den Proben notwendig. Vergleiche mit der konventionellen FMR sowohl winkelabhängig als auch temperaturabhängig werden die Aussagefähigkeit der Meßergebnisse des PM-FMR-Meßverfahrens belegen.

### 1.3 Überblick

Diese Arbeit besteht aus elf Kapiteln zuzüglich einer Zusammenfassung und eines Anhangs.

Nach der Einleitung werden in den Kapiteln zwei und drei die Grundlagen der ferromagnetischen Resonanz und der magnetischen Eigenschaften dünner epitaktischer Schichtsysteme dargestellt.

Die Kapitel vier und fünf beschäftigen sich mit den beiden Meßverfahren der ferromagnetischen Resonanz: der konventionellen und der photothermisch modulierten FMR, wobei ein Schwerpunkt auf der vertieften theoretischen Analyse des ortsaufgelösten Verfahrens der PM-FMR in Kapitel fünf liegt.

Vor der Darstellung der Meßergebnisse in den folgenden Kapiteln wird im sechsten Kapitel die allgemeine Probenstruktur der in dieser Arbeit untersuchten Einzel- und Keilschichten beschrieben und in einem kurzen Abriß die Probenherstellung erläutert. Weiter gibt dieses Kapitel einen Überblick über die Charakterisierungsmethoden mit denen die Proben untersucht wurden.

Ab Kapitel sieben werden die Auswertungen der Meßergebnisse unterteilt in die drei Probensysteme: Fe-Einzelschichten (Kapitel sieben und acht), Fe-Keilschichten (Kapitel neun und zehn) und Fe/Ag-Keil/Fe-Schichten (Kapitel elf) behandelt.

Bei den Fe-Einzelschichten wird neben den Unterschieden in den magnetischen Parametern, die durch leicht unterschiedliche Präparationsbedingungen und unterschiedliche Schichtdicken hervorgerufen werden, besonderes Augenmerk auf die Linienform und die Temperaturabhängigkeit des konventionellen FMR-Meßsignals gelegt (Kapitel

sieben). Kapitel acht behandelt die Ergebnisse der PM-FMR-Untersuchungen an den Einzelschichten, wobei der Schwerpunkt auf der Signalentstehung und der Homogenitätsbestimmung der magnetischen Parameter durch die Ortsauflösung liegt.

Bei den Fe-Keilschichten stehen in Kapitel neun die möglichst genaue Bestimmung der Oberflächenanisotropie von Fe/Ag-Grenzflächen, die mögliche Schichtdickenabhängigkeit der Kristallanisotropie und einer uniachsialen Anisotropie, sowie die temperaturabhängige Bestimmung dieser Meßgrößen im Vordergrund. Das Kapitel zehn setzt dann zusammenfassend die bestimmten magnetischen Parameter der Fe-Einzelschichten mit denen der Fe-Keilschichten zueinander in Beziehung.

Der Schwerpunkt der Untersuchung der Fe/Ag-Keil/Fe-Schichten in Kapitel elf liegt auf der erstmaligen Messung der Zwischenschichttauschkopplung mittels der ortsaufgelösten PM-FMR an sehr kleinen Ag-Zwischenschichtdicken. Nach der qualitativen und quantitativen Diskussion der Austauschkopplung dieses Schichtsystems bei Raumtemperatur wird die Temperaturabhängigkeit der PM-FMR-Messungen an diesem Schichtsystem mit Hilfe der Analyse des Resonanzlinienverhaltens und der Bestimmung der Austauschkopplung diskutiert. Anschließend wird an Hand eines Ag/Fe/Cr-Keil/Fe/Ag-Systems der Einfluß großer Austauschkopplungskonstanten auf die Resonanzlinien des PM-FMR-Spektrums erläutert.

## 2 Grundlagen der ferromagnetischen Resonanz

### 2.1 Einführung

Ganz allgemein bezeichnet die ferromagnetische Resonanz (FMR) die Resonanzabsorption elektromagnetischer Wellen in einem ferromagnetischen Material, dessen Elektronenspinsystem (Magnetisierung  $\vec{M}$ ) klassisch gesehen um die Richtung eines effektiven statischen Magnetfeldes präzidiert (Abb. 2-1). Die in der Abbildung gezeigte Präzession um ein äußeres Magnetfeld  $\vec{B}$  stellt genau genommen den Fall der Elektronenspinresonanz eines Paramagneten (EPR) dar, wie sie erstmals von Zavoiskii entdeckt wurde [Zavoiskii1]. (Die Magnetfelder werden übrigens in der gesamten Arbeit durch die magnetische Induktion  $B = \mu_0 H$  beschrieben.) Durch die im Kapitel 3 beschriebenen Wechselwirkungen im Spinsystem des Ferromagneten ist der Betrag und die Richtung des effektiven Magnetfeldes  $\vec{B}_{\text{eff}}$ , das diese Wechselwirkungsbeiträge beinhaltet,

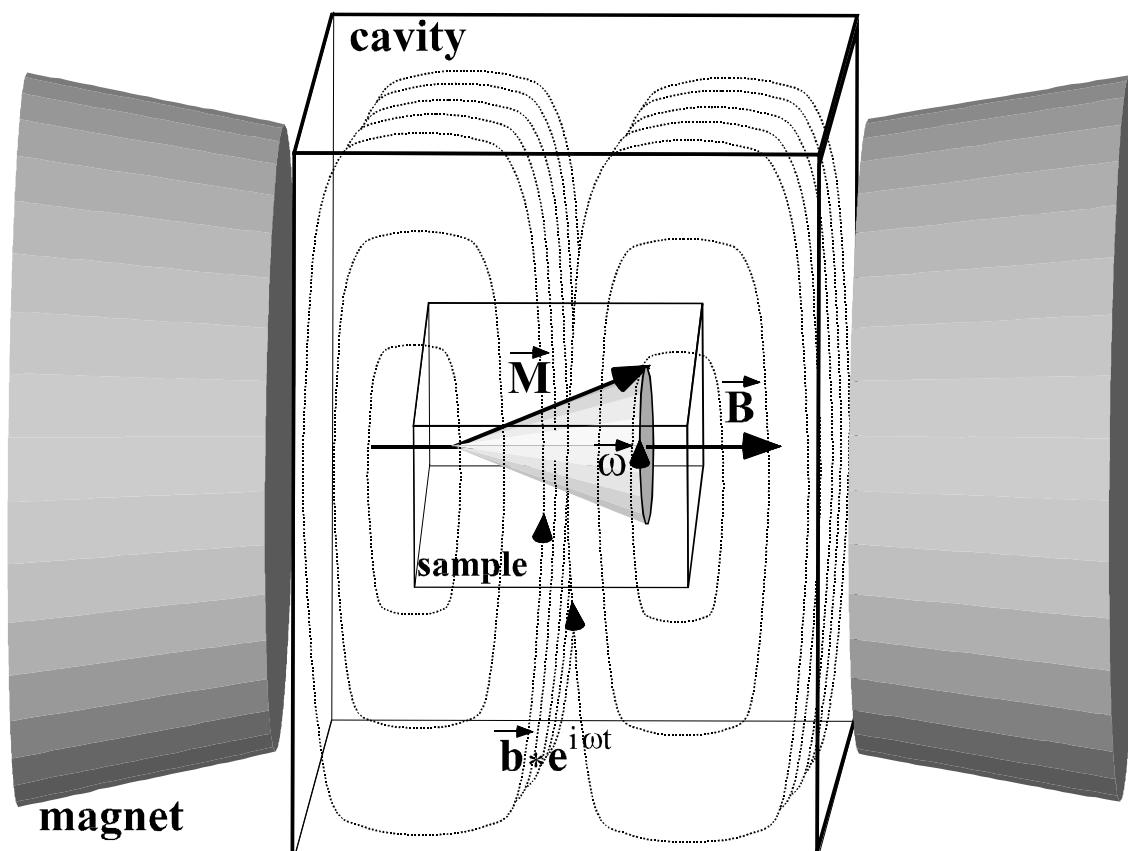


Abb. 2-1: Prinzip der ferromagnetischen Resonanz mit Mikrowellenresonator. In der einfachsten Form präzidiert der Magnetisierungsvektor  $\vec{M}$  in der Probe um die Richtung des äußeren Magnetfeldes  $\vec{B}$ . Die Probe ist vergrößert dargestellt: sie befindet sich in der Mitte des Resonators im Bereich maximalen Mikrowellenfeldes ( $\vec{b} * e^{i\omega t}$ ) dessen prinzipielle Feldlinienverteilung für eine TE<sub>102</sub>-Modenform durch die gestrichelten Linien angedeutet ist.

nicht mehr mit dem Betrag und der Richtung des äußeren Magnetfeldes  $\vec{B}$  identisch. Zur Resonanz kommt es, wenn die Frequenz des Hochfrequenzmikrowellenfeldes des Resonators  $\vec{b} * e^{iw}$  mit der Präzessionsfrequenz von  $\vec{M}$  übereinstimmt (vergleiche Kapitel 5). Die Resonanzen des Elektronenspinsystems liegen dabei im Mikrowellenbereich zwischen etwa 1 GHz und 100 GHz.

Quantenmechanisch ausgedrückt ist ein magnetischer Dipol durch Anlegen von  $\vec{B}_{eff}$  nicht mehr entartet. Trifft die eingestrahlte Mikrowellenenergie diese Zeeman-Aufspaltung kommt es zur Resonanzabsorption. Die allgemeinste Form der Resonanzbedingung lautet dann:

$$w = \mathbf{g} \cdot \mathbf{B}_{eff} \quad , \quad \mathbf{g} = \frac{g \mathbf{m}_B}{\hbar} \quad (2.1)$$

mit Resonanzfrequenz  $w$ , gyromagnetischem Verhältnis  $\mathbf{g}$ , effektivem Magnetfeld  $B_{eff}$ , Landéschen g-Faktor  $g$ , Bohrschem Magneton  $\mathbf{m}_B$ ,  $\hbar = h/2p$  und dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$

Um die Resonanzbedingung (2.1) zu erfüllen, macht es prinzipiell keinen Unterschied, ob ein Resonanzspektrum aufgenommen wird, indem man die Mikrowellenfrequenz  $w$  verändert, oder ob mit dem externen Magnetfeld  $B$  das effektive Feld  $B_{eff}$  so lange beeinflusst wird, bis der gleiche Effekt erreicht ist. Die meisten Experimente realisieren allerdings die FMR-Bedingung aus technischen Gründen (vergleiche Kapitel 4.1) durch Einstrahlen von Mikrowellen einer festen Frequenz in einen Resonator und Variation eines von außen angelegten Magnetfeldes, wie dies in Abb. 2-1 schematisch veranschaulicht ist. Mit Verbesserung der Mikrowellentechnik findet man auch zunehmend FMR-Experimente mit veränderlicher Frequenz [Hoon, Oliver]. Diese Verfahren kommen dem der phänomenologischen Theorie der FMR zugrundeliegenden Ansatz der Präzession des konstanten Magnetisierungsvektors um ein statisches Magnetfeld am nächsten (siehe nächster Absatz).

## 2.2 Allgemeine Resonanzbedingung

Die grundlegende Theorie zur FMR wurde 1935 von Landau und Lifshitz erarbeitet [Landau]. Die ersten FMR-Experimente gelangen 1946 dem Briten Griffith und dem Russen Zavoiskii unabhängig voneinander [Griffith, Zavoiskii2].

In jedem beliebig kleinen Volumen eines magnetischen Festkörpers befinden sich immer hinreichend viele Spins, um dem Gesamtspin nahezu unendlich viele Einstellungsmöglichkeiten offenzulassen. Daher kann dieser durch einen klassischen Vektor beschrieben werden. Die Äquivalenz der auf dieser klassischen Beschreibung beruhenden

den Theorie und der quantenmechanischen Beschreibung der FMR wurde von Polder 1949 gezeigt [Polder].

Die Bewegungsgleichung für die Präzession der Magnetisierung um ein effektives Magnetfeld lautet dann [Landau]:

$$\frac{1}{g} \frac{d\vec{M}}{dt} = -(\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \quad (2.2)$$

Die linke Seite der Gleichung beschreibt die zeitliche Entwicklung des Magnetisierungsvektors, die rechte Seite das auf  $\vec{M}$  wirkende Drehmoment.

Der ungedämpften Präzessionsbewegung von  $\vec{M}$  wird in einem Ferromagneten durch die Wechselwirkung (WW) der Spins untereinander (Magnon-Magnon-WW) oder mit der Umgebung (Magnon-Phonon-WW) Energie entzogen. Alle diese Relaxationsprozesse können in einem zusätzlichen Dämpfungsterm in der Bewegungsgleichung (2.2) formal berücksichtigt werden.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -g(\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \vec{R} \quad (2.3)$$

Der zusätzliche Term erlaubt die Beschreibung der Energieabsorption des Mikrowellenfeldes und damit die Absorptionskurve des Resonanzsignals.

Abb. 2-2 veranschaulicht die Bewegung, die durch Gleichung (2.3) formuliert wird. Die treibende Kraft ist das Drehmoment durch das effektive Magnetfeld. Die rückstellende Kraft ist der Dämpfungsterm senkrecht dazu. Der Betrag der Magnetisierung verändert sich nicht. Dies wird durch die Landau Lifshitz Form des Dämpfungsterms aus Abb. 2-2 am einfachsten verdeutlicht [Landau].

$$\vec{R} = \frac{I}{M^2} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})) \quad (2.4)$$

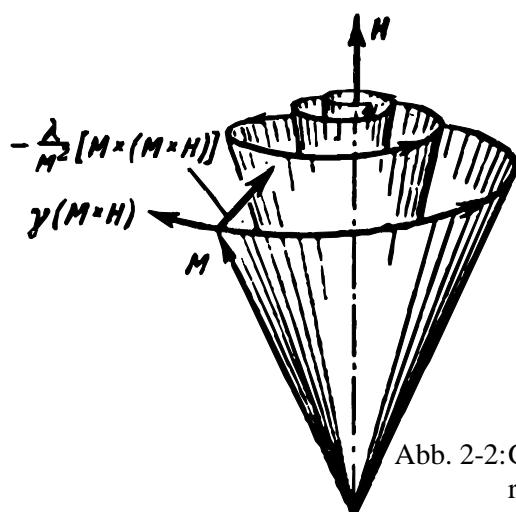


Abb. 2-2: Gedämpfte Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors ohne HF-Wechselfeld [Skrotskii].

(mit der Relaxationsfrequenz  $I$ , die auch sehr oft durch den dimensionslosen Dämpfungsterm  $a = I/(g M)$  ausgedrückt wird)

Dieser Ansatz wurde von Gilbert modifiziert.

$$\vec{R} = \frac{\mathbf{a}}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.5)$$

Eine Formulierung des Dämpfungsterms proportional zur zeitlichen Änderung der Magnetisierung bietet den Vorteil, daß er auch bei größeren Werten des Dämpfungsparameters  $a$  zu realistischen Lösungen führt. Multipliziert man die Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung ((2.3) mit Dämpfungsterm (2.4)) von links vektoriell mit  $\vec{M}$  so kommt man auf die Gilbert-Form der Dämpfung bis auf einen Term 2. Ordnung in  $a$  [Skrotsky]. Für  $a \ll 1$  sind die beiden Formulierungen für den Dämpfungsterm näherungsweise äquivalent. Der Dämpfungswert für Eisen liegt bei  $a \approx 10^{-3}$  und erfüllt diese Bedingung.

Um die verschiedenen Beiträge (wie z.B. Anisotropien oder Austauschkopplung) zum effektiven inneren Magnetfeld  $\vec{B}_{eff}$  des Festkörpers in ihrer allgemeinen Energieverteilung in der Resonanzbedingung der FMR berücksichtigen zu können, führt man die Dichte der freien Energie  $F$  über die allgemeine Beziehung

$$dF = \vec{B}_{eff} \bullet d\vec{M} \quad (2.6)$$

ein [Hellwege]. Der Beitrag des externen Magnetfeldes  $\vec{B}$  wird somit durch den Zeeman-Anteil zur freien Energie des Systems beschrieben:

$$F_{Zee} = -\vec{M} \bullet \vec{B} \quad (2.7)$$

Er stellt damit im FMR-Experiment den einzigen Anteil zur freien Energie dar, der vom äußeren Magnetfeld abhängt. Man hat durch ihn, wie im letzten Abschnitt schon erwähnt, die Möglichkeit, FMR-Experimente bei fester Mikrowellenfrequenz durchzuführen.

Da die weiteren Beiträge zur Dichte der freien Energie von Effekten der lokalen Umgebung im Kristallgitter abhängen, weisen sie in der Regel eine Form auf, die der Symmetrie dieser Umgebung entspricht (Kapitel 3). Die meisten magnetischen Metalle weisen kubische Symmetrievarianten auf. Daher ist eine Darstellung sowohl der freien Energien als auch der Resonanzbedingung in Polarkoordinaten angebracht. Dazu transformiert man die Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung (Gleichung (2.3) mit (2.4)) in ein an der Spitze des Magnetisierungsvektors mitpräzidiertes Koordinatensystem und führt Polarkoordinaten ein. Man kann die detaillierte Herleitung der Resonanzbedingung

z.B. bei Smit und Mitarbeitern [Smit1,Smit2] oder zusammengefaßt bei Vonsovskii [Vonsovskii] nachvollziehen. Es ergibt sich die Dispersionsrelation der Bewegungsgleichung:

$$\left(\frac{\mathbf{w}}{\mathbf{g}}\right)^2 = \frac{1+\mathbf{a}^2}{M^2 \sin^2(\Theta)} \left[ \frac{\mathbb{I}^2 F}{\mathbb{I}\Theta^2} \cdot \frac{\mathbb{I}^2 F}{\mathbb{I}\Phi^2} - \left( \frac{\mathbb{I}^2 F}{\mathbb{I}\Theta\mathbb{I}\Phi} \right)^2 \right] \quad (2.8)$$

mit  $\Theta$  und  $\Phi$  als Polar- bzw. Azimutwinkel der Gleichgewichtslage der Magnetisierung (vergleiche Abb. 3-1). Es zeigt sich, daß der Dämpfungsparameter des Eisens (s.o.) in der Resonanzbedingung ohne weiteres vernachlässigt werden kann. Zusätzlich zur Resonanzbedingung müssen noch die beiden Gleichgewichtsbedingungen der Magnetisierung (Minimierung der freien Energiedichte  $F$ ) erfüllt sein.

$$\frac{\mathbb{I}F}{\mathbb{I}\Theta} = 0; \frac{\mathbb{I}F}{\mathbb{I}\Phi} = 0 \quad (2.9)$$

Wichtig bei der Herleitung der Dispersionsrelation der Bewegungsgleichung (2.8) ist, daß es sich um eine Störungsentwicklung handelt. Der Betrag der Magnetisierung wird als konstant angenommen und der Magnetisierungsvektor erfährt nur kleine Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage. D.h. für die experimentellen Bedingungen, daß das Anregungsfeld der Mikrowellenstrahlung nicht zu groß sein darf, um diese Bedingungen noch zu erfüllen (siehe Kapitel 5). Die Form der Darstellung der Resonanzbedingung (2.8) und (2.9) verdeutlicht, daß man mit Hilfe der Mikrowellenanregung die Kurvenform (zweite Ableitungen) der Energieoberfläche der Anisotropiebeiträge sondieren kann („The microwave wiggling of  $\vec{M}$  probes the curvature...“ [Prinz1]). Einschränkungen dieser Aussage für niedrige Mikrowellenfrequenzen werden in Kapitel 3.3.1 ausführlich diskutiert. Wenn die Energieoberfläche z. B. durch Potenzen der Richtungskosinusse des Magnetisierungsvektors beschrieben werden kann (siehe Kapitel 3), geben die zweiten Ableitungen diese Potenzen ebenfalls wieder. Man wird in Kapitel 7 sehen, daß eine Darstellung der Resonanzlinienlagen der FMR als Funktion der Orientierung die Form der Oberfläche der freien Energie widerspiegelt.

Aus der gleichen Herleitung der Resonanzbedingung ergibt sich für die Resonanzlinienbreite (z.B. [Vonsovskii]):

$$\mathbf{Dw} = \frac{\mathbf{g} \cdot \mathbf{a}}{M} \left( \frac{\mathbb{I}^2 F}{\mathbb{I}Q^2} + \frac{1}{\sin^2(Q)} \cdot \frac{\mathbb{I}^2 F}{\mathbb{I}F^2} \right); \quad \mathbf{DB}_i = \frac{\mathbb{I}B}{\mathbb{I}w} \mathbf{Dw} \quad (2.10)$$

mit Frequenzbreite  $\mathbf{Dw}$  und intrinsischer Resonanzlinienbreite  $\mathbf{DB}_i$ . Man muß bei diesen Größen natürlich beachten, daß sie nur den intrinsischen Beitrag der Linienbreite be-

rücksichtigen. Einflüsse der Probendicke und der nie idealen Homogenität der untersuchten magnetischen Filme sind in (2.10) nicht berücksichtigt. Für die im Experiment meßbare intrinsische Linienbreite ist auch die Proben- und Resonatorgeometrie relevant (Kapitel 5.1 und 5.2).

Übernimmt man den Dämpfungsparameter für Eisen aus frequenzabhängigen FMR-Messungen (vergleiche Kapitel 3.3.3 und z.B. [Heinrich1]) bzw. aus Transmissions-Anti-Resonanzmessungen [Rudd] und die Beiträge zum effektiven Feld wie Anisotropien aus der Resonanzbedingung (2.8) + (2.9), kann man mit Hilfe der obigen Formel (2.10) und den realen Linienbreiten zusätzliche relative Informationen über die Qualität der Probe erhalten (vergleiche Kapitel 7.5.2). Ortsaufgelöste PM-FMR-Messungen, die wegen ihrer thermischen Modulation (Kapitel 5.3.2) das FMR-Signal nur für wenige  $\mu\text{m}$  der Probe erfassen, liefern zusätzliche Sicherheit in der Aussagefähigkeit der Linienbreitenuntersuchung (siehe Kapitel 8.3 und 9.4).

Ein Aspekt, der in dieser Gleichung (2.10) und der Resonanzbedingung (2.8) vernachlässigt ist, ist die Eindringtiefe der Mikrowellenstrahlung. Das Mikrowellenfeld ist als über die Probe homogen angenommen worden. Um diesen Ansatz zu rechtfertigen, muß man aber die Eindringtiefen der Mikrowelle in die unterschiedlichen an den Schichtsystemen beteiligten Materialien betrachten. Für die Mikrowelleneindringtiefe ist die Leitfähigkeit und die magnetische Permeabilität entscheidend.

Für die beiden nicht ferromagnetischen Materialien ist die Permeabilitätszahl  $\mu_r$  praktisch gleich eins, so daß sich für GaAs und Silber die folgende Eindringtiefe ergibt [Poole]:

$$\mathbf{d}_0 = \sqrt{\frac{2}{\mathbf{w} \mathbf{m}_0 \mathbf{s}}} \quad (2.11)$$

Mit der Leitfähigkeit  $\mathbf{s}_{Ag} = 6.21 \cdot 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$  [Kittel] und  $\omega = 2\pi \cdot 9.2 \text{ GHz}$  erhält man für Silber eine Eindringtiefe der Mikrowelle von  $d_{0,Ag} = 0.67 \mu\text{m}$ . Da die Leitfähigkeit des Halbleitersubstrates um etwa vierzehn Größenordnungen geringer ist folgt  $d_{0,GaAs} > 1 \text{ m}$ . Das Substrat von 0.5 mm Dicke beeinflußt die mögliche Eindringtiefe in die für die FMR relevanten Fe-Schichten also nicht, selbst dann nicht, wenn bei der photothermisch modulierten FMR durch die Laserlichteinstrahlung lokal Ladungsträger im Bereich von mehreren Größenordnungen erzeugt werden (siehe Kapitel 5.3.2+5.4). Dagegen kann die Mikrowelleneindringtiefe in das Silber von etwa 670 nm bei einer Ag-Pufferdicke von 150 nm nicht mehr ohne Diskussion vernachlässigt werden. Gut die Hälfte der Mikrowellenstrahlung durchdringt somit noch die Pufferschicht. Damit steht eindringende Mikrowellenstrahlung durch die verwandte Resonatortechnik (vergleiche Kapitel 4.1) nicht nur von der Vorder- sondern auch von der Rückseite für das zu unter-

suchende magnetische System zur Verfügung. Dabei können die Mikrowellenverluste durch die isolierende ZnS-Schicht und die in der Regel nur 2.0 nm dicke Ag-Deckschicht an der Probenoberseite vernachlässigt werden. Die hohe Leitfähigkeit von Silber aber auch Kupfer (guter epitaktischer Partner für fcc Co- und Fe-Filme) macht somit die Interpretation von Schichtsystemen mit mehr als drei Stapelfolgen von Fe/Ag, Fe/Cu und Co/Cu-Systemen ausgesprochen schwierig, da hierdurch die Zwischenschichttauschkopplung (siehe Kapitel 3.5) und die große Inhomogenität der Mikrowellenverteilung praktisch jede Schicht anders reagiert. Schichtsysteme mit großen Stapelfolgen, die aus Gründen der Erhöhung der Signalintensität für Verfahren wie die Röntgenstrukturanalyse oder die Neutronenstreuung günstig sind, sind für FMR-Untersuchungen nur bedingt und unter großem Aufwand geeignet.

Die Mikrowelleneindringtiefe für ein ferromagnetisches Material weicht von dem Verhalten aus (2.11) ab. Durch das Auftreten von Wirbelstromverlusten im metallisch leitenden magnetischen Eisen kommt es zu einem zusätzlichen Dämpfungsbeitrag und einer Reduzierung der Mikrowelleneindringtiefe. Fällt die Mikrowellenverteilung über die Probe ab, dann führt ein ortsabhängiger Beitrag zur Magnetisierung  $M_{(\vec{r})} = M_s + m_{(\vec{r})}$  über die Austauschwechselwirkung zu einem zusätzlichen Drehmoment auf die Probe, was sich auch in einer Verschiebung des Resonanzfeldes der FMR äußert. Dieser sogenannte Austauschleitfähigkeiteffekt oder „exchange conductivity effect“ ist ausführlich in dem Übersichtsartikel [Frait1] beschrieben. Dazu wird im effektivem Feld  $B_{eff}$  der Bewegungsgleichung (2.3)+(2.4) noch ein Austauschwechselwirkungsfeld berücksichtigt, das ein zusätzliches Drehmoment auf den Magnetisierungsvektor durch die inhomogene Magnetisierungsverteilung  $M_{(r)}$  beschreibt:

$$B_{ex,con} = -\frac{2A_{Fe}}{M^2} \bar{\nabla}^2 \bar{M} \quad (2.12)$$

mit der Austauschkonstante  $A_{Fe}$  für reines Eisen (Herleitung z.B. [Kittel2]). Berücksichtigt man diese inhomogene Magnetisierungsverteilung muß man die Bewegungsgleichung (2.3) mit den Beiträgen (2.4) + (2.12) unter Einbeziehung der Maxwell-Gleichungen für elektromagnetische Wellen und den Randbedingungen für die Grenzflächen nach Rado und Weertman [Rado2] lösen [Frait1].

Aus diesen Berechnungen folgt nach [Frait1] für die Mikrowelleneindringtiefe in einem ferromagnetischen Material:

$$\mathbf{d}_{Mag.} = \frac{\mathbf{e}\mathbf{d}_0}{Re(Z)} \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $Re(Z)$  der Realteil der Oberflächenimpedanz der magnetischen Schicht, wie man ihn aus den Maxwellschen Gleichungen — wie obenerwähnt — erhält. Für diese

Oberflächenimpedanz ergeben sich schon für einfache Beiträge zur freien Energie des Systems sehr komplexe Ausdrücke. Eine analytische Bestimmung der Resonanzlinienlagen unter Einbeziehung der elektrischen Leitfähigkeit ist daher nicht möglich. Dies erschwert die Berechnung der Resonanzlinienlagen bzw. das Anpassen einer Theoriekurve an gemessene Resonanzlinienlagen erheblich und nimmt dieser Berechnung jegliche Form von Anschaulichkeit. Daher ist die anschließende Diskussion der Fehler in der Resonanzlinienlagenbestimmung durch eine rein homogene Mikrowellenanregung (wie durch (2.8)-(2.10) beschrieben) gegenüber der Berücksichtigung des „exchange conductivity“-Effektes angebracht, zumal in [Frait2] ein Wert für diese Eindringtiefe der Mikrowellenstrahlung in Resonanz für Fe-Schichten mit  $d_{Fe} = 60 \text{ nm}$  angegeben ist.

Für den einfachen Fall einer 30 nm dicken polykristallinen Fe-Schicht erhält Frait aus seinem Ansatz unter Berücksichtigung der Eindringtiefe der Mikrowellenstrahlung eine Linienlage, die nur um 0.1 % von der Linienlage, die durch die Gleichungen (2.8) und (2.9) beschrieben ist, abweicht [Frait2]. Bedenkt man, daß alle in dieser Arbeit verwandten magnetischen Schichten dünner als diese 30 nm sind und daß im Gegensatz zum Fraitschen Ansatz die Mikrowellenstrahlung durch die Resonatortechnik von beiden Seiten in die magnetische Schicht eindringen kann, ist die Verteilung der Mikrowellenstrahlung homogener als in Fraits Beispiel. Berücksichtigt man weiterhin, daß in dieser Arbeit einkristalline Schichtsysteme untersucht werden, bei denen ein erheblich komplexerer Ansatz für die Dichte der freien Energie angenommen werden muß (siehe Kapitel 3.2), so sind Abweichungen der Linienform und Lage durch die Art der Positionierung der Probe im Resonator (vergleiche Kapitel 5) weitaus größer als der Einfluß einer geringfügig inhomogenen Mikrowellenverteilung. Des weiteren werden in dieser Arbeit in der Regel nur ganze FMR-Meßreihen untersucht, so daß sich alle Auswertungen immer auf relative Änderungen der gemessenen Resonanzlinienlagen zueinander beziehen und dadurch eine ohnehin kleine konstante Abweichung der Linienlage durch ein inhomogenes Mikrowellenfeld in der Regel vernachlässigbar wird. Diese Argumente werden auch durch eine ältere theoretische Arbeit [Rado1] und zugehörige experimentelle Ergebnisse [Prinz2] an epitaktischen  $(\bar{1}10)$ -Fe-Filmen direkt auf GaAs-Substraten bestätigt. Aus beiden Veröffentlichungen und [Rado2] geht hervor, daß für Schichtdicken unter 10.0 nm im X-Band ein Effekt der Mikrowelleneindringtiefe auf die Resonanzlinienlage nicht berücksichtigt werden muß. Die in [Rado1] gefundene Abhängigkeit der Resonanzlinienlage von einer oberflächeninduzierten nichtuniformen Präzession des Spinsystems bei epitaktischen Fe-Filmen beruht auf der  $(\bar{1}10)$ -Orientierung der Oberfläche dieser Fe-Filme in Verbindung mit der negativen Oberflächenanisotropiekonstante  $K_s$  für die dort berücksichtigten Grenzschichten. Für eine (001)-Oberfläche von Fe/Ag-Grenzschichten ergibt sich hingegen ein positives  $K_s$  (vergleiche Kapitel 7.3

und 9.3 und [Heinrich1, Gradmann]) und damit kein nichtuniformer Anregungseinfluß. Nähere Erläuterungen zur Oberflächenanisotropie folgen in Kapitel 3.2.2.

Dieser Abschnitt behandelte die allgemeinste Form der ferromagnetischen Resonanzbedingung für die Präzession eines Magnetisierungsvektors in einem einkristallinen homogenen Material. In dieser Arbeit werden aber auch Schichtsysteme mit zwei teilweise unterschiedlichen magnetischen Schichten untersucht. Deshalb wird im Kapitel 3.6 — nachdem der Begriff der Zwischenschichtaustauschkopplung geklärt worden ist — kurz die Herleitung einer Resonanzbedingung umrissen, die die FMR zweier ferromagnetischer Schichten wiedergibt, die über eine nichtmagnetische Zwischenschicht gekoppelt sind.

### 3 Magnetische Eigenschaften dünner epitaktischer Schichten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den magnetischen Eigenschaften dünner Fe-Filme und behandelt ihren Beitrag zum effektiven Magnetfeld  $\vec{B}_{\text{eff}}$  der ferromagnetischen Resonanz. Wie im letzten Kapitel verdeutlicht wurde, ist für die Beschreibung der FMR eine genaue Kenntnis der inneren freien Energie des betrachteten Materials erforderlich.

Unterhalb einer spontanen Ordnungstemperatur  $T_c$  kommt es durch die Wechselwirkung magnetischer Momente untereinander zu permanentmagnetischem Verhalten (Ferromagnetismus, Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus). Die vier wichtigsten dieser Wechselwirkungen (WW) sind: die Austausch-WW, die Dipol-Dipol WW, die Spin-Bahn WW und die Spin-Gitter WW. Maßgeblich für das Entstehen der magnetischen Ordnung ist die Austausch-WW, die auf dem Pauli-Prinzip beruht. Die Dipol-Dipol WW und die Spin-Bahn WW, die zwei bis fünf Größenordnungen kleiner sind als die Austausch WW, sind für die magnetische Anisotropie verantwortlich. Der Vollständigkeit halber ist hier auch die Spin-Gitter WW erwähnt, die weitgehend die Relaxationsprozesse ausmacht.

Der Begriff der Anisotropie steht bei einem ferromagnetischen Material ganz allgemein dafür, daß die Magnetisierung in der Regel eine bevorzugte Orientierung aufweist. Die magnetische Anisotropie hat eine Schlüsselfunktion für die Anwendung magnetischer Materialien. Überall da, wo die Magnetisierung in einer bestimmten Orientierung vorliegen muß, ist die Klärung der Anisotropiebeiträge entscheidende Grundvoraussetzung für reproduzierbare Ergebnisse z.B. bei Permanentmagneten, magnetischen Bändern oder magneto-optischen Speichermedien. Die Anisotropieenergie, die notwendig ist, um von einer leichten Magnetisierungsrichtung in eine schwere zu gelangen, beruht, wie oben schon erwähnt, auf zwei fundamentalen mikroskopischen Wechselwirkungen: der Dipol-Dipol WW und der Spin-Orbit-Kopplung. Quantenmechanisch betrachtet sind dies zwei relativistische Korrekturen zum Hamiltonoperator des Spinsystems, die die Rotationsinvarianz der Spinquantisierungsachsen aufheben. Im weiteren werden die für die untersuchten Schichten relevanten Anisotropiebeiträge phänomenologisch auf einer makroskopischen Skala unter besonderer Berücksichtigung von Symmetrieverlegungen betrachtet.

Alle in dieser Arbeit verwandten Proben weisen dieselbe kubische Symmetrie auf (vergleiche Kapitel 6.1). Abb. 3-1 zeigt das Koordinatensystem, das im folgenden für alle mathematischen Beschreibungen zugrunde liegt und die Lage der Probe zu diesen Koordinaten festlegt. Zukünftig werden alle Winkel, die die Gleichgewichtslage der

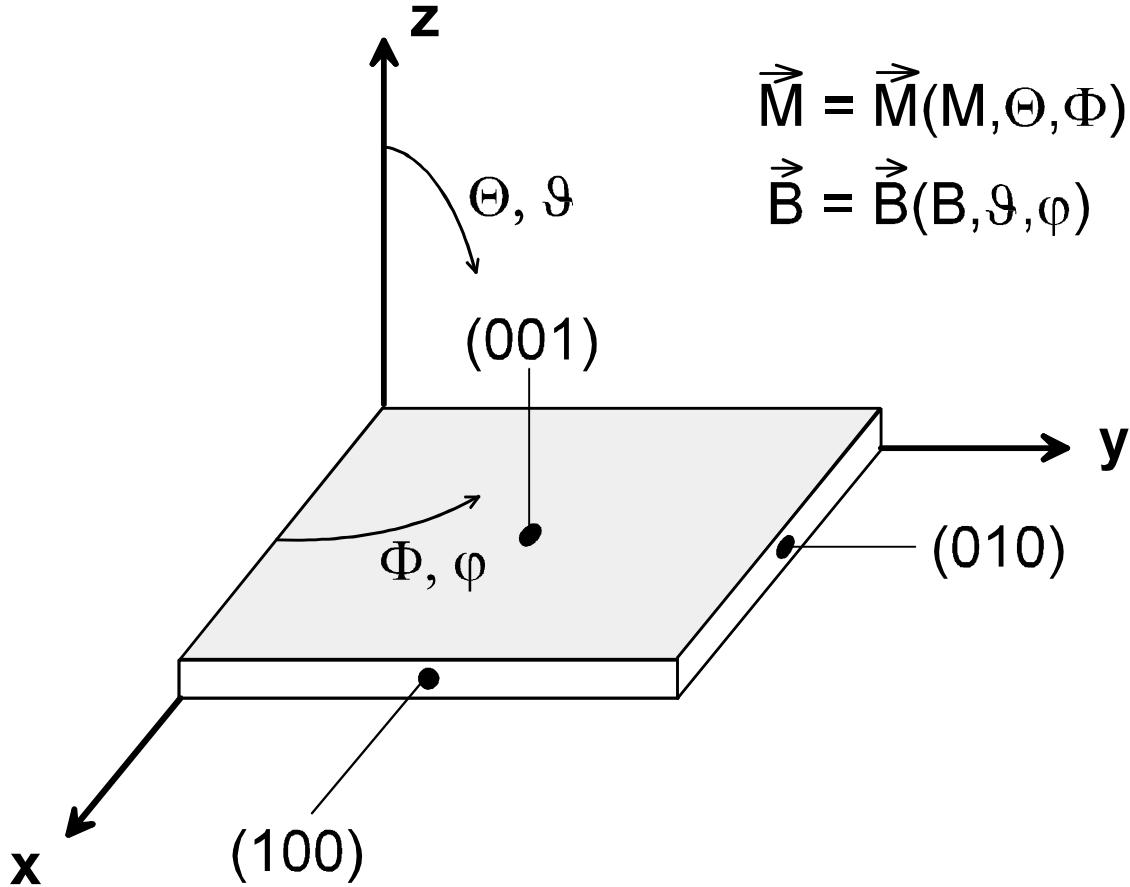


Abb. 3-1: Symmetrie der untersuchten Proben

Magnetisierung beschreiben, mit großen Buchstaben dargestellt und alle Winkel des äußeren Magnetfeldes mit kleinen Buchstaben.

Die freie Energie des Systems, die die Beiträge zum effektiven Magnetfeld der FMR beschreibt, kann man für Dünnschichtsysteme in vier Hauptbeiträge unterteilen:

$$F = F_{Zee} + F_{dem} + F_{ani} + F_{coup} \quad (3.1)$$

1. Der Zeeman-Anteil an der freien Energie  $F_{Zee}$  wird durch das externe Magnetfeld (vergleiche Kapitel 2.2) hervorgerufen.
2. Der Entmagnetisierungsanteil  $F_{dem}$  spielt bei der stark eingeschränkten dritten Dimension eines Schichtsystems eine herausragende Rolle.
3. Der Anisotropiebeitrag  $F_{ani}$  der einzelnen einkristallinen magnetischen Schichten dient hier nur als Oberbegriff für die in Kapitel 3.2 aufgeführten Beiträge Kristallanisotropie, Oberflächenanisotropie und Verspannungsanisotropie.
4. Die Zwischenschichtaustauschkopplung  $F_{coup}$  stellt einen speziellen Beitrag zur freien Energie der Dreifachschichtsysteme dar und wird deshalb separat behandelt.

Die drei letzten Beiträge werden in den folgenden Abschnitten 3.1, 3.2 und 3.5 einzeln ausführlicher beschrieben. Die Abschnitte 3.3.1 und 3.5 zeigen jeweils explizit die freie Energie für eine (001)-Fe-Einzelschicht bzw. für ein austauschgekoppeltes Schichtsystem. Abschnitt 3.6 beinhaltet die Besonderheiten der ferromagnetischen Resonanzbedingung für die Beschreibung der austauschgekoppelten Schichtsysteme dieser Arbeit.

### 3.1 Entmagnetisierungsfeld einer dünnen Schicht

Der wesentliche Anisotropiebeitrag, der von der langreichweiten mit  $1/r^3$  abfallenden Dipol-Dipol WW hervorgerufen wird, ist die sogenannte Entmagnetisierungsanisotropie. An der Grenzfläche eines magnetischen Körpers entsteht durch den magnetostatischen Hauptsatz  $\vec{\nabla} \bullet \vec{B} = 0$  eine fiktive Oberflächenpolarisierung. Es ergibt sich unter der Annahme einer homogenen Magnetisierung  $\vec{M}$  das Entmagnetisierungsfeld

$$\vec{B}_{dem} = \underline{\underline{N}} \cdot \mathbf{m}_0 \vec{M} \quad (3.2)$$

wobei  $\underline{\underline{N}}$  den Entmagnetierungstensor darstellt. Dieser hat allerdings für eine dünne Scheibe nur eine  $N_{zz}$ -Komponente. Da die Spur dieses Tensors 1 ergeben muß, ist  $N_{zz} = 1$ . Damit ist das Entmagnetisierungsfeld einer dünnen Schicht übertragen in Polarkoordinaten nach Abb. 3-1

$$B_{dem}^z = \mathbf{m}_0 \cos Q \cdot M \quad (3.3)$$

Der daraus entstehende Anteil der freien Energiedichte ist dann:

$$F_{dem} = \vec{M} \bullet \underline{\underline{N}} \cdot \mathbf{m}_0 \vec{M} \quad (3.4)$$

Diesem Ausdruck (3.4) zur Folge, favorisiert der Entmagnetisierungsbeitrag zur freien Energie eine „in-plane“-Orientierung ( $Q = 90^\circ$ ) der Magnetisierung und keine senkrechte Orientierung. Der Beitrag, so wie er hier dargestellt ist, zeigt keine Schichtdickenabhängigkeit. Dies ist für ultra-dünne Schichten aber nicht korrekt.

In diesem Fall sollte die magnetische Schicht nicht mehr als Kontinuum angesehen werden, so daß das Entmagnetisierungsfeld nicht mehr nur durch (3.2) gegeben ist, sondern sollte als Kollektion diskreter magnetischer Dipole in einem regelmäßigen Gitter betrachtet werden. Dieser kristalline Beitrag der Dipol-Dipol WW nimmt etwa mit der Ordnung  $(1/r^5)$  ab [Jackson]. Dies hat zur Folge, daß am Rande einer Schicht die oberen Atomlagen in Abhängigkeit der Oberflächensymmetrie des entsprechenden Kristalls eine erheblich kleinere dipolare Anisotropie erfahren als im Inneren einer Schicht. Eine allgemeine Behandlung dieses Umstandes ist in [Benson] gegeben. Bei einer ultradünnen Schicht kann man diesen Effekt durch eine Absenkung des Entmagnetisierungs-

feldes berücksichtigen. Es ergibt sich für eine bcc (001) Fe-Oberfläche ein gemittelter Entmagnetisierungsfaktor [Heinrich3]

$$N_{zz} = 1 - \frac{0.4245}{x} \quad (3.5)$$

mit  $x$  = Anzahl der Atomlagen.

Der Korrekturfaktor ist gerade für die in dieser Arbeit verwandten bcc (001)-Oberflächen besonders groß und wird daher bei besonders dünnen Fe-Einzelfilmen in der Auswertung der Meßergebnisse berücksichtigt.

## 3.2 Anisotropie eines einkristallinen ferromagnetischen Films

In diesem Abschnitt werden die Anisotropiebeiträge behandelt, die für die spätere Interpretation der FMR-Meßergebnisse von einkristallinen Fe-Einzelfilmen benötigt werden. Die Einführung und Diskussion der Anisotropien wird weitgehend phänomenologisch von Symmetrieverlegungen ausgehend betrachtet. Es werden jeweils nur kurz die mikroskopischen Ursachen der Anisotropien angesprochen.

### 3.2.1 Kristallanisotropie

Die hauptsächliche Ursache für die Kristallanisotropie (auch magnetokristalline Anisotropie genannt) ist die Spin-Bahn WW. Prinzipiell liefern auch die Austauschwechselwirkung und die Dipol-Dipol WW, wie im letzten Abschnitt angedeutet, einen kleinen magnetokristallinen Beitrag. Der Anteil der Austauschwechselwirkung kann zudem nur isotrop sein, da die WW vom Skalarprodukt der Spinvektoren abhängt, somit also unabhängig von der Orientierung des Spins zum Gitter ist. Der Teil, den die Dipol-Dipol WW zur magnetokristallinen Anisotropie im Volumen beisteuern kann, hebt sich gerade bei kubischen Kristallen aus Symmetriegründen heraus.

Als historischer Ausgangspunkt für die theoretische Behandlung der magnetokristallinen Anisotropie kann das Modell der Paar-WW lokalisierte magnetische Momente von van Vleck [Vleck] betrachtet werden. Auf diesem baut das Modell von Néel [Néel] für die Oberflächenanisotropie auf, das im nächsten Absatz behandelt wird. Modernere Theorien berücksichtigen die Beweglichkeit der Elektronen in metallischen Festkörpern und beruhen auf Bandstrukturrechnungen. Die ersten Rechnungen dieser Art an Eisen wurden von Connolly noch ohne relativistische Anteile 1968 durchgeführt [Connolly]. Relativistische Berechnungen, die die Spin-Bahn-Kopplung als Störung mit einbeziehen, sind äußerst komplex. Die Übereinstimmung dieser Theorien mit den experimentellen Ergebnissen, aber auch der Theorien untereinander, ist noch nicht befriedigend [Daalderop]. Diese „first principles“-Rechnungen sind auch für dünne bcc Fe-Filme und

Fe-Filme auf (001)-Ag ausgeführt worden [Gay]. Die Autoren Gay und Richter kommen aber selbst zu dem Schluß, daß eine theoretische Vorhersage des speziellen Verhaltens der magnetokristallinen Anisotropie in dünnen Schichten erst dann gelingen wird, wenn dies für das Bulk-Material geschehen ist.

Wenn man nun voraussetzt, daß die Kristallanisotropie von der lokalen Umgebung der Momente geformt wird, kann man für die phänomenologische Beschreibung davon ausgehen, daß ihre mathematische Form mit der Symmetrie der lokalen Umgebung übereinstimmt. Als die gebräuchlichste Art der Darstellung der kubischen Kristallanisotropie hat sich die Schreibweise in Potenzen der sogenannten Richtungskosinusse  $\mathbf{a}_i$  der Magnetisierung bezüglich der Kristallachsen erwiesen:

$$F_{cub} = K_1 (\mathbf{a}_1^2 \mathbf{a}_2^2 + \mathbf{a}_2^2 \mathbf{a}_3^2 + \mathbf{a}_3^2 \mathbf{a}_1^2) + K_2 \mathbf{a}_1^2 \mathbf{a}_2^2 \mathbf{a}_3^2 ; \mathbf{a}_i = \frac{\mathbf{M}_i}{\mathbf{M}} \quad (3.6)$$

mit  $M_i$  als Projektion der Magnetisierung auf die i-te Kristallachse und  $K_1$  und  $K_2$  als kubische Anisotropiekonstanten.

Dabei ist zu beachten, daß in dieser Darstellung schon berücksichtigt ist, daß in der kubischen Symmetrie die Terme 2. Ordnung in  $\mathbf{a}_i$  herausfallen. D.h. andere Symmetrien wie z.B. die hcp-Struktur von Kobalt weisen schon niedrigere Ordnungen der  $\mathbf{a}_i$  auf. Daher sind die Bezeichnungen der Kristallanisotropiekonstanten nicht an die Ordnung der Symmetrie gebunden. Sie folgen der Ordnung der auftretenden Terme der  $\mathbf{a}_i$ . Für das Fe-System ist die erste Ordnung Kristallanisotropie schon die 4. Ordnung der Richtungskosinusse;  $K_2$  gar die 6. Ordnung. Trotzdem macht es die extrem hohe Empfindlichkeit der FMR-Messungen bezüglich Anisotropien (Kapitel 2.2) und die geringe Liniendicke bei den Fe-Filmen erforderlich, die zweite Kristallanisotropiekonstante bei der Auswertung zu berücksichtigen (Kapitel 7).

Für die spätere Übertragbarkeit und Anschaulichkeit der Gleichung (3.6) wird sie an dieser Stelle in das Kugelkoordinatensystem aus Abb. 3-1 transformiert.

$$F_{cub} = \frac{1}{4} K_1 (\sin^2(2Q) + \sin^4 Q \sin^2(2F)) + \frac{1}{16} K_2 \sin^2 Q \sin^2(2Q) \sin^2(2F) \quad (3.7)$$

Da die Kristallanisotropie bei der späteren Auswertung der FMR-Ergebnisse zumindest in der Filmebene den prägenden Anisotropiebeitrag bildet, wird in Abb. 3-2 der Einfluß der Kristallanisotropieenergie auf eine isotrope freie Energieoberfläche dargestellt. In den Teilen a) und b) ist die Kristallanisotropiekonstante  $K_1$  als positiv angenommen worden, wie dies für bcc Fe-Material der Fall ist. Abb. 3-2 b) veranschaulicht durch einen Schnitt in der (001)-Ebene die Energieverteilung in dieser Ebene. Auf die explizite Form der Oberfläche der freien Energie aller in diesem Kapitel beschriebenen

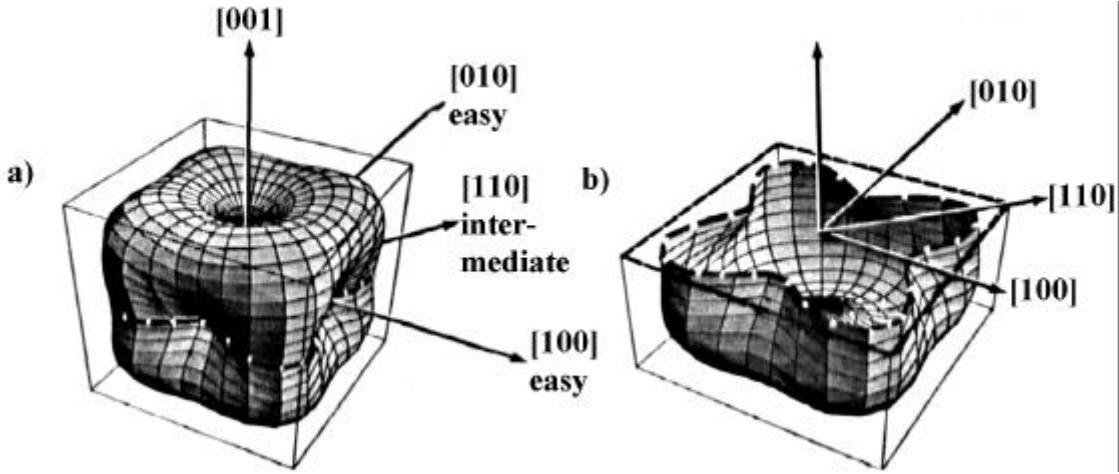


Abb. 3-2: Einfluß der Kristallanisotropie für bcc Eisen mit  $K_I > 0$  auf eine kugelförmige Energieoberfläche (z.B. der Zeeman Energieanteil der FMR) [Prinz1]  
Die gestrichelte Linie in Teil a) und b) indiziert die Schnittfläche mit der (001)-Ebene. Teil b) verdeutlicht den vierzähligen Charakter der Kristallanisotropie.

Anisotropiebeiträge geht Abschnitt 3.3.1 ein. Für den einfachen Fall in Abb. 3-2 zeigt sich die erwartete vierzählige Anisotropie. Mit den eingezeichneten Kristallrichtungen in Abb. 3-2 a) lassen sich die leichte (100), die mittelschwere (110) und die schwere Richtung (111) für die Magnetisierung in einem Fe-Einkristall festlegen. In Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes werden sich also Domänen im Fe-Bulkmaterial entlang der leichten (100)-Richtung bzw. dazu äquivalenter Richtungen ausbilden und der Kristall kann ein resultierendes magnetisches Moment besitzen.

### 3.2.2 Oberflächenanisotropie

Das erste grundlegende Modell eines Anisotropiebeitrages durch die Oberfläche eines magnetischen Materials wurde von Néel entwickelt [Néel]. Es beruht wie das Modell von van Vleck (Kapitel 3.2.1) auf der Paarwechselwirkung lokalisierter Momente. Durch die Reduzierung der Symmetrie eines magnetischen Kristalls an der Oberfläche kommt es dort zu einer geänderten magnetischen Anisotropie, die deutlich von der des Bulkmaterials abweicht. Man kann die Abweichung dieser Anisotropien durch den Symmetriebruch an der Oberfläche mit dem folgenden Beitrag zur freien Energie beschreiben

$$F_{sur} = \frac{1}{d} \left[ K_{s_1} \sin^2 \mathbf{Q} + (K_{s_2} + K'_{s_2} \cos(4\mathbf{F})) \sin^4 \mathbf{Q} \right]. \quad (3.8)$$

Dabei spiegeln die Oberflächenanisotropiekonstanten  $K_{s_i}$  jeweils die Änderungen zur gleichen Ordnung der Kristallanisotropie (Kapitel 3.2.1) wider. Da in diesem Abschnitt 3.2 durchgehend die freie Energie pro Volumeneinheit angegeben ist, kommt der Faktor

$1/d$  für eine ebene Oberfläche des magnetischen Materials zustande ( $d$  steht hier für die Schichtdicke des dünnen Films). In den in Kapitel 7 ausgewerteten Messungen spielt bei der Interpretation der Ergebnisse die zweite Ordnung der Oberflächenanisotropie auf Grund der großen in dieser Arbeit untersuchten Schichtdicken der Fe-Filme nur noch bei den beiden dünnen Fe-Einzelfilmen (2.0 nm, 2.5 nm) eine Rolle und dort kann dieser Beitrag nicht von der ebenfalls vierzähligen Kristallanisotropie getrennt werden (vergleiche letzter Abschnitt). Für den Fe-Keil und die zwischenschichttauschgekoppelten Schichtsysteme kann die zweite Ordnung der Oberflächenanisotropie im Rahmen des Meßfehlers vernachlässigt werden (siehe Diskussion in Kapitel 11). Daher wird im folgenden allgemein  $K_{s_1} \equiv K_s$  betrachtet. Diese erste Ordnung der Oberflächenanisotropie bildet bei dünnen Schichten nur einen Beitrag zur senkrechten Anisotropie und ist in der Filmebene isotrop. Dieser konstante Beitrag in der Probenebene kann allerdings bei den FMR-Messungen in der Ebene die Resonanzlinienlage je nach Schichtdicke deutlich beeinflussen. Dadurch kann diese schichtdickenabhängige Anisotropie sehr einfach vom Beitrag der Formanisotropie mit gleicher Winkelabhängigkeit getrennt werden, wenn man unterschiedlich dicke Fe-Filme untersucht (vergleiche Kapitel 7), oder wenn man ortsaufgelöste PM-FMR Messungen an einer Fe-Keilschicht durchführt (siehe Kapitel 9.2).

Dieses Modell der Paar-WW lokalisierter Momente gibt bei einer Abschätzung für  $K_s$  sogar die richtige Größenordnung (ca.  $1 \text{ mJ/m}^2$ ) im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten für Eisen an (Überblick über experimentelle Werte bei [Heinrich1, Gradmann] vergleiche Kapitel 9.3). Obwohl dieses Modell auch für das anschauliche Verständnis des Einflusses der Rauigkeit und der Interdiffusion an Grenzschichten als Beiträge der realen Oberflächenanisotropie wichtig ist (Kapitel 9.3), steht es eigentlich in fundamentalem Widerspruch zum tatsächlichen Verhalten. Man kann z.B. die Abhängigkeit von  $K_s$  von einer nichtmagnetischen Deckschicht wie Ag auf einem Fe-Film nach der Néelschen Theorie nicht angeben. Für das Verständnis und die Abschätzung dieser Größen geht man auch hier wie bei der magnetokristallinen Anisotropie zu einem Bandstrukturmodell beweglicher Elektronen über. Die Symmetrie und Lage der Spin-Bahn-Aufspaltung der einzelnen Zustände zur Fermioberfläche ist hierfür von entscheidender Bedeutung [Gay]. Obwohl diese „first-principles“ Bandstrukturmodelle dem eigentlichen Verhalten der Spins erheblich näher kommen als die alten Modelle, ist eine quantitative Erklärung gemessener Oberflächenanisotropien noch nicht möglich.

Der bisher betrachtete Anteil der Oberflächenanisotropie bezog sich auf eine ideal glatte Oberfläche. Dies ist aber bei realen Schichtsystemen nicht der Fall. Bruno hat ausgehend von einem Ansatz ähnlich dem von Néel (Oberflächenatome haben eine asymmetrische Umgebung) einen zusätzlichen Anisotropiebeitrag der Rauigkeit zur

Oberflächenanisotropie hergeleitet [Bruno1]. Dieser Beitrag führt im wesentlichen zu einer Reduzierung der Oberflächenanisotropiekonstanten, was von Bruno z. B. durch das folgende Symmetrieargument begründet wird: am Rande einer Oberflächenterrasse fehlen dem Stufenatom auch in der Filmebene nächste Nachbarn, womit der „asymmetrische Charakter“ im Vergleich zu Atomen aus der Terrassenmitte wieder reduziert wird. Es ergibt sich als Abschätzung für die Reduzierung der Oberflächenanisotropiekonstante [Chappert]:

$$\frac{\Delta K_s}{K_s} = -\frac{2s}{x} \quad (3.9)$$

mit  $s$  = Rauigkeit und  $x$  = mittlere Terrassenbreite.

Aus den Charakterisierungsdaten Kapitel 6.3 ergeben sich als typische Oberflächendaten für einen Fe-Film eine mittlere Abweichung von der ideal glatten Oberfläche von  $s \approx 0.28$  nm senkrecht zum Film und eine mittlere Terrassenbreite von  $x \approx 13.5$  nm. Schätzt man mit diesen Werten den Beitrag der Oberflächenrauhigkeit zur Oberflächenanisotropie ab, so zeigt sich, daß die Oberflächenanisotropiekonstante um etwa 4.1% reduziert wird (vergleiche Kapitel 7.3, 9.3 und 10). Für Schichten mit einer größeren Rauigkeit kann diese Reduzierung erheblich größer ausfallen, was einen Vergleich von Oberflächenanisotropiedaten weiter erschwert.

Der Einfluß der Rauigkeit auf die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenanisotropie kann beim Fe/Ag-Schichtsystem als gering angesehen werden, da Eisen und Silber auch bei Temperaturen deutlich über Raumtemperatur weder zur Durchmischung noch zur Legierung neigen (z.B. [Neubauer]). Die Probencharakterisierung bestätigt, daß sich die Oberflächenbeschaffenheit von 100 K bis 570 K nicht ändert [Wolf2]. Diese Erkenntnis wird auch durch die temperaturabhängigen FMR-Untersuchungen an einer Fe-Keilschicht bestätigt (Kapitel 9.5). Sie kann auch dazu genutzt werden mittels temperaturabhängiger FMR-Messungen selbst an einer Fe/Ag-Probe mit konstanter Schichtdicke den Beitrag der Formanisotropie (bei Eisen im angegebenen Temperaturbereich nur sehr gering temperaturabhängig) in einem gewissen Grad von der Oberflächenanisotropie zu trennen (Kapitel 7.4 und 10).

### 3.2.3 Verspannungsanisotropien und Versetzungen

Verspannungsanisotropien können in magnetischen einkristallinen dünnen Schichten die unterschiedlichsten Ursachen haben. Die wichtigsten dieser möglichen Verspannungen in einkristallinen (001) bcc Fe-Filmen werden im Anschluß an die allgemeine Formulierung des Beitrags zur freien Energie diskutiert.

Die Entwicklung des magnetoelastischen Anisotropiebeitrages bis zur ersten nicht verschwindenden Ordnung in den Richtungskosinussen  $\mathbf{a}_i$  lautet für kubische Symmetrie:

$$F_{mag.elas.} = B_1(x_{11}\mathbf{a}_1^2 + x_{22}\mathbf{a}_2^2 + x_{33}\mathbf{a}_3^2) + B_2(x_{12}\mathbf{a}_1\mathbf{a}_2 + x_{23}\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3 + x_{13}\mathbf{a}_1\mathbf{a}_3). \quad (3.10)$$

Hierbei sind die  $x_{ij}$  die Komponenten des Verspannungstensors bezüglich der Richtungen i, j (vergleiche Abb. 3-1), für  $i = j$  handelt es sich um Dehnungen, für  $i \neq j$  um Torsionen.  $B_1 = -3.44 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$  und  $B_2 = 7.62 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$  sind die magnetoelastischen Konstanten [Chikazumi].

Wie Gleichung (3.10) verdeutlicht, fallen im Gegensatz zur kubischen Kristallanisotropie die Terme zweiter Ordnung in  $\mathbf{a}_i$  nicht weg. Daher können einfache Verspannungen zu uniachsialen Anisotropiebeiträgen führen, die mittels FMR nachgewiesen werden können. Tritt eine solche Anisotropie auf, kann man diese dann phänomenologisch zunächst wie folgt beschreiben:

$$F_{un} = K_u \sin^2 \mathbf{Q} \cos^2(\mathbf{F} - \mathbf{b}) \quad (3.11)$$

$\mathbf{b}$  ist der Winkel zwischen der [100]-Kristallachse und der schweren Richtung der Magnetisierung in der Probenebene bezüglich der uniachsialen Anisotropie (vergleiche Abb. 3-1).

Liegt die uniachsiale Anisotropie senkrecht zur Schicht ist  $\cos^2(\mathbf{F} - \mathbf{b}) = 1$ . Der Anisotropiebeitrag ist somit für die winkelabhängige FMR nicht mehr von der Oberflächenanisotropie und der Formanisotropie zu unterscheiden. Ein solcher Anisotropiebeitrag wird durch eine isotrope Verspannung in der Probenebene hervorgerufen und ist bei einkristallinem Probenmaterial durch die Kristallstruktur äußerst selten. Bei kubischen Kristallschichten in (001)-Orientierung würde sich ein isotroper Druck oder Zug in der Probenebene in einer zusätzlichen vierzähligen Anisotropie in dieser Ebene auswirken [Heinrich4], die mit der Kristallanisotropie konkurriert. Ist ein solcher Anisotropiebeitrag klein, ist er für die FMR in der Probenebene von der Kristallanisotropie nicht zu unterscheiden und wird senkrecht zur Schicht vom Entmagnetisierungsfeld, das mehr als eine Größenordnung größer ist, überlagert. Eine kleine Verzerrung, z.B. hervorgerufen durch das epitaktische Wachstum des Eisens auf dem Silber, wird also zu etwas größeren Werten für  $K_u/M$  führen. Dies wird bei der Diskussion der Meßergebnisse in Kapitel 7.3 berücksichtigt.

Weitere mögliche Ursachen für uniachsiale Anisotropiebeiträge sind immer in speziellen Präparationsbedingungen zu suchen, wenn sie nicht bewußt durch gezielte Manipulation der Probe während der Messung hervorgerufen werden. So ist bei der Herstellung magnetischer Schichten immer darauf zu achten, daß am Probenort keine magneti-

schen Streufelder vorliegen, die z.B. durch Substratheizungen und zu nah angebrachte Elektronenstrahlverdampferquellen oder RHEED-Quellen hervorgerufen werden. Solche Streufelder sind in UHV-Anlagen nur sehr schwer nachträglich nachzuweisen. Werden bei der Präparation die einzelnen Materialressourcen unter einem zu großen Winkel zur Substratnormalen angebracht, kann es zu Abschattungseffekten kommen, wie dies in [Knorr] für eine allerdings polykristalline Fe-Schicht beschrieben ist und durch Elektronenmikroskopie in [Smith] belegt ist.

Das jeweils an die magnetische Schicht anschließende Material kann durch das epitaktische Wachstum zu Verspannungen führen (siehe Kapitel 6). Dabei hängt es von der Kristallorientierung der Grenzfläche und der Übereinstimmung der Gitterparameter ab, wie die Verspannung orientiert ist. Im vorliegenden Fall der kubischen (001)-Oberflächen ist sowohl bei GaAs als auch bei Silber von einer gleichmäßigen Verzerrung des Eisens auszugehen, wie dies im vorletzten Absatz angedeutet wurde. Bei sehr dünnen Schichten muß daher eine tetragonale Verzerrung des Eisens senkrecht zur Schicht angenommen werden [Heinrich4]. Die Auswertung der winkelabhängigen FMR-Ergebnisse zeigt aber, daß eine Berücksichtigung dieses Effektes ab einer Schichtdicke von ca. 3.0 nm bzw. 20 ML nicht mehr erforderlich ist (Kapitel 7.3).

Eine weitere mögliche Ursache für eine uniachsiale Verspannung am Übergang von einer (001)-Ag-Oberfläche zu einem (001)-Fe-Film ist eine Verzerrung des Fe-Films durch eine Versetzung der ersten beiden Atomlagen des Eisens an einer monoatomaren

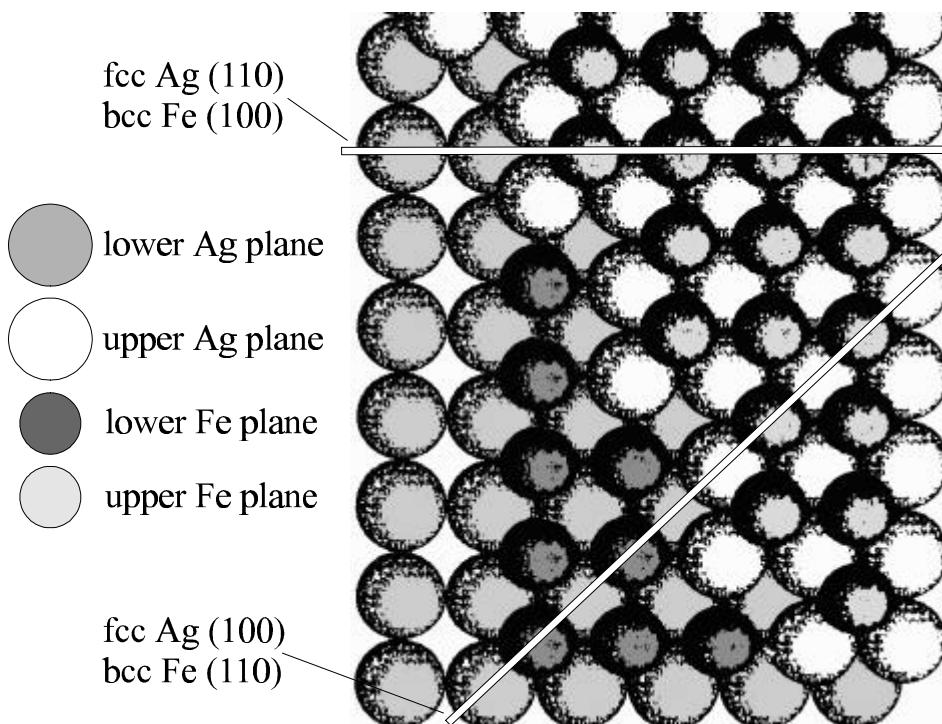


Abb. 3-3: Modell der Bedeckung einer (001)-Ag-Oberfläche mit Stufenkante zum Eisen

Stufe der Ag-Unterschicht (Abb. 3-3). Die Verzerrung führt zu einer uniachsialen Anisotropie entlang der [110]- oder  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Orientierung je nach vorkommender Terrassenkante des Silbers [Heinrich3]. Eine ausgeprägte Auszeichnung der Anisotropierichtung entlang einer der beiden mittelschweren Kristallrichtungen des Eisens erhält man aber nur bei der Verwendung eines Ag-Einkristalles als Substrat. Selbst Ag-Einkristalloberflächen hervorragender Qualität und Präparation haben keine ideale (001)-Oberfläche, sondern eine gewisse Terrassenstruktur, so daß ihre eigentliche Schichtnormale parallel zu einer Orientierung wie z.B. [1,1,100] liegt. Die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme mit Ag-Pufferschicht haben keine spezielle Ausrichtung ihrer Monolagenrauhigkeit, obwohl diese auch von der Terrassenbreite her in vergleichbarer Größe wie sehr gute Ag-Einkristallsubstrate liegen (Kapitel 6.3.3 und [Wolf2]). Durch das starke Ausheizen des GaAs-Substrates hoher Qualität vor dem Aufdampfprozeß und durch den extrem dicken ausgeheilten Ag-Puffer auf der Fe-Keimschicht (vergleiche Kapitel 6.1) sind die Terrassenstufen in ihrer Ausrichtung entlang der leichten Richtungen annähernd statistisch verteilt, wodurch sich die beiden möglichen uniachsialen Anisotropien weitgehend herausmitteln (Kapitel 7.2 und 9.3).

Experimentelle Untersuchungen an Fe-Filmen auf GaAs zeigen allerdings eine uniachsiale Anisotropie entlang einer mittelschweren Kristallachse in der Probenebene (vergleiche Kapitel 7 und [Prinz1]). Die Herkunft dieser uniachsialen Anisotropie liegt an der Zinkblende-Struktur des GaAs. Beide Komponenten sowohl das Gallium als auch das Arsen haben eine vierzählige Symmetrie der Atompositionen an der Oberfläche. Die Bindungssorbitale beider Materialien haben aber eine zweizählige Symmetrie entlang der [110]-Orientierung für das Gallium und entlang der  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Orientierung senkrecht dazu bezüglich des Arsens. Dies führt zu einer zusätzlichen Verzerrung des Eisens entlang des jeweils obenliegenden Untergitters des GaAs.

Durch den Effekt der Gitterfehlanpassung kann es neben der im letzten Absatz behandelten Verspannungsanisotropie zu sogenannten Gitterversetzungsebenen kommen. Ein Kristall, der mit einer bestimmten Fehlanpassung auf einem Untergrundmaterial aufwächst, wird versuchen z. B. durch Versetzungen zu relaxieren. [Franck, Merwe]. Das Eisen wächst auf Grund seiner geringen Fehlanpassung von 0.7 % lange Zeit pseudomorph auf dem Silber auf. Die Abschätzung einer Schichtdicke  $d_{krit.}$ , ab der es im Eisen zu Versetzungen kommt, kann nach einer Rechnung, wie sie z.B. in [Chappert] zu finden ist, durchgeführt werden und ist im zugehörigen Kapitel 9.3 bei der Auswertung der Fe-Keilschicht berücksichtigt. Grundlage dieser Rechnung ist eine Minimierung der Verspannungsenergie nach dem Hook'schen Gesetz und der Versetzungsenergie nach [Franck].  $d_{krit.}$  beträgt etwa 5 nm. Danach kommt es zu Versetzungen im Eisen, die die Gitterfehlanpassung ausgleichen.

### 3.3 Meßbare Parameter eines (001)-Fe-Einzelfilms

Nachdem im letzten Unterkapitel 3.2 alle wesentlichen Beiträge zur Anisotropie eines Fe-Einzelfilms vorgestellt worden sind, werden diese im Abschnitt 3.3.1 zusammengeführt und die resultierende freie Energie eines Fe-Einzelfilms diskutiert. An Hand der Abhängigkeit der Mikrowellenfrequenz vom externen Magnetfeld lassen sich die Besonderheiten der FMR-Untersuchungen an Fe-Filmen im X-Band sehr gut beschreiben. Darauf aufbauend werden die im Experiment bestimmbarer magnetischen Parameter erläutert.

Um ein besseres Verständnis für die in den folgenden Kapiteln immer wieder benötigte und diskutierte Gleichgewichtslage der Magnetisierung zu geben, behandelt Abschnitt 3.3.2 den Spezialfall der Gleichgewichtslage eines (001)-Fe-Films für eine Drehung des externen Magnetfeldes in der Probenebene.

Abschnitt 3.3.3 erklärt dann anschließend die grundlegenden Aspekte der intrinsischen Resonanzlinienbreite, so wie sie sich aus der Gleichung (2.10) in Kapitel 2.2 ergibt. Besonderer Wert wird dabei unter Berücksichtigung der speziellen Gleichgewichtslage der Magnetisierung auf die Abhängigkeit der Resonanzlinienbreite von der Mikrowellenfrequenz gelegt. Die meßbare Resonanzlinienbreite im X-Band wird dann in Kapitel 5.3.1 wieder aufgegriffen, wenn die eigentliche FMR-Meßgröße die Hochfrequenzsuszeptibilität für explizite Anordnungen der Probe in einem Resonator mit linear polarisierter Mikrowellenstrahlung behandelt wird. Dort werden dann auch die Unterschiede zwischen den sich aus diesen verschiedenen Resonatoranordnungen ergebenden Linienbreiten diskutiert.

#### 3.3.1 Freie Energiedichte eines (001)-Fe-Einzelfilms

Nimmt man alle Beiträge zur freien Energie eines einzelnen Fe-Films aus Kapitel 3.2 zusammen, erhält man für die freie Energie des Systems den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 F &= F_{Zee} + F_{dem} + F_{ani} \\
 &= -M B (\cos(\mathbf{F} - \mathbf{j}) \sin Q \sin J + \cos J \cos Q) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \mathbf{m}_0 M^2 \cos^2 Q \\
 &\quad + \frac{2K_s}{d} \sin^2 Q \\
 &\quad + K_u \sin^2 Q \cos^2(\mathbf{F} - \mathbf{b}) \\
 &\quad + \frac{1}{4} K_1 (\sin^2(2Q) + \sin^4 Q \sin^2(2F)) + \frac{1}{16} K_2 \sin^2 Q \sin^2(2Q) \sin^2(2F)
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Der Zeeman-Anteil aus (2.7) ist hier ebenfalls in den Polarkoordinaten analog zu Abb. 3-1 angegeben. Für die Oberflächenanisotropie ist angenommen worden, daß beide

Oberflächen des Fe-Films gleich sind, was für die Fe-Einzelschichten dieser Arbeit auch zutrifft.

Die Anisotropiebeiträge sind hier so angeordnet, daß man gewisse Übereinstimmungen in den Symmetrien erkennen kann. Die Beiträge des Entmagnetisierungsfeldes und der Oberflächenanisotropie weisen die gleiche Winkelabhängigkeit auf und können zu einem Term

$$F_{\perp} = \left( \frac{2K_s}{d} - \frac{1}{2} m_0 M^2 \right) \sin^2 Q \quad (3.13)$$

zusammengefaßt werden.

Eine Trennung der einzelnen Anisotropiebeiträge ist nur durch eine geschickte Auswahl der FMR-Meßparameter wie Orientierungen, Temperatur oder Ortsauflösung möglich. Berücksichtigt man z.B., daß die variable Größe für die FMR mit fester Mikrowellenfrequenz das externe Magnetfeld  $B$  ist, dann können die Magnetisierung und die Oberflächenanisotropie in (3.13) durch winkelabhängige FMR-Untersuchungen allein nicht voneinander getrennt werden. Eine Bestimmung beider Parameter ist jedoch möglich, wenn man schichtdickenabhängige Untersuchungen durchführt. Dies ist am besten an einer Fe-Keilschicht möglich (Kapitel 9), da hier für das gesamte Schichtsystem exakt gleiche Herstellungsbedingungen vorliegen. Setzt man für Einzelschichten unterschiedlicher Dicke im Rahmen der sehr guten Charakterisierungsgenauigkeit (Kapitel 6.3) gleiche magnetische Randbedingungen voraus, so kann man hier die Oberflächenanisotropie aus dem Klammerausdruck in (3.13) separat bestimmen (Kapitel 9.3). Eine weitere Möglichkeit zur Trennung dieser beiden Parameter auch bei einem einzelnen Fe-Film besteht in temperaturabhängigen FMR-Messungen. Durch die sehr geringe Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung eines Fe-Films im Vergleich zur Oberflächenanisotropie im Bereich von 100 K bis 570 K (Kapitel 3.2.2 und Abb. 5-7) ist eine Abschätzung der Magnetisierung und der Oberflächenanisotropie auch schon bei einer Fe-Einzelschicht möglich, obwohl die Fehlergrenzen bei dieser Art der Bestimmung deutlich größer sind als bei den beiden vorangegangenen Methoden (siehe Kapitel 7.4).

Aus diesem Grunde werden bei der Auswertung der reinen winkelabhängigen FMR-Untersuchungen an den Fe-Einzelschichten in Kapitel 7.3 zunächst nur die effektiven Anisotropiefelder angegeben, die sich direkt bestimmen lassen:

$$B_{\perp eff} = m_0 M - \frac{4K_s}{Md}; B_{K_1} = \frac{K_1}{M}; B_{K_2} = \frac{K_2}{M}; B_{K_u} = \frac{K_u}{M} \quad (3.14)$$

Eine Zusammenfassung aller bestimmter Anisotropieparameter und aller Proben ist in Anhang 13.1 gegeben.

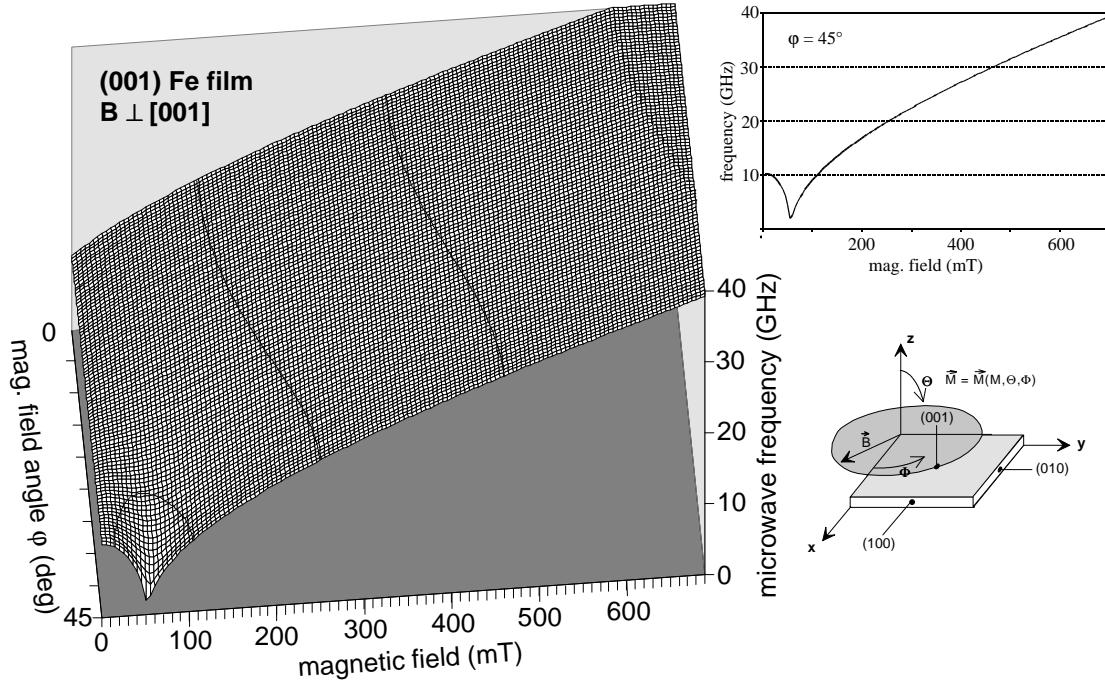


Abb. 3-4: Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der Probenebene. Rechts oben: Schnitt durch die Vorderfläche bei  $\mathbf{j} = 45^\circ$

Um die Anisotropiefelder aus (3.14) möglichst exakt bestimmen zu können, sind unterschiedliche winkelabhängige FMR-Untersuchungen notwendig. In Abb. 3-4 bis Abb. 3-6 ist dazu die Resonanzbedingung (2.8)+(2.9) in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld  $B_{ext}$  und dessen verschiedenen Rotationsebenen zum Kristall aufgetragen. An Hand dieser Form der Darstellung kann man zum einen die besonderen Einflüsse der einzelnen Anisotropiefelder auf die Resonanzbedingung erläutern und zum anderen auf die speziellen Vorzüge der FMR-Untersuchungen von Eisen im X-Band hinweisen. Aus Gründen der besseren Überschaubarkeit ist der Einfluß der zweiten Ordnung der Kristallanisotropie und der uniachsialen Anisotropie in der Probenebene vernachlässigt worden. Diese Beiträge spielen auch bei der Interpretation der Meßergebnisse in Kapitel 7 nur bei einzelnen Proben eine Rolle und werden dort explizit erläutert. Auf Grund ihrer von den anderen Anisotropien stark abweichenden einfachen Winkelabhängigkeit sind diese ohnehin leicht zu identifizieren. In Abb. 3-7 werden die drei relevanten Rotationsebenen für die winkelabhängigen FMR-Messungen im X-Band in Form von Polar-Diagrammen der Resonanzlinienlagen zusammengefaßt, um mit den später gemessenen Resonanzlinienlagen verglichen zu werden.

In Abb. 3-4 ist die Feldabhängigkeit der Resonanzbedingung (2.8) für eine Rotation des externen Magnetfeldes in der Probenebene dargestellt (vergleiche Rotationsskizze). Aufgetragen ist hierzu nicht das effektive Feld  $w/g$  (vergleiche (2.1), (2.8)) sondern direkt die Mikrowellenfrequenz  $f$ . Dies hat den Vorteil, daß man das unterschiedliche Ver-

halten der Resonanzlinienlagen für verschiedene Mikrowellenfrequenzbereiche (X-, K- und Q- Band dargestellt durch die Höhenlinien) sofort ablesen kann.

In Abb. 3-2 in Kapitel 3.2.1 wurde bereits der Einfluß der Kristallanisotropieenergie auf eine isotrope Energieoberfläche dargestellt. Der rechte Teil dieser Abb. 3-2 verdeutlicht dabei das Verhalten in der (001)-Ebene des Kristalls. An dieser Stelle wurde auch darauf hingewiesen, daß freie Energiebeiträge, die sich durch Richtungskosinusse bezüglich der Hauptachsen des Kristalls beschreiben lassen, die gleiche Symmetrie aufweisen wie die Resonanzlinienlagen, die sich aus den zweiten Ableitungen der freien Energie der Resonanzbedingung ergeben. Vergleicht man nun die Resonanzlinienlagen aus Abb. 3-4 für 20 GHz und 30 GHz (obere Höhenlinien) mit der Winkelabhängigkeit in dem Querschnitt von Abb. 3-2, so ergibt sich die erwartete Übereinstimmung.

Abb. 3-4 zeigt aber auch die Besonderheit der Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage bei 10 GHz für diese Drehung in der Probenebene. Durch die Mehrzähligkeit der Kristallanisotropie hat die Resonanzbedingung ihren linearen Charakter verloren. D.h. für bestimmte Mikrowellenfrequenzen sind mehrere Resonanzen (Lösungen) möglich. Dies läßt sich am besten an der Resonanzbedingung für die mittelschwere Kristallrichtung in der Probenebene erklären (Schnitbild rechts oben in Abb. 3-4). Für  $f \rightarrow 0$  Hz ergibt sich als Resonanzfeld das Anisotropiefeld  $2K_1/M$  der Kristallanisotropie. Daß man für Feldwerte unterhalb dieses Anisotropiefeldes in dieser Orientierung für einen bestimmten Mikrowellenfrequenzbereich noch ein Resonanzsignal beobachten kann, läßt sich in dem Bild der klassischen Präzessionsbewegung dadurch erklären, daß die Richtung des effektiven Feldes stark von der Richtung des externen Feldes abweicht, aber trotzdem die zur Resonanz notwendige Stärke aufweist. Diese Abweichung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung wird im nächsten Abschnitt aufgegriffen. Der Achsenabschnitt auf der Frequenzachse für  $B_{ext} = 0$  T ist mit der FMR in der Regel nicht zu behandeln, da die hier verwandte Theorie von einer gesättigten Probe ausgeht. Dies ist aber bei Fe-Filmen nach Hysterese-Messungen unterhalb von 10.1 mT nicht mehr der Fall. Auf diesen Aspekt wird noch im Auswertekapitel hingewiesen, wo gezeigt wird, daß alle FMR-Messungen dieser Arbeit im gesättigten Bereich ausgeführt wurden. Dieser Achsenabschnitt auf der Frequenzachse kann aber als Grenzwert gesehen werden, auf den alle Lösungen der Resonanzbedingung für alle Orientierungen für  $B_{ext} \rightarrow 0$  T zulaufen. Er entspricht der Frequenz, die zu dem Feld  $w/g$  gehört, das dem  $B_{eff}$  entspricht, bei dem die Magnetisierung in ihrer leichtesten Richtung liegt. Für den vereinfachten Fall der hier diskutiert wird ist das:

$$\frac{w}{g} = \sqrt{B_{\perp eff} \cdot B_{K_1}} + \sqrt{2}B_{K_1} \quad (3.15)$$

im Beispiel der Abb. 3-4 ergibt sich eine Grenzfrequenz von 10.1 GHz. Diese Grenzfrequenz ist dafür verantwortlich, daß es nahe einer schweren Richtung einer Anisotropie eine „Einbuchtung“ in der Lösungsoberfläche der Resonanzbedingung gibt, die ihr Minimum in der schweren Richtung an der Stelle des jeweiligen Anisotropiefeldes besitzt. Da die Grenzfrequenz für den hier betrachteten Fe-Filme höher als die zur Verfügung stehende Mikrowellenfrequenz von ca. 9.2 GHz ist, werden also um die schwere Richtung einer Anisotropie immer zwei Resonanzen im FMR-Spektrum erwartet.

Es zeigt sich somit in Abb. 3-4, daß bei 10 GHz (bzw. im gesamten X-Band) nur in einem engen Bereich um die mittelschwere Richtung in der Probenebene (äquivalent zu [110]) die Resonanzbedingung erfüllt ist. In diesem Bereich gibt es dann wie erwartet zu jedem Winkel zwei Lösungen. Die Resonanz bei höheren Feldern ist für diese Rotation in der Probenebene immer größer als das Anisotropiefeld in der Probenebene  $2K_1/M$ . Bei frequenzabhängigen FMR-Messungen würde man für ein angelegtes Magnetfeld immer nur eine Resonanzlinie erhalten. In der mittelschweren Orientierung in der Probenebene sind dann für die gleiche Aussagefähigkeit wie für die feldabhängige Messung immer zwei frequenzabhängige Spektren erforderlich. Einmal muß das angelegte Feld größer als das Anisotropiefeld sein und einmal kleiner.

Der Beitrag senkrecht zur Schichtebene (3.13) ist im wesentlichen durch das große Entmagnetisierungsfeld von ca. 2.1 T geprägt. Erst bei Schichtdicken unter 15 nm gibt der Anteil der Oberflächenanisotropie einen bei einer Einzelschicht meßbaren Anteil zur Resonanzlinienlage senkrecht zur Schicht (vergleiche Kapitel 7.2.3 und 9.2.1). Wie Abb. 3-5 und Abb. 3-6 zeigen sind diese 2.1 T Entmagnetisierungsfeld genau das Feld, das zusätzlich zum Zeeman-Feld in der senkrechten Anordnung überwunden werden muß (Minimum in der jeweiligen Schnittzeichnung für  $J = 0.001^\circ$  und  $f = 0 \text{ GHz}$ ). In beiden Abbildungen ist wieder die Mikrowellenfrequenz gegen das externe Magnetfeld und dessen Polarwinkel aufgetragen. Der dargestellte Winkelbereich beschränkt sich auf eine Abweichung von  $10^\circ$  von der senkrechten Orientierung, da die signifikanten Änderungen für diese winkelabhängigen Messungen sich erst in diesem Bereich ergeben und sonst eine Darstellung dieser Unterschiede nicht detailliert genug möglich wäre. Die Polardiagramme in Abb. 3-7, die sich auf die Resonanzlinienlagen bei 9.2 GHz beschränken geben dann den gesamten Winkelbereich wieder. Da die senkrechte Anordnung für die Kristallanisotropie mit der [001]-Orientierung wieder eine leichte Richtung darstellt, nähern sich die beiden Dispersionsrelationen der Abb. 3-5 und der Abb. 3-6 nahe der senkrechten Anordnung wieder an, obwohl sie in der Probenebene aus einer mittelschweren bzw. leichten Richtung gestartet worden sind. Man erhält also für die senkrechte Orientierung im X-Band als Richtgröße ein maximales Resonanzfeld von etwa 2.4 T, was sich noch im Rahmen der 2.55 T des im Experiment verwandten Elek-

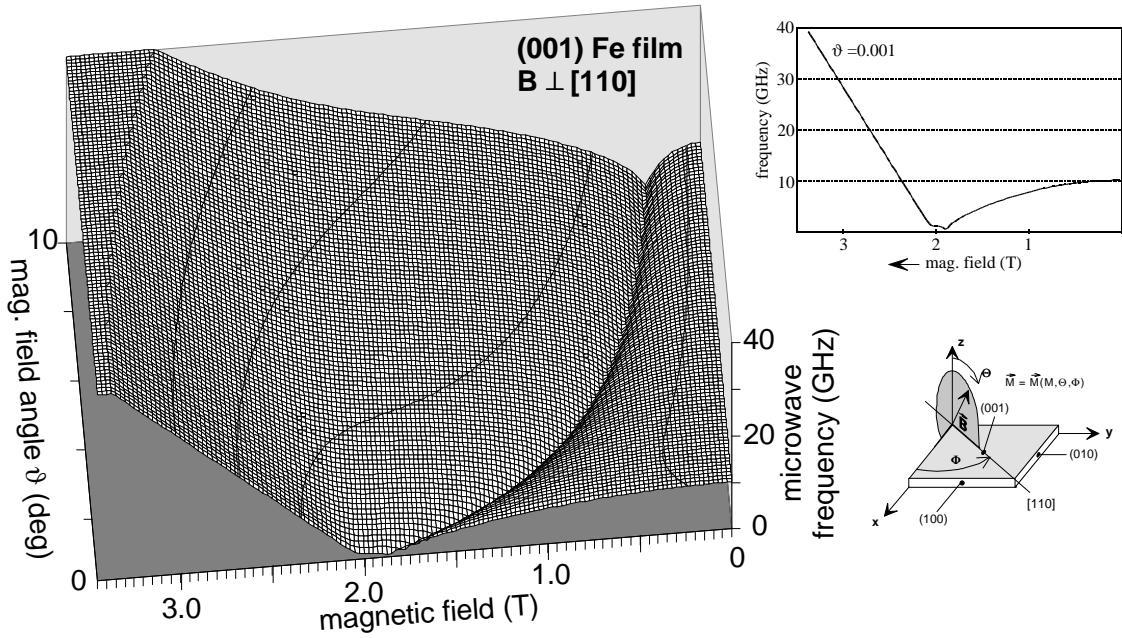


Abb. 3-5: Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der (110)-Ebene senkrecht zur Probenebene.

tromagneten befindet (vergleiche Kapitel 4.1) Wie empfindlich die Resonanzbedingung durch die gegenseitige Beeinflussung von Entmagnetisierungsfeld und Kristallanisotropie reagiert, zeigt sich im Vergleich der beiden Schnittzeichnungen der Abb. 3-5 und Abb. 3-6. Trotz der geringen Winkelabweichung von der senkrechten Orientierung von  $J = 0.01^\circ$  zeigen die beiden Kurven nahe dem Frequenzminimum immer noch nicht den genau gleichen Verlauf. Für Mikrowellenfrequenzen im X-Band oder größer ist diese Abweichung allerdings nicht mehr nachweisbar.

In Abb. 3-5 wird das externe Magnetfeld in der  $(\bar{1}10)$ -Kristallebene gedreht (vergleiche Skizze in der Abbildung). Dies bedeutet, daß im Bereich von  $J = 0^\circ - 90^\circ$  alle drei extremen Kristallorientierungen für die Magnetisierung enthalten sind:  $0^\circ \hat{=} \text{leicht}$ ,  $45^\circ \hat{=} \text{schwer}$  und  $90^\circ \hat{=} \text{mittelschwer}$ . D.h. in der senkrechten Anordnung wirken sich nur die senkrechten Anisotropiebeiträge von (3.13) aus. Für die Zwischenwinkel bis zur Probenebene ist auch die Kristallanisotropie von entscheidender Bedeutung. Der dargestellte Mikrowellenfrequenzbereich des K- und Q-Bandes gibt dabei im wesentlichen in jeder Frequenzhöhenlinie den Kurvenverlauf wieder, wie er auch für die freie Energieoberfläche erwartet würde. Dies ist in Kapitel 3.2.1 an Hand der Kristallanisotropie erklärt worden. Durch den Einfluß der Kristallanisotropie erhält man für Mikrowellenfrequenzen, die kleiner sind als die aus (3.15) bestimmte Grenzfrequenz, wieder zwei Resonanzlinien über den gesamten Winkelbereich von  $J = 0^\circ - 90^\circ$  (siehe Abb. 3-4). Beide beobachtbaren Höhenlinien im X-Band zeigen dabei ein deutlich sensitiveres Verhalten auf Änderungen der Anisotropieparameter und der Richtung des externen Magnetfeldes,

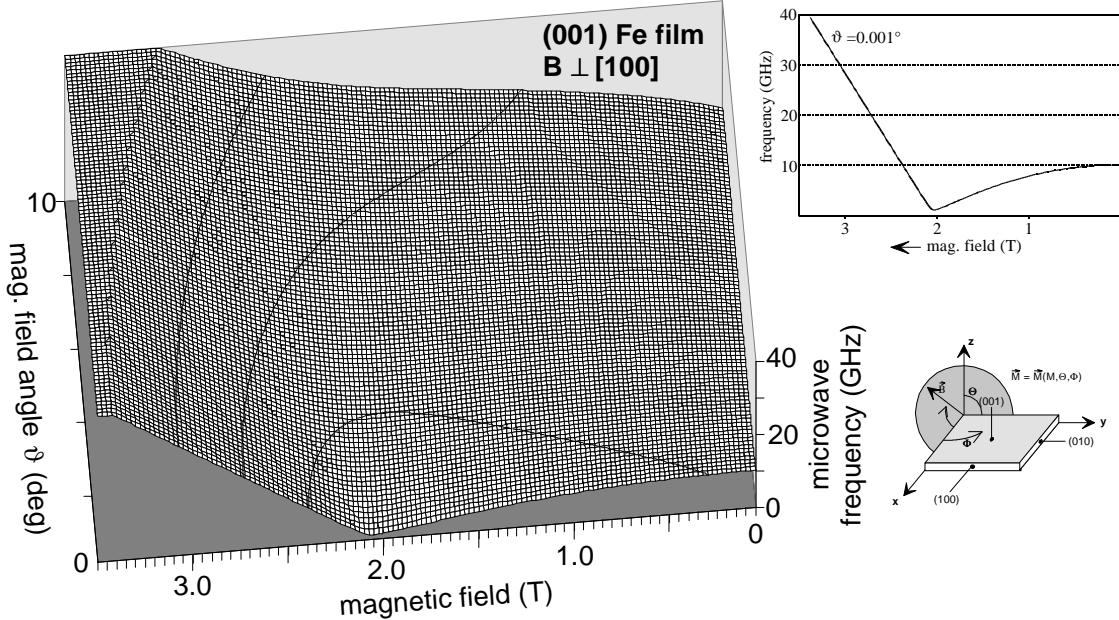


Abb. 3-6: Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der (110)-Ebene senkrecht zur Probenebene.

als dies bei höheren Frequenzen der Fall ist. Zu beachten ist auch, daß die Höhenlinie bei kleinen Feldwerten im X-Band ihren maximalen Feldwert des externen Feldes schon vor der senkrechten Orientierung aufweist. Dies ist durch die Tatsache begründet, daß diese Rotationsebene über die schwere Kristallrichtung ( $F = 45^\circ$  und  $Q = 45^\circ$ ) führt.

Wenn man nun die Abb. 3-5 mit der Abb. 3-6 vergleicht, so erkennt man deutlich die Überlagerung der beiden signifikanten Anisotropieeinflüsse auf die Resonanzbedingung. Während bei Mikrowellenfrequenzen oberhalb der Grenzfrequenz aus (3.15) über den gesamten Winkelbereich eine Resonanz in Abb. 3-6 zu finden ist, ist dies im X-Band nur etwa  $2.5^\circ$  um die senkrechte Anordnung der Fall. Dies beruht auf der Tatsache, daß der Startpunkt in der Probenebene der leichtesten Richtung des Systems entspricht, der im X-Band aus den oben erklärten Gründen nicht beobachtet werden kann. Des weiteren führt diese Rotationsebene auch nur über eine mittelschwere Richtung der Kristallanisotropie, so daß der starke Einfluß der Kristallanisotropie aus Abb. 3-5 gar nicht erreicht werden kann. Dies verdeutlicht den immensen Einfluß, den die Wahl der Rotationsachse von der Schichtebene in die Senkrechte für kleine Frequenzen im X-Band hat. Die Sensitivität der X-Band-Messungen für Änderungen der Anisotropien im Eisensystem wird hierdurch eindrucksvoll bestätigt.

Die letzten beiden Abbildungen und die beiden oberen Polardiagramme aus Abb. 3-7 zeigen neben den Stärken der winkelabhängigen FMR-Messung im X-Band auch den wichtigsten Parameter, den man für die richtige Interpretation winkelabhängiger FMR-

Meßergebnisse beachten muß. Die genaue Einhaltung bzw. Bestimmung der Rotationsebene ist von entscheidender Bedeutung für das winkelabhängige Verhalten der Resonanzlinienlagen. Gerade die in Abb. 3-5 und Abb. 3-7A dargestellte Rotationsebene reagiert auf Grund ihrer starken Abhängigkeit von der Kristallanisotropie besonders empfindlich auf Abweichungen. Dies wird bei der Auswertung in Kapitel 7.2 erläuternd aufgegriffen.

Zusammenfassend sind in Abb. 3-7 die Resonanzlinienlagen für einen dünnen Fe-Film für die drei in dieser Arbeit verwandten winkelabhängigen FMR-Untersuchungen im X-Band in Form von Polardiagrammen dargestellt.

Abb. 3-7C verdeutlicht den wesentlichen Einfluß der Kristallanisotropie auf die Resonanzlinienlage einer winkelabhängigen FMR-Untersuchung in der Probenebene. In dieser Ebene überlagert sich sonst nur noch der Beitrag der uniachsialen Anisotropie. Durch die unterschiedliche Wertigkeit beider Anisotropien sind diese leicht und deutlich voneinander zu trennen. Alle anderen Anisotropien führen in der Probenebene wie beschrieben nur zu isotropen Verschiebungen der Resonanzlinienlagen.

Winkelabhängige Messungen aus der Probenebene in die senkrechte Anordnung ( $\Theta = 0^\circ$ ) sind für die genaue Bestimmung des Klammerterms in (3.13) erforderlich. Dieser Klammerausdruck ist für dickere Schichten im wesentlichen durch das große Entmagnetisierungsfeld geprägt, wie dies aus Abb. 3-7A und B hervorgeht. Für dünnere Schichten ( $d < 100 \text{ nm}$ ) gewinnt die Schichtdickenabhängigkeit der Oberflächenanisotropie immer mehr an Gewicht. Mit zwei winkelabhängigen FMR-Messungen aus der Probenebene in die senkrechte Orientierung analog zu den Schnitten A und B hat man eine zusätzliche Möglichkeit auch kleine Beiträge zu einer uniachsialen Anisotropie unter der dominanten Kristallanisotropie aufzulösen und bei dicken Schichten ( $d \geq 100 \text{ nm}$ ) die zweite Ordnung der Kristallanisotropie großenordnungsmäßig zu bestimmen. Dies wird ausführlich in Kapitel 7.2.3 an Hand eines adäquaten experimentellen Beispiels beschrieben. Man startet dabei die erste winkelabhängige Messung in der Ebene mit dem äußeren Magnetfeld entlang der leichten Orientierung der Magnetisierung (äquivalent zu [100]) und die zweite aus der schweren [110]-Richtung bezüglich der Kristallanisotropie. Bei der Bestimmung dieser zusätzlichen Größen muß allerdings besonders bei der Rotationsebene entlang der schweren Kristallanisotropierichtungen (Abb. 3-5 oder Abb. 3-7A) auf die Einhaltung oder Bestimmung der Rotationsebene geachtet werden. Um relativ große Sicherheit über diesen Punkt zu erlangen, muß man die winkelabhängigen Messungen aus der Probenebene in die Senkrechte um etwa  $5^\circ$  über den Wert  $J = 0^\circ$  hinausdrehen. Man kann so an Hand von Asymmetrien in den Resonanzlinienlagen um die senkrechte Anordnung herum Justierungsfehler selbst im Be-

reich von  $0.1^\circ$  Abweichung von der gewünschten Rotationsebene erkennen und gegebenenfalls korrigieren.

Weitere Vorteile dieser drei winkelabhängigen Messungen und die explizite Sensitivität der jeweiligen Resonanzlinienlagen auf die einzelnen Anisotropiebeiträge werden in Kapitel 7 an Hand von Beispielen ausführlich diskutiert.

Die FMR im X-Band an hinreichend dicken Schichten bietet also auf Grund von zusätzlichen Resonanzlinien in unterschiedlichen Orientierungen eine größere Aussagefä-

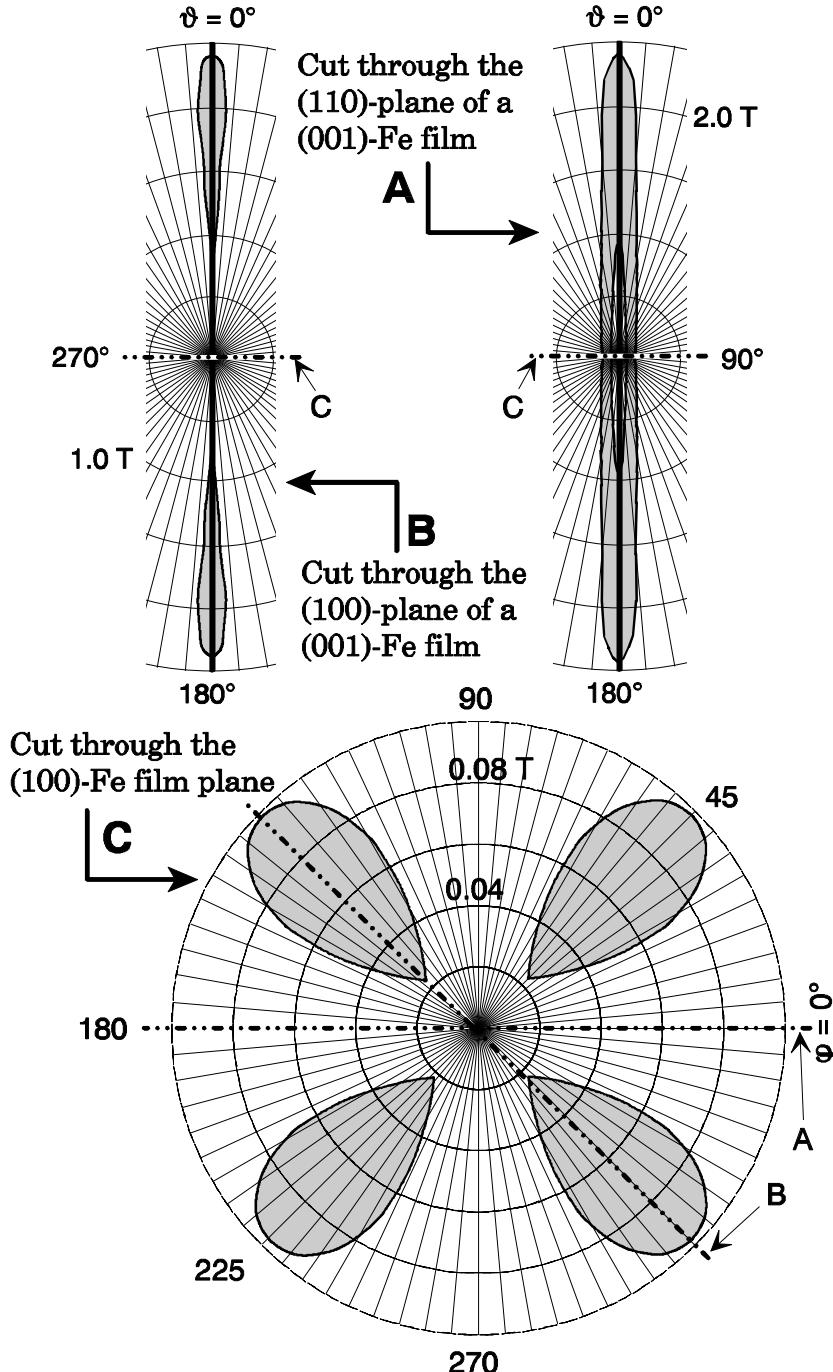


Abb. 3-7: Polardiagramme der drei winkelabhängigen FMR-Untersuchungen

higkeit in der möglichst präzisen Bestimmung der Anisotropieparameter als FMR-Messungen bei anderen Frequenzen. Dies kann man sich insbesondere für temperaturabhängige und ortsaufgelöste FMR-Untersuchungen zunutze machen, bei denen man sich auf wenige aussagekräftige Orientierungen von  $B_{ext}$  beschränken muß. Dies wird an Hand der Diskussion der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung im nächsten Abschnitt noch erläuternd aufgegriffen.

### 3.3.2 Die FMR-Gleichgewichtslage der Magnetisierung in der (001)-Ebene eines Fe-Einzelfilms

Mit den im letzten Abschnitt gewonnenen Erkenntnissen über die freie Energie eines Fe-Einzelfilms kann man nun nach Kapitel 2.2 aus den Gleichungen (2.9) die Gleichgewichtswinkel der Präzessionsbewegung der Magnetisierung ermitteln und diskutieren. Setzt man in diese Gleichungen die allgemeine Form der freien Energie aus (3.12) ein, erhält man ein umfangreiches Gleichungssystem, das analytisch nur noch für Spezialfälle gelöst werden kann. Um die Bedeutung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung für die verwandten kleinen Mikrowellenfrequenzen im X-Band hervorzuheben, werden im folgenden die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung diskutiert und zwar für die in dieser Arbeit häufigste Meßanordnung mit dem externen Magnetfeld in der Probenebene (vergleiche Skizze in Abb. 3-4). Für die Resonanzbedingung und die Gleichge-

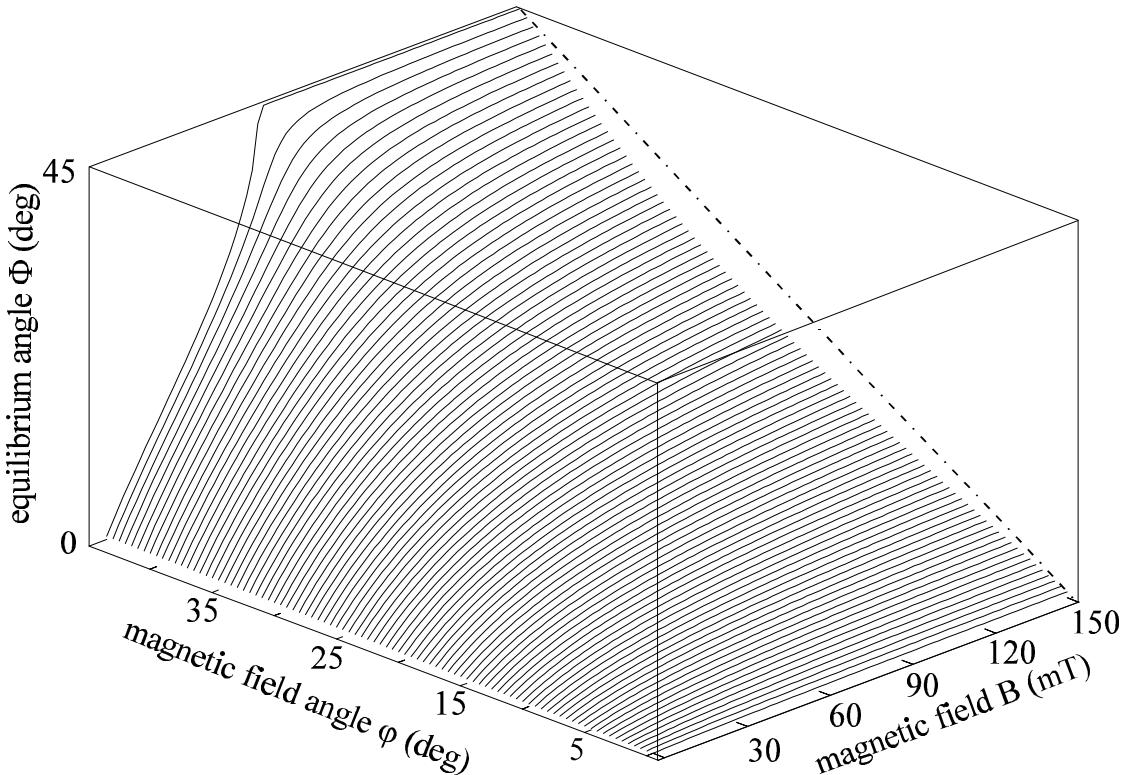


Abb. 3-8: Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung in Abhängigkeit von Größe und Orientierung des externen Magnetfeldes für einen Fe-Film

wichtsbedingungen folgt, wenn man nur die in der Probenebene relevanten Anisotropiebeiträge berücksichtigt (die zweite Ordnung der Kristallanisotropie ist vernachlässigt):

$$-B \sin(\mathbf{F} - \mathbf{j}) \sin(\mathbf{Q}) + \frac{K_1}{2M} \sin(4\mathbf{F}) \sin^4(\mathbf{Q}) = 0$$

und

$$\begin{aligned} B \cos(\mathbf{Q}) \cos(\mathbf{F} - \mathbf{j}) + \frac{K_1}{2M} (\sin(4\mathbf{Q}) + \sin^2(\mathbf{Q}) \sin(2\mathbf{Q}) \sin^2(2\mathbf{F})) \\ - \frac{B_{\text{eff}}}{2} \sin(2\mathbf{Q}) = 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Hier ist der Term  $(1+\mathbf{a}^2) \approx 1$  genähert worden (vergleiche Kapitel 2.2). Die uniachsiale Anisotropie in der Probenebene ist aus Gründen der besseren Anschaulichkeit hier auch nicht berücksichtigt worden, da sie bei den in Kapitel 7 ausgewerteten Proben nur bei einer Probe groß genug ist, um die Gleichgewichtslage gegenüber der Kristallanisotropie signifikant zu beeinflussen.

Löst man die Gleichgewichtsbedingungen aus (3.16) simultan, erhält man für den polaren Gleichgewichtswinkel  $\mathbf{Q}$  immer  $90^\circ$  als Lösung. D.h. die Gleichgewichtslage der Magnetisierung befindet sich immer in der Probenebene, was eine Folge des großen Entmagnetisierungsfeldes für Eisen ist (vergleiche Kapitel 3.1). Die Lösung der Gleichgewichtsbedingung für den Azimutwinkel  $\mathbf{F}$  der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Lage und der Stärke des externen Magnetfeldes  $B$  ist in Abb. 3-8 graphisch dargestellt. Dabei sind als Parameter die Literaturwerte für Magnetisierung ( $1.71 \cdot 10^6$  A/m [Landolt]) und Kristallanisotropie ( $4.5 \cdot 10^4$  J/m<sup>3</sup> [Bozorth]) berücksichtigt worden. Der Winkelbereich des externen Feldes beträgt  $45^\circ$  von der leichten [100]-Richtung zur mittelschweren [110]-Richtung und der maximale Feldwert beträgt 150 mT. Diese Parameter reichen aus, um die Gleichgewichtsbedingungen in der Probenebene für eine typische Mikrowellenfrequenz von 9.2 GHz im X-Band hinreichend zu beschreiben. Die Abb. 3-8 zeigt, daß bei Fe-Filmen in der (001)-Ebene auf Grund der Kristallanisotropie der Gleichgewichtswinkel  $\mathbf{F}$  in der Probenebene teilweise sehr stark von der Richtung des externen Magnetfeldes gegeben durch  $\mathbf{j}$  abweicht und dies um so stärker je kleiner  $B$  ist. D.h. außer für die zwei durch die Kristallanisotropie ausgezeichneten Richtungen für  $\mathbf{j} = 45^\circ \Leftrightarrow [110]$  und  $\mathbf{j} = 0^\circ \Leftrightarrow [100]$  weicht die Gleichgewichtslage der Magnetisierung selbst bei großen externen Feldern signifikant von der Richtung von  $B$  ab, was einen wesentlichen Beitrag zur Linienbreite der jeweiligen Resonanz im X-Band liefert. Diese Abweichung wird in Abb. 3-8 durch die gestrichelte Linie auf der hinteren Wand der dreidimensionalen Graphik deutlich. Es ergibt sich für ein externes Magnetfeld von 150 mT eine maximale Abweichung von  $5.0^\circ$  bei  $\mathbf{j} = 22.5^\circ$ . Als ein weiterer Aspekt

weist die Gleichgewichtslage mögliche Resonanzen bei kleinen Magnetfeldern (< 50mT; vergleiche Kapitel 3.2.1) eher in die leichte Richtung der Magnetisierung entlang einer zu [100] äquivalenten Orientierung. Das effektive Magnetfeld  $B_{eff}$  aus (2.3) hat für eine solche Resonanz nicht das externe Magnetfeld als größte Feldkomponente sondern Beiträge, die durch die Anisotropien hervorgerufen werden. Daher reagieren Linienlage und Form dieser Resonanzen bei kleinen Feldern sensitiver auf kleine Änderungen in den Anisotropiebedingungen. Dieser Aspekt wird jeweils ausführlich in den Kapiteln 5.3.1 bzw. 5.3.2.1 und 9 diskutiert.

### 3.3.3 Intrinsische Linienbreite eines (001)-Fe-Einzelfilms

Die intrinsische Resonanzlinienbreite der FMR für einen (001)-Fe-Einzelfilm also diejenige Linienbreite, die durch die Beiträge zur freien Energie des Films und den Dämpfungsparameter  $a$  hervorgerufen wird, erhält man aus den Gleichungen (2.8)-(2.10). Sie entspricht nicht der im Experiment gemessenen Linienbreite der ersten Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors nach Kapitel 5.2. Die hier betrachtete einfachste Form der FMR-Linienbreite soll dazu dienen, die Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz für ausgezeichnete Anordnungen zu klären, wie sie in Kapitel 7.5 benötigt wird und in den meisten Veröffentlichungen zum Thema Resonanzlinienbreite vorkommt z.B. [Celinski, Krebs, Heinrich1].

Eine allgemeine analytische Lösung des obengenannten Gleichungssystems ist nicht mehr möglich. Zur Veranschaulichung kann man sich zunächst wieder auf die Untersuchung der intrinsischen Linienbreite in der Probenebene beschränken. Man berücksichtigt wiederum nur die Beiträge der dort wesentlichen Terme in der freien Energie (vergleiche letzter Abschnitt). Beschränkt man sich weiter auf die Resonanzen, bei denen die Azimutwinkel in der Probenebene die Gleichgewichtsbedingung  $\mathbf{F}/\mathbf{M} = 0$  unabhängig vom externen Magnetfeld erfüllen, so bleibt nur eine einzige Resonanz übrig, die für alle Mikrowellenfrequenzen und alle Schichtdicken beobachtet werden kann. Es handelt sich um eine zu [110] äquivalente Richtung. In diesem Fall ist  $F=j=45^\circ$  (vergleiche (3.16) und Abb. 3-8). Die Resonanzbedingung (3.16) und die intrinsische Linienbreite (2.10) vereinfachen sich dann erheblich:

$$\text{mit } \left( \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{g}} \right)^2 = \left( B + B_{\perp eff} + \frac{K_1}{M} \right) \cdot \left( B - \frac{2K_1}{M} \right) \text{ zu:} \quad (3.17)$$

$$Dw = ag \left( B + B_{\perp eff} + \frac{K_1}{M} + B - \frac{2K_1}{M} \right) \text{ und} \quad (3.18)$$

$$DB_i = 2a \frac{w}{g} . \quad (3.19)$$

Es zeigt sich, daß die intrinsische Linienbreite in diesem speziellen Fall nicht mehr von den Anisotropiebeiträgen der untersuchten magnetischen Schicht abhängt. (3.19) wird von vielen Autoren dazu benutzt, aus frequenzabhängigen FMR-Untersuchungen mittels der Resonanzlinienbreiten den Dämpfungsparameter  $a$  zu bestimmen (siehe dazu auch Abschnitt 7.5.2 und als Kurzübersicht [Celinski]). Meist wird (3.19) in der Literatur als Näherungsformel für alle Orientierungen in der Probenebene benutzt. Dies ist möglich, wenn man ausreichend hohe Mikrowellenfrequenzen (z.B. K-Band vergleiche Kapitel 7.2.2) oder hinreichend dünne Schichten verwendet, bei denen das Verhältnis des effektiven, senkrechten Anisotropiefeldes  $B_{\perp eff}$  zur Kristallanisotropie  $K_I/M$  entsprechend groß ist (siehe z.B. [Layadi]). Zu beachten ist auch hier wiederum, daß die Mikrowellenverteilung als über die Probe homogen angenommen worden ist (vergleiche Kapitel 2.2) und daß somit eine Linienverbreiterung durch den „exchange conductivity effect“ [Frait1] vernachlässigt worden ist. In Kapitel 7.4 wird auf die Zunahme der Linienbreite durch diesen Effekt mit abnehmender Temperatur eingegangen. Berechnungen von Frait zu den dort explizit behandelten epitaktischen Fe-Filmen [Frait4] erwiesen sich allerdings um 2 Größenordnungen zu klein, um die an den Proben beobachteten Linienverbreiterungen mit abnehmender Temperatur zu erklären.

In der amerikanisch geprägten Literatur findet man für die Dämpfung nahezu ausschließlich den sogenannten Gilbertfaktor im CGS-Einheitensystem. Die Umrechnung zwischen dimensionslosem  $a$  im SI und Gilbertfaktor  $G$  in Hz im CGS-System hat die folgende Form:

$$a = G 4\pi / \mu_0 M g \quad (3.20)$$

Im Gilbertfaktor ist der Faktor  $4\pi$  enthalten, der aus der Beziehung  $\mu_0 M = 4\pi M$  zwischen SI- und CGS-Einheitensystem hervorgeht.

Für die in dieser Arbeit untersuchten dünnen Schichten aus 3d-Übergangsmetallen ist der wesentliche Beitrag zum Dämpfungsparameter  $a$  die Spin-Bahn WW. Der Anteil der Spin-Bahn WW bewirkt eine Oszillation der Fermioberfläche hervorgerufen durch die präzidierende Magnetisierung [Kambersky]. Eine Beschreibung des Einflusses der Spin-Bahn WW auf die Bandstruktur des Eisens findet man in [Duff]. Das Bestreben der Elektronen jeweils die sich ändernden Zustände zu besetzen, bewirkt ein effektives Feld, welches zur Landau-Lifshitz Drehmomentengleichung (2.4) beiträgt. Der Anteil von Spin-Spin und Spin-Gitter Streuprozessen zusätzlich zur reinen Spin-Bahn WW und dessen Einfluß auf die Fermioberfläche ist von der Richtung der Magnetisierung abhängig und ist bei Spinwellenanregungen am größten, bei denen in der Regel dann

auch des „exchange conductivity effect“ eine größere Rolle spielt [Korenman, Kambersky]. Diese Streuprozesse führen zu einem spezifischen temperaturabhängigen Ansteigen der Dämpfung mit abfallender Temperatur, das am stärksten im Nickel und im Kobalt beobachtet wird, nicht aber im Eisen [Korenman, Duff].

### 3.4 Allgemeine Resonanzbedingung eines austauschgekoppelten magnetischen Schichtsystems

Die in Kapitel 2 behandelte Resonanzbedingung gilt für die Beschreibung eines Magnetisierungsvektors in einem magnetisch homogenen Material. In dieser Arbeit werden aber auch Schichtsysteme mit zwei unterschiedlichen magnetischen Schichten untersucht. Deshalb wird in diesem Abschnitt kurz die Herleitung einer Resonanzbedingung umrissen, die die FMR zweier ferromagnetischer Schichten wiedergibt, die über eine nichtmagnetische Zwischenschicht gekoppelt sind (Abb. 3-9).

Vom Grundsatz her wird für jede der zwei magnetischen Schichten eine Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung (2.2) aufgestellt.

$$\frac{1}{g} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = -(\vec{M}_1 \times \vec{B}_{eff_1}) \quad ; \quad \frac{1}{g} \frac{d\vec{M}_2}{dt} = -(\vec{M}_2 \times \vec{B}_{eff_2}) \quad (3.21)$$

wobei  $\vec{B}_{eff_i}$  beim Übergang zum Energieformalismus wie in Kapitel 2.2 beschrieben durch  $dF_v = dF_p/d_i = \vec{B}_{eff_i} \bullet d\vec{M}_i$  ausgedrückt wird.  $F_p$  bezeichnet die freie Energie pro

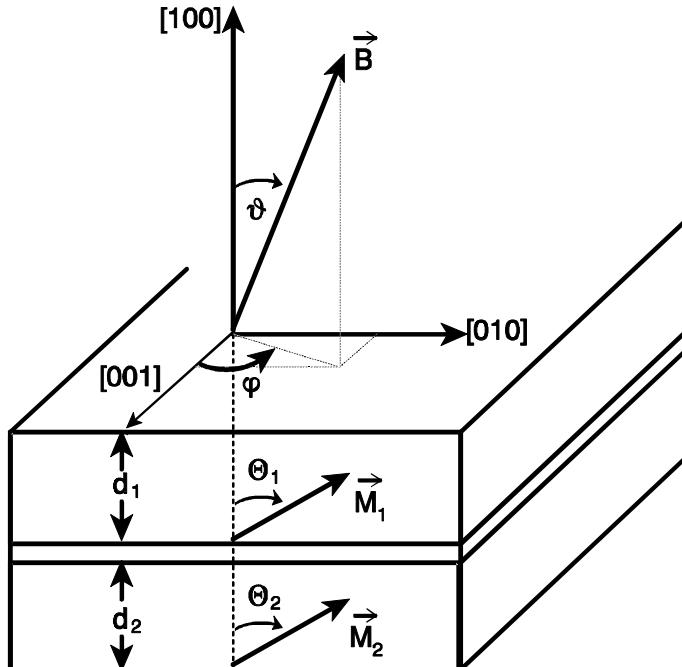


Abb. 3-9: Schematische Darstellung der Geometrie einer Dreifachschicht (analog zu Abb. 3-1). Schichten von oben nach unten: 1. magnetische Schicht, nichtmagnetische Zwischenschicht und 2. magnetische Schicht.

Flächeneinheit. Diese wird für diesen Ansatz bewußt verwendet, um die Zuordnung der einzelnen Energiebeiträge möglichst anschaulich zu halten.

Die beiden folgenden Abschnitte 3.5 und 3.6 beschreiben die freie Energie pro Flächeneinheit dieses Zweischichtensystems und die darin enthaltene Austauschkopplung des Systems, soweit diese für die Analyse der experimentellen Ergebnisse in Kapitel 11 relevant sind.

So wie es analog für eine einzelne Schicht bei [Smit1, Smit2] hergeleitet ist, erhält man nach Übergang in ein an der Spitze des Magnetisierungsvektors mitpräzidierendes Koordinatensystem und unter Berücksichtigung nur kleiner Auslenkungen aus der Gleichgewichtslage der Magnetisierung das folgende Gleichungssystem in Matrixschreibweise:

$$\begin{bmatrix} F_{Q_1 Q_1} & \begin{pmatrix} F_{Q_1 F_1} \\ +d_1 M_1 \sin Q_1 \frac{iw}{g} \end{pmatrix} & F_{Q_1 Q_2} & F_{Q_1 F_2} \\ \begin{pmatrix} F_{F_1 Q_1} \\ -d_1 M_1 \sin Q_1 \frac{iw}{g} \end{pmatrix} & F_{F_1 F_1} & F_{F_1 Q_2} & F_{F_1 F_2} \\ F_{Q_2 Q_1} & F_{Q_2 F_1} & F_{Q_2 Q_2} & \begin{pmatrix} F_{Q_2 F_2} \\ +d_2 M_2 \sin Q_2 \frac{iw}{g} \end{pmatrix} \\ F_{F_2 Q_1} & F_{F_2 F_1} & \begin{pmatrix} F_{F_2 Q_2} \\ -d_2 M_2 \sin Q_2 \frac{iw}{g} \end{pmatrix} & F_{F_2 F_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} DQ_1 \\ DF_1 \\ DQ_2 \\ DF_2 \end{bmatrix} = 0 \quad (3.22)$$

wobei alle Bezeichnungen analog zur Abb. 3-9 gewählt wurden. Die  $F_{kl} = \frac{\partial^2 F_p}{\partial k \partial l}$  mit  $k, l = Q_1, F_1; Q_2, F_2$  bezeichnen die zweiten Ableitungen der freien Energie pro Flächeneinheit nach den Gleichgewichtswinkeln der Magnetisierung.

Die Determinante dieser 4x4-Matrix ergibt dann die Resonanzbedingung für das Zweischichtsystem. Da diese Determinante recht umfangreich ist, ist es zweckmäßig für jedes behandelte Schichtsystem und jede gewünschte Meßanordnung zunächst die freie Energie aufzustellen und anschließend die gegebenen Symmetrien und Vereinfachungen wie z.B. gleiche Schichtdicken in die zweiten Ableitungen einzusetzen. Dadurch sind in der Regel einige Matrixelemente null oder identisch, was die Resonanzbedingung erheblich vereinfachen kann. In Kapitel 11 ist als Beispiel eine solche Resonanzbedingung einer FMR-Messung mit äußerem Magnetfeld entlang der [110]-Richtung für ein Fe/Ag/Fe-sandwich mit gleich dicken Fe-Filmen in (11.1)-(11.3) explizit aufgeführt.

Des weiteren gelten natürlich auch die Gleichgewichtsbedingungen der Magnetisierungsvektoren in der ersten und in der zweiten magnetischen Schicht analog zu den in

Kapitel 2.2 aufgeführten Gleichungen (2.9) weiter. Man erhält vier Bedingungen, die jeweils die Minimierung der freien Energie bezüglich der Polar- und Azimutwinkel der Magnetisierungen darstellen.

### 3.5 Zwischenschichtaustauschkopplung eines Dreifachschichtsystems

In den letzten Jahren ist mit der zunehmenden Qualität einkristalliner magnetischer Schichtsysteme das Verständnis der Zwischenschichtaustauschkopplung und ihre Bedeutung immer weiter gestiegen. Die erste antiferromagnetische Kopplung wurde 1986 an zwei Fe-Schichten über eine Cr-Zwischenschicht entdeckt [Grünberg1].

Es hat sich gezeigt, daß magnetische Übergangsmetalle wie z. B. Eisen, die durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht z.B. Silber voneinander getrennt sind, eine Austauschkopplung aufweisen. Die Kopplungsstärke hängt periodisch von der Dicke der Zwischenschicht ab. Die Größenordnung der Oszillation liegt im Bereich von ca. 1.0 nm und wird vom nichtmagnetischen Material bestimmt. Für einige dieser Materialien vorzugsweise Silber und Chrom überlagert sich eine zweite kürzere Periode von ein bis zwei Monolagen. Eine solche Periode würde man bei einem reinen Elektronengas erwarten. Auf einige grundsätzliche theoretische Klärungsansätze wird später in diesem Abschnitt eingegangen.

Rein phänomenologisch kann man einen solchen Austauschkopplungsterm als Beitrag zur freien Energie pro Flächeneinheit wie folgt schreiben:

$$F_{ex_A} = A_{12} \vec{M}_1 \bullet \vec{M}_2. \quad (3.23)$$

$A_{12}$  ist die bilineare oder Heisenbergtyp-Austauschkonstante. Sie beschreibt die bilineare Kopplung des ersten magnetischen Materials mit dem zweiten magnetischen Material über die nichtmagnetische Zwischenschicht hinweg.

Ist die Kopplungskonstante  $A_{12}$  positiv, ergibt sich eine ferromagnetische Kopplung der beiden magnetischen Schichten, ist sie negativ, erhält man eine antiferromagnetische Kopplung. Mit diesem Kopplungsansatz ist aber nur die Beschreibung einer parallelen oder antiparallelen Ankopplung der Spinsysteme möglich.

Gerade im System Fe/Ag/Fe aber auch in anderen Systemen tritt in bestimmten Schichtdickenbereichen, dort wo die bilineare Austauschkopplung sehr klein ist, zusätzlich eine sogenannte 90°-Kopplung auf. Die Magnetisierungsvektoren der beiden Schichten haben dann das Bestreben, sich senkrecht zueinander auszurichten. Eine solche Kopplung kann man als biquadratischen Kopplungsterm in der freien Energie berücksichtigen.

$$F_{ex_B} = B_{12} (\vec{M}_1 \bullet \vec{M}_2)^2. \quad (3.24)$$

$B_{12}$  ist die biquadratische Austauschkonstante. Für eine negative biquadratische Austauschkonstante bevorzugen die magnetischen Momente der beiden ferromagnetischen Schichten dann eine senkrechte Ausrichtung zueinander.

### 3.5.1 Bilineare Austauschkopplung

Um die Austauschkopplung zu erklären, haben Theoretiker eine Vielzahl von Modellen entwickelt, die aber zumeist auf alten fundamentalen Arbeiten aufbauen und inzwischen auch bis in den Bereich des itineranten Magnetismus hineinreichen. Es ist zwar noch keine einheitliche Theorie gefunden worden, die verschiedenen Ansätze geben aber die experimentell gefundenen Eigenschaften weitgehend richtig wieder. Eine Verknüpfung vieler dieser Theorien zu einem einheitlichen physikalischen Bild findet man in [Bruno4]. Diese Veröffentlichung umfaßt auch den intrinsischen Anteil der biquadratischen Austauschkopplung (siehe nächster Abschnitt). Eine ferromagnetische Schicht induziert eine Spinpolarisation der Leitungselektronen im Zwischenschichtmaterial. Diese Polarisation setzt sich in die Zwischenschicht fort und führt unter geeigneten Umständen zu einer Wechselwirkung mit der zweiten ferromagnetischen Schicht.

Die meisten Modelle für die Kopplung zweier Ferromagnete über eine paramagnetische, metallische Zwischenschicht beruhen auf einem Modell der Kopplung magnetischer Verunreinigungen in einem Trägermaterial. Dieses Modell wird heute meist mit RKKY-Wechselwirkung abgekürzt und beruht auf drei aufeinander aufbauenden Arbeiten. Ruderman und Kittel [Ruderman] berechneten ursprünglich die Kopplung zweier Kern-Spins über die Hyperfeinwechselwirkung mit den Leitungselektronen. Kasuya [Kasuya] und Yosida [Yosida] zeigten eine solche Wechselwirkung dann auch für zwei lokalisierte d- bzw. f-Elektronen über die Leitungselektronen (s-Elektronen). Eine d-s-Elektron-WW ergibt sich, wenn man den elektrostatischen Anteil der Elektron-Elektron-WW im Hamiltonoperator nicht durch einen Mittelwert oder die Molekularfeldnäherung ersetzt. Eine der grundlegendsten Erweiterung zum RKKY-Austausch findet man in [Bruno2, Bruno3]. Hier werden die „topologischen Eigenschaften der Fermioberfläche des Zwischenschichtmaterials“ mit berücksichtigt und die Austauschwechselwirkung und ihre unterschiedlichen Perioden für Edelmetallzwischenschichten berechnet. Dies wird später in diesem Abschnitt noch an Hand einer Ag-Zwischenschicht erläutert.

Ein gutes Verständnis der Entstehung des oszillatorischen Charakters der Austauschwechselwirkung und eine ausführliche Beschreibung der Berechnung vermittelt [Stiles]. Diese Veröffentlichung beinhaltet relativ umfassend die häufigsten in der Literatur vorkommenden Zwischenschichtmaterialien und beginnt mit der Herleitung der Theorie bei einem sehr einfachen grundlegenden Modell eines eindimensionalen „quantum well“ (Diese Bezeichnung hat sich durchgesetzt und steht für einen Poten-

tialtopf Beschreibung nächster Absatz). Eine kurze Diskussion der expliziten Austauschkopplung über Chrom und Silber schließt sich an und legt einen Schwerpunkt auf die Periodizität der Austauschkopplung. In nahezu allen in der Literatur zu findenden Theorien werden diese Oszillationswellenlängen gefunden. Fast grundsätzlich ist die Struktur der Fermiflächen des Zwischenschichtmaterials die Basis für diese Berechnungen. Dies verbindet die unterschiedlichen Ansätze von RKKY-WW bis zum quantum well.

„Quantum well“ hat sich als Bezeichnung für eine spezielle Form eines Potentialtopfes durchgesetzt. In Bezug auf ein „sandwich“-Schichtsystem werden die Wände des Potentialtopfes durch die unterschiedlichen Energien der Bänder der gebundenen Elektronen hervorgerufen (die Zwischenschicht hat dabei ein niedrigeres Band). Die Breite des Topfes ist durch die Dicke der Zwischenschicht bestimmt. Ein solcher „quantum well“ beinhaltet im wesentlichen zwei wichtige Zustandstypen. Erstens sind gebundene

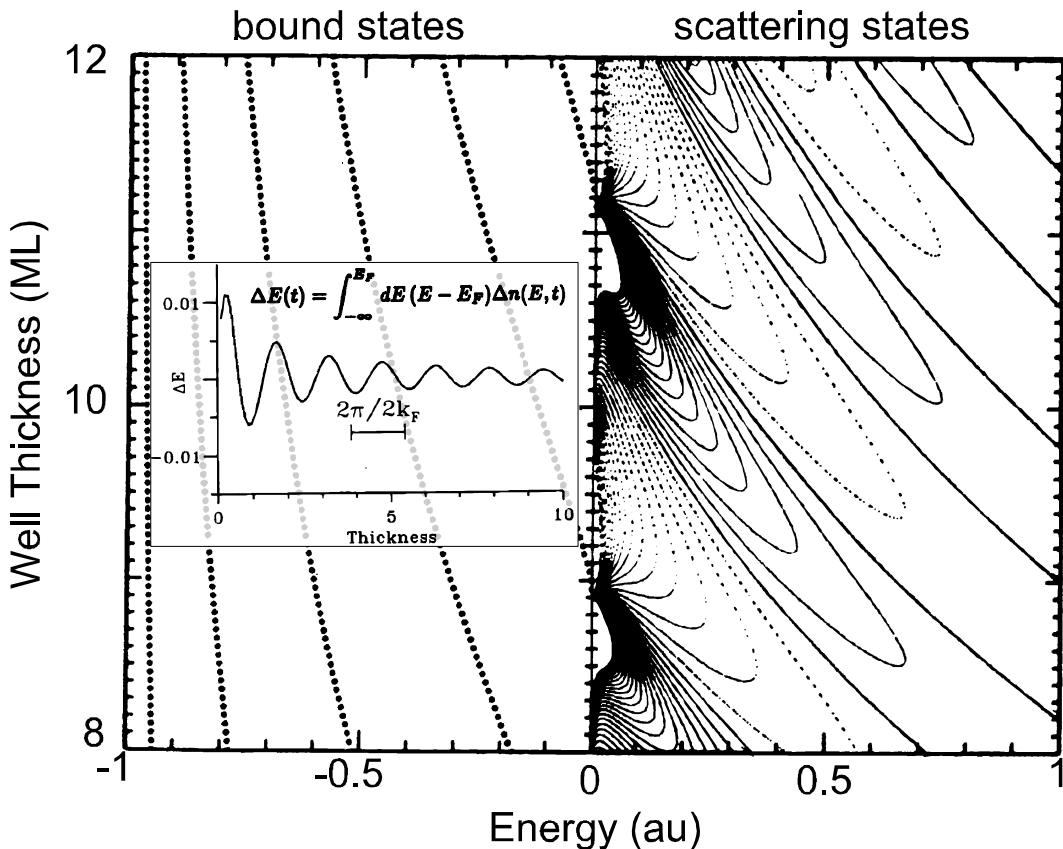


Abb. 3-10: Änderung der Zustandsdichte für ein einfaches „quantum well“ (aus [Stiles], modifiziert). Der Ursprung der Energieskala ist an die Oberkante des „well“ gelegt. Für negative Energien findet man gebundene Zustände, deren Lage in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke durch gepunktete Linien dargestellt ist. Für positive Energien beschreibt ein Konturdiagramm die Zustandsdichte als Funktion der Schichtdicke und der Energie. Positive Konturlinien sind durchgezogen negative sind gestrichelt. Der Einschub links verdeutlicht den oszillatorischen Charakter der Energieänderung in Abhängigkeit von der Schichtdicke des „well“.

Zustände unterhalb der Potentialkante vorhanden. Für Energien bis zu dieser Potentialkante gibt es diskrete Zustände abhängig von der Breite des „quantum well“ (linke Seite in Abb. 3-10; hier ist die Potentialkante als Ursprung der Energie gewählt). Zweitens gibt es Streuzustände (rechte Seite von Abb. 3-10) von der Potentialkante bis zur Fermienergie des Zwischenschichtmaterials. Elektronen von außerhalb des Potentialtopfes werden gestreut und haben eine bestimmte Transmissionswahrscheinlichkeit über den „quantum well“ hinweg. Diese klingt mit zunehmender Elektronenenergie bis zur Fermienergie ab, hat aber einen oszillatorischen Charakter, da die Wellenvektoren der Streuwellen bei bestimmten Energien ganzzahlige Vielfache der Zwischenschichtdicke bilden. Es kommt zu Resonanzen mit den gebundenen Zuständen. Die Schichtdickenoszillation der Austauschkopplung entsteht also, weil die Energie, die aufgebracht werden muß, um die Elektronenzustände im „quantum well“ bis zur Fermienergie des Zwischenschichtmaterials aufzufüllen, von der Breite des „quantum well“ abhängt. Dies verdeutlicht der Einschub in Abb. 3-10. Wenn man für jede einzelne „well“-Dicke in der rechten Hälfte der Abbildung die Elektronenzustände bis zur Fermienergie auffüllt, erhält man mit der Zwischenschichtdicke oszillierende Energiebeträge des Systems.

Die Fermienergieoberfläche eines Metalls ist abhängig von dessen Kristallstruktur. Daher ist auch die Oszillationsperiode der Austauschkopplung vom entsprechenden Zwischenschichtmaterial abhängig. Die Kristallstruktur lässt sich im reziproken Raum durch die erste Brillouinzone eindeutig beschreiben (dünne Linien in Abb. 3-11). Die Existenz eines Gitters hat zur Folge, daß es äquivalente Wellenvektoren außerhalb der ersten Brillouinzone gibt. Daher müssen die Integrale über die Wellenvektoren auch auf eine bestimmte Region — eben die erste Brillouinzone des reziproken Gitters — beschränkt werden, um das Mitzählen äquivalenter Wellenvektoren zu verhindern. Da für die Austauschkopplung nur Wellenvektoren parallel zur Schichtnormalen des Schichtsystems relevant sind, ist es sinnvoll, die allgemein gebräuchlichen Standardformen der Brillouinzenen, die eine vollständige Gruppenumgebung eines Gitterpunktes darstellt (dünne Linien in Abb. 3-11), an die Gegebenheiten des Schichtsystems anzupassen. Alle in dieser Arbeit diskutierten Schichtsysteme weisen (001)-Grenzflächen bzw. (001)-Oberflächen auf (vergleiche Abb. 6-2). Die verwendeten Materialien Fe, Ag und Cr sind in ihren Gitterparametern (vergleiche Kapitel 6) nicht so unterschiedlich, daß sie kein gemeinsames Netz an den Grenzflächen ausbilden. D.h., streuen Elektronen an den Grenzflächen, bleiben die Momente parallel zur Grenzfläche erhalten. Daher ist eine Punktgruppensymmetrie der Brillouinzone bezüglich der Grenzflächensymmetrie von Vorteil. Diese ist in Abb. 3-11 explizit für die (001)-orientierten bcc- und fcc-Schichtstrukturen angegeben (dicke Linien). Auf diese spezielle Form der Darstellung der Brillouinzone wird auch im Auswertungskapitel 11 eingegangen. Man kann an Abb.

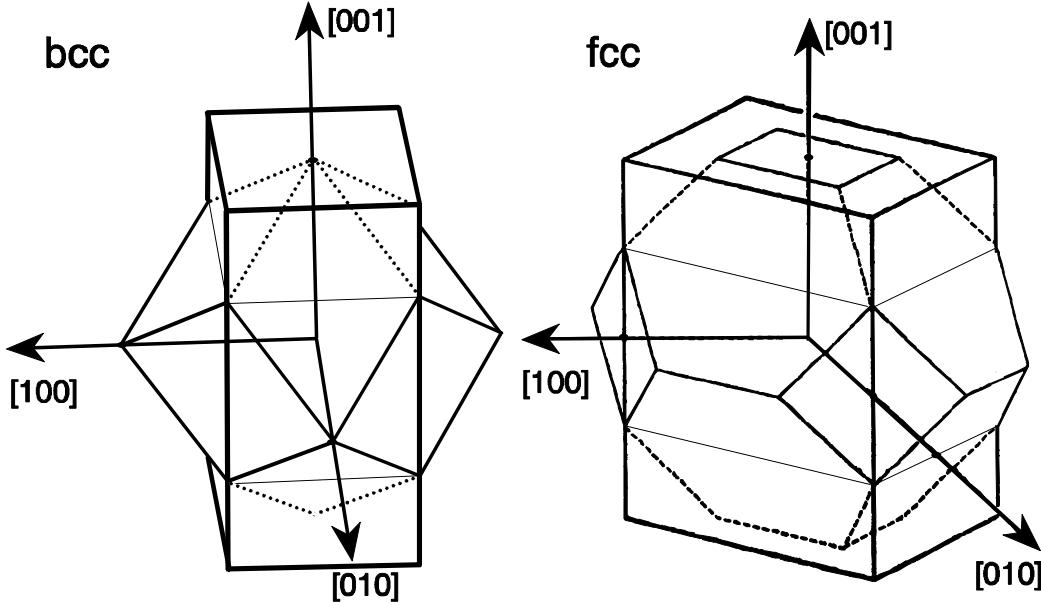


Abb. 3-11: Skizze der Brillouinzonen eines bcc-Gitters und eines fcc-Gitters. Mit den dünnen und gepunkteten Strichen sind die Brillouinzonen des Bulkmaterials dargestellt. Die dickeren Striche repräsentieren die entsprechenden raumfüllenden Brillouinzonen für dünne Schichten mit (100)-Oberflächen. Die strichpunktisierten Linien sind Schnittgeraden der Zonenoberflächen.

3-11 leicht erkennen, daß sowohl die Standardbrillouinzone als auch die für die Schichtstruktur modifizierte Zone das gleiche Volumen haben. Die Schnittflächen der beiden Zonen sind jeweils durch dünne Strichpunktlinien gekennzeichnet. Beide neuen Brillouinzonen haben eine Rechteckstruktur senkrecht zur Grenzfläche. Die Kantenlänge senkrecht zur Schicht beträgt einen Netzebenenabstand.

Wie schon erwähnt, bleibt das parallele Moment der gestreuten Elektronen erhalten. D.h. der Wellenvektor für die Kopplung liegt immer entlang der Schichtnormalen. Das Kopplungsproblem in einem realen Kristall kann also für das „quantum well“-Modell der Austauschkopplung auf einen Satz eindimensionaler „wells“ reduziert werden. Jedes „well“ gibt einen Beitrag zur Energie des Systems, der mit der Zwischenschichtdicke oszilliert. Die Periode ist durch den Verbindungswellenvektor der Fermioberflächen gegeben. Für Fermioberflächen kubischer Metalle mitteln sich viele dieser Beiträge bei der Aufsummierung wieder heraus und es bleiben nur die Beiträge für die extremalen Verbindungsvektoren erhalten [Stiles].

Die Abb. 3-12 zeigt auf der linken Seite zwei Schnitte durch die im vorletzten Abschnitt erläuterten Brillouinzonen für dünne (001)-Schichten aus fcc Silber (unten) und bcc Chrom (oben). Diese Schnitte liegen parallel zu einer der Kanten dieser Brillouinzen. Die dickeren Linien in den Diagrammen stellen die Fermifächenschnittlinien dar. Die in die Brillouinzen der Abb. 3-12 eingezeichneten Vektoren bezeichnen die

extremalen Wellenvektoren, die zwischen zwei Fermiflächen aufgespannt werden können und für die Periode der Austauschkopplung verantwortlich sind [Stiles]. Die Zahlenwerte an den Vektoren sind die von Stiles berechneten Perioden der Austauschkopplung in nm (vergleiche mit eigenen Kopplungsperioden Kapitel 11.2 und 11.4).

Bei der Bestimmung dieser Wellenvektoren wurde die Struktur des Bulkmaterials angenommen. Es wird in den meisten Veröffentlichungen und in den beiden hier zugrundeliegenden [Stiles, Bruno3] keine Korrektur der Bandstruktur durch zum Beispiel Übergitter berücksichtigt. Dies führt allerdings bei den in dieser Arbeit betrachteten Zwischenschichtmaterialien Silber und Chrom zu keinen wesentlichen Fehlern, da die Gitterparameter dieser Materialien mit denen des Eisens sehr gut übereinstimmen. Eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung der oszillierenden Energiebeiträge ist ein elektronischer Beitrag, der durch das Potential der stehenden bzw. der sich damit in Resonanz befindenden „quantum well“-Zustände (s.o.) hervorgerufen wird. Bei Zwischenschichtdicken von einigen Monolagen ist der Einfluß auf die Kopplungsperiode allerdings zu vernachlässigen. Um die extremalen Wellenvektoren schnell finden und verifizieren zu können sind die beiden folgenden grundlegenden Kriterien sehr hilfreich [Sti-

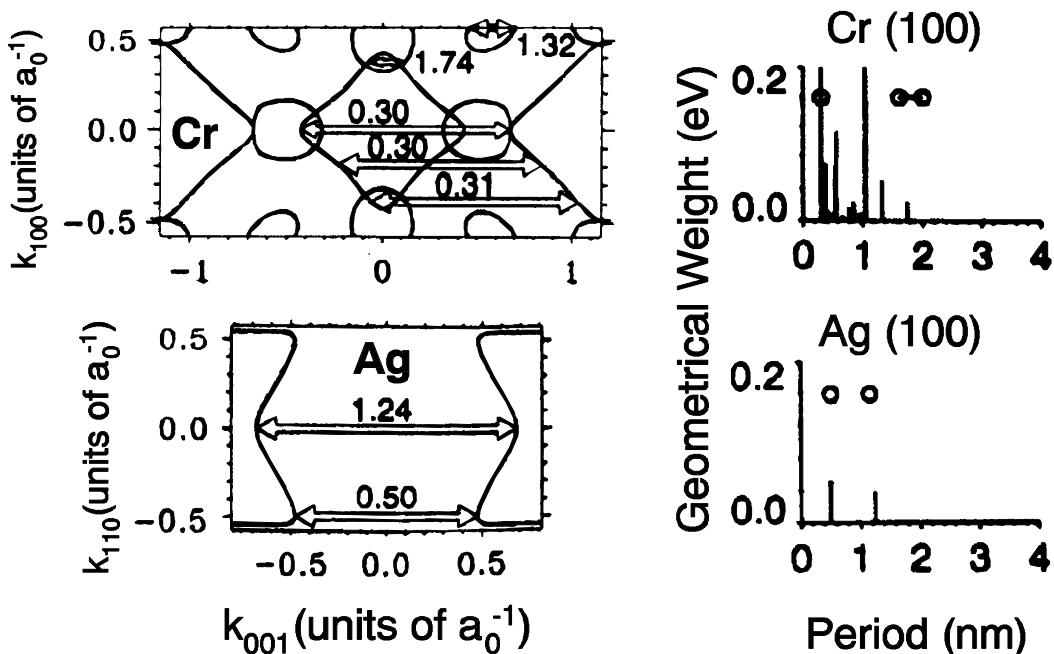


Abb. 3-12: Veranschaulichung der Herkunft der Periodizität des bilinearen Kopplungsparameters für Chrom und Silber. (aus [Stiles])

Die linke Seite ist ein Schnitt durch die modifizierte Brillouinzone aus Abb. 3-11 mit der dazugehörigen Fermioberfläche. Die eingezeichneten Pfeile sind die extremalen Spannvektoren. Jeder Vektor ist mit der aus ihm resultierenden Kopplungsperiode in nm beschriftet. Die fehlerhafte Beschriftung in [Stiles] wurde korrigiert.

Rechts sind die nach dem Modell von Stiles möglichen Kopplungsperioden dargestellt. Die geometrische Wichtung ist nur ein relatives Maß für deren Wahrscheinlichkeit. ○ bezeichnet experimentell gefundene Kopplungsperioden [Stiles].

les, Bruno3] . Zum einen muß - wie schon erwähnt - der Wellenvektor entlang der Schichtnormalen liegen. Zum anderen muß an seinen Endpunkten auf den Fermioberflächen die Gruppengeschwindigkeit der umlaufenden Elektronen antiparallel stehen, damit die Fermioberfläche an dieser Stelle einen Beitrag zur oszillatorischen Energie des Systems gibt.

Im unteren linken Teil von Abb. 3-12 sind die beiden möglichen Wellenvektoren zu den Kopplungsperioden des Silbers in die Fermiflächen der modifizierten Brillouinzenen eingetragen. Die Fermioberfläche für Edelmetalle wie Silber ähnelt auf Grund der abgeschlossenen d-Schale sehr der eines freien Elektrons. Die kugelförmige Oberfläche hat in den zu [111] äquivalenten Richtungen Hälse, die sie mit den Fermiflächen der benachbarten Brillouinzenen verbinden. In den [100] äquivalenten Richtungen sind die Kugeln leicht ausgebeult (vergleiche Abb. 3-13). Setzt man zwei dieser Brillouinzenenschnitte nebeneinander, bekommt man für alle Edelmetalle geschlossene Fermioberflächen, die wegen ihrer Form üblicherweise als „Hundeknochen“ bezeichnet werden (z.B.:[Hellwege]). Die Wellenvektoren, die sich in diesen „Hundeknochen“ zwischen zwei Brillouinzenen ausbreiten können, sind in Abb. 3-12 in die erste Brillouinzone transformiert worden. So kommt es auch, daß der eingezeichnete längere Vektor in der Zonenmitte (Abb. 3-12) mit der längeren Oszillationsperiode angegeben ist. Nach der Form der Fermioberfläche kommt er dem Wellenvektor einer freien Elektronenbewegung am nächsten.

Die Übereinstimmung zwischen den gefundenen Oszillationen aus Theorie und Experiment sind bei Edelmetallen und gerade bei Silber hervorragend [Stiles, Bruno2, Heinrich2]. Sie stimmen auch mit den in dieser Arbeit gefundene Oszillationen überein (vergleiche Kapitel 11.2). Dies liegt zum einen an der sehr guten Deckung der Gitterkonstanten des Silbers und des Eisens (vergleiche Kapitel 6). Der andere Grund liegt in der einfachen Fermiflächenstruktur (Abb. 3-13). Diese läßt nur zwei Oszillationsperioden zu. Eine weitere Besonderheit der Edelmetalle ist, daß die Gruppengeschwindigkeiten auf den Fermiflächen für beide Wellenvektoren nicht nur antiparallel

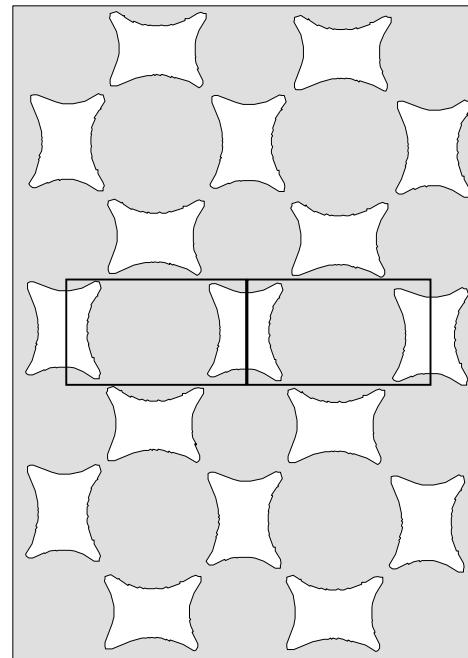


Abb. 3-13: Schnitt durch die Fermifläche eines Edelmetalles in der  $[1\bar{1}0]$ -Kristallebene. Dicke Linie = Brillouinzone

stehen (notwendige Bedingung), sondern sogar senkrecht auf den Wellenvektoren.

Für Chrom als Zwischenschichtmaterial sind die Fermiflächen wegen der nicht abgeschlossenen 3d-Schale wesentlich komplexer als bei den Edelmetallen. Daher gibt es eine Vielzahl potentieller Kopplungsperioden. Nur wenige davon werden auch experimentell beobachtet (vergleiche Abb. 3-12 rechts oben). Auf die einzelnen möglichen Kopplungsperioden geht das Kapitel 11.4 ein, da ihre Beschaffenheit stark von den Präparationsbedingungen der Schichtsysteme (Interfacebeschaffenheit) und den speziellen Meßbedingungen der FMR abhängt. An dieser Stelle wird nur auf zwei besondere Wellenvektoren hingewiesen. Der eine ist für eine kurzreichweite Oszillation verantwortlich, die mit einer Periode von 0.3 nm etwas größer ist als eine 2 ML Oszillation. Es handelt sich hierbei um einen sogenannten „nesting vector“. Der Name kommt durch einen sehr bildhaften Vergleich zustande. Verschiedene Segmente der Fermioberfläche in Richtung des Wellenvektors passen dann direkt ineinander. D.h., zusammengeführt könnte man sie ineinander einpassen. Ein solcher Wellenvektor ist in der Mitte der Brillouinzone des Chroms in Abb. 3-12 eingezeichnet. Diese etwas größere Periode als 2 ML ist bei massivem Chrom unterhalb der antiferromagnetischen Ordnungstemperatur  $T_N$  für den sogenannten „nicht kommensurablen Spindichtewellen Antiferromagnetismus“ verantwortlich. Eine ausführliche Beschreibung findet man z.B. bei [Bödecker]. Die Momente des Chroms stehen hier von Monolage zu Monolage antiparallel. Man erhält durch die etwas größere Periode eine Amplitudenmodulation des Antiferromagnetismus von 26 ML. Der andere besondere Wellenvektor in der Chrombrillouinzone ist für eine besonders langreichweite Oszillationsperiode verantwortlich und ist mit einer Periode von 1.74 nm rechts oben in der Brillouinzone des Chroms in Abb. 3-12 eingezeichnet.

### 3.5.2 Biquadratische Kopplung

Die im letzten Abschnitt vorgestellten theoretischen Ansätze zur bilinearen Austauschkopplung, die sich auf intrinsische Größen wie Bandstrukturen oder gebundene Zustände stützen, erweisen sich als sehr gut geeignet, die experimentell gefundenen Austauschparameter zu beschreiben. Einen zusammenfassenden Überblick über diese intrinsischen Einflüsse findet man in [Bruno4]. Im Gegensatz dazu ist die Herkunft der biquadratischen oder 90°-Kopplung noch nicht grundlegend geklärt. Fest steht nur, daß ähnliche intrinsische Ansätze [Bruno4, Edwards] zu einem Beitrag zur biquadratischen Kopplung führen, der weder die an unterschiedlichen Dreifachsystemen gefundenen Kopplungsparameter  $B_{12}$  in Größe und Vorzeichen erklärt, noch deren temperaturabhängiges Verhalten. Weitere Beiträge zur intrinsischen biquadratischen Kopplung, die auf Kopplungsbeiträge durch senkrecht zur Schicht nicht homogene Spinausrichtungen ba-

sieren [Barnas], können für dünne einkristalline Fe-Filme wegen der hohen Austauschkonstante bei Fe-Dicken  $< 30 \text{ ML}$  keinen Beitrag liefern [Bland]. Des weiteren sind bei FMR-Messungen im X-Band die internen Felder groß genug, um die Probe in dieser Richtung zu sättigen (Kapitel 7).

Seit 1991 finden sich vermehrt Ansätze, die für die biquadratische Austauschkopplung probenspezifische bzw. herstellungsbedingte Ursachen zugrunde legen [Slonczewski1, Slonczewski2, Demokritov]. Diese Ansätze zeigen das richtige Vorzeichen der Kopplungskonstante und sind vom Betrag her sehr nahe an den in der Literatur zu findenden Größen für die biquadratische Austauschkopplung. Da der explizite Vergleich dieser Theorien wegen ihres probenspezifischen Charakters erst in Kapitel 11.1 und 11.2 durchgeführt wird, ist an dieser Stelle nur jeweils ihre grundlegende Idee erläutert.

Der erste Mechanismus, der nach [Slonczewski1, Demokritov] zu einem Beitrag zur biquadratischen Kopplung führt, ist die Grenzschichtrauhigkeit in den jeweiligen Schichtsystemen. Dieser Beitrag zur biquadratischen Kopplung wirkt sich gerade im Bereich verschwindender bilinearer Kopplung aus. Die örtlichen Fluktuationen der bilinearen Kopplung, hervorgerufen durch monoatomare, terrassenartige Variationen der Zwischenschichtdicke (vergleiche Kapitel 6.3), können zur ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Kopplung in benachbarten Terrassen führen. Daher kommt es zu einer Konkurrenz dieser beiden Kopplungen auf einer kleinen Skala der Probe. Dies führt wiederum zu einer Relaxation, die sich in einer senkrechten Ausrichtung der magnetischen Schichten zueinander auswirkt. Dieses Modell ist in der Lage, die gemessenen großen biquadratischen Austauschkonstanten in entsprechend gut präparierten Dreifachschichten (nur Monolagenrauhigkeit) zu erklären. Weiterhin ist es so möglich, das Verschwinden der biquadratischen Kopplung bei hoher Grenzschichtrauhigkeit von Proben zu begründen (siehe Kapitel 11.4). Die nach diesem Modell vorausgesagte geringe Temperaturabhängigkeit der Austauschkopplung (leichter Anstieg mit abnehmender Temperatur [Slonczewski2, Schäfer2]) erklärt nicht alle in der Literatur gefundenen Meßdaten und weicht auch von den in Kapitel 11.3 gefundenen Abhängigkeiten ab.

Wegen dieser Abweichungen wurde in [Slonczewski2] ein weiterer möglicher Mechanismus für die biquadratische Austauschkopplung entwickelt, der in [Schäfer2] experimentell belegt wurde. Dieser sogenannte „loose spin“-Mechanismus beruht auf geringen lokalen Verunreinigungen des Zwischenschichtmaterials durch das magnetische Material. Diese paramagnetischen Einschlüsse führen zu einer zusätzlichen RKKY-ähnlichen Austauschkopplung. Die Winkelabhängigkeit dieser Kopplungsenergie weicht von der der konventionellen bilinearen Form ab, da es möglich ist, die Polarisierbarkeit der „loose spins“ zu sättigen. Man findet so immer einen negativen Beitrag zu  $B_{12}$ . Das temperaturabhängige Verhalten dieses Kopplungsbeitrages ist durch die Fixierung der

„loose spins“ bei tiefen Temperaturen deutlich ausgeprägter als bei allen anderen Beiträgen. Eine weitere Betrachtung dieses Effektes befindet sich im Auswertekapitel 11.3.

### 3.6 Freie Energiedichte eines austauschgekoppelten Fe-„sandwich“-Systems

Da es sich bei den magnetischen Schichten der „sandwich“-Systeme immer um zwei Fe-Filme handelt, ist die für die Interpretation der FMR-Ergebnisse notwendige freie Energie pro Flächeneinheit eine Summe der Beiträge der Einzelschichten und der Kopplungsbeiträge der beiden Filme. In dieser Arbeit werden Fe/Ag/Fe-Systeme untersucht, bei denen die Schichtdicken oder die Herstellungsparameter der beiden Fe-Filme nicht voneinander abweichen. Daher kann man nach den Ergebnissen der Fe-Einzelfilme in den Kapiteln 7 - 9 davon ausgehen, daß sich die magnetischen Parameter  $M$ ,  $K_1$  und  $K_s$  der beiden Fe-Filme des „sandwich“ nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Sie werden daher für den folgenden Ausdruck der freien Energie pro Flächeneinheit des Gesamtsystems als für beide magnetischen Schichten gleich angenommen.

$$\begin{aligned}
 F_p = & -M B \left[ \left( d_1 \cos(\mathbf{F}_1 - \mathbf{j}) \sin \mathbf{Q}_1 + d_2 \cos(\mathbf{F}_2 - \mathbf{j}) \sin \mathbf{Q}_2 \right) \sin \mathbf{J} \right. \\
 & + \cos J \left( d_1 \cos \mathbf{Q}_1 + d_2 \cos \mathbf{Q}_2 \right) \left. \right] \\
 & + \frac{1}{2} \mathbf{m}_0 M^2 \left( d_1 \cos^2 \mathbf{Q}_1 + d_2 \cos^2 \mathbf{Q}_2 \right) \\
 & + \frac{1}{4} K_1 \left[ d_1 \left( \sin^2(2\mathbf{Q}_1) + \sin^4 \mathbf{Q}_1 \sin^2(2\mathbf{F}_1) \right) \right. \\
 & \quad \left. + d_2 \left( \sin^2(2\mathbf{Q}_2) + \sin^4 \mathbf{Q}_2 \sin^2(2\mathbf{F}_2) \right) \right] \\
 & + 2K_s \left( \sin^2 \mathbf{Q}_1 + \sin^2 \mathbf{Q}_2 \right) \\
 & + A_{12} M^2 \left( \cos(\mathbf{F}_1 - \mathbf{F}_2) \sin \mathbf{Q}_1 \sin \mathbf{Q}_2 + \cos \mathbf{Q}_1 \cos \mathbf{Q}_2 \right) \\
 & + B_{12} M^4 \left( \cos(\mathbf{F}_1 - \mathbf{F}_2) \sin \mathbf{Q}_1 \sin \mathbf{Q}_2 + \cos \mathbf{Q}_1 \cos \mathbf{Q}_2 \right)^2
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Hier sind für jede Einzelschicht die folgenden Beiträge zur freien Energie pro Flächeneinheit berücksichtigt: der Zeeman-Anteil, das Entmagnetisierungsfeld, die Kristallanisotropie 1. Ordnung und die Oberflächenanisotropie. Die beiden letzten Terme beschreiben den bilinearen und den biquadratischen Kopplungsterm in Polarkoordinaten. Alle Bezeichnungen sind nach Abb. 3-9 gewählt. Weitere Anisotropiebeiträge zu berücksichtigen - wie die Kristallanisotropie zweiter Ordnung oder eine in-plane uniachsiale Anisotropie - macht wegen des diskutierten kleinen Beitrags dieser Effekte (Kapitel 3.2) bei einem „sandwich“-System keinen Sinn mehr, da sie weder mit winkelabhängiger noch mit ortsaufgelöster FMR aufzulösen sind. Die Austauschkonstanten  $A_{12}$  und  $B_{12}$  beziehen sich natürlich jeweils auf beide Grenzschichten, was bei der Auswertung und dem Vergleich der Ergebnisse im Kapitel 11 berücksichtigt werden muß.

Die Determinante der Matrix in (3.22) beinhaltet die zweiten Ableitungen der freien Energie pro Flächeneinheit nach den Gleichgewichtswinkeln der Magnetisierung. Bildet man diese zweiten Ableitungen und setzt zusätzlich die jeweils gegebenen Meßgeometrien an, dann kann sich die Determinante erheblich vereinfachen. Daher wird an dieser Stelle darauf verzichtet, eine explizite Resonanzbedingung anzugeben. Dies wird in Kapitel 11 exemplarisch für eine FMR-Messung mit äußerem Magnetfeld entlang der [110]-Orientierung geschehen.

## 4 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel sind die für die FMR-Experimente benötigten Meßkomponenten aufgeführt und ihre wichtigsten Funktionen erklärt. Da sich die konventionelle FMR und die ortsaufgelöste PM-FMR nur in ihrer Modulation und in den verwendeten Resonatortypen unterscheidet, wird der Detektionsaufbau an Hand der konventionellen FMR beschrieben. Der Abschnitt 4.2 beinhaltet nur die Änderungen im Vergleich zum konventionellen Meßverfahren und die Beschreibung zusätzlicher Komponenten sowie notwendige Modifikationen der Anlage, die im Rahmen dieser Arbeit zur Untersuchung dünner einkristalliner Filme notwendig waren.

Die Entstehung des Meßsignals am Probenort und dessen Form und Eigenschaften behandelt das Kapitel 5 separat. Die dort ausgeführten Berechnungen zum konventionellen und zum photothermisch modulierten FMR-Signal sind für das Verständnis und die Interpretation der Meßergebnisse ab Kapitel 7 erforderlich.

### 4.1 Konventionelle ferromagnetische Resonanz

Die Abb. 4-1 zeigt ein Schema der konventionellen FMR-Meßapparatur, das alle wesentlichen Komponenten und deren Verknüpfung untereinander veranschaulicht.

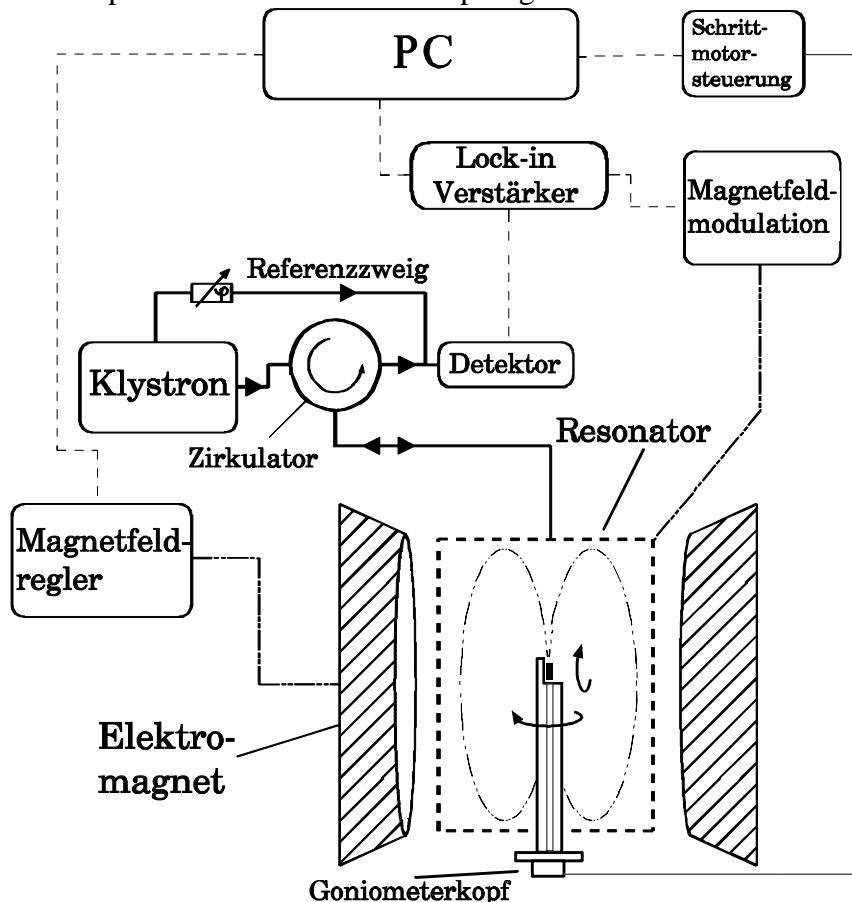


Abb. 4-1: Meßaufbau der konventionellen FMR

Die Hauptbestandteile dieses FMR-Aufbaues sind:

- Ein Varian-E-Line ESR-Spektrometer. Im aktuellen Meßaufbau übernimmt es nur noch die Magnetfeldregelung und die Magnetfeldmodulation. Die Magnetfeldregelung lässt eine maximale Feldauflösung von  $10 \mu\text{T}$  zu. Die Magnetfeldmodulation kann bis zu  $4 \text{ mT}$  betragen und wird generell bei einer Frequenz von  $100 \text{ kHz}$  ausgeführt.
- Ein Elektromagnet Varian-V7300 mit einer Spaltbreite von  $7.5 \text{ cm}$  für Magnetfelder bis  $1.56 \text{ T}$  und  $3.5 \text{ cm}$  für Felder bis  $2.58 \text{ T}$ .
- Ein Lock-in-Verstärker Ithaco-NF 3961 für Frequenzen von  $5 \text{ Hz}$  bis  $120 \text{ kHz}$  mit einer wählbaren Empfindlichkeit von  $1 \mu\text{V}$  bis  $1 \text{ V}$ .
- Eine X-Band Mikrowellenbrücke Varian-E102, die im wesentlichen das Klystron, den Referenzzweig und den Mikrowellendetektor beinhaltet. Frequenzbereich von  $8.8 - 9.6 \text{ GHz}$
- Zwei X-Band-Hohlraumresonatoren Varian-E231 und Bruker-ER-4104OR jeweils mit eingebauten Modulationsspulen.
- Eine Schrittmotorsteuerung (Eigenbau [Netzelmann]) mit mehreren Schrittschaltmotoren und Unterstellungsgetrieben von  $1/20-1/80$  für eine theoretische Winkeleauflösung von  $0.02^\circ$ .
- Ein Goniometerkopf für die Probenrotation im Resonator um zwei senkrechte Achsen vergleiche Abb. 4-1 mit einer Winkelaufösung von  $0.09^\circ$ .
- Zwei Temperatureinheiten für FMR-Messungen im Bereich von  $3.5 \text{ K}$  bis  $300 \text{ K}$  mittels eines Heliumverdampferkryostaten von Oxford und von  $100 \text{ K}$  bis  $700 \text{ K}$  mittels einer Stickstoffverdampfungseinheit von Bruker.
- Ein Personal Computer (486DX 33) mit IEEE-Interfacekarte zur Ansteuerung des Lock-in Verstärkers, der Temperaturregelung, der Schrittmotorsteuerung und einer zusätzlichen Magnetfeldmessung. Die Magnetfeldsteuerung erfolgt mit einer separaten Digital-IO-Karte, die an der TU Aachen hergestellt wurde.

Die Abb. 4-1 soll den Zusammenhang dieser einzelnen Komponenten verdeutlichen, der in den folgenden Absätzen kurz umrissen wird.

Das Herzstück der Anlage ist die Mikrowellenbrücke. In ihr werden die Mikrowellen durch ein Reflexklystron im Frequenzbereich von  $8.8 \text{ GHz}$  bis  $9.6 \text{ GHz}$  erzeugt. Die Ausgangsleistung  $P_0$  beträgt stabilisiert  $200 \text{ mW}$  und ist über einen Abschwächer um  $60 \text{ dB}$  stufenlos reduzierbar. Über einen Zirkulator wird diese ausgekoppelte Mikrowellenleistung anschließend an den entsprechenden Resonator außerhalb der Brücke

weitergeleitet (siehe weiter unten). Wird von dort Mikrowellenleistung reflektiert, gelangt diese wieder über den Zirkulator an den Kristalldiodendetektor. Für einen linearen Nachweis der reflektierten Leistung benötigt der Detektor eine bestimmte Vorspannung. Die dazu erforderliche Mikrowellenleistung erhält er über einen regelbaren Referenzzweig vom Klystron. Ein Phasenregler im Referenzzweig sorgt für die Phasengleichheit der Wellen von Referenzzweig und Resonatorzweig. Vom Detektor wird das Signal über einen Vorverstärker an den externen Lock-in-Verstärker weitergeleitet. Die Bandbreite des Vorverstärkers reicht dabei aus, um Signale mit einer Frequenz von bis zu 1 MHz zu verstärken. Ein Überblick über die explizite Funktionsweise und weitere Spezifikationen dieser Mikrowellenbrücke findet man in [Harms].

Bei der konventionellen FMR ist durch die Feldmodulation  $b_{\text{mod}}$  mit  $f_{\text{mod}} = 100 \text{ kHz}$  das vom Resonator kommende Absorptionssignal (vergleiche Kapitel 5.3.1) mittels des Lock-in-Verstärkers von anderen Untergrundsignalen zu trennen. Anstelle der gesamten reflektierten Leistung  $P$  (siehe Kapitel 5) detektiert der Lock-in-Verstärker nur den modulationsfrequenzabhängigen Anteil des Signals

$$B_{(f_{\text{mod}})} = B + b_{\text{mod}} \quad \Rightarrow \quad P_{(B_{(f_{\text{mod}})})} \approx P_0 + \left| \frac{\nabla P}{\nabla B} \right|_f . \quad (4.1)$$

Für die im nächsten Abschnitt beschriebene PM-FMR, die auf der thermischen Modulation der temperaturabhängigen magnetischen Parameter in der Probe selbst beruht, ergeben sich prinzipiell für die Detektion die gleichen Bedingungen

$$P_{(T)} \approx P_0 + \left| \frac{\nabla P}{\nabla T} \right|_f . \quad (4.2)$$

Dieses Meßsignal wird dann für beide Meßmethoden in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld zur Bearbeitung an den Computer weitergegeben. Ein Spektrum kann dabei aus 4096 einzelnen Punkten bestehen und im Rahmen des vorgegebenen Magneten jeden beliebigen Feldbereich abdecken. Selbst bei maximalem Feldbereich von 2.5 T erreicht man noch eine Auflösung von 0.6 mT, was ausreicht, um die schmalsten in dieser Arbeit vorkommenden Linienbreite von 1.7 mT zu detektieren. Für eine hinreichend genaue Bestimmung der Resonanzlinien wird allerdings immer darauf geachtet, daß die Auflösung ausreicht, um mindestens 10 Meßpunkte innerhalb der jeweiligen Resonanzlinienbreite aufzunehmen.

Bei den verwendeten Mikrowellenresonatoren handelt es sich um zwei Rechteckresonatoren mit einer stehenden Wellenform  $\text{TE}_{102}$  für den Varian-Resonator und  $\text{TE}_{103}$  für den Bruker-Resonator. Die meisten konventionellen Messungen wurden allerdings im

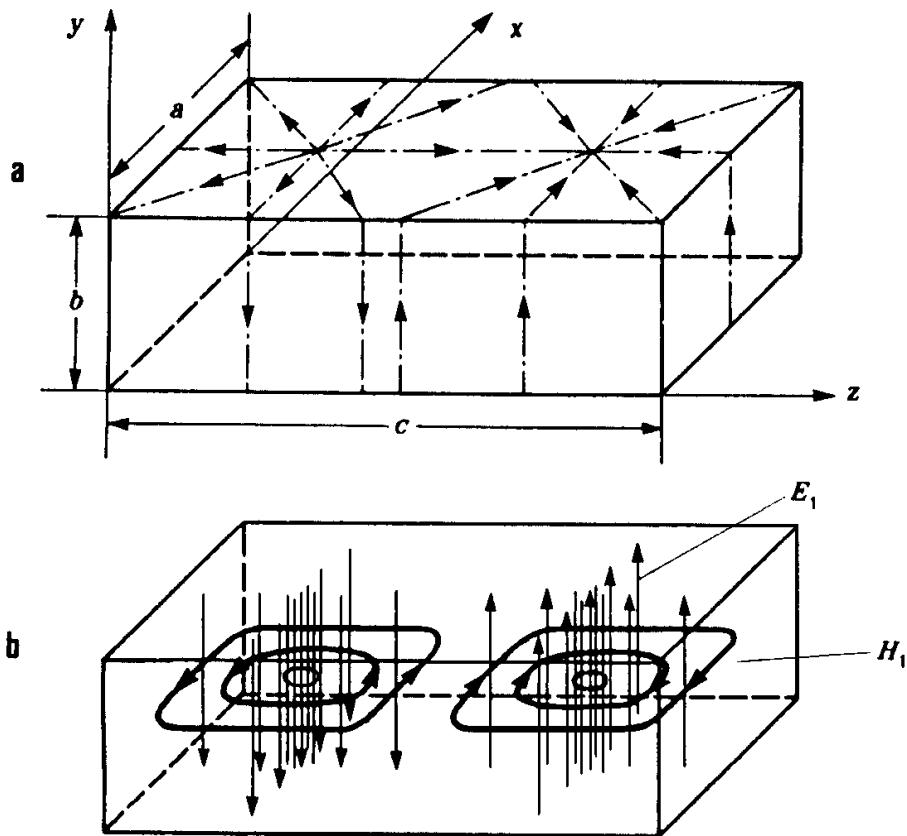


Abb. 4-2: Aufbau eines Rechteckresonators [Schneider]: a) Abmessungen und Verlauf der Wandströme. b) Verteilung der elektrischen und magnetischen Mikrowellenfelder.

Varian-Resonator ausgeführt, der im Vergleich zum Bruker-Resonator eine höhere Güte (s.u.) besitzt. Der Bruker-Resonator wurde nur für die Messungen über Raumtemperatur verwendet. Wegen seiner großen Abmessungen ist er des weiteren nicht für den kleinen Polschuhabstand des Magneten geeignet, was eine FMR-Messung von Fe-Filmen in senkrechter Anordnung mit diesem Resonator wegen des hohen benötigten externen Magnetfeldes unmöglich macht.

Ein Mikrowellenresonator zeichnet sich durch drei wesentliche Merkmale aus: seine Schwingungsform, seine Resonanzfrequenz und seine Güte. Die Modenform  $TE_{102}$  des Varian-Rechteckresonators ist in Abb. 4-2 dargestellt. Die Resonanzfrequenz eines solchen Resonators berechnet sich nach [Poole] wie folgt:

$$u_{Te102} = c \sqrt{\frac{1}{c^2} + \frac{1}{4a^2}} \quad (4.3)$$

$c, a$  = Abmessungen des Resonators nach Abb. 4-2 a)

Es zeigt sich, daß die Resonanzfrequenz nicht von der Breite  $b$  des Resonators abhängt. Dies ist ein großer Vorteil dieses Resonatortyps, da er so trotz einer kleinen Resonanzfrequenz im X-Band für kleine Magnetspalte auch unter 3 cm einsetzbar ist. Die Feldverteilung in Abb. 4-2 b) verdeutlicht, daß die Dichte der magnetischen Hochfrequenzfeldlinien in der Mitte des Resonators doppelt so groß ist wie an der Wand des Resonators, was eine zusätzliche Erhöhung der Signalausbeute ergibt. Weiterhin hat die elektrische Feldverteilung an dieser Stelle ihr Minimum. Für die Bestimmung des Meßsignals ist diese Geometrie  $\vec{b} = b \cdot e^{iw} \cdot \vec{e}_x$  von entscheidender Bedeutung (siehe Kap. 5).

Die Resonanzfrequenz und die Modenform eines Mikrowellenresonators hängen auch von den in den Resonator eingebrachten Materialien ab. Die Resonatorfrequenzen für die verwendeten Meßanordnungen betrugen ohne Probe: 9.23 GHz für den Varian-Resonator mit Quarzeinsatz, 9.35 GHz für den Varian-Resonator mit Goniometerkopf und 9.36 GHz für den Bruker-Resonator mit Quarzeinsatz.

Ein wichtiger Begriff in der Resonatortechnik ist die Güte eines Resonators. Diese spielt auch im Kapitel 5 über die Signalentstehung eine große Rolle und wird an dieser Stelle bereits eingeführt, um die verwandten Resonatoren zu charakterisieren.

$$Q = 2p \frac{\text{Gespeicherte Energie } (W_R)}{\text{Pro Periode verbrauchte Energie}} = \frac{w}{P} W_R \quad (4.4)$$

Ohmsche Verluste in den Resonatorwänden  $Q_W$ , Verluste durch Abstrahlung über die Koppelemente  $Q_K$ , dielektrische Verluste durch Resonatoreinsätze, Probenhalter und Probe  $Q_e$  und natürlich durch Resonanzabsorption in der magnetischen Schicht  $Q_c$  machen den internen Energieverbrauch des Resonators aus. Man findet daher oft eine Aufteilung dieser als unbelastete Güte  $Q_u$  bezeichneten internen Gesamtgüte in:

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_W} + \frac{1}{Q_K} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_c}. \quad (4.5)$$

Die unbelastete Güte des leeren Varian-Resonators ist  $Q_u = 7000$  und die des leeren Bruker-Resonators ist  $Q_u = 3500$ . Die schlechtere Güte des Bruker-Resonators kommt durch seine größeren Abmessungen und seinen optischen Zugang durch zwei Kamine in den  $a \times b$ -Flächen zustande (Abb. 4-2).

## 4.2 Photothermisch modulierte ferromagnetische Resonanz

Der größte Unterschied zu der konventionellen Meßtechnik besteht in der geänderten Modulation des Meßsignals, die in Kapitel 5.3.2 ausführlich beschrieben ist. Die hier verwandte thermische Modulation macht die folgenden apparativen Änderungen am Meßaufbau erforderlich (vergleiche Abb. 4-3).

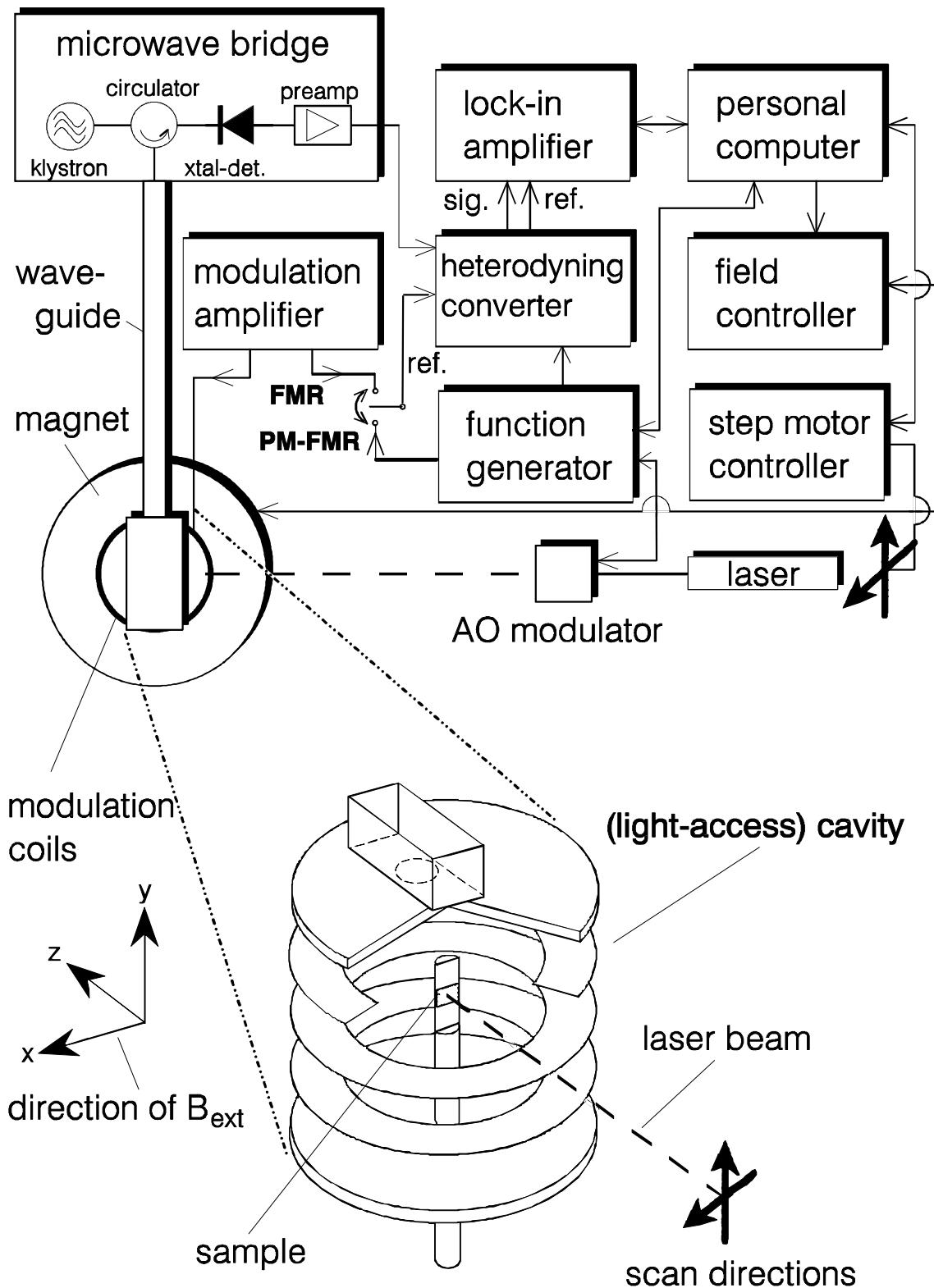


Abb. 4-3: Meßaufbau der PM-FMR mit offenem  $TE_{011}$  Zylinderresonator

- Zwei Laser: einmal ein He-Ne-Laser mit zugehörigem Netzteil von NEC (GLC 5700) mit einer Leistung von ca. 20 mW und einem Strahldurchmesser von 0.63 mm, zum anderen eine Festkörperlaserdiode OPC-I481 von der Opto Power Corporation mit Faserausgang und einer maximalen Leistung von 0.8 W bei einer Wellenlänge von 710 nm. Das Netzgerät zu dieser Diode (OPC-03PS-A) ermöglicht eine Stromregelung bis 1.5 A bei 5 V und ist bis 100 kHz direkt modulierbar.
- Kollimationsoptik (ebenfalls von OPC) für den Festkörperlaser direkt an den Lichtleiter angekoppelt mit einer Transmission von 94 %. Man erhält einen kollimierten Strahl mit 2.64 mm Durchmesser in 160 mm Entfernung von der Optik. Das Strahlprofil ist rund. Ein Bild dieses Profils befindet sich in Anhang 13.2.
- Fokussierlinsen: 17 mm Fotoobjektiv, 160 mm und 300 mm Linsen. Die theoretisch berechneten Fokusdurchmesser und Rayleighlängen findet man in Tabelle 1. Durch das nicht ideal parallele Licht der Kollimationsoptik des Festkörperlasers war nur eine maximale Fokussierung von 20  $\mu\text{m}$  bei Verwendung der 17 mm - Linse möglich (siehe Anhang 13.3).
- Eine Verschiebebühne mit einer Tragkraft von 50 kg, einem Hub von 2.5 cm in 2.5  $\mu\text{m}$  Schritten und einer Seitenverstellung von 2.5 cm in 1.25  $\mu\text{m}$  Schritten.
- Ein akusto-optischer Modulator (N23110 von NEOS Technologies Inc.) mit einer Transmission von 98 % und einer Lichtausbeute von 87 % in der ersten Beugungsordnung bei 632 nm, einer Bandbreite von 10 MHz und einer maximalen Einstrahlleistung von 10 W/mm<sup>2</sup>.
- Ein Funktionsgenerator (Kontron PG8201) zur Ansteuerung des akusto-optischen Modulators.
- Ein Heterodyn-Vorschaltkonverter (HMS Dynatrac 531), um Modulationsfrequenzen des Meßsignals im Bereich von 100 kHz bis 10 MHz auf eine im Meßbereich des Lock-in-Verstärkers liegende Frequenz von 20 kHz umzusetzen.

Tabelle 1: Fokusdurchmesser  $D_f = 2r_f = 2fI / pr_L$  und Rayleighlänge  $Z_R = pr_f^2 / I$  der benutzten Linsen für die in dieser Arbeit verwandten Laser [Siegman]

Linse $f(\text{mm})$	He-Ne-Laser: $I = 632.8 \text{ nm}, 2r_L = 0.63 \text{ mm}$		Fkp-Laser mit Kollimation: $I = 710 \text{ nm}, r_L = 2.6 \text{ mm}$	
	$D_f (\mu\text{m})$	$Z_R (\text{mm})$	$D_f (\mu\text{m})$	$Z_R (\text{mm})$
300	380	179.2	67	5.0
160	204	51.7	36	1.4
17	22	0.6	4	0.18

- Ein X-Band-Zylinderresonator TE011 [Orth2, Chamel] mit einer Resonanzfrequenz von 9.3 GHz und einer Güte  $Q_u = 3000$  (mit Aluminium abgeschirmt) bzw.  $Q_u = 1500$  (ohne Abschirmung).
- Für die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen: eine dichte Aluminiummantelung für den Zylinderresonator mit nur einer Eitrittsöffnung für den Laserstrahl und ein spezieller Quarzglaseinsatz (gefertigt von der Glaswerkstatt für den speziellen Einsatz eines auf die Probe fokussierten Laserstrahls) für den Anschluß an die Stickstofftemperatureinheit (Abschnitt 4.1)

Wie aus Abb. 4-3 hervorgeht, sind die Komponenten des Mikrowellenzweiges, sowohl was die Anregung als auch was die Detektion des Meßsignals angeht, bei der PM-FMR die gleichen wie bei der konventionellen FMR. Lediglich die Modulation des Meßsignals ist eine andere. Es wird nicht mehr das von außen an die Probe angelegte Magnetfeld moduliert (vergleiche letzter Abschnitt und Kapitel 5.3.1), sondern die magnetischen Parameter der Probe direkt über deren thermischen Eigenschaften. Dies ist ausführlich in Kapitel 5.3.2 diskutiert.

Um diese thermische Modulation möglichst lokal in der Probe zu erreichen, benutzt man einen Laserstrahl, der fokussiert auf die Probe trifft. Die Modulation erfolgt bei der Laserdiode direkt über eine Modulation des Diodenstroms oder mit dem akustooptischen Modulator beim He-Ne-Laser. Die durch die variable Modulationsfrequenz des Laserstrahls hervorgerufene unterschiedliche Ausbreitung der thermischen Welle in der Probe ist in Kapitel 5.3.2 speziell für die dünnen metallischen Filme auf dem GaAs-Substrat abgeschätzt. Dabei sind die unterschiedlichen Laserstrahldurchmesser aus Tabelle 1 berücksichtigt worden. Bei nahezu allen mit der PM-FMR untersuchten Proben wurde der He-Ne-Laser verwandt, weil sein sichtbares Licht ein großer Vorteil bei der Justierung des Meßaufbaus ist. Da alle Schichten mit Zinksulfid abgedeckt sind und somit eine gewisse Absorption des Lasers in der Probe gesichert ist, reicht die geringe Leistung des He-Ne-Lasers aus, um für ein detektierbares Meßsignal zu sorgen. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde für 2 Meßreihen die größere Laserleistung der Laserdiode erforderlich (Kapitel 5.3.2). Die Vorteile der IR-Laserdiode (die größere Leistung und der erheblich kompaktere optische Aufbau) müssen mit einer schlechteren Strahlcharakteristik (Anhang 13.2) und einem beträchtlich größeren Sicherheits- und Justieraufwand erkauft werden. So ist z.B. die Justierung des Aufbaus nur mit einer Videokamera möglich, da ihr CCD-Chip im Infraroten noch empfindlich ist. Ein Bild des jeweiligen optischen PM-FMR-Aufbaus befindet sich im Anhang 13.5.

Der Zylinderresonator, der im unteren Teil von Abb. 4-3 dargestellt ist, bietet einen optimalen optischen Zugang für das PM-FMR-Experiment. Seine horizontalen Ringe

sind so dimensioniert, daß die „cut-off“-Wellenlänge größer ist als die der Mikrowellenstrahlung und auch im beladenen Zustand die „cut-off“-Frequenz nicht erreicht wird [Orth2]. In der Realität existieren sehr wohl Strahlungsverluste, wie die Verdoppelung der Güte bei Verwendung einer Al-Abschirmung des Resonators zeigt. Da die prinzipielle Mikrowellenfeldverteilung dieses Zylinderresonators für die Interpretation der Meßergebnisse der Kapitel 5.4.2 und 7 von Relevanz ist, wird sie in Abb. 4-4 veranschaulicht. Aus dieser schematischen Zeichnung wird schon deutlich, daß die Probe auf der Zylinderachse positioniert werden muß und eine größere Probenausdehnung in diesem Resonatortyp nur entlang dieser Achse möglich ist, wenn man eine homogene Hf-Feldverteilung am Probenort behalten will. Diese Feldlinienverteilung mit der gleichen Ausrichtung des Mikrowellenanregungsfeldes am Probenort  $\vec{b} = b \cdot e^{i\omega t} \cdot \vec{e}_x$  wie beim Rechteckresonator ist für die Vergleichbarkeit der einzelnen FMR-Untersuchungen im X-Band von großer Bedeutung. Dies wird das nächste Kapitel zeigen. Weiterhin ist es für die PM-FMR Untersuchungen an den in dieser Arbeit verwandten Proben mit Halbleitersubstraten wesentlich, daß in der Mitte des Resonators das elektrische Feld der Mikrowellen verschwindet.

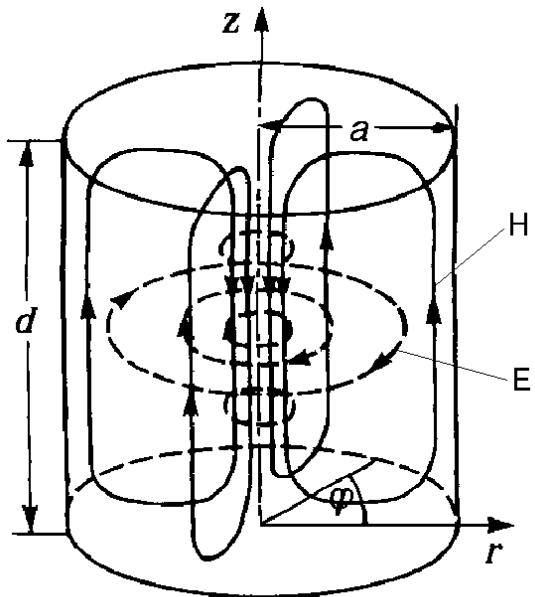


Abb. 4-4: Feldlinienverteilung eines  $TE_{011}$  Resonators nach [Schneider]

## 5 Das Signal der ferromagnetischen Resonanz

Nachdem in den Kapiteln 2 und 3 die theoretischen Grundlagen für die magnetische Resonanz beschrieben worden sind, beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem Meßsignal, so wie man es mit der in Kapitel 4 beschriebenen Meßanordnung erhält. Alle in diesem Kapitel gezeigten Spektren sind aus den magnetischen Eigenschaften dünner epitaktischer Eisenfilme — so wie sie nach Kapitel 3.3 erwartet werden — berechnet und beschreiben den intrinsischen Anteil des realen Meßsignals.

Der Abschnitt 5.1 befaßt sich dabei zunächst mit der Meßgröße reflektierte Mikrowellenleistung und verknüpft diese über den Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor  $\underline{\underline{c}}$  mit den magnetischen Parametern in der Probe. Des weiteren wird hier auf die Auflösungsgrenze der FMR eingegangen. In Abschnitt 5.2 wird dann der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor und die Einflüsse verschiedener Meßanordnungen auf das Signal beschrieben. An Hand von  $\underline{\underline{c}}$  und der beiden Modulationstechniken Feldmodulation (Abschnitt 5.3.1) und thermische Modulation (Abschnitt 5.3.2.1) werden einige FMR-Spektren aus vorgegebenen magnetischen Parametern berechnet, um die Unterschiede in den in dieser Arbeit verwandten Meßmethoden der FMR hervorzuheben. Die Abschnitte 5.3.2.2 und 5.3.2.3 behandeln eine generelle Beschreibung der thermischen Welle hervorgerufen durch die Beleuchtung der Probe mit intensitätsmoduliertem Laserlicht und der daraus resultierenden Ortsauflösung des PM-FMR-Meßsignals.

Der letzte Abschnitt 5.4 dieses Kapitels beschreibt das nicht magnetfeldabhängige Untergrundsignal, das bei den meisten PM-FMR-Untersuchungen in dieser Arbeit auftritt. Dieses ist auf die optische Anregung von Elektronen ins Leitungsband des Halbleitersubstrates zurückzuführen. Es wird in dieser Arbeit nur insoweit behandelt als es zusätzliche Informationen über die Probe liefert. Neben den hier vorgestellten und für diese Arbeit relevanten Ergebnissen an reinen Halbleiterproben wurde durch zusätzliche interessante Meßergebnisse im Bereich der optisch angeregten Mikrowellenabsorptions-technik [Geisau, Kiepert] an Halbleitern gezeigt, daß hier noch ein lohnendes Potential für weiterführende Forschungen liegt.

### 5.1 Bestimmung der Meßgröße

Nachdem in Kapitel 4 die Grundzüge der Signalverarbeitung der am Resonator reflektierten Mikrowellenleistung (4.1) und (4.2) beschrieben worden sind, zeigt dieser Abschnitt die Verknüpfung dieser reflektierten Leistung mit den zu untersuchenden magnetischen Parameter einer ferromagnetischen Probe.

Nach der Definition und Aufteilung des Gütebegriffs (4.4)+(4.5) in Kapitel 4.1 ist  $Q_c$  der einzige veränderliche Beitrag zur Resonatorgüte, der durch die Resonanzabsorption in der Probe hervorgerufen wird. Er ist somit verantwortlich für die Mikrowellenreflexion am Resonator im Falle der Resonanz. Die Impedanz des Resonators wird daher vor jedem FMR-Experiment außerhalb der magnetischen Resonanz mittels einer Ankopplungsschraube an den Hohlleiter so angepaßt, daß keine Mikrowellenleistung mehr in den Hohlleiter reflektiert wird. Eine ausführliche Beschreibung dieser Ankopplung einschließlich Ersatzschaltbild findet man z.B. in [Feher]. Die Ankopplung erfüllt also den Zweck, genau soviel Leistung zu verbrauchen, wie in den Resonator eingekoppelt wird abzüglich des Anteils der unbelasteten Güte  $Q_u$ . Diesen Energieverlust kann man dann als externe Güte  $Q_{ext}$  der Gesamtgüte  $Q_b$  des Resonators hinzufügen, die dann als belastete Güte bezeichnet wird

$$\frac{1}{Q_b} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_{ext}}. \quad (5.1)$$

Ändert sich nun in Resonanzabsorption die Güte  $Q_c$  ist die Impedanzanpassung des Resonators nicht mehr optimal und es wird Mikrowellenleistung reflektiert. Oder anders ausgedrückt: der Kopplungskoeffizient (z.B. [Slater,Poole,Varian])

$$b = \frac{Z_w}{Z_c} = \frac{Q_u}{Q_{ext}} \quad (5.2)$$

wird  $< 1$  wenn  $Q_c$  kleiner wird. Man spricht dann von unterkritischer Kopplung des Resonators [Varian].  $Z_w$  bzw.  $Z_c$  stellen dabei die Impedanzen des Hohlleiters bzw. des Resonators dar. Nach [Slater] kann man nun über den Reflexionskoeffizienten  $G$  die am Resonator reflektierte Leistung mit der Resonatorgüte in Beziehung setzen:

$$G = \sqrt{P_{re}/P_{in}} = \frac{Z_c - Z_w}{Z_c + Z_w} \quad (5.3)$$

$P_{re}$  und  $P_{in}$  sind hier die reflektierte bzw. eingestrahlte Leistung. Diese Gleichung gilt allerdings nur für kleine Werte von  $G$ , bzw. für nur geringe Abweichungen in der Resonatorabstimmung (siehe [Slater, Poole] und Ende dieses Abschnitts).

Die durch magnetische Resonanzabsorption in der Probe dissipierte Energie läßt sich also nach (4.4) wie folgt beschreiben:

$$Q_c = w \frac{W_{in}}{P_c} \quad (5.4)$$

Die im Resonator gespeicherte Energie  $W_{in}$  ist dabei gegeben durch:

$$W_r = \frac{1}{4} \int_{V_r} \vec{b} \cdot \vec{h}^* dV = \frac{1}{4} \mathbf{m}_o \int_{V_r} b^2 dV \quad (5.5)$$

mit  $\vec{b}$ ,  $\vec{h}$  als magnetischer Induktion und magnetischer Feldstärke der Mikrowellen im Resonator. Die im Resonator pro Periode verbrauchte Energie  $f/P_c$  beinhaltet die über das Probenvolumen  $V_s$  integrierte absorbierte Leistungsdichte.

Nach dem Pointingschen Satz ist der Energiefluß durch die Volumenoberfläche gleich der in der Probe als Joulesche Wärme verrichteten Arbeit plus der absorbierten Leistungsdichte. Daraus ergibt sich nach [Jackson] für die absorbierte Leistungsdichte:

$$p_c = \operatorname{Re} \left\{ 2 i \mathbf{w} (w_m - w_e) \right\} \quad (5.6)$$

dabei sind  $w_m = \frac{1}{4} \vec{b} \cdot \vec{h}^*$  und  $w_e = \frac{1}{4} \vec{e} \cdot \vec{d}^*$  jeweils die magnetische und die elektrische Energiedichte. Mit dem dielektrischen Feld  $d = \underline{\underline{\mathbf{e}}} \vec{e} = \mathbf{e}_o \underline{\underline{\mathbf{e}}}_r \vec{e}$  und der magnetischen Induktion  $b = \underline{\underline{\mathbf{m}}} h = \mathbf{m}_o \underline{\underline{\mathbf{m}}}_r h = \mathbf{m}_o (\underline{\underline{\mathbf{c}}} + \underline{\underline{\mathbf{1}}}) h$  in der Probe und der speziellen Resonatorgeometrie, die zu linear polarisierten Mikrowellen am Probenort in der Mitte des Resonators führt (vergleiche Abb. 4-2 bzw. Abb. 4-4):

$$\vec{e} = 0 ; \vec{h} = h_1 e^{i \mathbf{w} t} \vec{e}_x , \quad (5.7)$$

folgt für die absorbierte Leistungsdichte aus (5.6):

$$\begin{aligned} p_c &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2} i \mathbf{w} \mathbf{m}_o h_1^2 (c'_{xx} - i c''_{xx} + 1) \right\} \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{w} \mathbf{m}_o h_1^2 c''_{xx} \end{aligned} . \quad (5.8)$$

$c''_{xx}$  ist der Imaginärteil der ersten Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors (5.9). Seine Beschaffenheit wird im Detail an Hand von Beispielen im nächsten Abschnitt 5.2 diskutiert.

$$\underline{\underline{\mathbf{c}}} + \underline{\underline{\mathbf{1}}} = \begin{pmatrix} c_{xx} + 1 & c_{xy} & 0 \\ c_{yx} & c_{yy} + 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} ; \quad \mathbf{c}_{xx} = \mathbf{c}'_{xx} - i \mathbf{c}''_{xx} \quad (5.9)$$

Gleichung (5.7) und allen folgenden Gleichungen dieses Kapitels liegt ein kartesisches Koordinatensystem zugrunde, welches durch das Mikrowellenfeld  $\vec{b}$  in der Mitte des Resonators als X-Achse und durch das dazu senkrechte externe Magnetfeld  $\vec{B}$  als Z-Achse festgelegt ist (vergleiche auch Abb. 13-3 Anhang 13.4).

Mit Gleichung (5.8) ist nun eine Beziehung zwischen den magnetischen Parametern der Probe und der Resonatorgüte gegeben. Setzt man die Gleichungen (5.5) und (5.8) in (5.4) ein, so erhält man für  $Q_c$

$$Q_c = \frac{1}{2 \mathbf{m}_o} \frac{\int_{V_c} b_1^2 dV}{\int_{V_s} c''_{xx} b_1^2 dV} \quad (5.10)$$

Nun läßt sich auch die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten des Resonators von der Hochfrequenzsuszeptibilität ausdrücken [Poole]:

$$\Gamma = \frac{1}{2} Q_U \frac{\int_{V_s} c''_{xx} b_1^2 dV}{\int_{V_c} b_1^2 dV} \quad (5.11)$$

Diese Integrale über das Probenvolumen und das Resonatorvolumen lassen sich leicht bestimmen, wenn man von kleinen Proben ausgeht, die noch eine näherungsweise homogene Mikrowellenverteilung am Probenort zulassen und die Feldlinienverteilung im Resonator nicht erheblich stören (vergleiche auch Abschnitt 5.4.1).

Für kleine Fehlanpassungen des Resonators und unter Berücksichtigung der quadratischen Kennlinie der Kristalldetektordiode [Varian], erhält man somit für alle in dieser Arbeit verwandten Resonatoren ein Meßsignal, das direkt proportional zu  $c''_{xx}$  ist.

Mit der Kenntnis dieser Größen ist es nun auch möglich das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) der FMR in einem Resonator gestützten Meßaufbau zu bestimmen und damit auch die maximale Auflösung der FMR.

Das Rauschen einer sehr guten Kristalldetektordiode ist im wesentlichen durch ihr thermisches Rauschen geprägt. Dieses Rauschen läßt sich durch die folgende Spannungsänderung an der Diode beschreiben [Feher, Varian]:

$$V_{noise} = \sqrt{4k_B T \Delta n Z_w} \quad (5.12)$$

mit  $\Delta n = 0.5$  Hz als Bandbreite der Diode [Varian]. Dies ergibt nach [Feher] eine ideale Detektionsgenauigkeit für die Kristalldiode im optimalen Betriebsbereich von  $DV/V \approx 2 \cdot 10^{-10}$ . Das bedeutet aber auch, daß die eingestrahlte Mikrowellenleistung mit gleicher Genauigkeit konstant gehalten werden müßte, was allerdings mit einem herkömmlichen Klystron nicht erreichbar ist. Um dieses Problem zu umgehen, wird daher üblicherweise auf eine Modulationstechnik mit Lock-in-Detektion zurückgegriffen, wie sie im Abschnitt 5.3 beschrieben ist.

Das SNR ist somit das Verhältnis der an der Diode abfallenden Spannung  $V_{ref}$  der reflektierten Mikrowellenleistung und der Rauschspannung:

$$SNR = \frac{V_{ref}}{V_{noise}} = \frac{\Gamma V_{in}}{\sqrt{4k_B T \Delta n} \sqrt{Z_w}} = \frac{\Gamma \sqrt{P_{in}}}{\sqrt{4k_B T \Delta n}} \quad (5.13)$$

Es zeigt sich also, daß neben der eingestrahlten Leistung durch den Reflektionskoeffizienten auch der Füllfaktor und die unbelastete Güte des Resonators, sowie die Modulati-

on des Signals (siehe Abschnitt 5.3) und die Hochfrequenzsuszeptibilität (nächster Abschnitt) einen entscheidenden Einfluß auf das SNR haben.

## 5.2 Der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor

Wie im letzten Abschnitt schon angedeutet, ist zum Verständnis der Grundlagen der FMR und der komplexen Aussagefähigkeit der Meßergebnisse ein Eingehen auf die Hochfrequenzsuszeptibilität unerlässlich.

Für die im letzten Abschnitt diskutierte Resonatorgeometrie kann man den folgenden Lösungsansatz für die Magnetisierung  $\vec{M}$  und das effektive interne Feld  $\vec{B}_{\text{eff}}$  in der Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung (2.3) mit Dämpfung (2.5) verwenden

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{m} \cdot e^{i\omega t} ; \quad \vec{B}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} b_1 \cdot e^{i\omega t} \\ 0 \\ B \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_{M_x} \\ F_{M_y} \\ F_{M_z} \end{pmatrix} ; \quad F_{M_i} = \frac{\mathbf{I}F}{\mathbf{I}M_i}. \quad (5.14)$$

Die  $F_{M_i}$  stellen hier nur die Komponenten des effektiven internen Magnetfeldes  $B_{\text{eff}}$  dar, die auf den in Kapitel 3 besprochenen Anisotropieanteilen (3.14) beruhen. Das explizite Aussehen der  $F_{M_i}$  findet man in Anhang 13.4. Der Anteil des externen Feldes  $B \cdot \vec{e}_z$  und der des Mikrowellenfeldes  $b_1 \cdot e^{i\omega t} \cdot \vec{e}_x$  an  $\vec{B}_{\text{eff}}$  sind als vom Meßsystem vorgegebene Größen hier nicht mit in der freien Energie berücksichtigt, sondern separat aufgeführt. Dieser Ansatz ergibt die folgende Form der Bewegungsgleichung in der höhere Ordnungen in den Hochfrequenzanteilen  $m$  und  $b$  vernachlässigt sind:

$$i\omega e^{i\omega t} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = -\mathbf{g} \left[ \begin{pmatrix} M_{s_y} B \\ M_{s_z} b_1 e^{i\omega t} - M_{s_x} B \\ -M_{s_y} b_1 e^{i\omega t} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_y B \\ -m_x B \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{i\omega t} \right] \\ + \begin{pmatrix} (M_{s_y} + m_y e^{i\omega t}) F_{M_z} - (M_{s_z} + m_z e^{i\omega t}) F_{M_y} \\ (M_{s_z} + m_z e^{i\omega t}) F_{M_x} - (M_{s_x} + m_x e^{i\omega t}) F_{M_z} \\ (M_{s_x} + m_x e^{i\omega t}) F_{M_y} - (M_{s_y} + m_y e^{i\omega t}) F_{M_x} \end{pmatrix} \\ + \frac{i\omega \mathbf{a}}{|\vec{M}_s|} e^{i\omega t} \begin{pmatrix} M_{s_y} m_z - M_{s_z} m_y \\ M_{s_z} m_x - M_{s_x} m_z \\ M_{s_x} m_y - M_{s_y} m_x \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

In Anhang 13.4 wird exemplarisch der explizite Ausdruck für das effektive interne Anisotropiefeld für die zwei verwandten Probenanordnungen im Resonator gezeigt. Nach Einsetzen der  $F_{M_i}$  in (5.15) und einigen Umformungen (Anhang 13.4) kann man in linearer Approximation die Bewegungsgleichung in der Form  $\ddot{\vec{m}} = \underline{\underline{\mathbf{c}}} \vec{b}$  erhalten:

$$0 = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} -i\mathbf{w} + d_{11} & d_{12} - \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_z} & d_{13} - \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_y} \\ d_{21} + \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_z} & -i\mathbf{w} + d_{22} & d_{23} - \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_x} \\ d_{31} - \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_y} & d_{32} - \frac{i\mathbf{w}\mathbf{a}}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \cdot \mathbf{M}_{s_x} & -i\mathbf{w} + d_{33} \end{bmatrix} - \mathbf{g} \begin{pmatrix} 0 \\ b_1 \mathbf{M}_{s_z} \\ b_1 \mathbf{M}_{s_y} \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

die  $d_{ij}$  sind hier die durch das externe Magnetfeld und die Anisotropiefelder entstandenen Faktoren (Bsp. s.u.). In (5.16) ist die allgemeine Formulierung gegeben ohne Berücksichtigung spezieller Probengeometrien wie in Anhang 13.4 beschrieben.

Aus diesem Gleichungssystem bekommt man durch Bestimmen der Systemdeterminanten  $X$  und  $Y$  die im letzten Abschnitt ermittelte Meßgröße

$$\mathbf{c}_{xx}'' = \frac{\operatorname{Re}(X)\operatorname{Im}(Y) - \operatorname{Im}(X)\operatorname{Re}(Y)}{\operatorname{Re}(Y)^2 + \operatorname{Im}(Y)^2}. \quad (5.17)$$

Die weitere Betrachtung der Hochfrequenzsuszeptibilität erfolgt wieder an Hand des Spezialfalles für eine winkelabhängige Meßreihe in der Probenebene, wie sie schon in Abb. 3-4 des Kapitels 3.3.1 beschrieben worden ist. Alle weiteren Berechnungen bezüglich  $\mathbf{c}_{xx}''$  beschreiben also nur FMR-Spektren, bei denen das externen Magnetfeld in der Probenebene liegt. Alle für die Diskussion der FMR-Meßspektren relevanten Informationen und Einflüsse des berechneten intrinsischen Meßsignals können aus den Ergebnissen der Probenebene abgeleitet werden. Eine Beschränkung des externen Feldes auf die Probenebene reduziert also nur den mathematischen Aufwand und bewahrt den meisten Gleichungen ein gewisses Maß an anschaulichkeit.

Für die in dieser Arbeit am häufigsten sowohl für die konventionelle als auch für die PM-FMR verwandte parallele Meßanordnung „ $b_{\parallel}$ “ (Anhang 13.4), bei der  $\vec{B}$  und  $\vec{b}$  in der Probenebene liegen, sind die Determinanten  $X_{\parallel}$ ,  $Y_{\parallel}$  in (5.18) explizit angegeben. Die entsprechenden Formeln zu der zweiten möglichen Meßanordnung in der Probenebene „ $b_{\perp}$ “, bei der  $\vec{B}$  in der Probenebene liegt und  $\vec{b}$  senkrecht dazu steht, sind nur in Anhang 13.4 gegeben. Im weiteren Verlauf des Abschnittes werden immer nur Formeln bezüglich der Anordnung „ $b_{\parallel}$ “ angegeben und diskutiert. Der Vergleich zwischen den beiden Meßanordnungen für die Probenebene erfolgt dann anschließend an Hand von den sich ergebenden  $\mathbf{c}_{xx}''$ -Spektren.

$$\begin{aligned} X_{\parallel} &= \frac{\mathbf{a}\mathbf{w}^2}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \left[ (d_{13} - d_{31})\mathbf{M}_{s_y} + (d_{21} - d_{12})\mathbf{M}_{s_z} \right] + i[(1 + \mathbf{a}^2)\mathbf{w}^3 - (d_{13}d_{31} + d_{21}d_{12})\mathbf{w}] \\ Y_{\parallel} &= \mathbf{a}\mathbf{w}^2 \mathbf{g} |\bar{\mathbf{M}}_s| + i\mathbf{w}\mathbf{g} (d_{12}\mathbf{M}_{s_z} - d_{13}\mathbf{M}_{s_y}) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Es zeigt sich, daß für die Anordnung „ $b_{\parallel}$ “ nur vier der Matrixelemente  $d_{ij}$  übrig

bleiben, wenn man die entsprechenden  $F_{M_i}$  aus Anhang 13.4 einsetzt. Diese vier Matrixelemente lauten:

$$\begin{aligned} d_{12} &= -\mathbf{g} \left[ B + K_{\parallel} \left( 4a_2 M_{s_y}^3 + a_1 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (2a_1 - 3a_2 + 3a_3) M_{s_z} M_{s_x}^2 + a_3 M_{s_x}^3 \right) \right] \\ d_{21} &= -\mathbf{g} \left[ -B + K_{\parallel} \left( (1-a_3) M_{s_z}^3 + 3a_2 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (1-a_1) M_{s_z} M_{s_x}^2 - a_2 M_{s_x}^3 \right) \right. \\ &\quad \left. + K_{\perp} M_{s_z} \right] \\ d_{13} &= -\mathbf{g} K_{\parallel} \left( -4a_2 M_{s_z}^3 + (3a_2 + 2a_1 + 3a_3) M_{s_z}^2 M_{s_x} + a_1 M_{s_z} M_{s_x}^2 + a_3 M_{s_x}^3 \right) \\ d_{31} &= -\mathbf{g} \left[ -K_{\perp} M_{s_x} + K_{\parallel} \left( -a_2 M_{s_z}^3 + (a_1 - 1) M_{s_z}^2 M_{s_x} + 3a_2 M_{s_z} M_{s_x}^2 + (a_3 - 1) M_{s_x}^3 \right) \right] \end{aligned} \quad (5.19)$$

Die  $a_i$  bestehen wie in Anhang 13.4 in Gleichung (13.6) beschrieben aus den Winkel-funktionen, die aus der Transformation der Anisotropieterme aus dem Probenkoordinatensystem in das Laborkoordinatensystem entstanden sind. Sie beinhalten nur den Drehwinkel des externen Magnetfeldes in der Probenebene, der analog zu der Definition in Abb. 3-1 des Probenkoordinatensystems gewählt worden ist.  $K_{\perp}$  und  $K_{\parallel}$  beschreiben die Zusammenfassung der entsprechenden Anisotropiekonstanten (vergleiche Anhang 13.4). Sie sind der besseren Übersicht wegen auch hier angegeben.

$$K_{\perp} = \frac{4K_s}{d M_s^2} - \mathbf{m}_0 \quad ; \quad K_{\parallel} = \frac{2K_1}{M_s^4} \quad (5.20)$$

Die Größe der Komponenten  $M_{s_x}$  und  $M_{s_z}$  ist für die Anordnung „b||“ ausschließlich durch den Azimutgleichgewichtswinkel der Magnetisierung  $\mathbf{F}$  bestimmt, der durch die Gleichgewichtsbedingungen (3.16) ermittelt wird.

$$M_{s_x} = M_s \sin(\mathbf{j} - \Phi); M_{s_z} = M_s \cos(\mathbf{j} - \Phi) \quad (5.21)$$

Daß der Winkel  $\mathbf{Q}$  als konstant  $90^\circ$  angenommen werden kann, geht aus Kapitel 3.3.2 hervor. Selbst für die dünnste Schichtdicke von 2 nm, die in dieser Arbeit verwandt wird, ergibt sich ein eindeutig positiver Wert von  $B_{\perp eff} = 1.51\text{T}$  (vergleiche (3.14)), was eine Magnetisierung ausschließlich in der Probenebene bedeutet. Die Komponente  $M_{s_y}$  ist in (5.19) natürlich erst im letzten Schritt nach allen Ableitungen gleich Null gesetzt worden.

Die Gleichungen (5.19) und (5.20) bestätigen also, daß für FMR-Untersuchungen in der Probenebene die Anisotropiebeiträge senkrecht zur Schicht (Formanisotropie und Oberflächenanisotropie) nur einen isotropen Beitrag unabhängig vom Drehwinkel  $\mathbf{j}$  in der Ebene liefern. Die Herleitung verdeutlicht, daß ihr Beitrag zur Hochfrequenzsuszeptibilität und zur daraus resultierenden Resonanzlinienlage nur durch die Hf-Komponenten der Magnetisierung hervorgerufen werden. Sie bewirken ein elliptisches Abflachen der Präzessionsbewegung bezüglich der Schichtnormalen.

Mit den Gleichungen (5.17)-(5.20) hat man nun die Möglichkeit, die  $\mathbf{c}_{xx}''$ -Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors und damit das intrinsische Meßsignal für verschiedene Orientierungen in der Probenebene entweder in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz  $w$  oder — wie in dieser Arbeit experimentell vorgegeben — in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld  $B$  zu bestimmen. Ein Beispiel für ein solches  $\mathbf{c}_{xx}''$ -Spektrum für die Anordnung „ $b_{\parallel}$ “ ist für zwei Fe-Schichtdicken (2.0 nm und 20.0 nm) in Abb. 5-1 gegeben. Spektren dieser Art wurden in dieser Arbeit erstmals berechnet. Die Probenposition ist so gelegt worden, daß das externe Magnetfeld  $B$  in einer zu [110] äquivalenten Richtung steht (mittelschwere Richtung der Kristallanisotropie). Die durchgezogenen Linien gehören zu den Suszeptibilitätsspektren. Die gestrichelten Linien bezeichnen den Gleichgewichtswinkel  $F$  der Magnetisierung in der Probenebene wie er aus den Gleichgewichtsbedingungen (2.9) mit  $j = 45^\circ$  für variables  $B$  errechnet wird (vergleiche auch hinterste Linie in Abb. 3-8). Wie nach Kapitel 3.3.1 und 3.3.2 zu erwarten, zeigt sich, daß die Abweichung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung von der Richtung des externen Magnetfeldes für dünne und dicke Schichten bei dem gleichen Feldwert von ca. 57 mT ( $2K_I/M$ ) beginnt, da es sich um eine schwere Richtung in der Probenebene  $j = 45^\circ$  handelt. Der Einfluß der Oberflächenanisotropie ist dafür verantwortlich, daß die Resonanzlinie bei kleineren Magnetfeldern für dünne Schichten im Nullfeld verschwindet (vergleiche Kapitel 3.3.1).

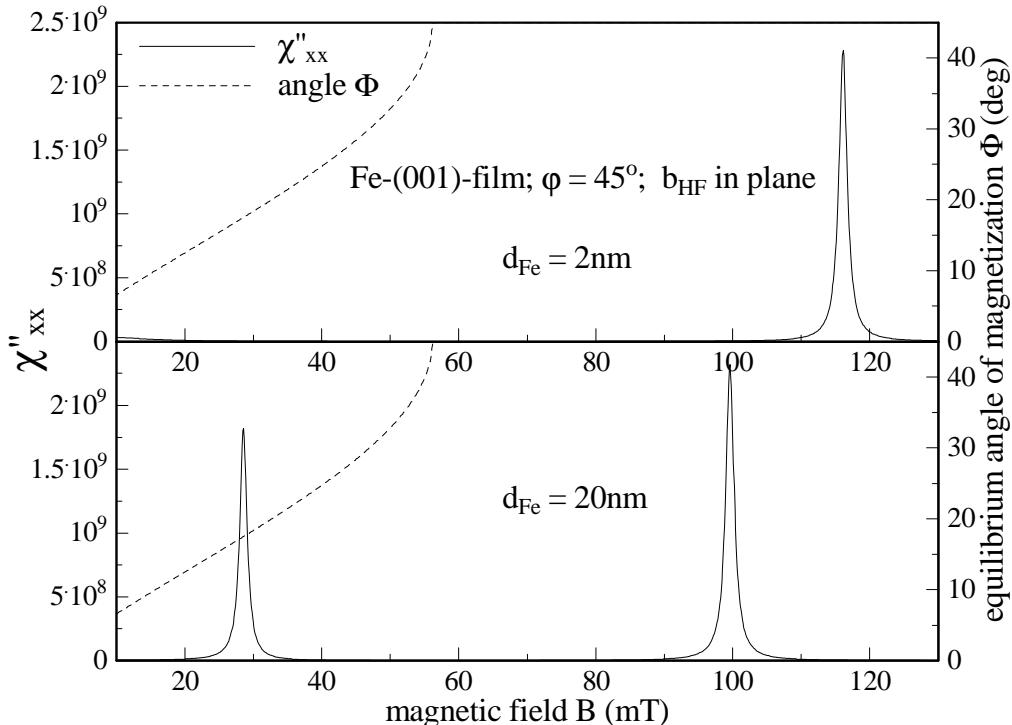


Abb. 5-1: Berechnete Spektren von  $\mu_0 \mathbf{c}_{xx}''$  für zwei Schichtdicken mit  $B \parallel [110]$  und  $b_{\perp} \perp (001)$ .

Verwandte magnetische Parameter:  $f = 9.2 \text{ GHz}$ ,  $g = 2.09$ ,  $M_s = 1.71 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ,  $K_I = 4.8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ ,  $K_s = 0.55 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ .

In dem Suszeptibilitätsspektrum für die dickere Schicht (20 nm in Abb. 5-1) sind die beiden Resonanzen für diese Orientierung der Probe zu beobachten (vergleiche Abb. 3-4). Für die hier dargestellte Orientierung „ $b_{\parallel}$ “ der Probe im Resonator, bei der das externe und das hochfrequente Feld in der Probenebene jeweils entlang einer mittelschweren Richtung in der Probenebene stehen, ist das Suszeptibilitätssignal bei kleinen Feldern (28.3 mT) kleiner als das bei hohen Feldern (99.3 mT). Das Signal bei kleineren Feldern gehört zu der Resonanz mit einer großen Abweichung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung vom externen Feld (ca. 28°). D.h. das Hochfrequenzfeld  $\vec{b}$  steht nicht senkrecht zur Gleichgewichtsrichtung und somit wird auch nicht der maximale Anteil der für die Messung relevanten  $m_x$ -Komponente des Hochfrequenzanteils der Magnetisierung genutzt. Die Linienbreite aller drei Signale in Abb. 5-1 — also auch diejenige für geringe Schichtdicken — bleibt erwartungsgemäß gleich bei ca. 1.4 mT (vergleiche Kapitel 2.2 und 3.3.3). Die theoretische Linienbreitenänderung in Abhängigkeit vom Drehwinkel in der Probenebene für die Resonatoranordnung „ $b_{\parallel}$ “ wird im nächsten und in Kapitel 3.3.3 behandelt.

Abb. 5-2 zeigt die berechneten  $\mathbf{c}_{xx}''$ -Spektren diesmal für die „ $b_{\perp}$ “-Orientierung. Sie sind wieder für einen dünnen und einen dicken Fe-Film mit den gleichen Parametern bestimmt worden, wie für die „ $b_{\parallel}$ “-Orientierung aus Abb. 5-1. Es fällt sofort auf, daß bei etwa gleicher Linienbreite die Signalamplitude für die jeweils stärkste angeregte Linie

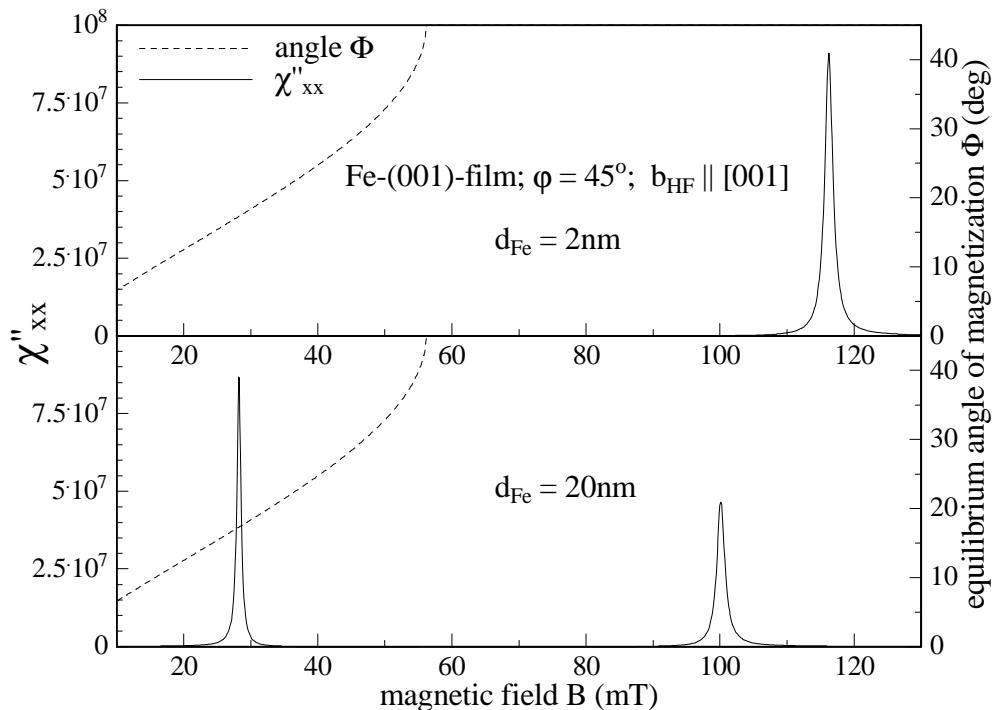


Abb. 5-2: Berechnete Spektren der Hochfrequenzsuszeptibilität  $\mu_0 \mathbf{c}_{xx}''$  für zwei Schichtdicken mit  $B \parallel [110]$  und  $b_I \parallel [001]$ . Verwandte magnetische Parameter:  $f = 9.2$  GHz,  $g = 2.09$ ,  $M_s = 1.71 \cdot 10^6$  A/m,  $K_I = 4.8 \cdot 10^4$  J/m<sup>3</sup>,  $K_s = 0.55 \cdot 10^{-3}$  J/m<sup>2</sup>.

für „ $b_{\perp}$ “ um einen Faktor 25 gegenüber „ $b_{\parallel}$ “ reduziert ist (linke Skala in Abb. 5-2). Dies beruht auf der Tatsache, daß durch das große Entmagnetisierungsfeld die Präzessionsbewegung der Magnetisierung in der Probenebene elliptisch ist. Im Gegensatz zur oben diskutierten Anordnung steht die  $m_x$ -Komponente hier senkrecht zur Schicht und damit immer parallel zur kleinen Achse der Ellipse. Hieran sieht man auch, daß das  $c''_{xx}$ -Signal für dünne Schichtdicken in dieser Resonatoranordnung stärker sein muß als für dicke Schichten, was sich in Abb. 5-2 auch voll bestätigt. Der größer werdende Einfluß der Oberflächenanisotropie für dünneren Schichten bewirkt nämlich ein Abnehmen der Elliptizität der Präzessionsbewegung. Daß bei dem dicken Fe-Film die Resonanzlinie bei tiefen Feldern in Abb. 5-2 eine ca. doppelt so große Intensität aufweist, wie die Linie bei höheren Feldern, ist wieder durch die große Abweichung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung zur Lage des externen Magnetfeldes begründet, nur, daß diesmal für die „ $b_{\perp}$ “-Anordnung  $m_x$  immer senkrecht zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung bleibt. Die Abweichungen in der Linienintensität werden hier also nicht wie in „ $b_{\parallel}$ “ durch eine rein geometrische Verkleinerung der durch  $m_x$  detektierten Komponente hervorgerufen, sondern durch die Änderung der Elliptizität selbst, die bei größer werdender Abweichung der Gleichgewichtslage zu einer Vergrößerung der kleinen Halbachse führt.

Für die realen Messungen an dünnen Fe-Filmen ist die Reduzierung der Intensitäten selbst um einen Faktor 25 zwischen den beiden diskutierten Meßanordnungen für die reine Auswertbarkeit der gemessenen Spektren nicht sehr entscheidend, da die Signallstärke auch der dünnen Fe-Filme meist im Bereich von einigen zehn mV liegt. Der kleinste Meßbereich des Lock-In-Verstärkers ist aber 1  $\mu$ V bei einer Dynamik von 12 dB. Dabei beträgt die eingekoppelte Mikrowellenleistung nur etwa 0.5 mW. Auch das real gemessene Rauschen bei konventionellen FMR-Untersuchungen liegt bei < 1  $\mu$ V. Für winkelabhängige FMR-Messungen in der Probenebene können also bei Proben mit vergleichbaren Eigenschaften wie beim Eisen beide Meßanordnungen für die Probenebene benutzt werden. Für Proben mit weniger gutem einkristallinen Charakter kann allerdings eine der beiden Meßanordnungen jeweils einen Vorteil aufweisen. So kann es bei Co-Filmen gerade mit der c-Achse senkrecht zum Film durch Oberflächenrauhigkeitseffekte zu extremen Linienverbreiterungen von mehr als 0.1 T kommen, bei denen dann ein möglicher Faktor 25 in der Signalintensität im Gegensatz zu vergleichbar großen Fe-Filmen eine wesentliche Rolle spielt. Umgekehrt kann es bei gesputterten Fe-Filmen oder eisenreichen Fe/Co-Legierungen, die hinreichend Signalamplitude liefern, durchaus sinnvoll sein, die stärkere Anregung der unteren Resonanzlinie in der „ $b_{\perp}$ “-Anordnung auszunutzen. Durch die Herstellung bedingt zeigen diese Proben zwar eine sehr gute Ausrichtung der Fe-Kristalle, aber die in Kapitel 6.3 diskutierte Oberflächenrauhigkeit und vor allem die Mosaizität der Filme ist schlechter als bei den in dieser

Arbeit betrachteten einkristallinen Fe-Filmen. Da sich diese beiden Einflüsse aber wie oben beschrieben stärker auf die untere Resonanzlinie auswirken, kommt es bei den realen Messungen zu einer Linienverbreiterung und einer Reduzierung der Signalintensität. Dies führt dazu, daß die untere Resonanzlinie in der „ $b_{\parallel}$ “-Anordnung bis zu einem Faktor 10 schwächer ist als die Resonanzlinie bei höheren Feldern (Beispiele für Fe-Co-Legierungen in [Pflaum]). Daher ist gerade wenn es um die simultane Auswertung beider Resonanzlinien geht eine Verschiebung um etwa einen Faktor 4 im Verhältnis der beiden Linienamplituden zueinander durch die „ $b_{\perp}$ “-Anordnung durchaus von Vorteil.

Der nächste Abschnitt 5.3 wird zeigen, daß die relative Stärke der beiden Signale für dicke Fe-Filme zueinander neben der unterschiedlichen Orientierung im Resonator auch stark von der Art der Modulation abhängen.

### 5.3 Das modulierte FMR-Signal

Aus den letzten beiden Abschnitten geht hervor, daß die Empfindlichkeit des FMR-Signals im wesentlichen durch die Größe von  $C''_{xx}$  und durch die Güte des verwandten Mikrowellenresonators bestimmt wird. Bei der realen Messung muß allerdings — wie in Abschnitt 5.1 gezeigt — noch das Auflösungsvermögen der Kristalldetektordiode und die Konstanz der eingestrahlten Mikrowellenleistung berücksichtigt werden. Dabei ist wie gezeigt die Auflösegenauigkeit des Kristalldetektors erheblich besser als die Konstanz der Mikrowellenleistung des Klystrons (Regelung auf  $200 \text{ mW} \pm 10 \mu\text{W}$  [Varian]).

Zur Verbesserung des Signalrauschverhältnisses bei der Detektion der FMR wird daher die Lock-in-Technik angewandt, um den Einfluß des Rauschens der eingestrahlten Mikrowellenleistung zu minimieren. Man benötigt also eine Modulation des Meßsignals auf einer bestimmten Frequenz, die so gewählt sein muß, daß sie nicht in den Bereich der Bandbreite des Mikrowellenresonators kommt:

$$f_{\text{mod}} < \Delta f_{\text{cav}} = \frac{w}{4p Q_u} = \begin{cases} 650 \text{ kHz} & \text{Varian Resonator} \\ 4.2 \text{ MHz} & \text{Zylinderresonator} \end{cases}. \quad (5.22)$$

Die Zahlenwerte beziehen sich jeweils auf den besten verwandten Varian-Resonator mit einer Güte von 7000 bzw. auf den nicht abgeschirmten optischen Resonator mit der Güte von 1100. Der Varian-Resonator wird nur für die konventionellen feldmodulierten FMR-Messungen bei  $f_{\text{mod}} = 100 \text{ kHz}$  eingesetzt (nächster Abschnitt). Die Bandbreite des Zylinderresonators liegen in dem mit dem akusto-optischen Modulator zugänglichen Modulationsbereich. Im PM-FMR-Experiment hat sich jedoch erwiesen, daß auf Grund des verstärkten Rauschens der Meßelektronik ein auswertbares PM-FMR-Spektrum nur bis maximal 2 MHz erhalten werden kann. Abschnitt 5.3.2.3 wird zeigen, daß das Erreichen dieser Modulationsfrequenz zum Erhalt einer dreidimensionalen Ortsauflösung bei

den hier verwandten metallischen Proben mit ihrer hohen Wärmeleitfähigkeit nicht ausreicht. Für die optimale lateralen Auflösung, die weitgehend nur noch durch den Laserstrahlfokus bestimmt ist, reicht dagegen schon eine Modulationsfrequenz von ca. 100 kHz aus (Abschnitt 5.3.2.3 und 8.2).

Bei dem vorhandenen Meßaufbau mit veränderlichem externen Magnetfeld (Abb. 4-1) ist die Modulation des externen Magnetfeldes (konventionelle FMR) die einfachste und effektivste Methode (Abschnitt 5.3.1). Sie lässt sich sehr leicht durch zusätzliche Modulationsspulen parallel zum externen Feld bewerkstelligen. Diese Spulen sind in der Regel an konventionelle Resonatoren direkt angebaut. Bei dem optischen Zylinderresonator (Abb. 4-3) können um den Resonator Helmholtzspulen angebracht werden. Der Modulationsbereich liegt typischerweise zwischen 0.1 mT und 2.0 mT. Die Modulationsfrequenz war immer 100 kHz (vorgegebene Frequenz des Varian ESR-Spektrometers).

Die ebenfalls mögliche Modulation der Mikrowellenfrequenz ist technisch erheblich aufwendiger und ermöglicht keine Messungen mit dem in Kapitel 4.1 erwähnten Meßaufbau mit automatischer Frequenzkontrolle (siehe auch [Harms]). Diese Modulationsmethode bietet für die hier untersuchten metallischen dünnen Filme mit ihrer hohen Dämpfung keinerlei Vorteile gegenüber der Feldmodulation.

Mit der Modulation einer hohen Mikrowellenleistung in der Größenordnung von 1 W und der Detektion des thermischen Signals über der Probe mittels Mirage-Effekt (Laserstrahldeflektion) erhält man die Möglichkeit einer eindimensionalen Ortsauflösung der FMR. Durch die zusätzliche thermische Absorption in der Probe während der Resonanz (vergleiche Abschnitt 5.3.2.1) entsteht über der Probe durch die Erwärmung der Luft ein Brechungsindexgradient, der dann durch die Ablenkung eines dicht über der Probe streifenden Laserstrahls detektiert wird (Mirage-Effekt). Diese FMR-Meßmethode wäre also prinzipiell zur Untersuchung der in dieser Arbeit betrachteten Keilschichten geeignet. Wegen des metallischen Charakters der Proben und der damit verbundenen hohen Wärmeleitfähigkeit, Reflektivität (siehe Abschnitt 5.3.2.3) und Dämpfung der Präzession (homogenen Anregung in der Resonanz) erhält man für diese Meßmethode nur ein sehr schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis bedingt durch die Auflösung des im Bochumer Labor zur Verfügung stehenden Mirage-Aufbaus ( $\Delta T \approx 6 \cdot 10^{-4}$  K [Geisau1]). Da dieses FMR-Meßverfahren auf einem anderen Versuchsaufbau und vor allem einem anderen Detektionsverfahren beruht, kann die erreichbare Auflösung dieses Verfahrens nicht direkt mit den anderen Modulationstechniken (konv. FMR, PM-FMR) verglichen werden. Eine Möglichkeit zum Vergleich der Empfindlichkeiten dieses Mirage-Experimentes mit der PM-FMR bietet eine Gegenüberstellung der erreichbaren Temperaturauflösungen des Mirage-Verfahrens und der PM-FMR. Die Temperaturauflösung

des Mirage-Experimentes ist etwa um drei Größenordnungen schlechter als die, die sich aus der PM-FMR ergeben würde [Geisau1]. Weiterhin gibt die thermische Modulation mit Mikrowellen für die metallischen magnetischen Filme keine zusätzlichen Informationen über stehende Anregungsmoden (Oberflächen- und Volumenmoden) wie dies z.B. bei nichtmetallischen Ferriten (Yttrium-Eisen-Granat: YIG) der Fall ist [Geisau1]. Der schon angesprochene deutlich andere und komplexere Versuchsaufbau erlaubt durch die Deflektionstechnik und die hohe Mikrowellenleistung bedingt keinen Einsatz eines Mikrowellenresonators. Durch die Verwendung eines speziellen Hohlleiterabschlusses [Geisau1] sind die Bedingungen für das Mikrowellenanregungsfeld nicht mehr auf eine Dimension beschränkt und die Orientierungsmöglichkeiten der Probe stark eingeschränkt, was diese Meßmethode für dünne Fe-Filme stark einschränkt und nicht mehr direkt mit der bisher beschriebenen konventionellen FMR im Resonator vergleichbar macht.

Neben der Beschreibung des Meßaufbaus in Kapitel 4.2 mit der zur konventionellen FMR identischen Signaldetektion wird die Diskussion der photothermisch modulierten FMR in Abschnitt 5.3.2 zeigen, warum dieses Verfahren der Deflektionstechnik vorzuziehen ist.

### 5.3.1 Das FMR-Signal bei konventioneller Feldmodulation

Um nun den Einfluß der Feldmodulation auf das gemessene Signal beurteilen zu können, betrachtet man wieder den Reflexionskoeffizienten  $\mathbf{G}$  (5.11). Die einzige Größe, die in dieser Gleichung vom externen Feld abhängt ist  $\mathbf{c}_{xx}''$ . Für die Modulation des externen Magnetfeldes ergibt sich ein Wechselfeldanteil von  $\mathbf{c}_{xx}''$ :

$$\mathbf{c}_{xx,AC}'' \approx \frac{\mathbf{I}\mathbf{c}_{xx}''}{\mathbf{I}\mathbf{B}} \Big|_{B_0} b_{mod} e^{i\omega_{mod} t} \quad (5.23)$$

Dies bedeutet, daß das modulierte Meßsignal zum einen direkt proportional zur Modulationsamplitude des externen Feldes ist. Man muß dazu wie für alle Rechnungen bisher eine homogene Feldverteilung am Probenort (kleine Probendimensionen im Vergleich zum Mikrowellenresonator) annehmen. Zum anderen hängt das modulierte Meßsignal von der Feldableitung der Hochfrequenzsuszeptibilitätskomponente ab. Diese Ableitung wird im folgenden weiter betrachtet.

Leitet man die in (5.17) gegebene Suszeptibilitätskomponente nach  $B$  ab, so erhält man für den in (5.18)-(5.21) gegebenen Spezialfall der FMR-Untersuchung in der Probenebene eines dicken Fe-Films für  $j = 45^\circ$  das in Abb. 5-3 dargestellte berechnete Spektrum (Formel in Anhang 13.4). In diesem Spektrum sind Beiträge zum Signal durch Inhomogenitäten in den magnetischen Eigenschaften der jeweiligen Probe nicht

berücksichtigt. Sie liefern in der Regel einen Beitrag zur Linienbreite und Form der Hochfrequenzsuszeptibilität, der aber linear vom externen Magnetfeld abhängt. Auf diesen Teilespektren wird aber erst an gegebener Stelle bei der Experimentauswertung in Kapitel 9.4 hingewiesen.

Alle Parameter für dieses Ableitungsspektrum sind zu dem unteren Suszeptibilitätspektrum in Abb. 5-1 äquivalent gewählt. Man erhält auch hier wieder die für diese Anordnung typischen zwei Resonanzen. Da bei der Modulation des externen Magnetfeldes nicht die intrinsischen magnetischen Parameter der Probe selbst moduliert werden und weil der Gleichgewichtswinkel  $\Phi$  der Magnetisierung für Felder  $> 57$  mT (gestrichelte Linie) nicht mehr von  $B$  abhängt, ist die obere Linie in Abb. 5-3 die lineare Ableitung des entsprechenden Suszeptibilitätssignals aus Abb. 5-1. Das Ableitungssignal ist also für wachsende Feldwerte zunächst positiv und hat an der Stelle der Resonanzlinienlage seine Nullstelle und ist vollkommen symmetrisch (ideale Ableitung einer Lorenzkurve).

Für das Ableitungssignal bei tieferen Feldwerten muß man berücksichtigen, daß hier auch bei der Ableitung  $\delta\chi''_{xx}/\delta B$  der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung vom externen Feld abhängt (gestrichelte Linie in Abb. 5-3). Daher ist das Ableitungssignal der unteren Linie kleiner als das der oberen Linie.

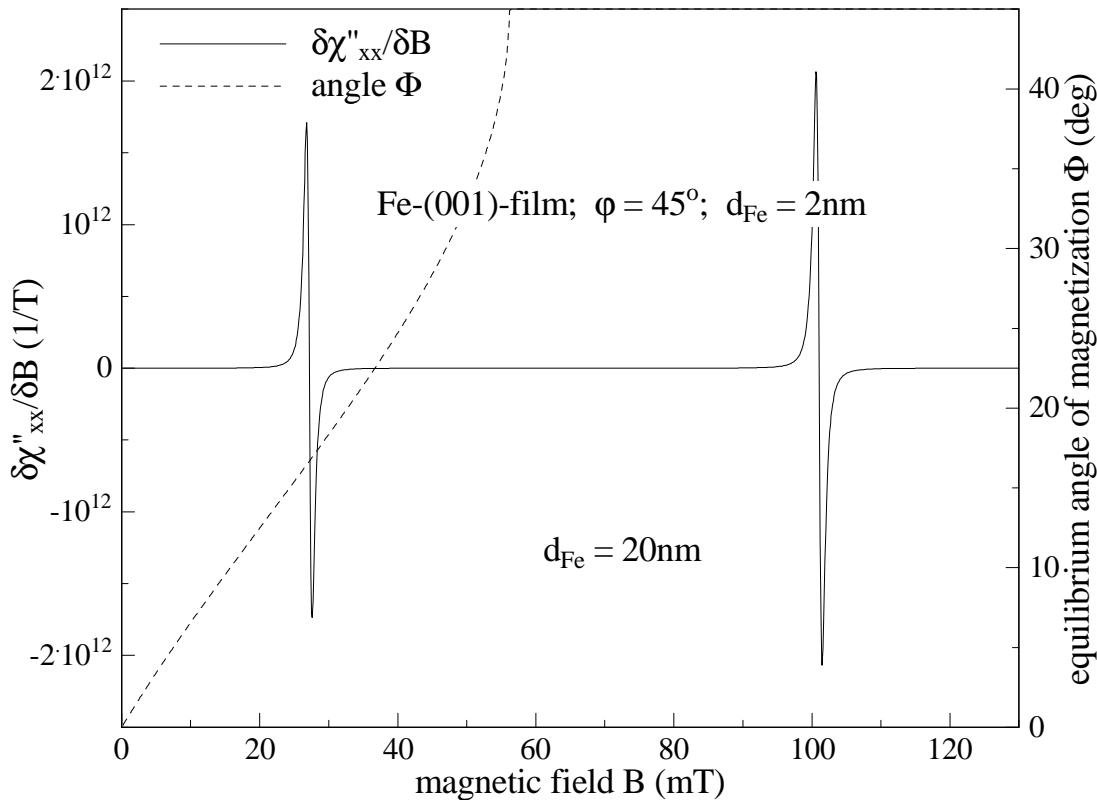


Abb. 5-3: Berechnetes feldmoduliertes Hochfrequenzsuszeptibilitätssignal für einen (001)-Fe-Film mit  $d_{Fe} = 20$  nm und externem Feld in [110]-Richtung

Die berechnete Abhängigkeit dieses Ableitungsspektrums vom Drehwinkel  $j$  der Probe in der X-Z-Ebene ist für einen dicken 20.0 nm Fe-Film in Abb. 5-4 dargestellt. Da es in dieser Abbildung nur um den Verlauf der Linienlagen und die Intensitätsverteilung der Signale geht, ist wegen der besseren Anschauung und wegen der besseren Vergleichbarkeit mit den Meßergebnissen in Kapitel 7.2.2 die Amplitudenform der Signaldarstellung gewählt worden. Hierbei ist der negative Teil der Ableitungskurve nur ins Positive geklappt worden. Das erste Spektrum in Abb. 5-4 entspricht also dem Spektrum von Abb. 5-3.

Mit abnehmendem Winkel  $j$  verlässt das externe Magnetfeld die mittelschwere Kristallrichtung. Wie nach Kapitel 3.2.1 und Abb. 3-4 erwartet, zeigt Abb. 5-4 dann ein Zusammenlaufen der beiden Resonanzlinien (vergleiche Höhenlinie bei 10 GHz in Abb. 3-4). Die Intensität beider Linien nimmt dabei ständig ab, bis sie bei etwa  $j = 38^\circ$  zusammenlaufen. Die Linienbreite beider Resonanzlinien ändert sich in diesem im X-Band nur sehr kleinen untersuchbaren Meßbereich nur geringfügig. Was für diese Schichtdicke und den dadurch geringen Einfluß der Oberflächenanisotropie auf die Resonanzlinienla-

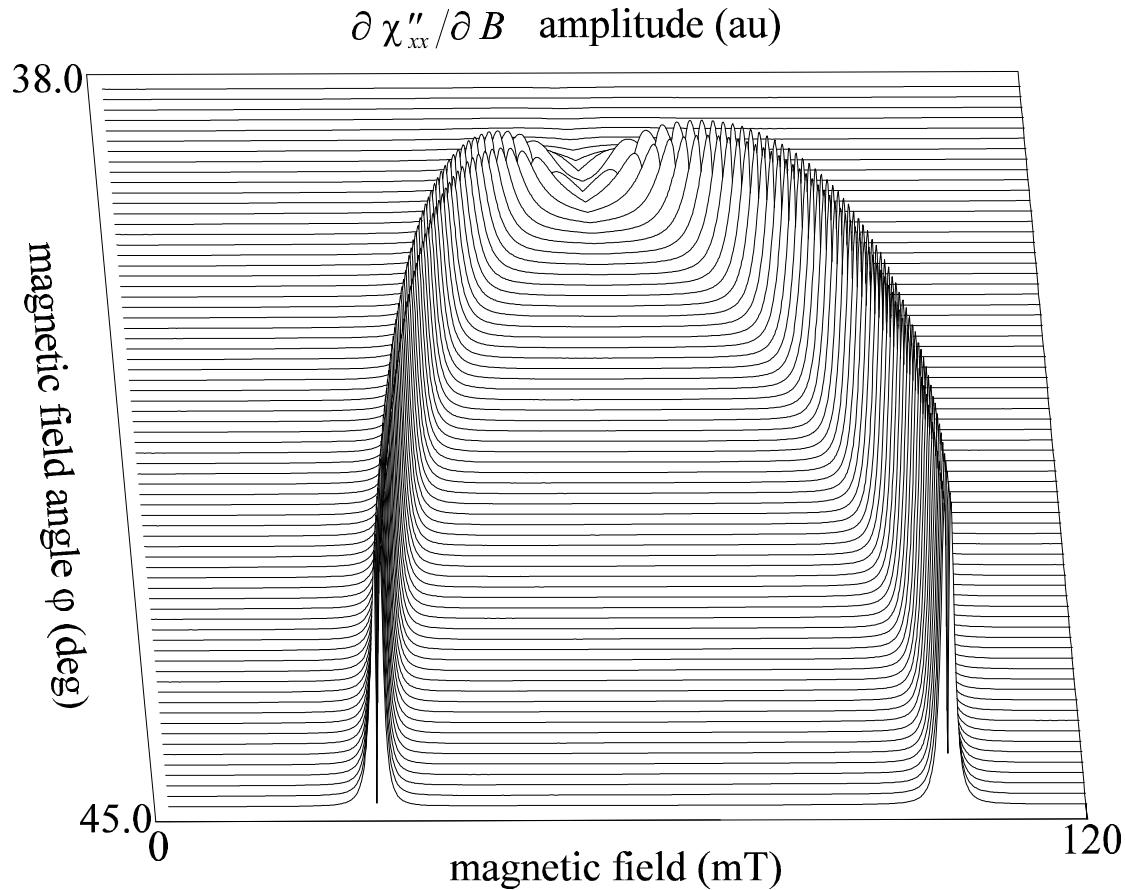


Abb. 5-4: Berechnete Winkelabhängigkeit der Amplitude des Ableitungssignals der Hochfrequenzsuszeptibilität für einen (001)-Fe-Film mit  $d_{Fe} = 20$  nm

ge auch zu erwarten ist.

Anders ist das Verhalten der Linienbreite im Ableitungsspektrum bei einem großen Einfluß der Oberflächenanisotropie auf die winkelabhängigen Spektren in der Probenebene. Abb. 5-5 zeigt das Amplitudenverhalten des Ableitungsspektrums der Suszeptibilität berechnet in Abhängigkeit vom Drehwinkel der Probe in der X-Z-Ebene des Resonators. Für die hier betrachtete Fe-Schichtdicke von  $d_{Fe} = 2.0 \text{ nm}$  ist wieder über den gesamten Winkelbereich in der Probenebene ein Resonanzsignal zu sehen. Für die leichte und die schwere Orientierung in der Probenebene — also die [100]-Richtung ( $j = 0^\circ$ ) bzw. die [110]-Richtung ( $j = 45^\circ$ ) — weisen die Resonanzen bis auf die Linienlage die gleiche Intensität und Linienbreite auf. Für beide Fälle liegt auch der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung und das externe Feld parallel zueinander. Somit steht auch das detektierende Mikrowellenfeld in dieser Resonatoranordnung senkrecht auf der Gleichgewichtslage der Magnetisierung. Dies zusammen ist der Grund, daß — wie nach (3.19) und Kapitel 3.3.3 erwartet — die Anisotropiefelder in diesen beiden ausgezeichneten Orientierungen in der Probenebene keinen Beitrag zur intrinsischen Linienbreite geben.

Wie Abb. 5-4 und Abb. 5-5 verdeutlichen, gilt dieser Sachverhalt für alle anderen

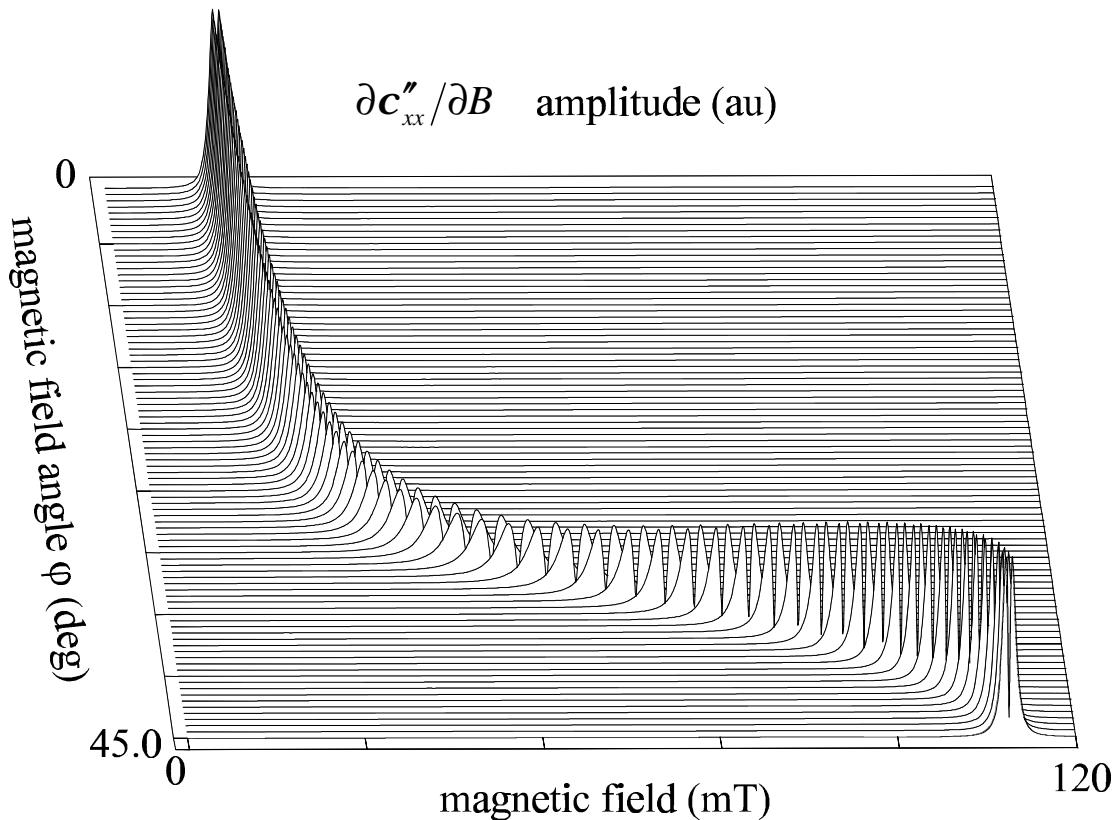


Abb. 5-5: Winkelabhängigkeit der Amplitude des Ableitungssignals der Hochfrequenzsuszeptibilität berechnet für einen (001)-Fe-Film mit  $d_{Fe} = 2 \text{ nm}$

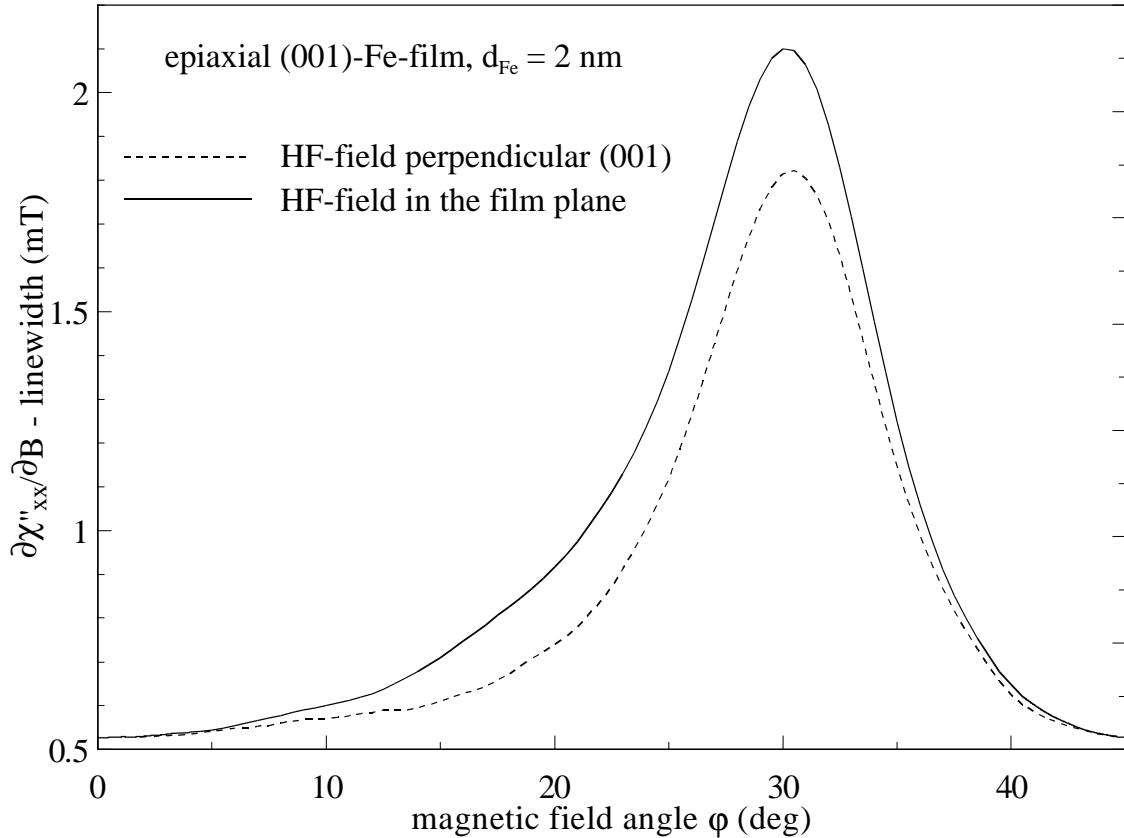


Abb. 5-6: Berechnete Änderung der Linienbreite der Ableitungskurve der Hochfrequenzsuszeptibilität für die Rotation der Probe in der Ebene und beide Resonatorkonfigurationen „ $b_\perp$ “ und „ $b_\parallel$ “.

Orientierungen in der Probenebene nicht mehr. Durch die Abweichung des Gleichgewichtswinkels vom externen Feld und dessen Empfindlichkeit auf kleine Änderungen dieses Feldes, kommt es zu einer Linienvverbreiterung, die proportional zu dieser Abweichung ist. Die berechnete Linienbreite in Abhängigkeit vom Feldwinkel  $j$  in der Probenebene ist für einen dünnen 2 nm Fe-Film in Abb. 5-6 dargestellt. Es ergibt sich für beide möglichen Probenorientierungen im Resonator ein deutliches Linienbreitenmaximum bei etwa  $31^\circ$ , während sich die Linienbreite für  $0^\circ$  und  $45^\circ$  wieder dem Wert aus Gleichung (3.19) für beide Resonatorkonfigurationen annähert. Dieser Aspekt ist für die Interpretation des Linienbreitenverhaltens der gemessenen FMR-Spektren in Kapitel 7.5 von großer Bedeutung und bietet einen zusätzlichen Anhaltspunkt bei der Bestimmung der Qualität des entsprechenden Fe-Films.

Die Abb. 5-6 verdeutlicht aber auch den schon im letzten Abschnitt 5.2 herausgearbeiteten Unterschied in der Probenorientierung im Resonator. So ergibt sich für die Konfiguration mit dem Mikrowellenfeld  $b$  in der Probenebene („ $b_\parallel$ -Konfiguration) eine mit der Abweichung des Gleichgewichtswinkels  $F$  von der Richtung des externen Feldes  $j$  stärker anwachsende Linienbreite als bei der Konfiguration mit dem Mikrowellenfeld

senkrecht zur Probenebene („ $b_{\perp}$ “-Konfiguration), was nach der Diskussion von  $c''_{xx}$  für beide Resonatorkonfigurationen im letzten Abschnitt auch zu erwarten war. Dieses unterschiedliche Verhalten der Linienbreiten in Abhängigkeit von der Konfiguration im Resonator verdeutlicht die Wichtigkeit definierter experimenteller Parameter bei der Untersuchung von FMR-Experimenten an Fe-Filmen im X-Band.

### 5.3.2 Das FMR-Signal bei photothermischer Modulation

Das durch Heizen mit einem Laserstrahl thermisch modulierte FMR-Meßsignal wird wie in Kapitel 4.2 beschrieben im Gegensatz zur Deflektionstechnik mit dem gleichen experimentellen Mikrowellenaufbau detektiert wie das feldmodulierte Signal. Man erhält also mit dieser Technik dieselbe prinzipielle Auflösung die vom Rauschen des Meßaufbaus vorgegeben ist (vergleiche Abschnitt 5.1). Es ergeben sich jedoch neben der Einschränkung des Modulationsbereichs (Ortsauflösung) durch die Heizung mittels fokussiertem Laserstrahls einige weitere elementare Unterschiede, die sich im Wechselanteil der Hochfrequenzsuszeptibilitätskomponente niederschlagen.

Im Abschnitt 5.3.2.1 wird auf diese thermische Modulation des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors eingegangen und es werden die Unterschiede zur Magnetfeldmodulation aufgezeigt. Dabei wird bewußt nicht auf den eingeschränkten Meßbereich in der Probe eingegangen. Hier soll nur der direkte Vergleich der beiden Modulationsverfahren betrachtet werden. Für die reale PM-FMR-Messung heißt das, daß die Probe homogen über den gesamten Bereich mit entsprechender Leistung beleuchtet wird.

Im Anschluß an diesen Abschnitt folgt eine kurze Erläuterung zum Verhalten von thermischen Wellen (Abschnitt 5.3.2.2) in einem Schichtsystem und damit verbunden eine Erklärung der Besonderheiten der ortsaufgelösten PM-FMR. Dabei werden die speziellen Verhältnisse in dünnen metallischen Filmen unterschiedlicher thermischer Leitfähigkeit und Reflektivität auf einem Halbleitersubstrat mit Hilfe der Einteilung des Probenaufbaus in finite Elemente diskutiert und abgeschätzt (Abschnitt 5.3.2.3). Besonders die Reflektivität und die Anzahl der Schichten im System ist für das im Halbleiter erzeugte Untergrundsignal relevant, das in seinen Grundzügen in Kapitel 5.4 beschrieben wird.

#### 5.3.2.1 Thermisch modulierte Hochfrequenzsuszeptibilität

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der thermischen Modulation auf das FMR-Meßsignal betrachtet, wie es durch den Reflektionskoeffizienten in (5.11) beschrieben worden ist. Dazu wird zunächst die Temperaturableitung der meßbaren Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors untersucht, da dieser außer dem Probenvolumen der einzige temperaturabhängige Anteil des Reflexionskoeffizienten ist.

$$\mathbf{c}_{xx,AC}'' \approx \frac{\mathbf{q}_{mod}}{\pi T} \left|_{T_0} \right. \mathbf{q}_{mod} e^{i\omega_{mod}t} \quad (5.24)$$

$T_0$  ist die Gleichgewichtstemperatur der Probe und  $\mathbf{q}_{mod}$  ist die Temperaturamplitude der Modulation (siehe nächster Abschnitt).

Der übrige Teil dieses Abschnittes beschäftigt sich ausschließlich mit der Temperaturableitung der Hochfrequenzsuszeptibilitätskomponente. Etwaige Einflüsse auf das thermisch modulierte Meßsignal, die durch Effekte der Ortsauflösung wie z.B. durch die Ausbreitung der thermischen Welle und den endlichen Laserspot hervorgerufen werden, behandelt der nächste Abschnitt nach der Erklärung der Grundlagen der Ortsauflösung mittels thermischer Wellen.

Da auch die inhomogenen magnetischen Eigenschaften der jeweiligen Probe, die sich in der Regel in einem Beitrag zur Linienbreite und Form äußern, eine Temperaturabhängigkeit aufweisen können, tragen diese dann auch zum thermischen Ableitungssignal der Probe bei. Auf diesen Teilspekt wird aber erst an gegebener Stelle bei der Experimentauswertung in Kapitel 9.4 hingewiesen.

Anders als bei der Feldmodulation des letzten Abschnittes hängt bei der thermischen Modulation  $\mathbf{c}_{xx}''$  in keiner Anordnung linear von der Modulationsgröße ab. Die drei wesentlichen magnetischen Parameter: Magnetisierung, Kristallanisotropiekonstante und Oberflächenanisotropiekonstante sind dagegen selbst von der Temperatur abhängig:

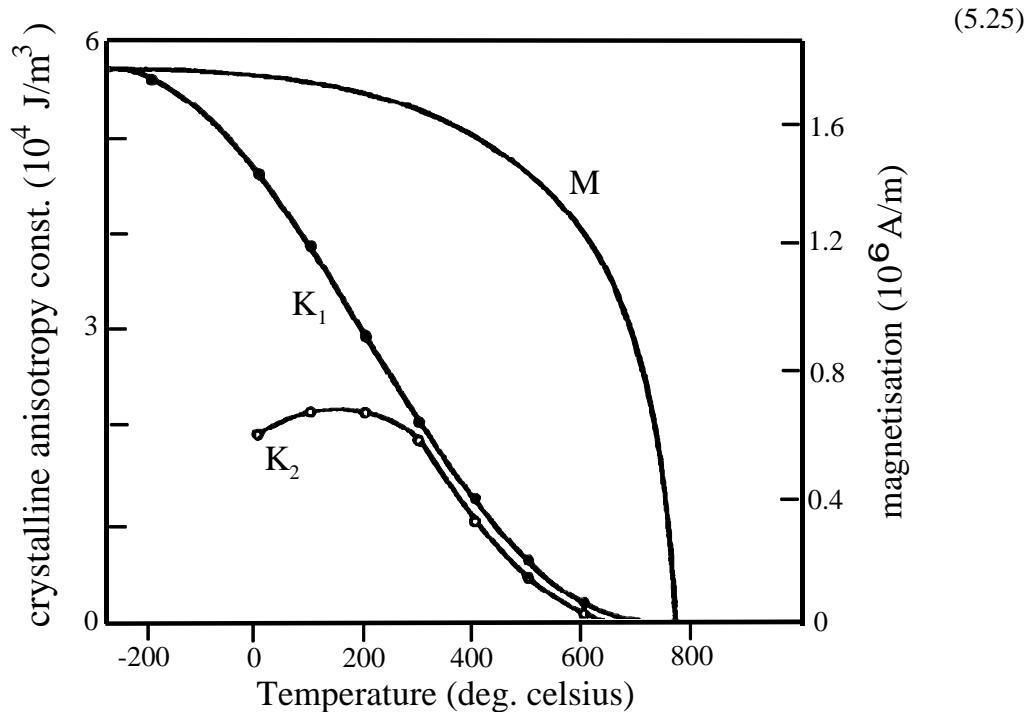


Abb. 5-7 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung und der Kristallanisotropie im einkristallinen Bulk-Eisen [Bozorth]

$$c''_{xx}(T) = c''_{xx}(M(T), K_l(T), K_s(T)).$$

Die jeweiligen Temperaturabhängigkeiten dieser magnetischen Parameter sind für das einkristalline Eisenvolumen gut bekannt [Hellwege, Kittel] und sind z.B. bei [Bozorth] graphisch gegenübergestellt (Abb. 5-7). Man erkennt deutlich, daß der Temperaturgradient der Kristallanisotropie erster Ordnung bei Raumtemperatur deutlich größer ist als der der Magnetisierung. Berücksichtigt man zu dem noch den großen Einfluß der Kristallanisotropie auf die Resonanzlinienlage der FMR in der Probenebene, kann man erwarten, daß primär die Temperaturabhängigkeit der Kristallanisotropie das Verhalten der Temperaturableitung von  $c''_{xx}$  prägt. Daß bei der Untersuchung dünner Schichten der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenanisotropie nicht vernachlässigt werden kann, zeigen die temperaturabhängigen FMR-Untersuchungen in den Auswertekapiteln 7.4 und 9.5. Die dort ermittelten Ergebnisse und die für Raumtemperatur gefundenen Temperaturgradienten der magnetischen Parameter liegen den weiteren Berechnungen dieses Abschnittes zugrunde.

Wenn man für  $c''_{xx}$  wieder die Gleichungen (5.17)-(5.21) voraussetzt und den daraus resultierenden Gradienten  $\frac{\partial c''_{xx}}{\partial T}|_{RT}$  bestimmt (Formel siehe Anhang 13.4), ergibt sich unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter das in Abb. 5-8 durch die durchgezogene Linie dargestellte Resonanzspektrum. Das Spektrum

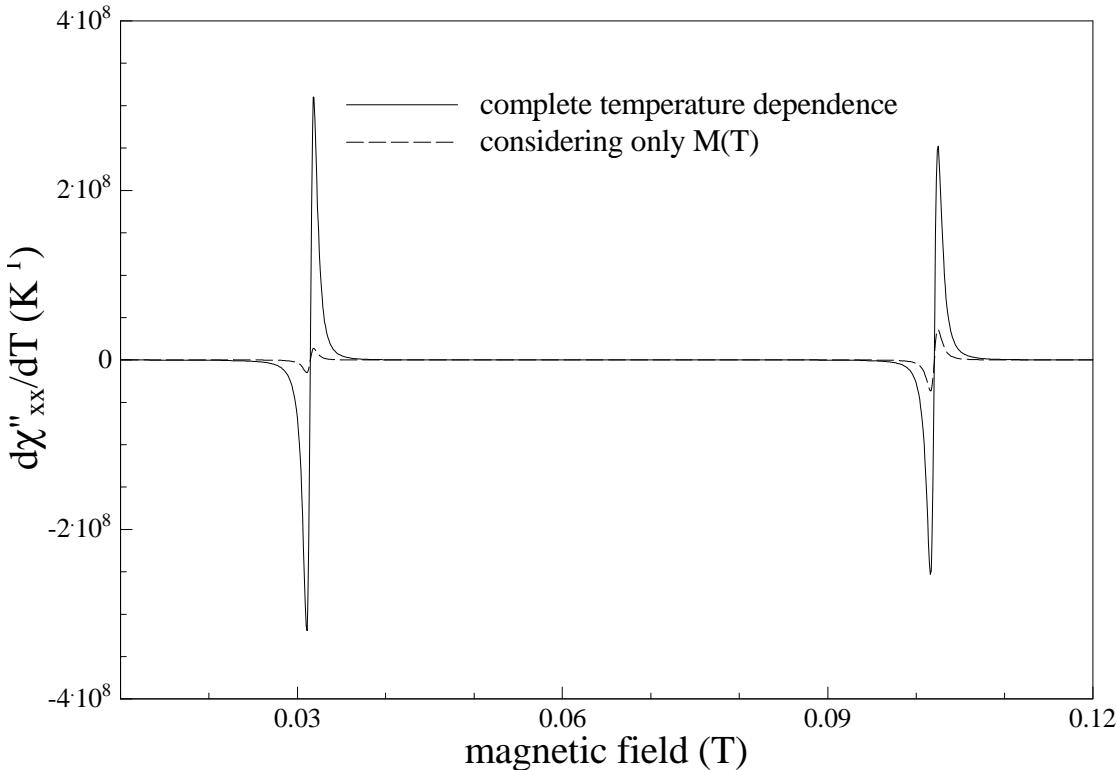


Abb. 5-8 Berechnetes Spektrum des Temperaturgradienten von  $c''_{xx}$  für die „b<sub>||</sub>“-Anordnung,  $B \parallel [110]$ ,  $d_{Fe} = 20\text{nm}$ , magnetische Parameter äquivalent zu Abb. 5-1.

bezieht sich wieder auf einen 20 nm dicken Fe-(001)-Film und ist mit den gleichen magnetischen Parametern berechnet worden, wie in den Abschnitten 5.2 und 5.3.1. Das externe Feld  $B$  liegt parallel zur [110]-Richtung ( $j = 45^\circ$ ), das Hochfrequenzfeld  $b$  liegt ebenfalls in der Probenebene („ $b_{||}$ “ Anordnung). Es zeigt sich, daß im Gegensatz zu der Feldableitung von  $c''_{xx}$  das Spektrum andersherum verläuft. Wie aus Abb. 5-7 hervorgeht, sind bei der thermischen Modulation die beiden Temperaturgradienten der Magnetisierung und der Kristallanisotropie im gesamten Temperaturbereich negativ. Da die entsprechenden Gradienten immer nur linear additiv mit unterschiedlichen Vorfaktoren in  $\frac{dc''_{xx}}{dT}_{RT}$  eingehen, folgt, daß eine  $\frac{dc''_{xx}}{dT}_{RT}$ -Linie immer zuerst negativ wird und an der Stelle der Resonanz wieder positiv. In dem Spektrum aus Abb. 5-8 sind die erwarteten zwei Resonanzlinien für diese Orientierung zu beobachten (vergleiche Abschnitt 5.2). Ihre Linienlagen der thermischen Modulation und der Feldmodulation sind für dieselbe Gleichgewichtstemperatur gleich. Vergleicht man die durchgezogene Linie in Abb. 5-8 mit der in Abb. 5-3 zeigt sich, daß sich das Verhältnis der Linienintensitäten von der „aligned“-Mode zu der „not aligned“-Mode (vergleiche Abschnitt 3.3.2) für beide Modulationen unterscheidet, obwohl beide Spektren für die gleiche Resonatoranordnung berechnet worden sind. Daß die „not aligned“-Mode für den thermisch modulierten Fall stärker angeregt ist als die „aligned“-Mode, liegt an der starken Temperaturabhängigkeit der Kristallanisotropie. Dies wird schon rein anschaulich klar, wenn man bedenkt, daß die Linienlage dieser Resonanz wesentlich durch die Kristallanisotropie geprägt ist und daher auch durch den großen negativen Temperaturgradienten der Kristallanisotropie moduliert wird. Die gestrichelte Linie in Abb. 5-8 zeigt das berechnete thermische Ableitungsspektrum von  $c''_{xx}$ , wenn man nur die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung berücksichtigen würde. Dieses Signal wäre auf Grund des nur sehr kleinen negativen Temperaturgradienten der Magnetisierung erheblich schwächer als das Signal, das alle Temperaturabhängigkeiten berücksichtigt. Das Verhältnis der beiden beobachteten Resonanzen zueinander wäre allerdings wiederum so wie im feldmodulierten Fall, was anschaulich darauf beruht, daß das Entmagnetisierungsfeld beide Linienlagen etwa gleich verschiebt. Für die „not aligned“-Resonanz erhält man ein um einen Faktor 24 schwächeres Signal, wenn man den Beitrag der Kristallanisotropie nicht mit berücksichtigt, und für den „aligned“-Fall immerhin ein um den Faktor 7 reduziertes Signal.

Dies macht deutlich wie wichtig die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter für die Empfindlichkeit des PM-FMR Verfahrens ist. So ist z.B. eine PM-FMR Messung an isotropen polykristallinen Fe-Schichten wegen der schwachen Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung nur sehr schwer möglich. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Parameter kann ne-

ben der Ortsauflösung aber auch ein Vorteil der PM-FMR gegenüber der konventionellen FMR sein. Dies wird an zwei Beispielen (Fe-Keil und Austauschkopplung im Fe/Ag/Ag-System) in den Kapiteln 9.4 und 11.1 ausführlich diskutiert. Hier wird nur am Beispiel des Einflusses der Oberflächenanisotropie der Unterschied der thermischen Modulation zur Feldmodulation beschrieben.

Der Einfluß der Oberflächenanisotropie auf das thermische Ableitungssignal ist für die in Abb. 5-8 angenommene Schichtdicke  $d_{Fe} = 20 \text{ nm}$  bei Messungen in der Probenebene gegenüber dem Entmagnetisierungsfeld noch sehr klein. Für abnehmende Schichtdicken ist der Effekt von  $K_s$  auf die thermische Modulation und auf die Feldmo-

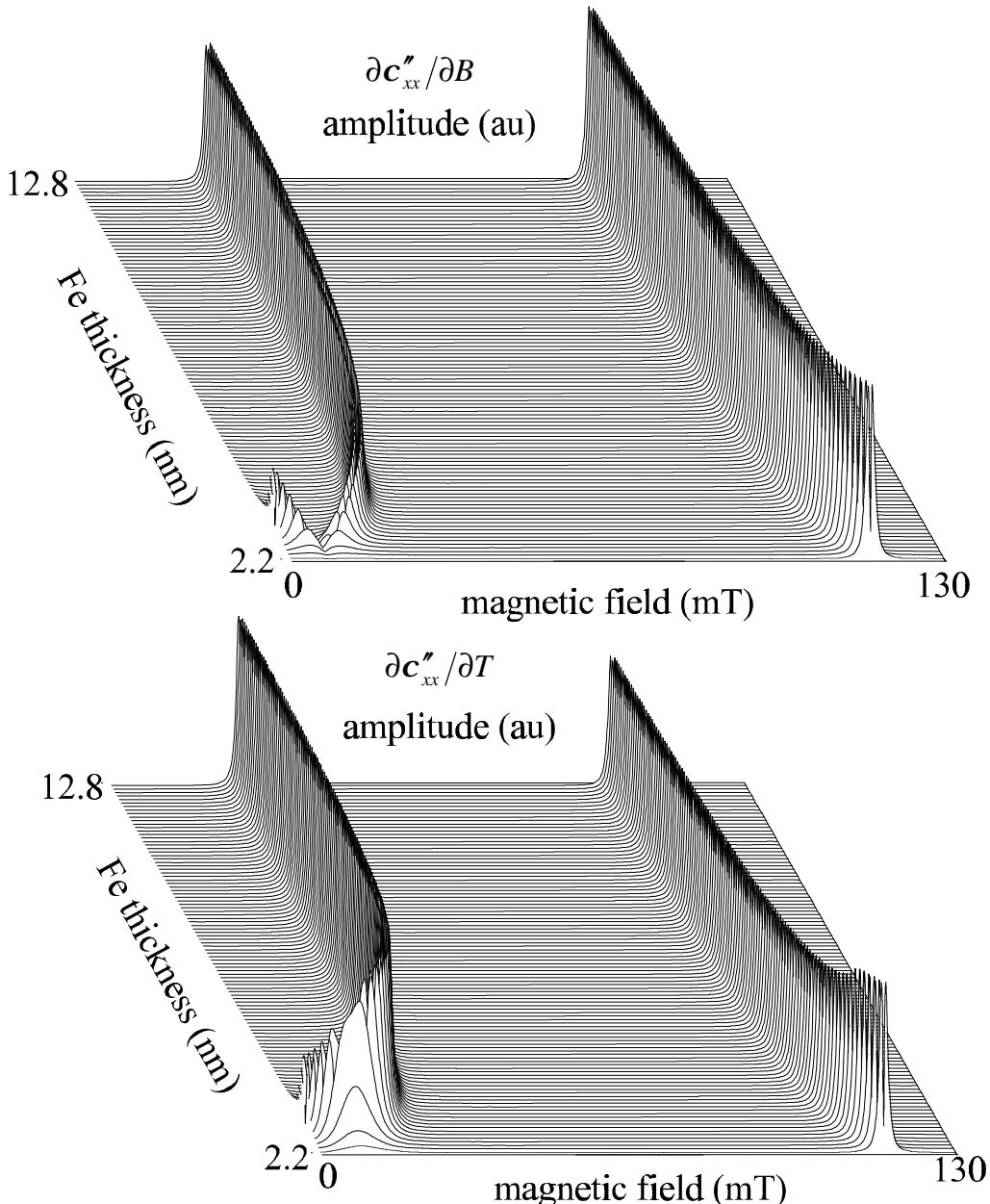


Abb. 5-9: Berechnete Schichtdickenabhängigkeit des Amplitudenspektrums der Feldableitung (oben) und der Temperaturableitung (unten) der Hochfrequenzsuszeptibilität

dulation in Abb. 5-9 dargestellt. Für kleine Schichtdicken zeigt sich ein deutlicher Unterschied im Anregungsverhalten der Resonanzen für beide Modulationsarten. Für die 3-D-Graphik in Abb. 5-9 ist wieder die Amplitudenform des Ableitungssignals gewählt worden (vergleiche z.B. Abb. 5-4). D.h. sowohl für die Feldmodulation (oben in Abb. 5-9) als auch für die thermische Modulation (unten) sind die negativen Anteile des Ableitungssignals nach oben geklappt. Das Minimum im Signal stellt also die Resonanzlinienlage dar und der  $180^\circ$  Phasenunterschied zwischen den beiden Modulationsarten ist in dieser Abbildung nicht mehr zu erkennen, ist aber auch für die hier gewünschte Aussage nicht relevant.

Für die Resonanzlinienlage zeigt sich in beiden Teilen von Abb. 5-9 die gleiche erwartete Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die „aligned“ Mode wandert mit abnehmender Schichtdicke also zunehmendem Oberflächenanisotropiebeitrag  $2K_s/d_{Fe}$  zu höheren Feldern. Die „not aligned“ Mode verhält sich genau entgegengesetzt, reagiert aber empfindlicher auf die Änderung in der Anisotropie (kleine Änderungen der Anisotropiefelder bewirken hier große Änderungen in der Gleichgewichtslage der Magnetisierung zum externen Feld. Vergleiche Kapitel 3.3.2). Dieser Umstand ist auch der Grund dafür, daß die Linienintensität der „not aligned“ Mode bei der thermischen Ableitung von  $c''_{xx}$  nur sehr langsam abfällt bevor die Mode im Nullfeld für die 9.2 GHz Mikrowellen Frequenz verschwindet. Für die feldmodulierte Messung ist dieser Abfall der Intensität viel stärker ausgeprägt, weil sich hier wieder die große Winkelabweichung dieser Resonanz als entscheidender Faktor für die Linienintensität in dieser Resonatoranordnung erweist (vergleiche Abschnitt 5.2).

Der Schichtdickenbereich von 2.2 nm bis 12.8 nm ist für dieses Beispiel so gewählt, daß er später mit der Fe-Keilprobe übereinstimmt (Kapitel 9.2.1) und einen qualitativen Vergleich der experimentell gefundenen Linienintensitäten sowohl konventionell als auch photothermisch gemessen mit den hier gefundenen Ergebnissen für die Ableitungsspektren von  $c''_{xx}$  erlaubt.

### 5.3.2.2 Analytische Betrachtung der thermischen Wellen

In diesem und dem folgenden Abschnitt wird nun der besondere Aspekt der Ortsauflösung der PM-FMR durch das begrenzte Eindringen der thermischen Welle behandelt und dessen prinzipiellen Auswirkungen auf das Meßsignal diskutiert.

Zunächst werden an Hand eines einfachen eindimensionalen Wärmetransportproblems die Grundzüge der Ausbreitung thermischer Wellen erläutert. Dazu wird die lineare Ausbreitung einer thermischen Welle von einer Punktheizung aus betrachtet. Danach wird in Abschnitt 5.3.2.3 dieses Wärmetransportproblem mit Hilfe einer Einteilung

des Schichtsystems in finite Elemente möglichst exakt an die generelle Struktur der Proben angepaßt. Dabei wird neben der unterschiedlichen Wärmeleitung der einzelnen Schichten auch deren unterschiedliches Absorptionsvermögen für das Laserlicht berücksichtigt.

Wie schon mehrfach erwähnt, werden die thermischen Wellen durch die Absorption von Laserlicht in der Probe erzeugt, das mit einer Frequenz  $f_{mod}$  moduliert ist. Die thermische Welle stellt den oszillierenden Anteil  $\mathbf{q}(\vec{r},t)$  der Temperaturverteilung in der Probe dar

$$T(\vec{r},t) = T_0(\vec{r}) + \mathbf{q}(\vec{r},t). \quad (5.26)$$

Diese Temperaturverteilung wird durch die Wärmediffusionsgleichung beschrieben

$$\mathbf{r} c \frac{\nabla T(\vec{r},t)}{\nabla t} - \nabla \cdot (\mathbf{I} \nabla T(\vec{r},t)) = Q(\vec{r},t). \quad (5.27)$$

Dabei sind  $\mathbf{r}, c$  und  $\mathbf{I}$  die Dichte, die spezifische Wärmekapazität und die thermische Leitfähigkeit des Materials.  $Q(\vec{r},t)$  ist die Heizquelle. Beschränkt man diese Wärmediffusionsgleichung auf ein halbunendliches homogenes Medium, das nur an seiner Oberfläche periodisch geheizt wird, so ergeben sich als Lösung von (5.27) eindimensionale thermische Wellen für den Wechselanteil von (5.26)

$$\mathbf{q}(d,t) = \mathbf{q}_0 e^{-\frac{d}{m}} e^{i(\mathbf{w}_{mod} t - \frac{d}{m})}. \quad (5.28)$$

Hier bezeichnet  $d$  nur noch den Abstand zur Oberfläche (Heizquelle) und  $m$  ist die modulationsfrequenzabhängige thermische Diffusionslänge  $m = \sqrt{2\mathbf{a}/\mathbf{w}_{mod}}$ .  $\mathbf{a} = \mathbf{I}/(rc)$  ist die Temperaturleitfähigkeit, die auch als thermische Diffusivität bezeichnet wird.

Die erhaltene thermische Welle  $\mathbf{q}(d,t)$  hat also einen stark dispersiven Charakter mit einer kritischen Dämpfung, deren Abklingen durch die thermische Diffusionslänge  $\mu$  beschrieben ist. Insbesondere kann durch die Frequenzabhängigkeit von  $\mu$  die Eindringtiefe der thermischen Welle beeinflußt werden. Die thermische Welle ist also nach der Strecke  $d = \mu$  auf 1/e abgefallen und nach einer Wellenlänge  $2\pi\mu$  bereits auf  $2 \cdot 10^{-3}$ . Deshalb kann man Schichten mit einer Schichtdicke von  $d_s > \mu$  als thermisch dick bezeichnen und Schichten mit  $d_s \ll \mu$  als thermisch dünn, wie dies z.B. bei [Rosencwaig] ausgeführt ist. Dort findet man auch eine Abschätzung der Frequenzabhängigkeit der Temperaturverteilung jeweils für thermisch dicke und thermisch dünne Schichten.

$$d_s > m: \mathbf{q}_s \propto \frac{1}{f_{mod}} \quad ; \quad d_s < m: \mathbf{q}_s \propto \frac{1}{\sqrt{f_{mod}}} \quad (5.29)$$

Die in Tabelle 2 S.87 angegebenen thermischen Parameter und die sich daraus ergebenden thermischen Diffusionslängen der für diese Arbeit relevanten Materialien zeigen,

daß alle vorkommenden metallischen Schichten selbst für Modulationsfrequenzen im MHz-Bereich als thermisch dünn anzusehen sind. Aus dieser Betrachtung geht bereits hervor, daß eine Tiefenauflösung mittels des thermischen Modulationsverfahrens (PM-FMR) für dünne metallische Schichten nicht möglich ist.

Betrachtet man nun ein Zweischichtenmodell bestehend aus einer thermisch dünnen metallischen Schicht (Ag) und einem ausgedehnten Halbleitersubstrat (GaAs) also einem thermisch gut und einem schlecht leitenden Material, dann kann man die laterale Temperaturverteilung an der Grenzschicht durch

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}_0 e^{iqr - i\mathbf{w}t} ; \quad q^2 = \frac{i\mathbf{w}}{\mathbf{a}_{Ag}} + \frac{1}{2} \left( \frac{\mathbf{I}_{GaAs}}{\mathbf{I}_{Ag} d_{Ag}} \right)^2 \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4i\mathbf{w}(\mathbf{I}_{Ag} d_{Ag})^2}{\mathbf{a}_{GaAs} \mathbf{I}_{GaAs}^2} \left( 1 - \frac{\mathbf{a}_{GaAs}}{\mathbf{a}_{Ag}} \right)} \right) \quad (5.30)$$

angeben [Maznev]. Hierbei erhält man die Wellenzahl  $q$ , indem man die dünne metallische Schicht als Randbedingung der Wärmediffusionsgleichung für das GaAs-Substrat behandelt. Dies ist möglich solange die metallische Schicht als thermisch dünn und mit einer senkrecht zur Schicht homogenen Temperatur gleich der Substrattemperatur an der Grenzfläche angenommen werden kann, was für die hier betrachteten Schichtsysteme der Fall ist (s.o.). Es gilt weiterhin wie bei der vorhergehenden Betrachtung eine reine punktförmige Oberflächenheizung.

Aus der Temperaturverteilung (5.30) kann man ableiten, daß erst ab einer Grenzfrequenz

$$\mathbf{w}_{min} = \left( \frac{\mathbf{I}_{GaAs}}{\mathbf{I}_{Ag} d_{Ag}} \right)^2 \mathbf{a}_{GaAs} = 1,14 \text{MHz} \quad (5.31)$$

der Einfluß der dünnen Schicht gegenüber dem Substrat relevant wird [Maznev]. Der Zahlenwert ergibt sich dabei aus der Annahme, daß sich eine 200 nm dicke Ag-Schicht auf einem GaAs-Substrat befindet, was in diesem Modell am ehesten die untersuchten Schichtsysteme beschreibt (therm. Parameter Tabelle 2 S.87). Unterhalb dieser Frequenz ergibt sich ein Verhalten, wie es für das Substrat allein zu erwarten wäre. Dies wird auch in Abb. 5-10 deutlich. Dort ist für die angegebenen Frequenzen von 1 kHz - 10 MHz die radiale Temperaturverteilung aus (5.30) dargestellt. Erst bei 10 MHz ist ein deutlicher Einfluß der metallischen Schicht auf die Ausbreitung der thermischen Welle zu erkennen. Diese Abweichung tritt bei gleichen Materialien bei erheblich niedrigeren Frequenzen auf, wenn sich die Schichtdicke des metallischen Films vergrößert. Da sich für die in dieser Arbeit betrachteten Schichtsysteme keine größere Metallfilmdicke als 200 nm ergibt und weil auf Grund der Rauschcharakteristik der Meßelektronik keine Frequenzen über 2 MHz experimentell erreichbar sind, wird die Ausbreitung der thermischen Welle

für eine Oberflächenheizung nur durch das GaAs-Substrat bestimmt. Die Kennzeichnung der 15  $\mu\text{m}$  Linie in Abb. 5-10 deutet den Laserstrahlradius an. Es zeigt sich, daß für dieses Modell für Frequenzen  $< 50 \text{ kHz}$  ein Großteil des Signals von außerhalb des Laserspots stammt. Dies wird im nächsten Abschnitt mit den Ergebnissen der Finite-Elemente-Methode (FEM) verglichen und es werden die Auswirkungen auf das Meßsignal aufgezeigt.

Um nun Informationen über die Möglichkeit der lateralen Auflösung bei einer ausgedehnten Heizquelle zu erhalten, kann man bei Oberflächenheizung mit einem gaußförmigen Laserstrahl die Temperaturverteilung mit Hilfe von Hankel-Transformationen berechnen [Aamodt, JacksonII, Salazar]. Für den vorliegenden Fall muß man in erster Näherung nach den obigen Ausführungen (Abb. 5-10 und [Maznev]) nur das Substrat (Einzelschicht, thermisch dick) berücksichtigen. Man erhält dann für den Bereich von Modulationsfrequenzen, für die die thermische Diffusionslänge  $\mu$  größer als der Laserstrahlradius  $r_0$  ist, und für reine Oberflächenabsorption an einem isotropen, opaken und semi-infinitem Material die folgende radiale Oberflächentemperaturverteilung

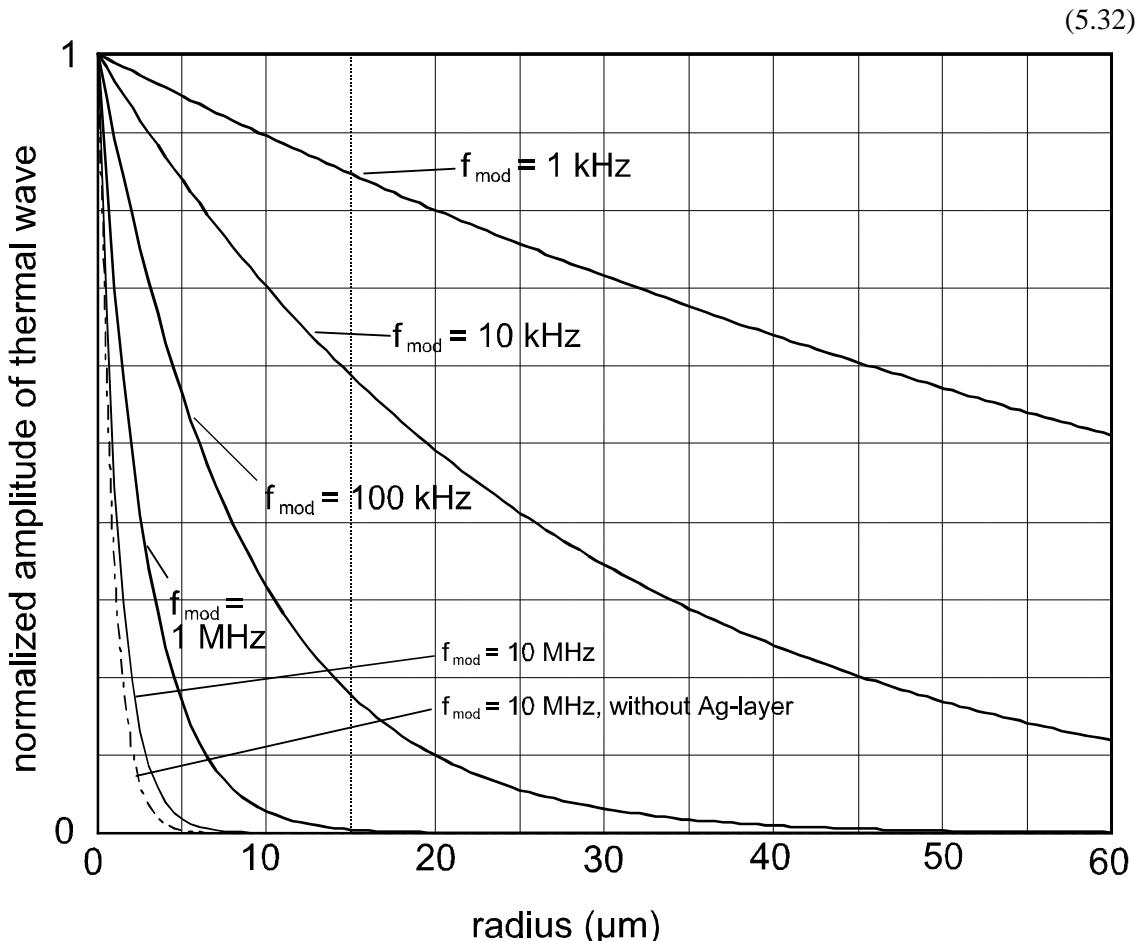


Abb. 5-10: Amplitudenverhalten der thermischen Welle bezüglich des radialen Abstandes von der Heizquelle für die Grenzschicht Ag-GaAs.

$$\mathbf{q}_s(r, d=0) = \frac{P_L}{\sqrt{2}p} e^{-ip/4} \frac{\mathbf{m}}{r_0^2} e^{-r^2/r_0^2}.$$

$P_L$  ist die absorbierte Laserleistung. Berechnungen dieser Art für einfache Schichtsysteme findet man auch bei [Kordecki, Geisau1].

Nimmt man nun für die behandelten Probensysteme typische Parameter wie einen Laserradius von  $r_0 = 15\mu\text{m}$ , eine eingestrahlte Lichtleistung von 10mW und die thermischen Parameter aus Tabelle 2 an, so ergibt dieses immer noch stark vereinfachende Rechenmodell für hohe Modulationsfrequenzen ( $>100\text{kHz}$ ) einen Ausbreitungsradius der thermischen Welle, der durch den Radius des Lasers bestimmt ist. Bei kleineren Frequenzen, für die  $r_0 \leq \mathbf{m}$  ist, ist die laterale Auflösung des Signals durch den Radius der Ausdehnung der thermischen Welle bestimmt [Aamodt]

$$r_{0,th} = \sqrt{r_0^2 + 2\mathbf{m}^2} \quad (5.33)$$

Für das reale Schichtsystem mit dem Aufbau:

thermisch dünner, optisch transparenter Halbleiter (ZnS, nächster Abschnitt),

thermisch dünne Metallschichten und

thermisch dickes Halbleitersubstrat

in Verbindung mit der Tatsache, daß die Metallschichten optisch nicht opak sind, ist das soeben beschriebene Modell nur bedingt übertragbar, zumal die Laserdiode und auch der He-Ne-Laser durch die Optik bedingt kein Gaußprofil aufweisen (siehe auch Anhang 13.2). Um dem zu begegnen und eine möglichst exakte Beschreibung des Schichtsystems für die Bestimmung der Ortsauflösung zu erhalten, wird im nächsten Abschnitt ein Modell für die Behandlung der Problematik im Rahmen der FEM vorgestellt. Die numerische Bestimmung des Temperaturverlaufs wird mit dem Softwarepaket ANSYS [FEM] vorgenommen.

Tabelle 2: Parameter der einzelnen Materialien für die thermischen Messungen

Werte aus [Landolt, Touloukian]	ZnS (polykrist.)	Fe	Ag	GaAs
optisches Absorptionsvermögen $\alpha$ ( $\text{m}^{-1}$ )	—	$10^7$	$10^7$	$6 \cdot 10^6$
Dichte $\mathbf{r}$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$2.8-3.2 \cdot 10^2$	7860	10500	5320
Wärmeleitfähigkeit $I$ ( $\text{W} / \text{K m}$ )	40-50	80	429	46
Wärmekapazität $c$ ( $\text{J} / \text{kg K}$ )	544	452	235	350
therm. Diffusionslänge $\mu$ bei 10 Hz ( $\mu\text{m}$ )		847	2350	887
therm. Diffusionslänge $\mu$ bei 10 kHz ( $\mu\text{m}$ )		26.8	74.4	28.0
therm. Diffusionslänge $\mu$ bei 1 MHz ( $\mu\text{m}$ )		2.68	7.44	2.8

Tabelle 3: Elementunterteilung für die FEM-Berechnung. Die grau unterlegten Elementreihen sind mit Ag-Parametern versehen worden, wobei die ersten 10 Elementreihen ZnS sind.

radial	4 x 2.5 μm	6 x 5 μm	4 x 10 μm	6 x 20 μm	2 x 50 μm	2 x 100 μm				
Tiefe	(10+20)x 2.5 nm	20 x 5 nm	10 x 10 nm	10 x 50 nm	10 x 250 nm	10 x 1.25 μm	10 x 6.25 μm	8 x 40 μm	1 x 50 μm	1 x 52 μm

### 5.3.2.3 Berechnung der Temperaturverteilung mittels einer finite Elemente Methode (FEM)

Um eine möglichst exakte Vorstellung über die Temperaturverteilung in der Probe zu erhalten, sind die besonderen Eigenschaften der hier betrachteten Schichtsysteme für die thermische Modulation durch eine Einteilung der Probe in finite Elemente berücksichtigt worden. Hierzu wird die Probe in eine große Anzahl von Einzelementen (siehe Tabelle 3) unterteilt.

Die bis zu diesem Abschnitt benutzte Differentialgleichung (5.27) mit ihren unterschiedlichen Vereinfachungen und Randbedingungen galt immer infinitesimal für das ganze Volumen der Probe. Bei der Umformung in ein Gleichungssystem (5.34) für die Bestimmung der Temperaturverteilung für die finite Elemente Methode (FEM) werden viele kleine dreidimensionale finite Einzelbereiche angesetzt, die durch acht Knotenpunkte definiert werden [FEM]. An diesen Knotenpunkten wird dann jeweils die Temperatur numerisch aus (5.34) bestimmt. Dies führt zu einem Vektor  $\underline{q}$  der Knotentemperaturen.

$$\{c\} \cdot \dot{\underline{q}} + \{k_{th}\} \cdot \underline{q} = -\underline{q} \quad (5.34)$$

$\{c\}$  steht für die Matrix der Wärmekapazität,  $\{k_{th}\}$  für die Matrix der Wärmeleitfähigkeit und  $\underline{q}$  für den Vektor des von außen jedem Knotenpunkt zu- oder abgeführten Wärmestroms. Jedes Matrixelement beschreibt den Einfluß der benachbarten Elemente auf den entsprechenden Knotenpunkt. Dabei beinhaltet die Matrix  $\{k_{th}\}$  nicht nur die unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten in den Elementen, sondern auch die geometrischen Vorgaben der Elemente, was in dem hier betrachteten Fall einfache Quader sind. Exakt beschreibt  $k_{th}$  das Verhältnis zwischen Wärmestrom und Temperaturdifferenz an den einzelnen Knoten [FEM].

Für die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme bietet die FEM den Vorteil, daß die unterschiedlichen Materialien der Schichtstruktur insbesondere deren Absorptionsvermögen für das Laserlicht sowie deren Wärmeleitung in einfachen Gleichungen nahe

am realen Probenaufbau behandelt werden können (s.u.). Im letzten Abschnitt ist bei den analytischen Überlegungen z. B. nicht berücksichtigt worden, daß die metallischen Schichten bei fast allen behandelten Proben nicht optisch opak sind. D.h. man kann keine reine Oberflächenabsorption des Lichtes annehmen und es wird auch im GaAs-Substrat noch Leistung absorbiert. Dies ist auch eindeutig im Experiment bestätigt, da die vom Laserlicht im Galliumarsenid erzeugten Ladungsträger direkt mit dem Mikrowellenaufbau nachgewiesen werden können (vergleiche Kapitel 5.4, 8.3 und 9). Die benötigten thermischen Parameter für diese und die im letzten Abschnitt angestellten Berechnungen sind in Tabelle 2 (S.87) zusammengefaßt. Die Tabelle 3 (S.88) zeigt, daß die Wärmequellenverteilung, hervorgerufen durch das Heizen mit dem Laserstrahl, relativ komplex berücksichtigt werden kann. Hierbei werden die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten des Silbers und des Galliumarsenits mit einbezogen und für jedes Element in (5.34) berücksichtigt.

Der Laserstrahl wird für diese Berechnung dem Experiment entsprechend mit einer Leistung von 6 mW (restliche Leistung geht im optischen Aufbau verloren, vergleiche Kapitel 4.2) und einem Radius von 20  $\mu\text{m}$  angenommen. Dabei ist die wesentliche Aufgabe der ZnS-Schutzschicht das von der Probe reflektierte Licht zu minimieren. Tabelle 4 verdeutlicht, daß das Zinksulfid im Gegensatz zum GaAs ein Halbleitermaterial ist, das eine so große Bandlücke aufweist, daß keine optische Anregung von Ladungsträgern im sichtbaren Wellenlängenbereich möglich ist. Die ZnS-Schicht wirkt also wie die Vergütung bei einer Linse. Es wird also weniger Licht von der Probe reflektiert. Die Schichtdicke des Zinksulfid ist dabei für rote bis infrarote Laser und jeweils Ag- oder Fe-Grenzschicht für MOKE-Untersuchungen optimiert [Wolf3]. Proben mit solchen ZnS-Abdeckungen zeigen unter weißem Licht nur noch eine tief dunkelblaue Reflexion.

Das Ergebnis dieser FEM-Berechnung ist in Abb. 5-11 und Abb. 5-12 dargestellt. Dabei sind die thermischen Eigenschaften des Eisens und dessen wechselnde Schichtdicke nicht berücksichtigt worden, da diese maximal 1/10 der Ag-Schichtdicke beträgt und das Ergebnis nicht relevant verändert. Es werden sowohl das Tiefenprofil als auch das radiale Verhalten der Amplitude der thermischen Welle für Modulationsfrequenzen

Tabelle 4: Bandlücke von ZnS und GaAs. ( $1 \text{ eV} \doteq 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ; Sichtbares Licht:  $1.5 \text{ eV} < h\nu < 3.1 \text{ eV}$ ; He-Ne-Laser:  $633 \text{ nm} \doteq 1.94 \text{ eV}$ )

	Struktur	Typ	Bandlücke $E_g$ ( $0^\circ\text{K}$ ) (eV) <sup>a</sup>	Bandlücke $E_g$ ( $300^\circ\text{K}$ ) (eV) <sup>a</sup>
ZnS	Zinkblende	II-VI	3.91	3.6
GaAs	Zinkblende	III-V	1.52	1.43

<sup>a</sup>= [Kittel]

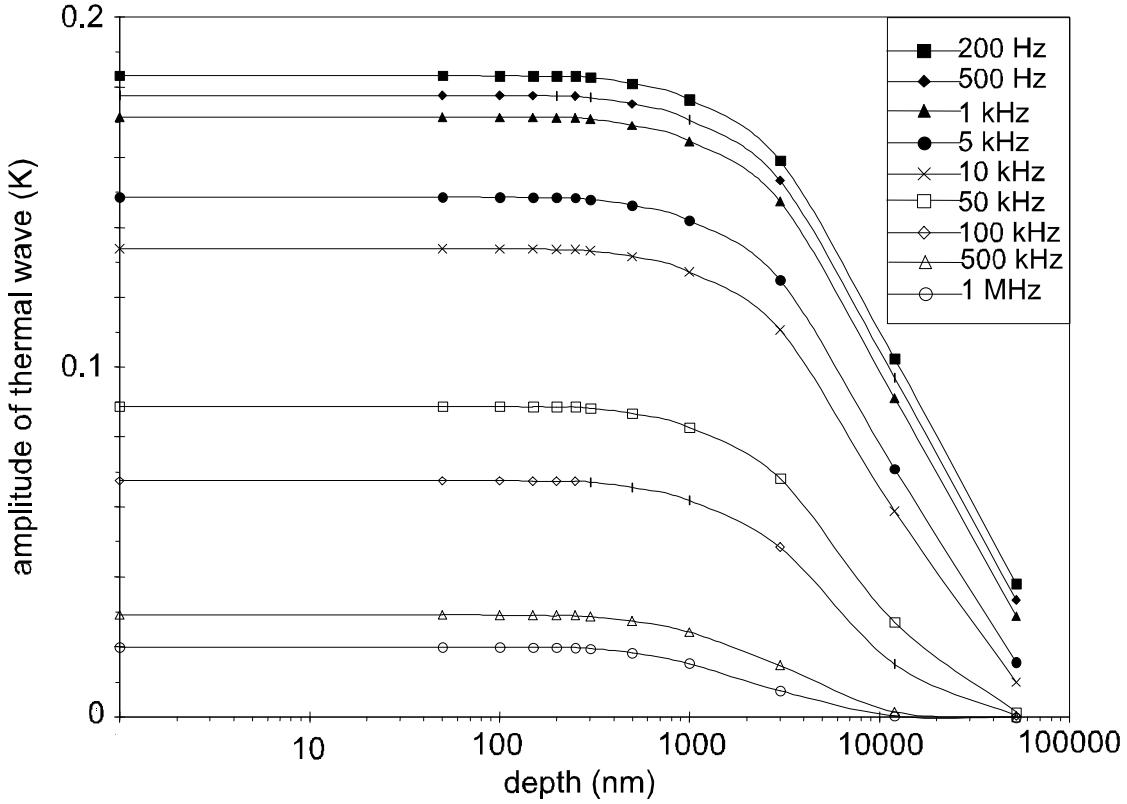


Abb. 5-11: FEM-Berechnungen der Amplitude der thermischen Wellen für unterschiedliche Modulationsfrequenzen und Entfernung von der Probenoberfläche.

im Bereich von 100 Hz und 1 MHz bestimmt und erläutert.

Abb. 5-11 stellt die mit FEM berechneten Amplituden der thermischen Wellen tiefenabhängig im Mittelpunkt des Laserheizstrahls dar. Die berechnete Temperaturamplitude variiert von 0.2 K bis 0.02 K im Modulationsfrequenzbereich von 100 Hz bis 1 MHz. Setzt man diese Werte und die Ausdehnung der thermischen Welle zur Berechnung des Signalrauschverhältnisses (vergleiche Abschnitt 5.3.2) an, so ergibt sich ein meßbares Signal bis zu der höchsten hier berücksichtigten Modulationsfrequenz. Dies wird an Hand der Ergebnisse in Kapitel 8.2 weiter diskutiert. Die berechnete Erhöhung der Gleichgewichtstemperatur im Bereich des Laserstrahls beträgt 15 K. Bedenkt man die starke Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter führt eine solche Temperaturerhöhung für Messungen entlang der [110]-Orientierung zu einer Verschiebung der Resonanzlinienlage um etwa die halbe reale Linienbreite (siehe Kapitel 7.4).

Abb. 5-11 zeigt weiterhin, daß im Bereich der Metallschicht bis zu einer Tiefe von 275 nm die Amplitude der thermischen Welle nahezu konstant bleibt. Dies bestätigt die Richtigkeit dieser Annahme als Näherung im letzten Abschnitt. Das Abklingen der thermischen Welle im GaAs-Substrat bestätigt, daß das Substrat nach der Definition des letzten Abschnittes thermisch dick ist.

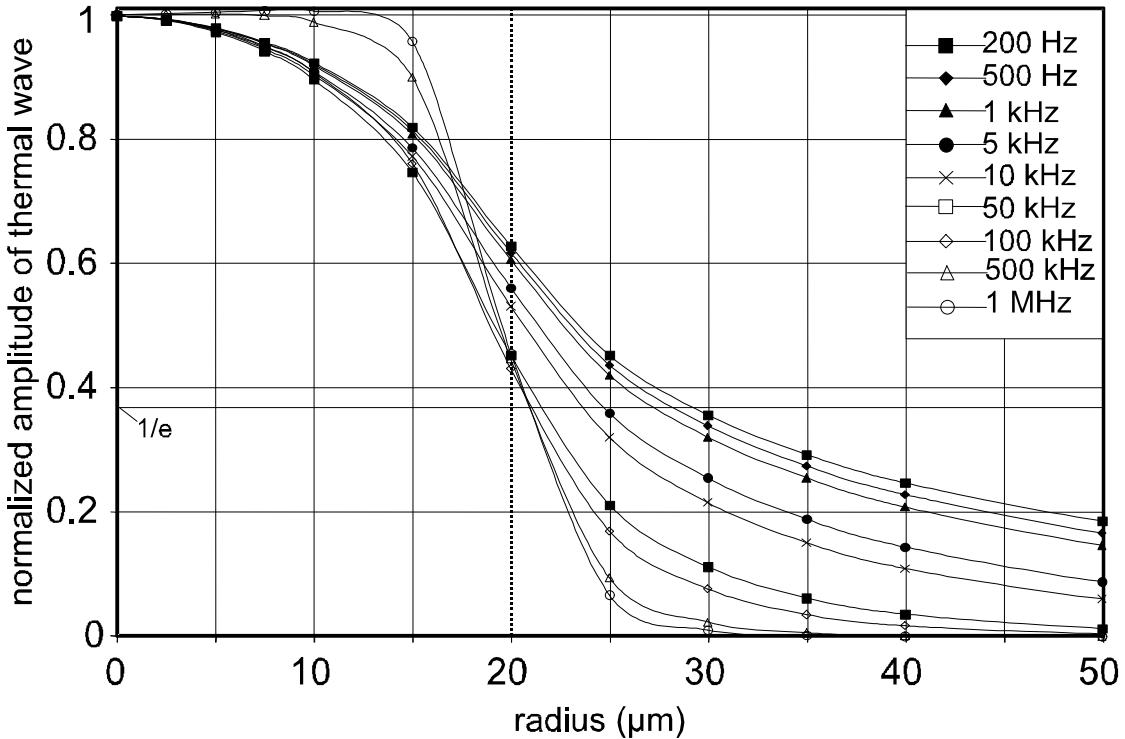


Abb. 5-12: Amplitudenverhalten der thermischen Wellen in der Grenzschicht Ag-GaAs als Funktion des radialen Abstandes vom Mittelpunkt des Laserstrahls.

Die für die Bestimmung der lateralen Auflösung der PM-FMR notwendige Temperaturverteilung in der Schichtebene ist in Abb. 5-12 dargestellt. Um den großen Modulationsfrequenzbereich darstellen und die Ergebnisse der FEM mit der Berechnung einer punktförmigen Heizquelle aus Abb. 5-10 gegenüberstellen zu können, ist die maximale Temperaturamplitude bei jeder Frequenz auf 1 normiert. Für Modulationsfrequenzen über 50 kHz zeigt sich, daß die thermische Modulation im wesentlichen nur noch innerhalb des Laserstrahlradius stattfindet. Bei kleinen Frequenzen unter 500 Hz reicht die thermische Welle so weit, daß der Großteil der modulierten Probe nicht im Laserstrahlradius liegt. Dieser Aspekt und die Erhöhung der Gleichgewichtstemperatur innerhalb des Laserstrahls hat einen großen Einfluß auf das detektierte PM-FMR-Signal (vergleiche Kapitel 8.2).

Vergleicht man Abb. 5-10 mit Abb. 5-12 besteht der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Amplitudenverteilungen in der Berücksichtigung einer ausgedehnten Heizquelle. Für Frequenzen über 500 kHz nähern sich die beiden Lösungen an, wenn man die Grenze des Heizfleckes als Anfangspunkt in Abb. 5-12 nimmt. Für kleine Frequenzen unter 100 Hz ist der Heizfleck in erster Näherung klein gegen die Ausbreitung der thermischen Welle und die beiden Lösungen der FEM und der analytischen Berechnung stimmen immer mehr überein.

Die hier angegebenen Auswirkungen der Frequenzabhängigkeit der Ausbreitung der thermischen Welle auf das PM-FMR-Signal werden in Kapitel 8.2 weiter erläutert und mit dem Experiment, auf das diese Berechnung mit ihren Parametern zugeschnitten ist, verglichen. Es zeigt sich dort, daß das hier betrachtete Modell sehr gut geeignet ist, um den Einfluß der Temperaturverteilung auf das Meßsignal zu begründen.

## 5.4 Photomoduliertes Mikrowellenabsorptionssignal (PMA) in Halbleitern (Untergrundsignal)

Wie schon mehrfach erwähnt, erhält man bei den meisten PM-FMR Untersuchungen in dieser Arbeit ein magnetfeldunabhängiges Untergrundsignal, das bei den gleichen konventionellen FMR-Messungen (bis auf die Modulation analogen Bedingungen) nicht auftritt. Dieses Untergrundsignal konnte eindeutig einer Ladungsträgererzeugung durch das Laserlicht im Substrat zugeordnet werden. Im weiteren wird dieses Signal als „photomodulated microwave absorption“ (PMA)-Signal bezeichnet. Dieses PMA-Signal kann bei einigen PM-FMR Messungen als zusätzliche Informationsquelle über die Qualität und Beschaffenheit des Substrates dienen (vergleiche Kapitel 8.3 und 9). Daher werden in Abschnitt 5.4.1 die Grundlagen dieses Untergrundsignales diskutiert. Da dieses Verfahren zur Bestimmung von Halbleitereigenschaften in dieser Form in einem Mikrowellenresonator mit moduliertem Laserlicht erstmals im Rahmen dieser Arbeit gefunden und genutzt wird, werden kurz die wesentlichen Punkte der Auswirkungen des Mikrowellenresonators und einer metallischen Deckschicht auf dieses Untergrundsignal beschrieben und die Unterschiede zu schon genutzten Verfahren der Mikrowellenabsorption von gepulstem Laserlicht erläutert [Haas, Kunst, Neizert].

Da dieses Untergrundsignal und dessen relative Änderung innerhalb einer lateralen PM-FMR Untersuchung einer Probe nur zur Erklärung von Abweichungen der magnetischen Parameter dienen soll, wird an dieser Stelle für das Verständnis des physikalischen Hintergrundes der Halbleiterphysik auf die folgenden Arbeiten verwiesen, da eine genaue Diskussion das Thema dieser Arbeit überschreiten würde:

- \* Mikrowellenabsorption in Halbleitern [Haas, Kunst, Neizert]. Das dort beschriebene Verfahren der „time resolved microwave conductivity“ (TRMC) beruht auf dem gleichen Grundprinzip der Mikrowellenabsorption durch Ladungsträgererzeugung im Halbleiter. (Vergleich: nächster Abschnitt).
- \* Untersuchung unterschiedlicher Halbleitermaterialien mit der PMA und Vergleich mit anderen Meßverfahren: a) mit Bor dotiertes Silizium [Geisau] (Vergleich mit photothermischen Untersuchungen mittels Mirage-Effekt). b) mit Argon implantiertes Silizium [Kiepert] (Vergleich mit optischen Reflexionsmessungen). Bei den letztge-

nannten Untersuchungen sei besonders auf die sehr hohe Empfindlichkeit der PMA für Störungen im Halbleitermaterial hingewiesen.

#### 5.4.1 Grundlegende Mechanismen

Aus Tabelle 4 (S.89) geht hervor, daß rotes und infrarotes Laserlicht — wie es in dieser Arbeit verwandt wird — im GaAs-Substrat Ladungsträger erzeugt. Geschieht diese Ladungsträgererzeugung im Mikrowellenresonator, führt dieses zu einer Störung des elektrischen Feldes des Resonators und damit bei einem abgestimmten Resonator zu einer detektierbaren Reflexion von Mikrowellenleistung (siehe Kapitel 4.1 und 5.1). Auf Grund der hohen Güte in einem Resonator (4.5) und wegen der großen Empfindlichkeit der Detektordiode (5.12) ist auch das PMA-Verfahren sehr empfindlich in Bezug auf die Erzeugung schon kleinsten Ladungsträgerkonzentrationen im Halbleiter.

Diese Empfindlichkeit ist dabei stark abhängig von der Position der Probe im Resonator (Abb. 5-13). Um dies zu bestätigen, wurde ein homogenes  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großes Stück

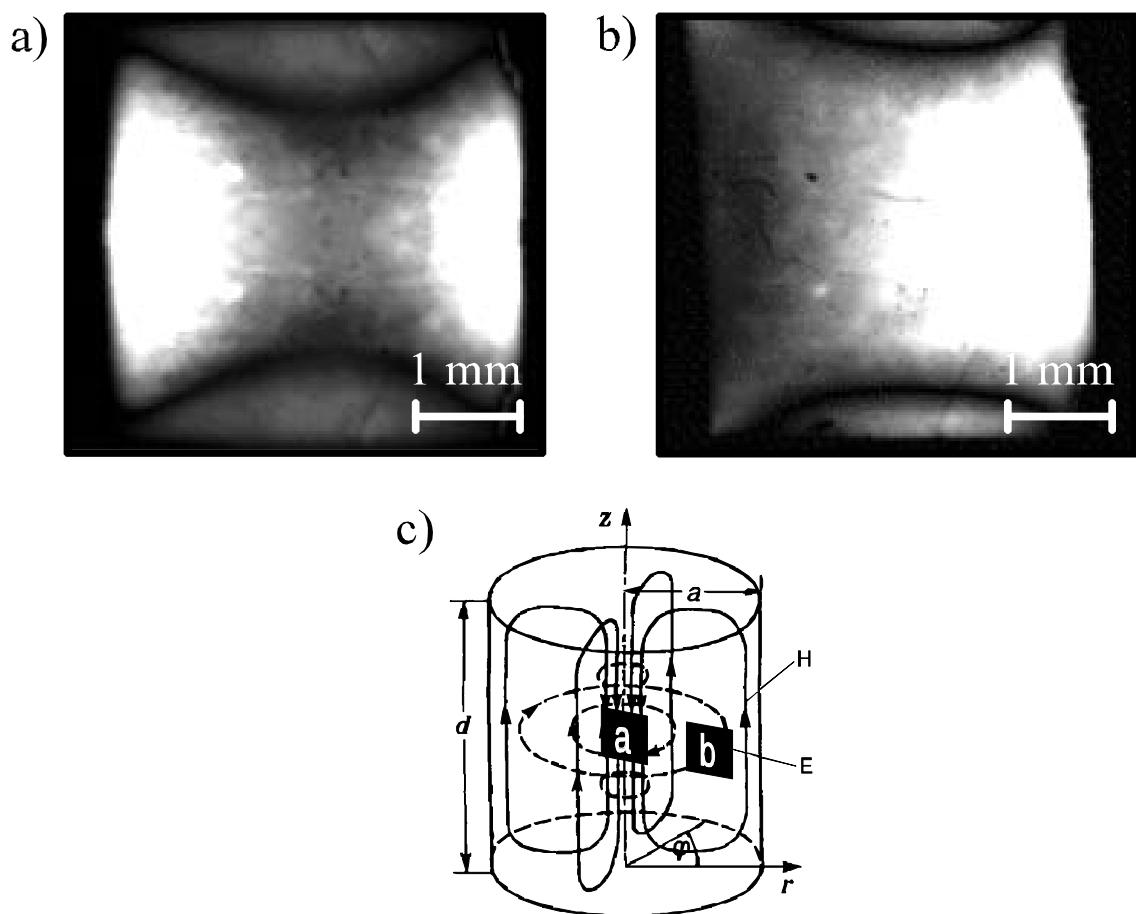


Abb. 5-13: Amplitude des PMA-Signals für unterschiedliche Positionen a (maximales  $b$ -Feld) und b (maximales  $E$ -Feld) einer  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großen homogenen Si-Probe im Resonator (c). Die Grauwerte sind jeweils für a und b auf die niedrigste (schwarz) bzw. höchste Amplitude (weiß) der jeweiligen Messung normiert.

eines Si-Wavers an unterschiedliche Positionen im Zylinderresonator angebracht. Die Fläche der Probe wurde dann jeweils mit einem Raster von  $20\text{ }\mu\text{m}$  und einem mit 100 kHz modulierten 10 mW He-Ne-Laser abgefahren. Mit dem in Kapitel 4 beschriebenen konventionellen Mikrowellenaufbau ist in jedem Punkt die reflektierte Mikrowellenleistung gemessen worden.

Die beiden Positionen der Si-Probe a) und b) sind in Abb. 5-13 c) dargestellt. Für die Amplitudenverteilung in Abb. 5-13 a) befand sich die Si-Probe in der Resonatormitte, dort wo das elektrische Feld minimal und das magnetische Feld maximal ist. Dies ist die Anordnung, die für die magnetischen Messungen in den folgenden Auswertekapiteln relevant ist, da hier das Hochfrequenzmagnetfeld entlang der Resonatorachse verläuft. Abb. 5-13 b) zeigt den PMA-Amplitudenverlauf für die Positionierung der Probe im minimalen b-Feld der Mikrowellenverteilung im Resonator

Da die Änderung der Leitfähigkeit der Probe durch die Erzeugung von Ladungsträgern zu einer Störung der Feldlinienverteilung im Resonator und damit zur Verstimming des Resonators und zur Reflexion von Mikrowellenleistung zur Detektordiode führt (vergleiche Kapitel 4.1), ist die Detektion eines PMA-Signals am effektivsten im maximalen E-Feld des Resonators. Dies wird aus Abb. 5-13 b) deutlich. Die Position der Probe entspricht nicht ganz der Stelle des maximalen E-Feldes, da dort durch die erzeugten Ladungsträger die Störung des Resonators so groß ist, daß die stehende Welle des Resonators zusammenbricht und damit eine Abstimmung des Mikrowellenaufbaus (vergleiche Kapitel 4.1) nicht mehr möglich ist.

Mit dieser homogenen Halbleiterprobe kann man also sehr gut die Feldlinienverteilung im Zylinderresonator nachvollziehen. Es zeigt sich in Abb. 5-13 a), daß in der Resonatormitte die Annahme des elektrischen Nullfeldes für die magnetischen Messungen gut erfüllt ist, wenn man bedenkt, daß die größte Probenausdehnung senkrecht zum Mikrowellenfeld 3 mm beträgt. Des weiteren wurden die PM-FMR-Linienabtastungen an den Keilschichten bis auf eine Ausnahme immer parallel zum Mikrowellenmagnetfeld auf der Resonatorachse in der Mitte der Probe ausgeführt.

Durch den Mikrowellenresonator und die Modulationstechnik steigert man die Empfindlichkeit des Nachweises der Mikrowellenabsorption (5.13) um mehrere Größenordnungen gegenüber einer Mikrowellendetektion mittels abgeschlossenem Hohlleiter oder senkrechten Antennenschleifen. Man ist daher sehr empfindlich gegenüber kleinsten Änderungen des Störstellenverhaltens von Halbleitern, was im Vergleich zum optischen Reflexionsverfahren an Argon dotiertem Silizium gezeigt wurde [Kiepert]. Für Modulationsfrequenzen des Laserstrahls, die wesentlich kleiner sind als der reziproke Wert der Lebensdauer der Ladungsträger, kann als einfache Näherung für die PMA-Amplitude

neben anderen Einflüssen angenommen werden, daß je kürzer die Lebensdauer eines durch das Licht angeregten Zustandes ist, sich die Amplitude des PMA-Signals verringert. Eine direkte Bestimmung der Lebensdauer aus den Amplituden ist jedoch im Gegensatz zur TMRC noch nicht gelungen [Haas, Kunst, Neizert].

#### 5.4.2 Ortsaufgelöste PMA-Messungen an mit Bor dotiertem Silizium

Diese Zusatzmessungen sollen bestätigen, daß auch trotz der Bedeckung der Halbleiterprobe mit einem annähernd opaken metallischen Film die Aussagefähigkeit der PMA für die Störung des Halbleiters erhalten bleibt. Dies ist für die Interpretation der lateralen magnetischen Homogenität an den untersuchten Einzelschichten in Kapitel 8.3 notwendig.

Als Ausgangspunkt für diese Messungen diente ein Stück aus einem Si-Waver, der an einigen Stellen mit einer Dosis von  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  dotiert worden ist [Geisau]. Die PMA-Amplitudenabbildung eines ca.  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großen Bruchstücks dieses Wavers ist auf der linken Seite in Abb. 5-14 dargestellt. Dunklere Grautöne entsprechen einer geringen PMA-Amplitude. Die dotierten Bereiche der Probe heben sich deutlich durch ihre geringere Amplitude gegenüber dem restlichen Waver ab. Die dunkleren Bereiche der Abbildung am rechten und linken Rand sind wieder auf die Feldlinienverteilung im Resonator zurückzuführen (vergleiche Abb. 5-13 a)).

Nach dieser Untersuchung ist die Probe in einer konventionellen HV-Aufdampfanlage [Meckenstock] mit einer Al-Schicht von  $150 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$  (Genauigkeit des Schichtdickenmonitors ohne spezielle Eichung) bedeckt worden. Die erneute PMA-Untersuchung mit der Al-Schicht ist in Abb. 5-14 auf der rechten Seite gezeigt. Man er-

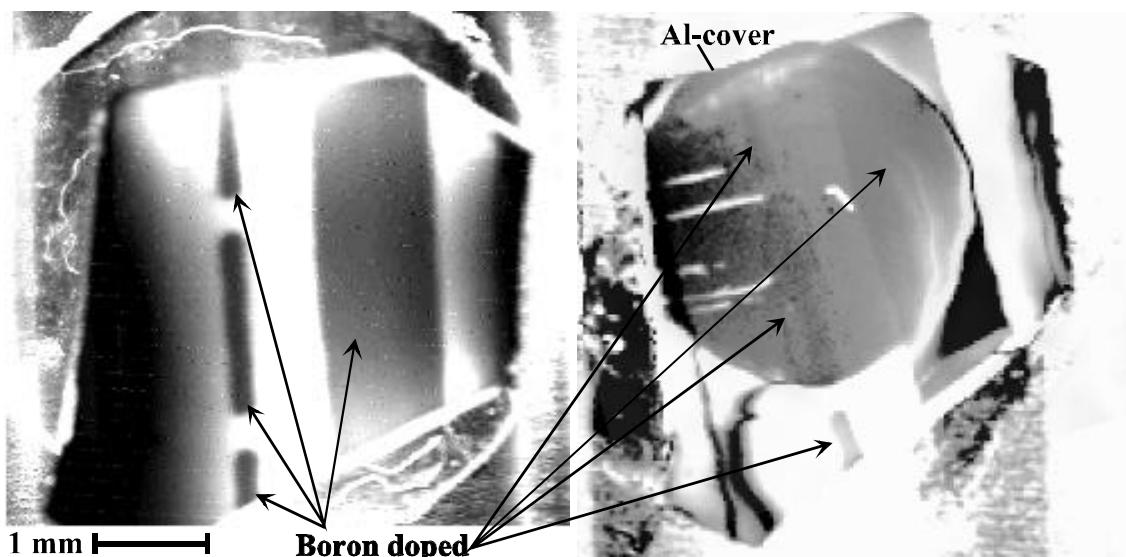


Abb. 5-14: PMA-Abtastung von mit Bor dotiertem Silizium ( $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) links ohne Al-Abdeckung rechts mit einem  $150 \text{ nm}$  dicken Al-Film.

kennt deutlich die runde 3 mm große Al-Abdeckung. In diesem Bereich durchdringen nur noch wenige Photonen die metallische Schicht. Die Signalamplitude ist dadurch um etwa eine Größenordnung reduziert. Um dort die kleinen Unterschiede im PMA-Signal noch darstellen zu können, ist eine logarithmische Amplitudenverteilung bei den Graustufen gewählt worden. Im Vergleich mit der nicht abgedeckten Probe kann man eindeutig die mit Bor implantierten Bereiche verifizieren. Die hellen Streifen im mit Aluminium bedeckten Bereich sind auf eine Beschädigung des Aluminiums zurückzuführen.

## 5.5 Zusammenfassung der Berechnungen zum Meßsignal

Aus dem experimentellen Aufbau der FMR-Apparatur in Kapitel 4 geht hervor, daß die einzige gemessene Größe die am Resonator reflektierte und mit einer Kristalldiode detektierte Mikrowellenleistung ist. Diese ändert sich in Abhängigkeit von der Probe, dem externen Magnetfeld und weiterer möglicher äußerer Parameter wie Probenorientierung und Temperatur. Kapitel 5 behandelte die Beschreibung dieses Meßsignals und die speziellen Einflüsse der beiden Modulationstechniken zur Erhöhung der Signalauflösung: Feldmodulation (Kapitel 5.3.1) bzw. lokaler thermischer Modulation (Kapitel 5.3.2).

Der Schwerpunkt dieser Betrachtung des Meßsignals lag auf dem Einfluß der magnetischen Parameter epitaktischer dünner Fe-Filme auf die gemessene Hochfrequenzsuszeptibilität. Dabei wurde erstmals in Kapitel 5.2, 5.3 und Anhang 13.4 gezeigt, daß große Anisotropieeffekte — wie sie in dünnen epitaktischen Fe-Filmen auftreten — in Verbindung mit der hier verwandten Resonatortechnik (linear polarisierte Mikrowellen) zu berechenbaren Änderungen in der Liniendicke und der Linienintensität der reflektierten Mikrowellenleistung führen, die die Aussagekraft der realen Meßergebnisse erheblich erhöhen können.

So konnte gezeigt werden, daß die Anordnung gerade dünner magnetischer Filme im linear polarisierten Mikrowellenfeld bei äquivalenten Resonanzbedingungen für das effektive interne Feld zu deutlich unterschiedlichen Empfindlichkeiten in der Detektierbarkeit einer bestimmten Resonanz führen. Dies wird durch die Elliptizität der Präzessionsbewegung der Magnetisierung in einer dünnen Schicht durch das Entmagnetisierungsfeld klar, je nachdem ob die für die reflektierte Leistung verantwortliche Komponente  $b_1$  des Hochfrequenzfeldes parallel zu der kleinen oder großen Hauptachse dieser Ellipse steht (vergleiche Abb. 5-1 S.68 mit Abb. 5-2 S.69). Da sich nicht intrinsische Beiträge der realen Messung nicht auf dieses Verhältnis der Intensitäten der Meßanordnungen auswirken, kann es zu einer relativ genauen Abschätzung des Anisotropiefeldes senkrecht zur dünnen Schicht herangezogen werden. Gerade die Berechnung der zu-

sätzlichen „not aligned“-Resonanz für die jeweiligen Meßanordnungen (Schichtnormale parallel oder senkrecht zum Hochfrequenzfeld), bei der die Richtung von externem Magnetfeld und Gleichgewichtslage der Magnetisierung für den Spezialfall des einkristallinen Eisens im X-Band nicht mehr übereinstimmt (vergleiche Kapitel 3.3.1), zeigt eine Umkehrung der Intensitätsverhältnisse zwischen der „aligned“- und der „not aligned“-Resonanz für die beiden Meßanordnungen. Dies kann die Detektierbarkeit der „not aligned“-Resonanzen für bestimmte Probensysteme deutlich erhöhen.

Ein weiteres Ergebnis der Berechnungen des intrinsischen Meßsignals der Probe für konventionelle (feldmodulierte) FMR-Untersuchungen ist, daß es durch diese Abweichung von Gleichgewichtslage der Magnetisierung und externem Feld zu zusätzlichen Beiträgen der Resonanzlinienbreite kommt, die sich wie für das gerechnete Beispiel in Abb. 5-6 S.77 durch einen Faktor 4 bemerkbar machen können. Daher müssen diese Beiträge bei der Auswertung der Resonanzlinienbreite realer Ergebnisse berücksichtigt werden und erlauben bei winkel- und temperaturabhängigen FMR-Messungen im X-Band eine zusätzliche Überprüfung der gefundenen magnetischen Parameter. Diese Berechnung zeigt aber auch, daß bei der Bestimmung des Dämpfungsparameters  $a$  — wie sie in Kapitel 3.3.3 beschrieben worden ist — für dünne einkristalline Fe-Filme nur für genau eine Resonanzlinie in der Probenebene („aligned“-Mode mit  $B \parallel [110]$ ) bei Mikrowellenfrequenzen unterhalb des K-Bandes korrekt ist. Dies ist bei der Bestimmung des Dämpfungsparameters in Kapitel 7.5 berücksichtigt worden.

Die Berechnungen des Abschnitts 5.3.2 dieses Kapitels zeigten erstmals, daß die Grundlage für die thermische Modulierbarkeit des FMR-Signals bei den dünnen einkristallinen Eisenfilmen nicht — wie bei vorangegangenen Untersuchungen mit diesem Meßverfahren [Orth, Geisau1, Kordecki, Schreiber] — die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung darstellt, sondern die erheblich ausgeprägtere Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter. Diese macht erst die PM-FMR-Untersuchung von Fe-Proben mit ihrem großen  $T_c$  möglich (Abb. 5-8 S.80) und bildet die Grundlage für alle PM-FMR-Messungen dieser Arbeit. Die Modulation der Meßgröße  $c''_{xx}$  erfolgt also nicht direkt, sondern über die Modulation der enthaltenen magnetischen Parameter (im wesentlichen  $K_I$  und  $K_s$ ). Diese führt dazu, daß sich bei gleichen Linienbreiten und -lagen die Intensitäten der feldmodulierten und der thermisch modulierten FMR deutlich unterscheiden können, was in Abb. 5-9 S.82 am Beispiel der Berechnung einer schichtdickenabhängigen FMR-Untersuchung deutlich gezeigt worden ist. Dieser Aspekt wird beim Vergleich der konventionellen FMR-Messung mit der ortsaufgelösten PM-FMR in Kapitel 8.3 und 9.4 berücksichtigt und weiter diskutiert.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieses Abschnittes 5.3.2 war die Diskussion der Ortsauflösung der PM-FMR-Untersuchungen. Die theoretische Betrachtung der durch die

Laserspotheizung hervorgerufenen thermischen Welle bildet die Berechnungsgrundlage der Ortsauflösung der PM-FMR. Die hier gefundenen Aussagen über ein Mehrschichtensystem aus thermisch gut leitendem Metall und thermisch schlechter leitendem Halbleitersubstrat werden in Kapitel 8.2 an Hand realer Messungen verifiziert. Die wichtigsten Ergebnisse für die Ortsauflösung der PM-FMR an dünnen epitaktischen Fe-Filmen sind, daß die frequenzabhängige thermische Diffusionslänge für metallische Filme zu groß ist, um eine Tiefenauflösung selbst für hohe Modulationsfrequenzen von 2 MHz zu erreichen und daß für Modulationsfrequenzen  $\geq 100$  kHz die Ortsauflösung des PM-FMR-Signals im wesentlichen durch den Durchmesser des Laserspots gegeben ist.

Im letzten Abschnitt 5.4 wurde ein bei den PM-FMR-Untersuchungen auftretendes zusätzliches Untergrundsignal beschrieben, was auf der Erzeugung von Ladungsträgern durch das Laserlicht im Halbleitersubstrat beruht. Die Änderung der Leitfähigkeit des Substrates bedingt eine kleine lokale Störung der Feldlinienverteilung des Resonators und führt damit über eine Gütenänderung zu einer Reflexion von Mikrowellenleistung. Da die Beeinflussung des Resonators im Gegensatz zum oben beschriebenen magnetischen Signal im maximalen elektrischen Feld des Resonators am stärksten ist, kann man die Feldlinienverteilung des Resonators mit einer reinen homogenen Halbleiterprobe nachmessen (siehe Abb. 5-13 S.93). Dieses als Untergrundsignal bei den PM-FMR-Untersuchungen dieser Arbeit gefundene Meßsignal hat sich in der Zwischenzeit als äußerst empfindliche Meßmethode für die Bestimmung kleinster elektronischer Änderungen in Halbleitermaterialien herausgestellt [Geisau, Kiepert]. In dieser Arbeit kann mittels des zusätzlichen Signals eine Korrelation von magnetischen Inhomogenitäten eines epitaktischen Fe-Films mit Störungen der elektrischen Eigenschaften des Substrates festgestellt werden (siehe Abb. 5-14 S.95 und Kapitel 8.3).

## **6 Struktur und Charakterisierung der Proben**

In diesem Kapitel werden der Probenaufbau, die Herstellung der Proben und die dabei angewandten Charakterisierungsmethoden beschrieben. Diese Tätigkeiten wurden in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. P. Grünberg am IFF4 des Forschungszentrums Jülich im wesentlichen von Herrn Dr. J.A. Wolf und Herrn Dr. M. Schäfer ausgeführt. Hier wird nur der Probenaufbau detailliert beschrieben. Die Herstellungsbedingungen werden — insoweit sie für das Verständnis der einzelnen Prozesse und für die magnetischen Messungen notwendig sind — besprochen. Da eine gute Charakterisierung der Proben und ein Verständnis der dazu benutzten Verfahren für die Interpretation der magnetischen Eigenschaften elementar notwendig ist, werden die wichtigsten dieser Charakterisierungsverfahren in diesem Kapitel vorgestellt. Eine sehr detaillierte Darstellung der Herstellung und der Charakterisierungsmethoden und ihrer Ergebnisse ist in [Wolf2, Schäfer1] zu finden.

### **6.1 Allgemeiner Probenaufbau**

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben handelt es sich ausschließlich um Schichtsysteme, die in einer MBE- (molecular beam epitaxy-) Anlage (Kapitel 6.2) epitaktisch auf ein (001)-orientiertes GaAs-Substrat aufwachsen.

#### **6.1.1 Das Puffersystem**

Um ein optimales Ergebnis für die kristallographische Qualität des zu untersuchenden magnetischen Schichtsystems zu erreichen, wird in Jülich ein Pufferlagensystem (Abb. 6-1) aus einer Fe-Keimschicht und einer Ag-Deckschicht benutzt. Das ursprünglich von Etienne und Massies [Etienne] vorgeschlagene Puffersystem wurde in Jülich entscheidend weiterentwickelt [Wolf1].

Die 1 nm dicke Fe-Keimschicht (Abb. 6-1) dient dazu, eine Oberfläche mit der Kristallstruktur des (001)-bcc-Eisens auf dem GaAs-Substrat herzustellen, damit die fcc-Ag-Deckschicht sicher in ihrer (001)-Orientierung um  $45^\circ$  gedreht auf dem Fe aufwachsen kann [Massies]. FMR-Messungen an älteren Proben, die noch mit einer 10 nm Fe-Keimschicht hergestellt wurden, zeigen in dieser Keimschicht eine starke zusätzliche uniachsiale Verspannungsanisotropie in der Filmebene gegenüber dem auf dem Puffersystem aufgewachsenen Fe-Film (vergleiche Kapitel 7.3). Die uniachsiale Verspannung wird durch die 1.3 % Fehlanpassung an das GaAs-Substrat mit Zinkblende-Struktur hervorgerufen und ist auch von anderen Gruppen mittels FMR festgestellt worden [Krebs1]. Warum die allgemeine Fehlanpassung des GaAs zu einer uniachsialen Anisotropie entlang einer [110]-Fe-Kristallrichtung führt, ist noch nicht eindeutig geklärt

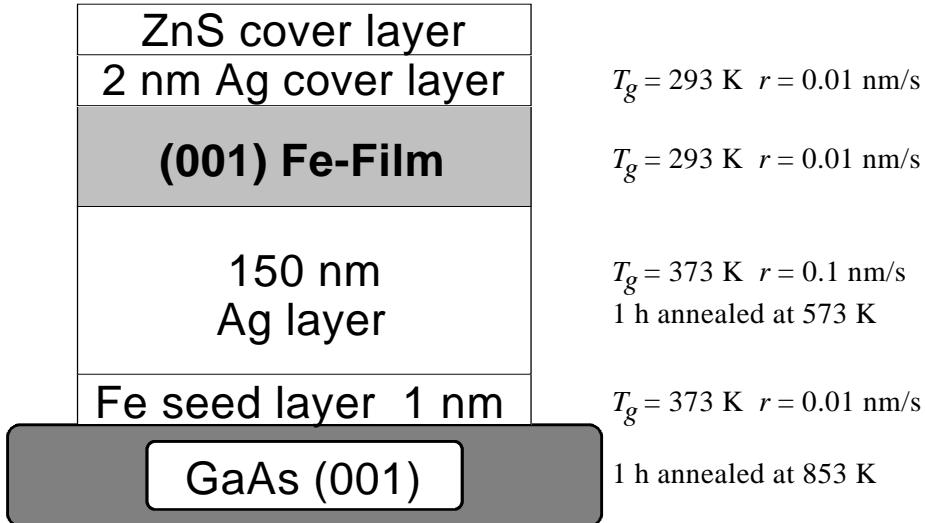


Abb. 6-1: Schematischer Aufbau der Proben am Beispiel eines einzelnen Fe-Films.  $T_g$  ist die Temperatur während des Aufwachsens,  $r$  ist die Aufwachsräte.

[Prinz1]. Die Ag-Deckschicht ist mit ca. 150 nm im Vergleich zu den untersuchten magnetischen Schichtsystemen sehr dick. Die große Dicke ist notwendig, um die Keimschicht von den folgenden magnetischen Schichten zu entkoppeln. Darüber hinaus wird so eine nahezu ideale Ag-Oberfläche ohne Verspannungen als Unterlage für das entsprechende Fe-Schichtsystem geschaffen, da Fehlanpassungen in den unteren Ag-Lagen durch Versetzungen ausgeglichen werden und diese dann anschließend ausheilen [Wolf2]. Aus diesem Grunde werden sowohl Fe-Keimschicht als auch Ag-Deckschicht nach dem Aufwachsen getempert (vergleiche Abb. 6-1). Um eine optimal glatte Oberfläche des Ag-Puffers zu gewährleisten wird bei der Herstellung darauf geachtet, daß das Wachstum des Ag-Puffers genau beim Abschluß einer Monolage gestoppt wird. Den Abschluß einer Monolage und das Monolagenwachstum generell kann man an Hand von Intensitätsoszillationen von RHEED-Reflexen (Kapitel 6.3.1) sehr genau bestimmen.

Die intensiven winkelabhängigen FMR-Meßergebnisse an Fe-Einzelschichten und PM-FMR-Untersuchungen an Fe-Keilschichten aus Kapitel: 7 bzw. 9 belegen, daß eine uniachsiale Verspannungsanisotropie, wie sie bei Fe-Filmen direkt auf GaAs auftritt, nicht mehr zu beobachten ist, sobald man mit dem oben beschriebenen Puffersystem arbeitet. Die FMR-Ergebnisse an dem Fe-Keil beweisen auch, daß die Werte für die Kristallanisotropie bis zu Fe-Filmdicken von 3.0 nm immer noch sehr gut mit den Bulkwerten übereinstimmen, was eine Folge der besseren Anpassung des Fe an das Ag entspricht. Eine Verspannung senkrecht zur Schicht von 1 %, hervorgerufen z.B. durch eine Fehlanpassung, ist erst nach 10 nm abgeklungen [Prinz1].

Die Herstellungsparameter, die im rechten Teil von Abb. 6-1 zusammengefaßt sind, entsprechen den aus den Charakterisierungsuntersuchungen (vergleiche Kapitel 6.3) für die Fe-Keimschicht und die Ag-Pufferschicht abgeleiteten optimalen Parametern für eine möglichst homogene und glatte Ag-Oberfläche. Die Ag-Pufferschicht kann dabei in der Dicke zwischen 150 nm und 250 nm variieren. Die Substrattemperatur sollte die angegebenen 373 K nicht überschreiten. Das abschließende Temvern bei 573 K erhöht die mittlere Terrassenbreite der Pufferoberfläche erheblich (Kapitel 6.3.3). Die detaillierten Eigenschaften der Ag-Puffer Oberfläche werden jeweils bei den entsprechenden Charakterisierungsverfahren beschrieben. Dort zeigt sich, daß die Oberfläche dieses Puffersystems eine ebenso gute Qualität hat, wie gute präparierte (001)-Ag-Einkristall-oberflächen [Heinrich3, Heinrich4]. Präparationsbedingt erhält man bei diesen Einkristalloberflächen geordnete atomare Terrassen, da man nie hundertprozentig eine (001)-Ebene erreichen kann. Jede Monolagenstufenkante führt zu einer Versetzungsebenen in einem Fe-Film, der auf diese Ag-Oberfläche aufgebracht wird. Verlaufen diese nur in eine Richtung führt dies zu einer uniachsialen Anisotropie im Fe-Film [Heinrich3, Heinrich4]. Durch die Art der Herstellung mittels des Puffersystems auf dem stark getemperten GaAs-Substrat tritt diese uniachsiale Anisotropie in den Fe-Filmen nicht auf. Dieser Aspekt wird in Kapitel 9.3 an einer Fe-Keilschicht ausführlich diskutiert.

### 6.1.2 Die magnetischen Schichtsysteme

Auf das im letzten Abschnitt beschriebene Puffersystem werden unterschiedliche magnetische Schichtsysteme aufgebracht.

Ein Beispiel für einen Fe-Einzelfilm findet man in Abb. 6-1. In dieser Abbildung sind zusätzlich auch die typischen Herstellungstemperaturen und Aufdampfraten angegeben, die für eine optimale magnetische Schicht empirisch ermittelt wurden. Insgesamt werden in dieser Arbeit exemplarisch neun dieser Einzelschichten untersucht, von denen die meisten mit diesen Herstellungsparametern erstellt wurden (Tabelle 5 S.120 und Anhang 13.1). Ausnahmen bilden zum einen zwei Proben, die keine zweite Ag-Deckschicht haben, somit also keine symmetrischen Fe-Grenzflächen aufweisen (Einfluß der Oberflächenanisotropie, Kapitel 3.2.2) und zum anderen zwei Proben, die mit unterschiedlichen Herstellungstemperaturen erzeugt wurden (Einfluß auf Verspannungsanisotropien, Kapitel 3.2.3). Die Dicke der Fe-Filme all dieser Proben liegt im Bereich von 2.0 nm bis 20.0 nm.

Wenn man sich den grau gezeichneten Fe-Film in Abb. 6-1 als Keilschicht vorstellt, ergibt sich der Aufbau der in dieser Arbeit verwandten Fe-Keilprobe. Die Schichtdicke dieses Keils beträgt an der dünnsten Stelle 2.5 nm und an der dicksten Stelle 12.2 nm. Die Steigrichtung des Keils liegt wie bei allen in dieser Arbeit verwandten Keilschich-

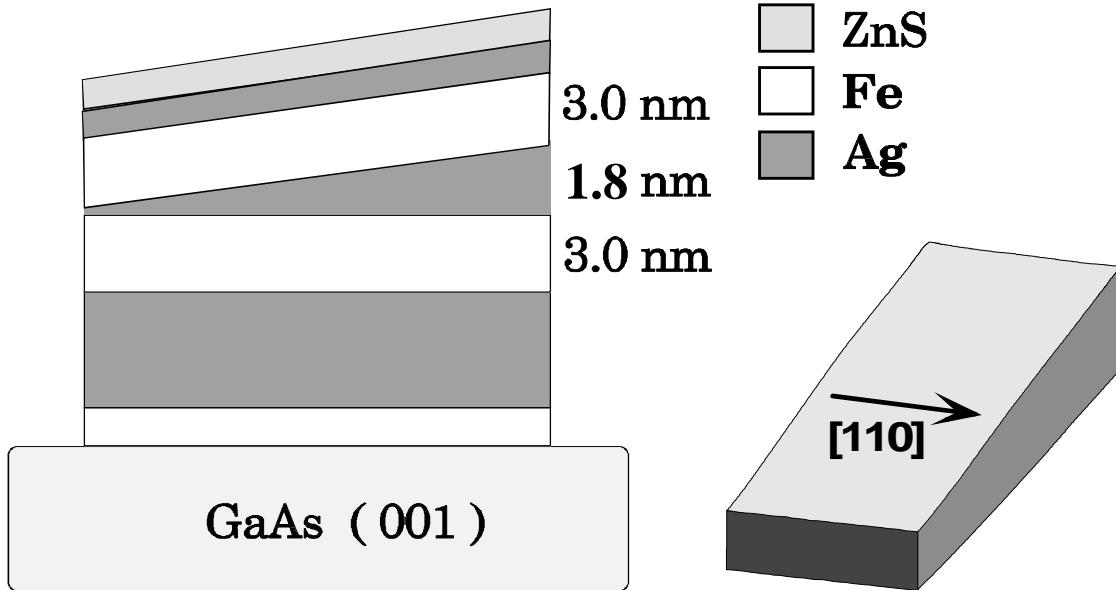


Abb. 6-2: Schematischer Aufbau einer Fe/Ag-Keil/Fe-Probe am Beispiel der Probe FeAgK1 (vergleiche Kapitel 11), rechts: Skizze zur Angabe der Keilorientierung

ten entlang einer zur [110]-Kristallorientierung äquivalenten Richtung (siehe rechter Teil von Abb. 6-2).

Abb. 6-2 zeigt den schematischen Aufbau einer Fe/Ag-Keil/Fe-Probe. Der analoge Probenaufbau gilt auch für das Fe/Cr-System. Auf das Puffersystem wird zunächst ein Fe-Film mit einer einheitlichen Dicke aufgebracht. Darauf befindet sich eine Keilschicht in diesem Fall aus Silber. Diese Keilschicht hat, wie im letzten Absatz erwähnt, immer eine Steigrichtung parallel zu einer für die Magnetisierung mittelschweren Kristallrichtung (Kapitel 3.2.1). Die Dicke und Steigung des jeweiligen Ag- oder Cr-Keils ist nach den entsprechenden Parametern für die magnetische Zwischenschichttauschkopplung (Kapitel 3.5) so gewählt worden, daß mindestens zwei Maxima der langen Zwischenschichttauschkopplungsperiode im Bereich des Keils auftreten. Auf diesem Keil befindet sich dann der zweite Fe-Film. Den Abschluß des Schichtsystems bildet wieder eine Ag-Deckschicht, um für gleiche Randbedingungen der Oberflächennanisotropie (Kapitel 3.2.2) zu sorgen.

Die oberste Schicht einer jeden Probe stellt eine in der Regel 50 nm dicke ZnS Schutzschicht dar. Sie erfüllt zwei wichtige Aufgaben. Erstens sorgt sie für einen wirk samen Schutz gegen die Oxidation der Proben, da alle magnetischen Messungen ex-situ ausgeführt werden mußten, zweitens stellt sie im Gegensatz zu der metallisch glänzen den und gut reflektierenden Ag-Oberfläche eine lichtabsorbierende Schicht dar. Dies ist für die in Jülich durchgeföhrten Vergleichsmessungen mit dem MOKE-Verfahren erforderlich [Schäfer1] und zur Erzielung einer besseren Temperaturmodulation bei der PM-FMR hilfreich (Kapitel 5.3.2.3).

## 6.2 Epitaktische Herstellung der Proben

In diesem Abschnitt wird an Hand der Jülicher MBE-Anlage (Abb. 6-3) der Herstellungsprozeß einer Fe-Einzelschicht beschrieben. Die Charakterisierungsmethoden, die in dieser MBE-Anlage integriert sind, werden erst im nächsten Abschnitt 6.3 separat erläutert.

Abb. 6-3 veranschaulicht den Aufbau der in Jülich verwandten MBE-Anlage. Diese ist in drei Kammern unterteilt, denen jeweils unterschiedliche Aufgaben zufallen: Vorkammer, Hauptkammer und Analysekammer. Alle drei Kammern sind untereinander mit UHV-Schleusen verbunden. Ein Probenmanipulationsarm, der sowohl heizbar als auch kühlbar ist, kann durch alle drei Kammern geschoben werden. Der Temperaturbereich reicht von 80 K bis 923 K [Wolf2].

Die Vorkammer arbeitet im oberen Ultrahochvakuum (UHV)-Bereich von  $5 \cdot 10^{-7}$  Pa. Ihre wichtigste Aufgabe besteht darin, eine Pufferschleuse zum eigentlichen UHV-Bereich in den beiden übrigen Kammern der Anlage zu bilden und die Substrate für den Aufdampfprozeß vorzubereiten. Eine weitere in die Vorkammer integrierte Funktion be-

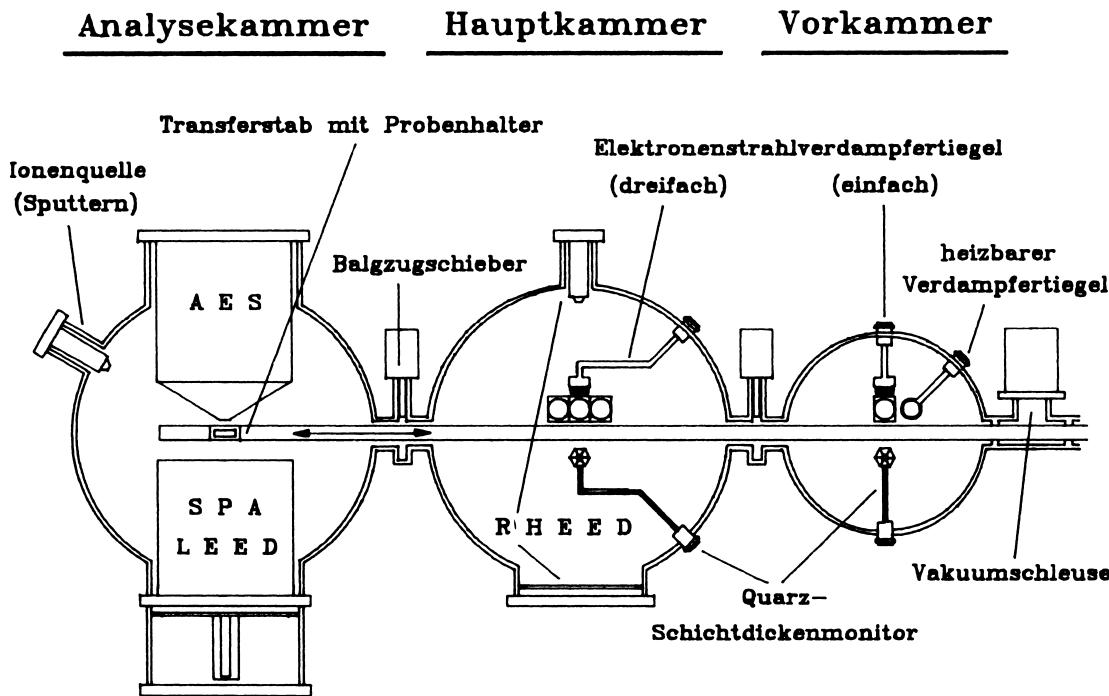


Abb. 6-3: Probenherstellung des IFF4 am Forschungszentrum Jülich; Abbildung leicht modifiziert entnommen aus [Wolf2]: Von rechts nach links: Vorkammer (HV) zur Substratvorbereitung und zur Herstellung der ZnS-Abdeckung; Hauptkammer (UHV) zum epitaktischen Wachstum der Ag-, Fe- und Cr-Filme und zur Wachstumskontrolle mit RHEED (Kap. 6.3.1); Analysekammer (UHV) zur Untersuchung der Filmoberflächen mit SPALEED (Kap. 6.3.3) und zur Tiefenanalyse mit AES in Verbindung mit einer Sputterquelle.

steht in der Aufbringung der letzten ZnS-Schutzschicht auf das in der Hauptkammer hergestellte Schichtsystem.

In der Hauptkammer werden bei einem Enddruck von  $2 \cdot 10^{-9}$  Pa die epitaktischen Schichten aus drei Quellen mittels eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht [Wolf2]. Um keilförmige Schichten erzeugen zu können, ist der Manipulatorarm mit einem drehzahlgeregelten Elektromotor ausgestattet, der es erlaubt, die Probe mit verschiedenen konstanten Geschwindigkeiten über eine Blende zu bewegen. Sitzt die Probe zu Beginn des Prozesses direkt über der Lochblende wird sie insgesamt bedampft. zieht der Motor nun den Manipulator samt Probe mit einer festen Geschwindigkeit über diese Blende hinweg, entsteht bei fixer Aufdampfrate ein konstanter Schichtdickengradient. So können in dieser Anlage Keilschichten mit einer Länge von ca. 16 mm und einer Steigung von  $(0.19 \text{ bis } 0.31) \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$  erzeugt werden [Wolf2]. Weiterhin ist in dieser Kammer eine sofortige Kontrolle der aufgedampften Oberfläche mittels RHEED-Aufnahmen (Kapitel 6.3.1) möglich.

Weitere in-situ Charakterisierungsmöglichkeiten stehen in der letzten Kammer zur Verfügung. Die Probe wird dazu auf dem Manipulator von der Aufdampfposition in diese Kammer gefahren. Hier stehen als Oberflächenanalyseverfahren das SPALEED (Kapitel 6.3.3) und als Tiefenanalyseverfahren das Auger-Sputtern (AES) zur Verfügung. Letzteres ist allerdings als nicht zerstörungsfreies Charakterisierungsverfahren nur zur direkten Optimierung und zur Überprüfung der Herstellungsbedingungen geeignet.

### 6.3 Charakterisierungsmethoden

Die möglichst exakte Charakterisierung der dünnen epitaktischen Schichtsysteme ist für die spätere Aussagekraft der magnetischen Meßergebnisse von entscheidender Bedeutung. Deshalb werden in diesem Abschnitt kurz die Charakterisierungsmethoden beschrieben, um ihr Aussagepotential zu verdeutlichen. Die speziellen Ergebnisse der einzelnen Probencharakterisierungsverfahren werden dann, sofern sie nicht für alle verwandten Proben allgemeingültig sind, explizit an den Stellen vorgestellt, an denen sie in Kapitel 6 benötigt werden, um die Interpretation der magnetischen Messungen zu untermauern.

Die ersten drei Unterabschnitte werden Charakterisierungsmethoden beschreiben, die durch Elektronenbeschuß der Probe Aussagen über deren kristallographischen Eigenschaften treffen können. Die drei ersten Verfahren (Kapitel 6.3.1-6.3.3) beruhen auf dem Prinzip der Elektronenbeugung am Kristallgitter. Sie unterscheiden sich nur in der Energie der Elektronen (RHEED und LEED) bzw. in der Art der Auswertung (SPALED). Die vierte Methode, die auf dem Auger-Effekt basiert, ist eine spektrosko-

atische Untersuchungstechnik, die in Verbindung mit einer Sputterquelle eine Tiefenanalyse des Schichtsystems zuläßt. Dieser Prozeß ist nicht zerstörungsfrei wie die anderen Charakterisierungsverfahren. Da er nicht an jeder Probe ausgeführt werden kann, wird er hier auch nicht weiter beschrieben. Sein wichtigstes Ergebnis in Bezug auf diese Arbeit ist, daß sich die Fe- und Ag- bzw. Cr-Schichten der jeweiligen Schichtsysteme nicht durchmischt haben. Dies entspricht auch dem allgemeinen Legierungsverhalten von Fe/Ag und Fe/Cr [Landolt, Neubauer]. Des weiteren zeigt diese Analysemethode, daß die Substrattemperatur des Ag-Puffers nicht mehr als 573 K betragen sollte, da sonst eine Interdiffusion von Gallium und oder Arsen mit Silber stattfindet. Der letzte Unterabschnitt 6.3.4 geht auf die Rutherford-Streuung ein, die durch Beugung von  $\alpha$ -Teilchen an den Atomkernen des Schichtsystems auch tiefenaufgelöste Informationen über das Schichtsystem liefert, ohne die Schicht dabei zu zerstören.

### 6.3.1 Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED)

Das Verfahren der Elektronenbeugung von schnellen Elektronen an einem Kristallgitter (RHEED) hat in Verbindung mit der MBE-Technik für die Charakterisierung von dünnen einkristallinen Schichten einen immer größer werdenden Stellenwert. Ihr größter Vorteil liegt in der „real time“-Darstellung der Elektronenbeugungsbilder auf einem phosphoreszierenden Bildschirm und in dem streifenden Einfall der Elektronen zur Probe (Abb. 6-4) nahezu senkrecht zur Aufdampfrichtung. Damit ist es einem geübten Experimentator möglich, direkt während der Schichtherstellung die kristallographische Qualität der momentanen Oberfläche zu beurteilen. Diese Möglichkeit der sofortigen Begutachtung ist beim LEED-Verfahren nicht gegeben. Da es sich beim RHEED-Aufbau um das am häufigsten angewandte Verfahren handelt, sei daran das Prinzip der Elektronenbeugung kurz erläutert. In den Abschnitten 6.3.2 und 6.3.3 werden dann nur noch die jeweiligen Änderungen aufgezeigt.

Ein Elektronenstrahl mit typischerweise  $10^{13}$  Elektronen pro Sekunde und einer Energie von etwa 10 keV ( $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ) trifft unter streifendem Einfall (Winkel  $\theta < 5^\circ$ , siehe Abb. 6-4) auf die Oberfläche des Kristallgitters der Probe. Diese Parameter geben einem Elektron nur ungefähr  $10^{-14} \text{ s}$  Zeit in Wechselwirkung mit dem Kristall zu treten. Das Elektron kann somit zwar für Anregungen im Kristallgitter sorgen, aber es verbleibt nicht genügend Zeit für einen nennenswerten Impulsübertrag. Vereinfachend geht man nun für das RHEED-Verfahren davon aus, daß es einen Anteil Elektronen gibt, der nur elastisch am Kristallgitter gestreut wird. Er führt also zu keiner anderen Wechselwirkung wie etwa Phononen oder Plasmonen im Kristallgitter.

Man kann bei der theoretischen Darstellung der RHEED somit von einem Einkörperproblem ausgehen und das Elektron im einfachsten Fall durch eine Schrödinger-

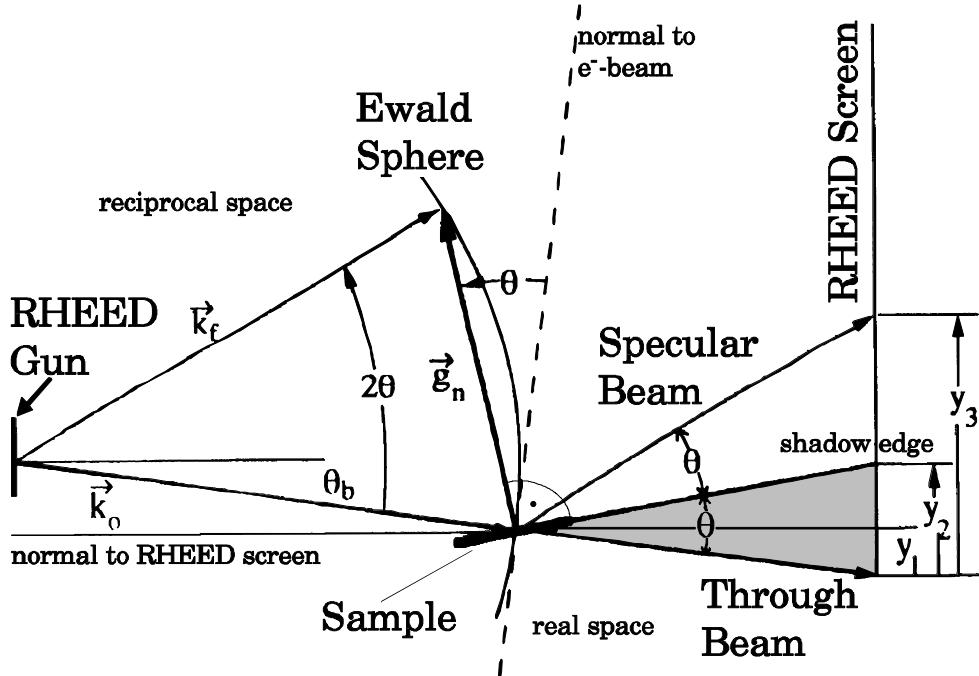


Abb. 6-4: Geometrie einer typischen RHEED-Anordnung. Der auftreffende Elektronenstrahl hat einen Winkel  $\theta_b$  zur Bildschirmnormalen und einen Winkel ( $\pi/2 - \theta$ ) zur Proben-normalen. Im  $k$ -Raum auf der linken Seite ist der einfallende Wellenvektor  $\vec{k}_0$  und der reflektierte Vektor  $\vec{k}_f$  auf der Ewald-Kugel: Der resultierende Wellenvektor senkrecht zur Schichtnormalen (Tangente zur Ewald-Kugel) ist  $\vec{g}_n$ , aus [Arrott]

Gleichung mit dem Kristallgitter als sogenanntes optisches Potential beschreiben. Jeder inelastische Anteil oder kohärente Wechselwirkung mit dem Kristall führt zu einer beliebigen Komplizierung dieses Potentials. Für die praktische Anwendung ist es demnach zweckmäßig, RHEED-Muster einer Kristalloberfläche als Referenz für eigene Messungen zu haben, die beispielsweise durch Rastertunnelmikroskopie einwandfrei überprüft sind. Bei solchen Vergleichen muß man allerdings beachten, daß ein RHEED-Bild entscheidend von der Intensität des einfallenden Elektronenstrahls, der Empfindlichkeit des verwendeten Bildschirms und der für ein Bild gewählten Belichtungszeit abhängt.

Abb. 6-4 zeigt schematisch einen typischen RHEED-Aufbau. Sie beinhaltet dabei die reale Darstellung und die der  $k$ -Vektoren im reziproken Raum. Die Streubedingung gilt unabhängig von der Wellenlänge. Punkte mit konstruktiver Interferenz lassen sich mit Hilfe der Ewald-Kugel konstruieren. Den Radius der Ewald-Kugel gibt der Vektor  $\vec{k}_0$  vor. Er ist der einfallende Wellenvektor des Elektrons.  $\vec{k}_f$  ist der des gestreuten Elektrons. Auch er liegt wegen der elastischen Streuung auf der Oberfläche der Ewald-Kugel.  $\vec{g}_n$  ist der Impulsübertrag des Kristalls auf die Elektronenwelle. Er steht parallel zur Schichtnormalen und ist Sekante zur Ewald-Kugel. Die Schnittpunkte stellen dabei zwei Punkte des reziproken Gitters dar, die sich direkt auf der Ewald-Kugel befinden.  $\vec{g}_n$  bestimmt somit die Richtung des Vektors  $\vec{k}_f$ .

Denkt man sich die Gitterpunkte des reziproken Gitters an der Oberfläche des Kristalls als Stangen verlängert, so bilden die Schnittpunkte mit der Ewald-Kugel Ringe aus. Diese werden als Lauekreise bezeichnet (Abb. 6-5). Der dunkel schraffierte Bereich im realen Raumteil auf der rechten Seite von Abb. 6-4 reicht bis zum Punkt  $Y_2$  auf dem RHEED-Schirm. Er stellt den Teil des Schirms dar, der von der Probe auf der RHEED-Abbildung abgeschirmt wird. Dieser Bereich wird in Abb. 6-5 durch den Horizont gekennzeichnet. Der „through beam“ oder direkte Strahl aus Abb. 6-4 ist in Abb. 6-5 a) und c) durch einen zusätzlichen Belichtungspunkt markiert. Er dient zur schnellen Identifizierung der Lauekreise.

Abb. 6-5 c) zeigt eine reale RHEED-Abbildung einer (001)-Ag-Schicht. Man erkennt deutlich den Lauekreis 0.-Ordnung. Ein Vergleich mit Abb. 6-5 b) bestätigt eine

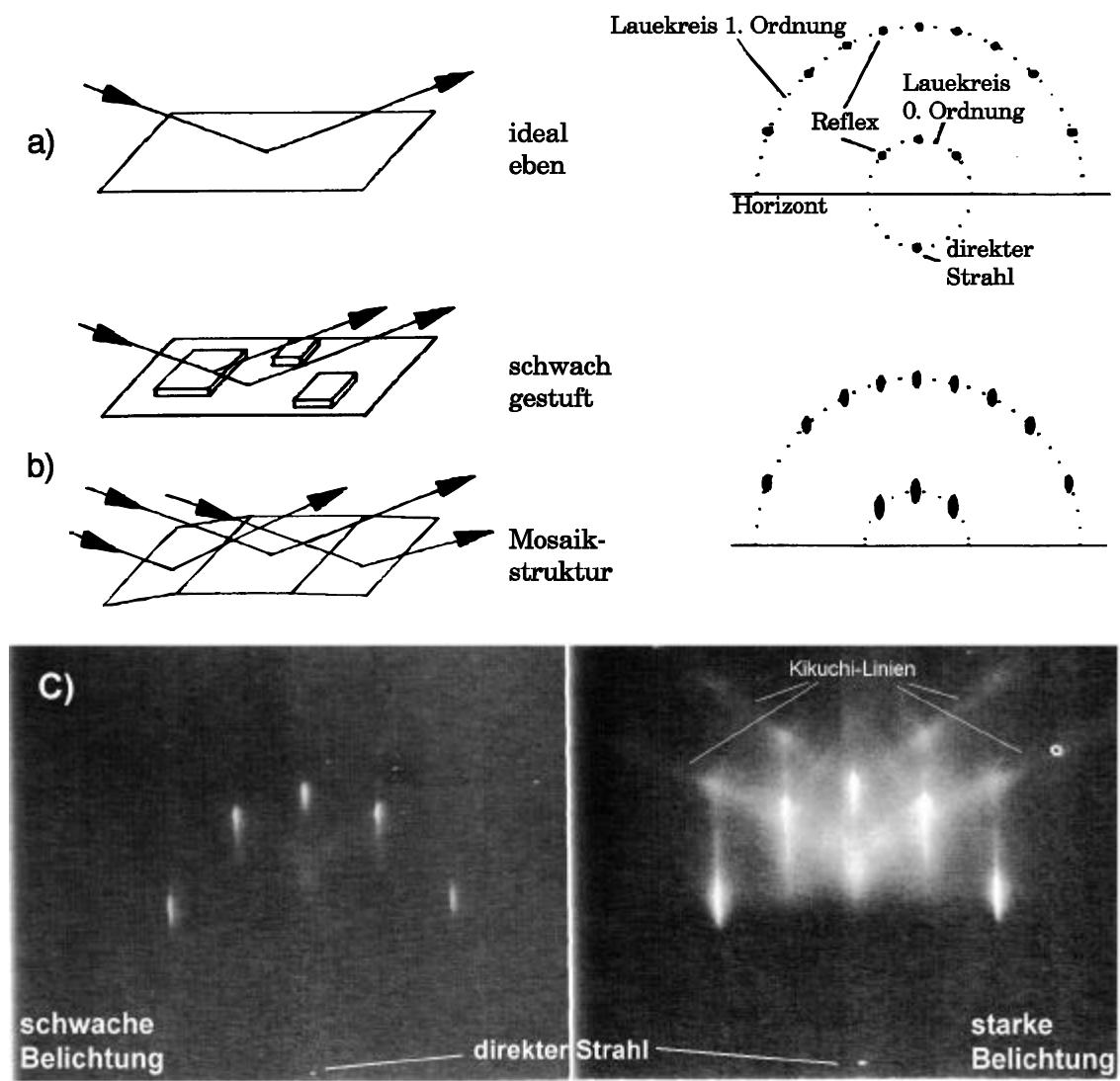


Abb. 6-5: Typische RHEED-Aufnahme einer Ag (001)-Oberfläche. a): schematisiertes ideales RHEED-Muster. b): schematisiertes RHEED-Muster einer leicht rauhen Oberfläche. c): reale RHEED-Bilder einer getemperten (001)-Ag-Pufferoberfläche mit zwei unterschiedlichen Belichtungen (Messungen durchgeführt von J.A. Wolf)

gute Qualität der abgebildeten Ag-Oberfläche aber auch, daß dünne epitaktische Filme niemals auf der gesamten Kohärenzlänge der Elektronen ideal glatt sind. Es treten wenige Stufen mit Netzebenenabstand auf.

Die rechte RHEED-Aufnahme in Abb. 6-5 c) ist länger belichtet worden. Auf ihr kann man RHEED-Effekte beobachten, die nicht auf rein elastische Streuung zurückgehen. Es handelt sich hierbei um Kikuchi-Linien [Reimer], die in der Abbildung markiert sind. Diese Linien seien hier erwähnt, da sie ein eindeutiges Indiz für die hervorragende Kristallinität der obersten Atomlagen der abgebildeten (001)-Ag-Schichtfläche darstellen. Kikuchi-Muster kommen von Elektronen, die einen kleinen Teil ihrer Energie beim sogenannten „channeling“ in untere Atomlagen der Schicht verloren haben. „Channeling“ bezeichnet allgemein das tiefere Eindringen geladener Teilchen in ein Kristallgitter entlang einer leeren Kristallachse. Dieser Vorgang tritt vor allem auch in der Implantationstechnik auf [Ryssel]. Die typischen Muster (Hyperbelbahnen, die auf dem RHEED-Schirm nur als Linien zu erkennen sind) bilden sich dann durch elastische Streuung und anschließenden Wiederaustritt. Für kontrastreiche Linien sind Elektronenenergien über 1 keV notwendig, damit der Streuquerschnitt der elastischen Streuung klein genug wird. Des Weiteren ist eine gute Kristallinität ohne Versetzungen und ein günstiger Einstrahlwinkel erforderlich. Ausführliche Informationen zu diesem Bereich findet man bei [Cowley, Han].

### 6.3.2 Low Energy Electron Diffraction (LEED)

Beim LEED-Verfahren werden langsame Elektronen ( $10 \rightarrow 1000$  eV) an einem Kristallgitter gestreut. In diesem Abschnitt werden nur die prinzipiellen Unterschiede der beiden Elektronenstrahlanalysemethoden aufgezeigt. LEED-Fotos der in dieser Arbeit verwandten Proben wurden nicht aufgenommen. Die Charakterisierung der Proben erfolgte ausschließlich mit der LEED-Reflex Analyse (SPALED) des nächsten Abschnittes.

Die geringere Energie der Elektronen beim LEED-Verfahren führt zu einer Vergrößerung des Streuquerschnittes und einer Verringerung der Eindringtiefe, was wiederum eine Beobachtung der Beugungseffekte in Reflexion notwendig macht (Abb. 6-6). Neben der geringeren Energie ist der Einfallswinkel von  $90^\circ$  der größte Gegensatz zum RHEED-Verfahren. Damit ist eine Charakterisierung der Proben direkt während des Schichtwachstums nicht möglich. In der LEED-Geometrie (Abb. 6-6) würden sich Elektronenquelle und Aufdampfquelle gegenseitig stören. Die Änderungen der Beugungsbedingungen bewirken in erster Linie ein vollkommen anderes Abbildungsverhalten im Vergleich zu RHEED. Die Laue-Kreise aus den RHEED-Aufnahmen werden in der LEED-Abbildung zu Punktmustern, die direkt vom reziproken Gitter der Oberflä-

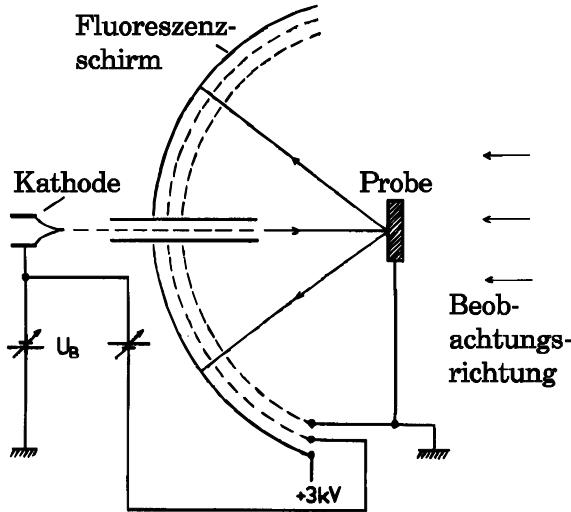


Abb. 6-6: Geometrie eines typischen LEED-Aufbaus [Ibach]

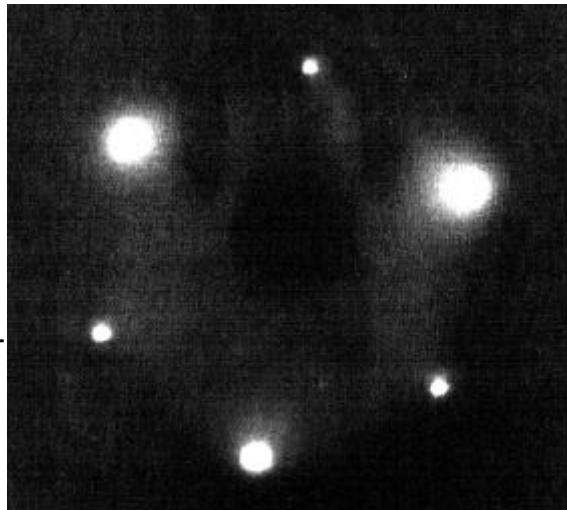


Abb. 6-7: LEED-Abbildung einer (111) fcc Ni-Oberfläche [Ibach]

che abhängen (Abb. 6-7). Weiterhin haben die Geometrie und die kleinere Ewald-Kugel zur Folge, daß die LEED-Abbildung viel empfindlicher auf eine Variation der Elektronenenergie reagiert. Daher ist es möglich, die Oberflächensymmetrie eines untersuchten Kristalls direkt zu bestimmen.

Abb. 6-7 zeigt eine charakteristische LEED-Aufnahme einer (111)-Ni-Oberfläche. Man kann in der Abbildung an Hand der starken Reflexe sofort die dreizählige Symmetrie einer (111)-orientierten fcc-Kristalloberfläche zuordnen. Die drei LEED-Reflexe der nächsten Kristallebene sind auch noch schwach zu erkennen. Diese Aufnahme bestätigt also den Oberflächencharakter der LEED. Andere Verfahren ohne scharf gewählte Strahlenergie, die tief in den Kristall eindringen, wie z.B. Streuung von Röntgenbremsstrahlung ergeben die sechszählige Symmetrie des fcc-Volumens. Abb. 6-7 veranschaulicht somit durch die unterschiedlichen Intensitäten der Reflexe aus verschiedenen Atomlagen, daß eine energieabhängige Analyse der Reflexabstände und der Reflexintensitäten detaillierte Aussagen über die Oberflächenbeschaffenheit epitaktischer Filme zuläßt. Mit der Auswertung der einzelnen Reflexe und ihrer Form (siehe nächster Abschnitt: SPALEED) kann man dann quantitative Aussagen über die Rauigkeit einer untersuchten Oberfläche machen.

Zum Verständnis der im weiteren benutzten Notation für die LEED-Reflexe einer (001)-Oberfläche zeigt Abb. 6-8 die Konstruktion dieser Reflexe an Hand der Ewald-Kugel im reziproken Raum analog zu RHEED. Die Ewald-Kugel wird auch hier wieder durch den einfallenden Wellenvektor  $\vec{k}_0$  aufgespannt. Die Schnittpunkte der Ewald-Kugel mit den Verbindungslien der Gitterpunkte des reziproken Gitters senkrecht zur bcc-(001)-Oberfläche (vergleiche Abb. 6-8) bilden dann die möglichen LEED-Reflexe.

Die Wellenvektoren der gestreuten Elektronen sind dann eindeutig durch die zwei Millerschen Indizes  $h$  und  $k$  beschrieben.

Wie in Abschnitt 6.2 erwähnt, befindet sich die LEED-Anlage bei der Jülicher Probenpräparation in einer separaten UHV-Kammer. Jede Probe kann nach Fertigstellung eines Films dort analysiert und anschließend an die Aufdampfposition zurückgefahren werden. Die Obergrenze der Elektronenenergie ist in dieser Anlage 500 eV. Wie schon erwähnt sind keine LEED-Fotos zu in dieser Arbeit verwandten Proben hergestellt worden, da das konventionelle LEED nur zur Begutachtung der Qualität der GaAs-Substratoberfläche vor der Schichtherstellung benutzt wurde. Alle Filmoberflächen wurden aber mit dem Spotanalyseverfahren (siehe nächster Abschnitt) für die LEED-Reflexe direkt quantitativ analysiert. Reine LEED-Fotos bieten keine zusätzlichen Informationen, die für die magnetischen Messungen relevant sind.

### 6.3.3 Spot Analysis Low Energy Electron Diffraction (SPALED)

Um mit der Elektronenbeugung eine quantitative Analyse der Oberflächenbeschaffenheit durchführen zu können, muß man sich mit der Linienform und -breite der einzelnen LEED-Reflexe beschäftigen. Man kann zum Beispiel so die integrale Beschaffenheit von flachen Inseln auf einer sonst glatten Oberfläche untersuchen. Ein Überblick über die SPALED-Technik findet sich bei Henzler [Henzler1].

Die konventionelle LEED-Anlage in Jülich wurde daher um die folgenden Systeme erweitert: Am Schirm der LEED-Apparatur wurde ein Channeltron angebracht, damit die Intensität einzelner LEED-Spots für eine Formanalyse verstärkt werden konnte. Der Abstand zwischen Probe und LEED-Schirm wurde vergrößert, um die Reflexauflösung zu verbessern. Zusätzliche Ablenkplatten erlauben die Richtung der gebeugten Elektronen zu verändern. Diese Veränderungen ermöglichen nun Linien- und Flächenintensitätsprofile der LEED-Reflexe zu messen [Wolf2].

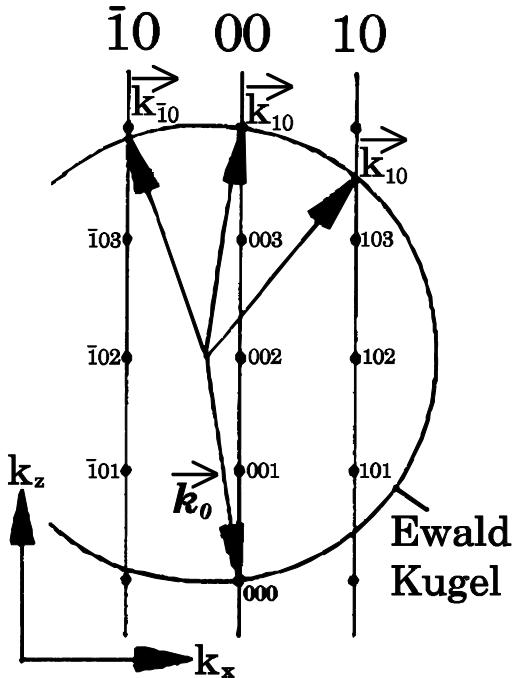


Abb. 6-8: Konstruktion der LEED-Reflexe einer (001)-Oberfläche

Abb. 6-9 zeigt das Ergebnis einer SPALEED-Untersuchung an einer Ag-Pufferoberfläche. An dieser Messung ist exemplarisch die Aussagemöglichkeit dieses Charakterisierungsverfahrens gezeigt. Da es sich bei den in dieser Arbeit vorkommenden Oberflächen ausschließlich um kubische (001)-Flächen handelt, wurden typischerweise der (00)-LEED-Reflex und die Lage des (10)-Reflexes dieser Oberfläche zur Analyse herangezogen. Die rechte Seite der Abb. 6-9 zeigt jeweils ein X-Y-Profil ( $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ) des (00)-Reflexes. Im oberen Diagramm beträgt die Elektronenenergie 62 eV und im unteren Diagramm 81 eV. Die  $0^\circ$ - und die  $90^\circ$ -Richtung entsprechen dabei jeweils einer zur [110]-Kristallachse der Probe parallelen Richtung. Die linke Seite der Abb. 6-9 beschreibt die Halbwertsbreite dieses (00)-Reflexes in Abhängigkeit der Elektronenenergie jeweils für die  $0^\circ$ -Richtung und die  $90^\circ$ -Richtung senkrecht dazu. Die prozentualen Längenangaben (Prozent des Reflexabstandes zwischen (00)- und (10)-Reflex) der Einzelmessungen (rechte Seite) sind in dieser Darstellung schon in die Längenangaben des realen Raumes umgerechnet

$$\frac{\text{Halbwertsbreite (k - Raum)}}{\text{Reflexabstand}} = \frac{\text{Halbwertsbreite (real)}}{\text{Gitterkonstante}} \quad (6.1)$$

[Henzler2]. Aus diesen Meßdaten kann man die Transferweite — d.h. die Kohärenzlänge der Probenoberfläche — und die mittlere Terrassenbreite an der Oberfläche mit einfachen Mitteln quantitativ gewinnen. Man benötigt dazu die Halbwertsbreiten des (00)-Reflexes für die beiden Elektronenenergien, die bei festgelegter Geometrie zur Braggschen und anti Braggschen Streubedingungen gehören [Henzler2]. Die Transferweite ist durch die Halbwertsbreite der „normalen“ Bragg-Bedingung gegeben. Bei der normalen Bragg-Bedingung haben benachbarte Terrassen die gleiche Phase, d.h. die Schärfe der LEED-Reflexe wird nur durch die Oberflächenmosaizität beeinflußt, nicht aber durch die Terrassenbreite. Dies ist aber wiederum bei der Anti-Bragg-Bedingung der Fall, da benachbarte Terrassen hier gegenphasig streuen. Aus diesem Grunde stellt die Halbwertsbreite des LEED-Reflexes hier ein Maß für den Mittelwert der Terrassenbreitenverteilung dar [Henzler2].

Für die Oberfläche der Ag-Pufferschicht aus Abb. 6-9 ergeben sich somit die folgenden Aussagen: Die Transferbreite des Ag-Kristalls beträgt ebenso wie die mittlere Terrassenbreite ca. 15 nm [Wolf2]. Diese Größen sprechen für die enorm gute Qualität der Ag-Oberfläche. Diese gemessene Ag-Oberfläche ist mit den als optimal ermittelten Herstellungsparametern (vergleiche Abb. 6-1) präpariert worden. Sowohl von der Transferbreite als auch von der Terrassenbreite her ist die Ag-Oberfläche des Puffersystems sogar besser als bei vergleichbaren Ag-Einkristallsubstraten [Heinrich2]. Dies ist um so mehr der Fall, wenn man berücksichtigt, daß die Terrassenfolge keine präparationsbedingte Stufung weg von einer idealen (001)-Oberfläche besitzt, wie dies für auf die

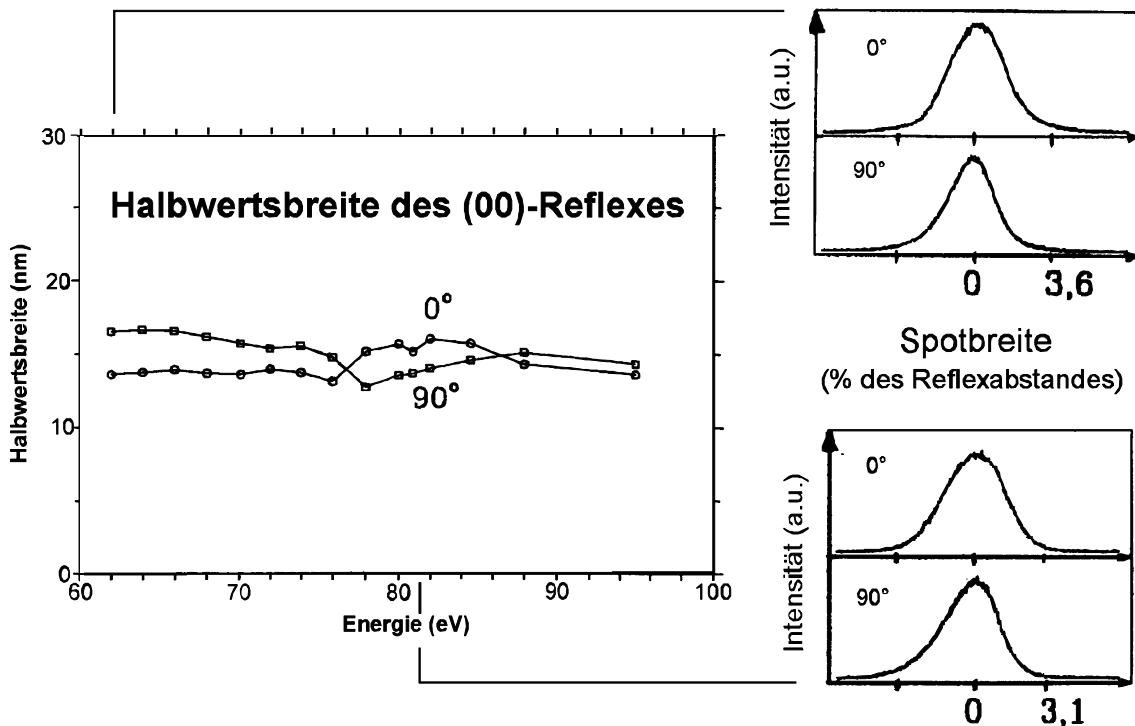


Abb. 6-9: SPALEED-Auswertung einer (001)-Ag-Pufferschicht. links: Halbwertsbreiten des (00)-LEED-Reflexes in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. rechts: zwei Spot-Profilen bei 62 eV und bei 81 eV. 0° und 90° stehen für zwei senkrechte Profilrichtungen äquivalent zur [110]-Kristallrichtung. Messungen von J.A. Wolf

(001)-Oberfläche präparierten Einkristalloberflächen immer der Fall ist [Heinrich3]. Diese regelmäßige Stufung führt nämlich zu einer zusätzlichen uniachsialen Anisotropie in einem aufgewachsenen Fe-Film (nähtere Ausführungen in Kapitel 3.2.3 und 9.3).

Die Kohärenzlänge des Ag-Puffers ist etwa vergleichbar mit den Ergebnissen der Messungen an den reinen GaAs-Substraten. Die mittlere Terrassenbreite hat sich dagegen deutlich verbessert. Ebenfalls ist der allgemeine Untergrund der LEED-Messungen beim Ag-Puffer deutlich kleiner. Dies bedeutet, daß sich die Anzahl der statistisch verteilten Punktdefekte wesentlich reduziert hat. Man erhält also durch das Puffersystem die gewünschte deutlich verbesserte Oberfläche für das aufzubringende magnetische Schichtsystem (vergleiche Kapitel 6.1.1).

### 6.3.4 Rutherford Back Scattering (RBS)

Die einzige benutzte ex-situ Charakterisierungsmethode ist die Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an den einkristallinen Schichtsystemen (RBS). Die Energie der  $\alpha$ -Teilchen liegt im MeV-Bereich. Die Teilchen haben daher eine viel größere Eindringtiefe als die Elektronen bei den Elektronenbeugungsverfahren. Die meisten  $\alpha$ -Teilchen werden also ungehindert durch das Schichtsystem hindurchschießen. Nur diejenigen  $\alpha$ -Teilchen, die

in den Wirkungsquerschnitt eines Schichtatoms kommen, werden durch die Coulombkraft zurückgestreut.

Die Rückstreurate der  $\alpha$ -Teilchen bei einer festen Einstrahlenergie hängt also in erster Linie von der Art der beschossenen Atome und ihrer Tiefe im bestrahlten Material ab. Dabei ist zu beachten: wenn sich zwei Materialien in ihren Atommassen nur um zwei atomare Einheiten unterscheiden (wie z.B. Gallium und Arsen) und wenn diese auch noch in der gleichen Tiefe der zu untersuchenden Schicht vorkommen, dann sind sie bei Einstrahlenergien, die die Schicht nicht schädigen (1 bis 5 MeV), nicht mehr voneinander zu trennen. Eisen und Silber hingegen sind wegen ihres großen Massenunterschiedes deutlich voneinander getrennt. Für Materialien in gleicher Schichttiefe gilt natürlich allgemein, je größer die atomare Masse je kleiner ist die Energiedifferenz des rückgestreuten  $\alpha$ -Teilchens zum eingestrahlten. Weiterhin gilt allgemein, je tiefer ein Rückstreuatom in einer Schicht liegt, je mehr vergrößert sich die Energiedifferenz. Diese zusätzliche Energiedifferenz ist natürlich auch von der Art des Materials abhängig, das zwischen dem Rückstreuatom und der Oberfläche liegt.

Diese beiden Grundzüge des RBS-Verfahrens gelten allgemein, gleichgültig ob das untersuchte Material poly- oder einkristallin ist. Bei einem einkristallinen Material ist ein weiterer Effekt zu berücksichtigen, der das Rückstreuverhalten der Probe entscheidend beeinflußt, das sog. „channeling“. Hierunter versteht man allgemein das tiefen Eindringen geladener Teilchen in ein Kristallgitter entlang einer leeren Kristallachse [Ryssel]. Geladene  $\alpha$ -Teilchen, die entlang der [001]-Achse auf eine Lücke zwischen zwei Atomen treffen, dringen ohne gestreut zu werden durch die Coulombabstoßung sehr tief in das Kristallgitter ein, wenn sie nur einen sehr kleinen Winkel mit der [001]-Achse aufweisen.

Um nun Aussagen über die kristalline Qualität von einkristallinen Schichtsystemen und ihrer einzelnen Oberflächen treffen zu können, muß eine Probe auf zwei verschiedene Arten mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahlt werden: einmal im sogenannten statistischen Modus, der den „channeling“ Effekt bewußt vermeidet, und im Gitterführungsmodus, der den „channeling“-Effekt ausnutzt. Die beiden so erhaltenen Energiespektren der rückgestreuten  $\alpha$ -Teilchen müssen miteinander verglichen werden, um die optimale Aussagekraft der RBS-Charakterisierungsmethode zu erzielen.

Als Beispiel für ein in dieser Arbeit verwandtes Schichtsystem zeigt Abb. 6-10 das RBS-Energiespektrum einer 50 nm Fe-Schicht auf dem Ag-Puffersystem. Die Kurve mit der höheren Intensität an zurückgestreuten  $\alpha$ -Teilchen ist mit dem statistischen Modus aufgenommen worden. Hierbei wird der Einfall der  $\alpha$ -Teilchen so gewählt, daß er nicht genau entlang der [001]-Hauptkristallachse einfällt. D.h. der Strahl wird etwa  $1^\circ$ - $2^\circ$  aus

der Parallelen zu [001] herausgedreht, damit der „channeling“-Effekt für die einfallenden  $\alpha$ -Teilchen nicht mehr auftritt. Für die Aufnahme des Energiespektrums wird die Probe dann bei einer festen  $\alpha$ -Teilchenenergie senkrecht zur [001]-Richtung gedreht, so daß das rückgestreute Signal nicht nur dem einer einzigen Kristallrichtung entspricht. Man erhält so eine energieabhängige Rückstreurate, die nicht von kristallspezifischen Parametern abhängt, sondern nur von der Art des rückstreuenden Atoms und dessen Tiefe in der untersuchten Probe wie für polykristallines Material.

Die der Abb. 6-10 unterlegten Grautöne sollen jeweils helfen, die Signale der drei Hauptschichten der untersuchten Probe voneinander zu unterscheiden. Bei einer eingeschalteten Energie von 1.40 MeV beginnt das Signal des GaAs-Substrates bei einem maximalen Wert von 0.85 MeV und ist hellgrau unterlegt. Der Bereich des Energiespektrums, indem die Rückstreuung am Silber zum Signal beiträgt, ist mit einem mittleren Grau unterlegt und reicht von 0.92 MeV bis 1.15 MeV. Die Fe-Schicht trägt von 0.98 MeV bis 1.06 MeV zum Signal bei und ist mit dunkelgrau unterlegt. Es wird deut-

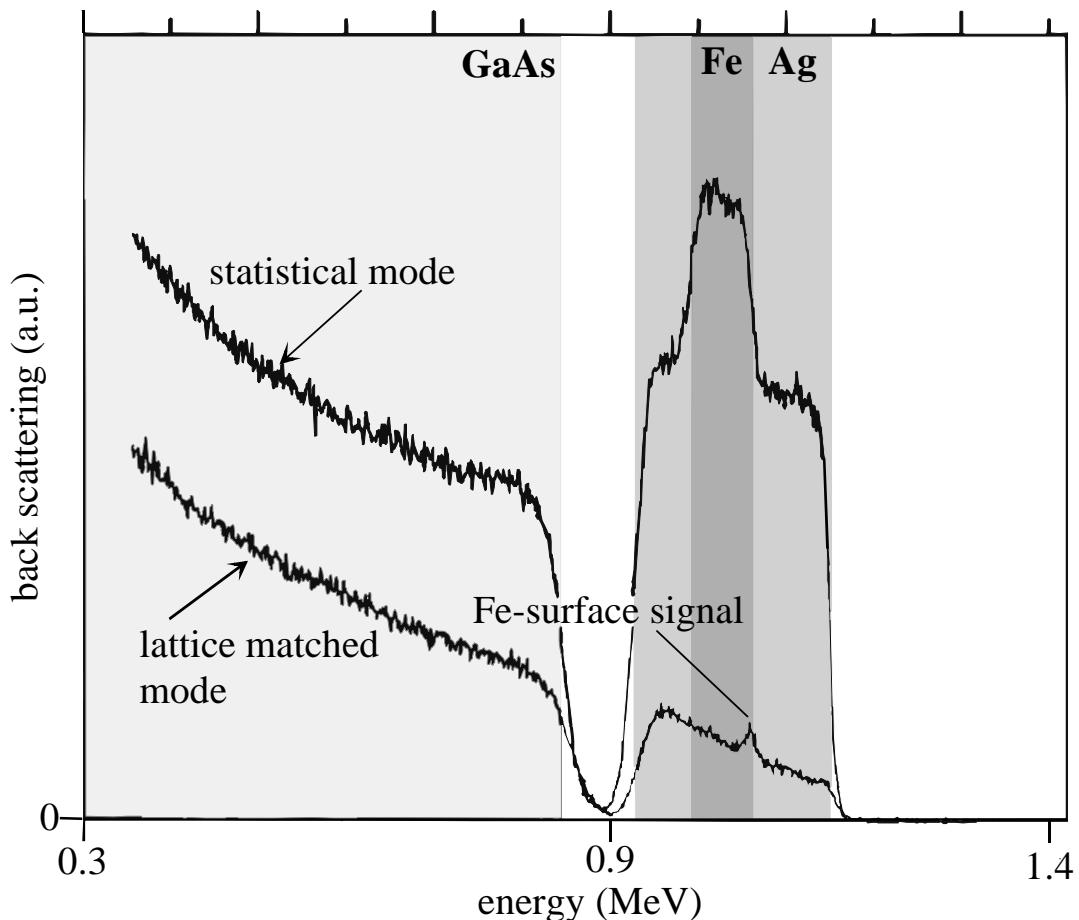


Abb. 6-10: RBS-Messung in Abhängigkeit der eingestrahlten  $\alpha$ -Teilchenenergie an einem 50 nm Fe-Film auf dem Puffersystem (Abschnitt. 6.1.1). Die Untersuchung wurde von Herrn Schmidt und Herrn Mantl am ISI der KFA-Jülich ausgeführt.

lich, daß sich die Energiebereiche in denen Eisen und Silber zum Signal beitragen miteinander überschneiden. Das auf diese Art erhaltene Tiefenprofil der Probe ermöglicht eine Kontrolle des untersuchten Schichtsystems, obwohl die Genauigkeit der Schichtdickenbestimmung mit anderen Methoden während der Herstellung größer ist. Die ermittelten Schichtdicken aus diesem statistischen Modus in Abb. 6-10 für die Ag-Pufferschicht und die 50 nm Fe-Schicht stimmen im Rahmen des Meßfehlers mit den Herstellungsvorgaben überein.

Die Kurve mit geringerer Rückstreurate in Abb. 6-10 ist im sogenannten Gitterführungsmodus aufgenommen worden. Der  $\alpha$ -Teilchenstrahl wird so ausgerichtet, daß er nun möglichst genau entlang der [001]-Hauptkristallrichtung in das Schichtsystem eindringt. Dies führt zu der oben beschriebenen Kanalisierung der  $\alpha$ -Teilchen, die theoretisch nur noch an Kristallfehlern oder an Fehlanpassungen und Verspannungen durch Grenzflächen im Schichtsystem gestreut werden können. Da es nicht möglich ist, den  $\alpha$ -Teilchenstrahl ideal zu fokussieren, kommt es durch einen Aufweitungseffekt bei großen Eindringtiefen zu einem zusätzlichen Untergrund in der Rückstreurate. Durch diesen Kanalisierungseffekt ist die Intensität des Gitterführungsmodus prinzipiell kleiner als die des statistischen Modus.

An der Oberfläche des Schichtsystems (im Energiespektrum am rechten Rand der dunkelgrauen Unterlegung) kommt es für beide Meßmodi zu einer Streuung der  $\alpha$ -Teilchen an den Fe-Grenzflächenatomen. Diese Rückstreuintensität ist die einzige, die auf Grund der geringen Fe-Schichtdicke in der Gitterführungskurve von den Fe-Atomen verursacht wird. Sie tritt deutlich an der gleichen Stelle wie der Anfang des Fe-Signals im statistischen Modus bei etwa 1.06 MeV hervor. An der Fe-Ag-Grenzfläche zu Beginn des Ag-Bereichs des statistischen Modus bei etwa 1.15 MeV (rechte Seite des mittleren Grautons) ist im Gitterführungsmodus dagegen kein deutliches Ag-Oberflächensignal zu erkennen. Das ist ein deutlicher Beweis dafür, daß das Eisen ohne Verspannung und einwandfrei kristallin auf dem Ag-Puffer aufwächst.

Der Minimalertragswert ist das Verhältnis der Intensitäten von Gitterführungsmodus und statistischem Modus. Auf Grund des wachsenden Untergrundsignals des Gitterführungsmodus (Strahlunschärfe s.o.) wird dieses Verhältnis immer möglichst zu Beginn einer Schicht direkt hinter dem möglichen Oberflächensignal des Gitterführungsmodus gemessen. Der Minimalertragswert ist ein Maß für die Qualität der Einkristallinität des untersuchten Films. Der minimal mögliche Wert für Oberflächen ist 1-3 % [Chu]. Der Minimalertragswert für die Ag-Pufferschicht liegt typischerweise für optimale Herstellungsbedingungen bei < 5 %, der des Eisens bei < 6 %. Diese Werte deuten auf eine homogene einkristalline Struktur des gesamten Schichtsystems hin.

## 7 Fe-Einzelschichten

### 7.1 Gliederung der FMR-Messungen und Beschreibung der verschiedenen Typen von FMR-Spektren

Dieses Kapitel beinhaltet alle FMR-Messungen, sowie deren Auswertung und Diskussion. Die Meßergebnisse sind dabei nach Probengruppen aufeinander aufbauend gegliedert.

Ab Abschnitt 7.2 werden zunächst die Resultate an Fe-Einzelfilmen unterschiedlicher Dicke und Herstellungstemperatur beschrieben. An diesen einfach aufgebauten Proben werden die Möglichkeiten der unterschiedlichen Meßkonfigurationen wie winkele- bzw. temperaturabhängige konventionelle FMR erläutert. Kapitel 8 behandelt dann die Ergebnisse der ortsaufgelöste PM-FMR an diesen Proben. Die hierbei bestimmten magnetischen Parameter dienen als Grundlage für das Verständnis und die Auswertung der komplexeren Meßergebnisse der mehrschichtigen Probensysteme.

In Kapitel 9 ergänzen sich die herstellungsbedingten Vorteile einer Eisenkeilschicht und das ortsaufgelöste PM-FMR-Verfahren bei der Bestimmung schichtdickenabhängiger Parameter wie Oberflächen- und Verspannungsanisotropie.

Die Dreifachschichtsysteme, die in dieser Arbeit untersucht werden (Kapitel 11), weisen alle eine Keilstruktur in der nichtmagnetischen Zwischenschicht auf, um die Austauschkopplung und deren Periodizität (vergleiche Kapitel 3.5) charakterisieren zu können und diese dann mit den Anisotropieparametern in Beziehung zu setzen. Für solche Experimente an einer Keilprobe wurden erstmals FMR-Messungen eingesetzt.

In den folgenden Kapiteln werden nur vereinzelt explizite FMR-Spektren gezeigt, da die Komplexität der untersuchten magnetischen Eigenschaften an einkristallinen Schichten immer die Auswertung größerer Meßreihen aus Einzelspektren erfordert. Wenn die Signalform für die Auswertung relevant ist, wird diese zumeist an Graustufenendarstellungen der Signalamplitude ganzer Meßreihen durchgeführt. Diese Form der Darstellung wird bei ihrer ersten Anwendung in Kapitel 7.2.3 erläutert. Um an dieser Stelle einen Eindruck von einem einfachen typischen FMR-Spektrum zu vermitteln, zeigt Abb. 7-1 jeweils ein Spektrum für eine konventionelle magnetfeldmodulierte FMR-Messung (oben im Bild) und für eine photothermisch modulierte FMR-Messung (unten im Bild). Dargestellt ist die Ableitung der am Resonator reflektierten Leistung (vergleiche Kapitel 5.1) eines 20 nm Films gegen das von außen in [110]-Kristallorientierung angelegte Magnetfeld. Man erkennt jeweils zwei Resonanzen, so wie sie nach Kapitel 3.2 und der Abb. 5-4 und Abb. 5-8 für diese Meßanordnung zu er-

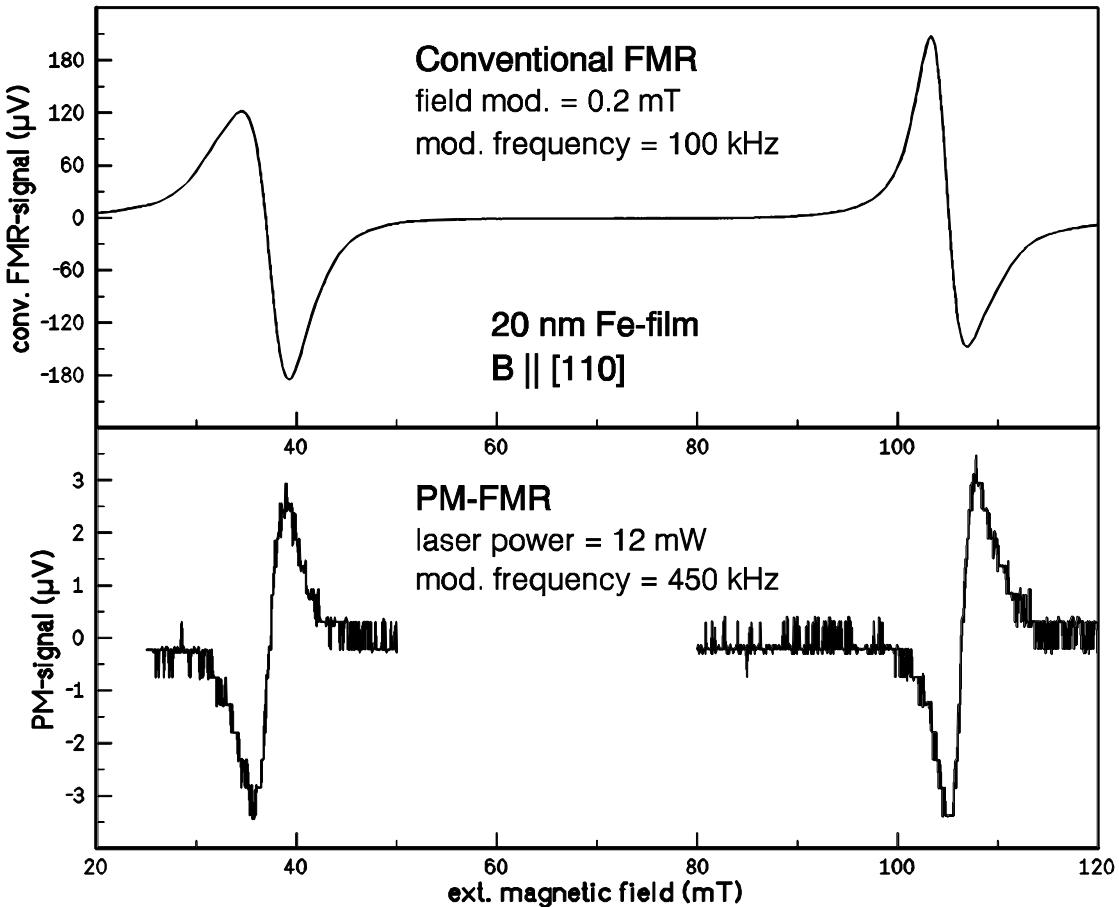


Abb. 7-1: Oben: typisches konventionelles FMR-Spektrum eines 20 nm Fe-Films mit äußerem Magnetfeld  $B$  in [110]-Richtung. Unten: PM-FMR-Spektrum in gleicher Orientierung. Die Mikrowellenleistung beträgt für beide Messungen 0.5 mW.

warten sind. Eine ausführliche Erklärung der Resonanzlinienlagen und der daraus bestimmten Parameter folgt im Kapitel 7.2.

Das Meßsignal in der oberen Hälfte von Abb. 7-1 bestätigt, daß eine qualitativ hochwertige Fe-Filmprobe sehr ausgeprägte scharfe Resonanzlinien hervorruft. D.h., daß es sich bei den untersuchten Proben um in magnetischer Hinsicht sehr homogene einkristalline Schichtsysteme handelt, bei denen der nicht intrinsische Beitrag der Liniendurchmesser sehr klein ist (siehe Kapitel 7.5). Das feldmodulierte Spektrum zeigt Linienformen und ein Intensitätsverhältnis der beiden Moden wie man es nach den Ausführungen in Kapitel 5.2 und 5.3.1 für die „ $b_{\perp}$ “-Anordnung erwartet (vergleiche Abb. 5-3). Die Resonanz bei niedrigen Feldern beruht nach Kapitel 3.2.1 auf der Präzession der Magnetisierung um ein effektives Magnetfeld, welches von der Richtung des externen Magnetfeldes stark abweicht und weitgehend vom Einfluß der Kristallanisotropie geprägt wird. Eine solche Resonanz kann also nur in Proben mit einer hohen kristallinen Homogenität über große Bereiche der Probe stark angeregt werden (siehe Kapitel 7.2).

In gesputterten Fe-Filmen mit ähnlichen magnetischen Eigenschaften aber geringerer Kristallqualität ist diese Resonanz wesentlich schwächer angeregt [Pflaum].

Der untere Teil der Abb. 7-1 zeigt das PM-FMR-Signal der gleichen Probe in derselben Orientierung allerdings mit dem Hochfrequenzfeld in der Schichtebene („ $b_{\parallel}$ -Anordnung). Man erkennt deutlich die um  $180^{\circ}$  gedrehte Phase des Resonanzsignals, bei der die thermische Modulation im wesentlichen durch den negativen Temperaturgradienten der Kristallanisotropie hervorgerufen wird (siehe Abb. 5-8). Des weiteren fällt die stark herabgesetzte Intensität der PM-FMR-Resonanzen gegenüber den konventionell gemessenen Signalen auf. Dies hat in diesem Fall neben dem natürlich erheblich kleineren relevanten Probenbereich von ca.  $35 \mu\text{m}$  Durchmesser noch zwei weitere Ursachen. Zum einen wurde für diese Messung ein He-Ne-Laser mit einer kleineren Laserleistung von 12 mW verwandt und zum anderen eine relativ hohe Modulationsfrequenz von 450 kHz, die proportional zu  $1/f_{mod}$  in die Signalamplitude eingeht (Kapitel 5.3.2.2 und 5.3.2.3). Mit dieser Messung sollten die Minimalanforderungen an das PM-FMR-Experiment für die Untersuchung von dünnen Fe-Filmen geklärt werden. Es zeigt sich, daß selbst für diese geringe Laserleistung noch ein sehr gutes Signalausverhältnis gefunden wird. Dies ist für Probensysteme wichtig, bei denen eine möglichst geringe Temperaturerhöhung während der Messung erforderlich ist (z.B. Durchmischung im Fe/Au-System). Zur Verkürzung der Meßzeit für die ortsaufgelösten Meßreihen sind im folgenden immer die in Kapitel 4.2 beschriebenen stärkeren Laser benutzt worden. Der Einfluß der modulationsunabhängigen Temperaturerhöhung auf das PM-FMR-Signal wird in Abschnitt 8.2 behandelt.

An dieser Stelle sei auf eine spezielle Darstellungsform hingewiesen, die durch die Verwendung eines Vektor-Lock-In-Verstärkers (Kapitel 4.1) ermöglicht wird. Die übliche Form des Ableitungssignals, wie es in Abb. 7-1 dargestellt ist, setzt für die Vergleichbarkeit seiner Amplitude und seines Vorzeichenverlaufs einen Phasenabgleich des Lock-In-Verstärkers voraus. Bei einem Vektor-Lock-In-Verstärker kann man die Phaseninformation des Signals immer mit aufnehmen und einen Phasenabgleich auch nach der Messung rechnerisch durchführen. Anstelle der Darstellungsform in Abb. 7-1 bietet sich dann eine Amplituden-Phasen-Darstellung (Abb. 7-2) des Meßsignals an. Hier ist die Amplitude des Meßsignals immer positiv. An der Stelle eines Vorzeichenwechsels in der Ableitungskurve erhält man einen  $180^{\circ}$  Sprung in der Signalphase. Bei etwaigen Untergrundsignalen kann man dann den Ausgangswert der Phase als zusätzlichen Informationsgehalt heranziehen (vergleiche Kapitel 5.4.2 und 8.3).

Die Abb. 7-2 macht den Vorteil dieser Darstellungsart für die schnelle Überschaubarkeit von Meßreihen deutlich (siehe auch Abb. 5-4). Bei symmetrischem Meßsignal ist die Feldlage des Minimums der Amplitude am Phasensprung die Resonanzlinienlage.

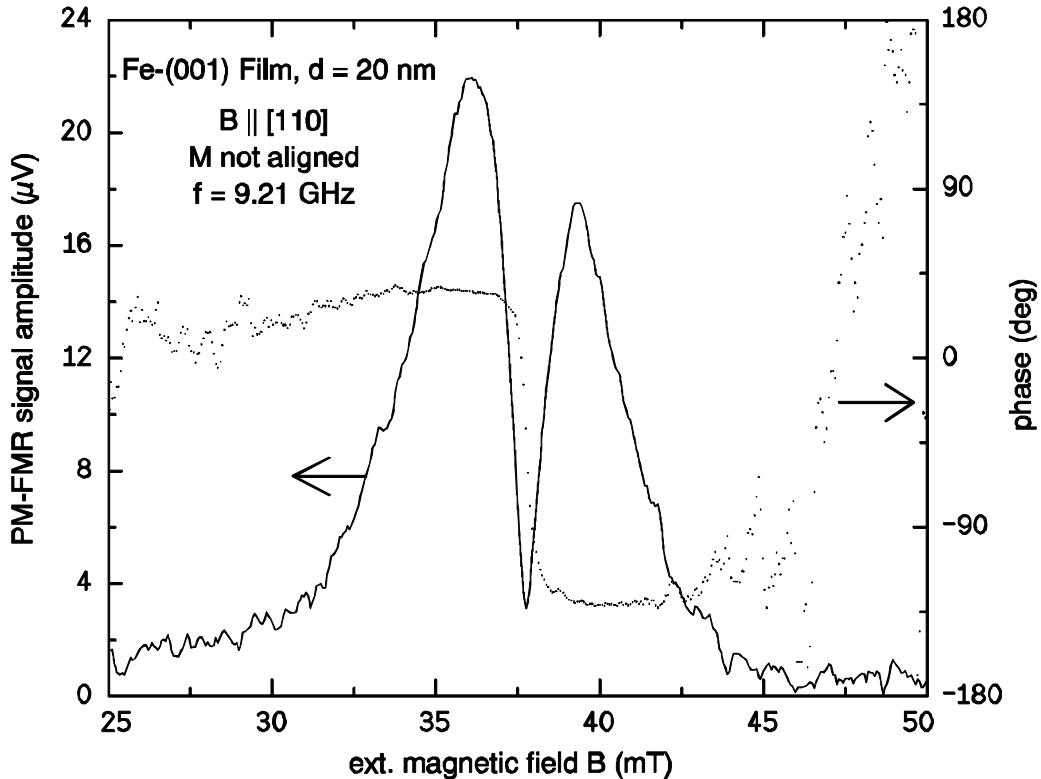


Abb. 7-2: Amplituden-Phasen-Darstellung einer PM-FMR-Linie der Probe Fe200c (Tabelle 5).

Man kann also die Resonanzlinienlagen zweier Signale, die durch mehr als eine Linienbreite voneinander getrennt sind, direkt an den Minima ablesen. Auf diese Art kann man recht einfach ganze FMR-Meßreihen ob winkelabhängig, temperaturabhängig oder ortsaufgelöst einschließlich ihrer Amplitude darstellen. Dies geschieht, indem man das äußere Magnetfeld gegen Meßreihenparameter aufträgt und die Signalamplitude entweder als dritte Achse oder Graustufenskala einführt. Zur expliziten Bestimmung der Resonanzlinienlagen in Meßreihen sind für die Auswertung und die Berechnung der magnetischen Parameter immer die Einzelspektren direkt verwandt worden.

Damit die Fe-Einzelschichten namentlich besser zugeordnet werden können und um einen besseren Überblick über die Unterschiede der Fe-Einzelfilme zu erhalten, sind in Tabelle 5 alle Proben und ihre jeweiligen Herstellungsbedingungen einander gegenübergestellt.

Um die Auswertung der unterschiedlichen Meßergebnisse der Einzelschichten zu veranschaulichen, beschreibt jeweils der erste Teil eines jeden Unterabschnittes ausführlich die notwendigen Schritte der Auswertung. Dies wird für dicke Fe-Filme immer exemplarisch an der gleichen 20 nm Fe-Einzelschicht Fe-200b geschehen. Falls erforderlich wird auch die 2 nm dicke Probe Fe-20 als Beispiel für dünne Schichten behandelt.

Tabelle 5: Fe-Einzelschichten

Probenbezeichnung	Fe-Filmdicke (nm)	Abweichungen von den in Kapitel 6.1 beschriebenen Eigenschaften
Fe-200a	20	Altes Herstellungsverfahren mit 10 nm Fe-Keimschicht; oben Fe/ZnS-Grenzschicht)
Fe-200b	20	Normale Herstellungsbedingungen, aber Fehler im Substrat
Fe-200c	20	keine Besonderheiten
Fe-100	10	keine Besonderheiten
Fe-50a	5	keine Besonderheiten
Fe-50b	5	Ohne Ausheizen der Ag-Pufferschicht, 295 K Herstellungstemperatur
Fe-40	4	keine Besonderheiten
Fe-25	2.5	295 K Herstellungstemperatur
Fe-20	2	keine Besonderheiten

## 7.2 Konventionelle winkelabhängige FMR

Die in Kapitel 3 aufgezeigten Symmetrien eines Fe-Einzelfilms erfordern zur möglichst exakten Erfassung aller durch winkelabhängige FMR-Messungen bestimmmbaren Anisotropiebeiträge drei voneinander unabhängige winkelabhängige Untersuchungen. Vor allem der dominante Beitrag der Kristallanisotropie (vergleiche Kapitel 3.2.1 und 3.3.1) bestimmt dabei die Wahl des Koordinatensystems und der drei Meßreihen. Die Bestimmung der magnetischen Parameter aus diesen Untersuchungen in Abschnitt 7.3 erfolgt nach den in Kapitel 2.2 und 3.3.1 hergeleiteten Formeln. Die Resonanzlinienlagen aus den drei — in den nächsten drei Abschnitten beschriebenen — winkelabhängigen Untersuchungen sind dazu in sich selbst und zueinander konsistent ausgewertet worden. Die daraus für jede Einzelschicht bestimmmbaren Anisotropiebeiträge sind in Abschnitt 7.3 in Tabelle 6 (S.138) dargestellt und anschließend diskutiert. Eine zusammenfassende Tabelle der wichtigsten magnetischen Parameter aus allen FMR-Messungen an den in dieser Arbeit verwandten Proben findet man auch in Anhang 13.1. In den Abschnitten 7.2.2 und 7.2.3 sind die Resonanzlinienlagen aus den theoretischen Anpassungen jeweils durch durchgezogene schwarze Linien in den Diagrammen dargestellt.

### 7.2.1 Festlegung der winkelabhängigen Meßreihen

Zur Veranschaulichung der drei unterschiedlichen winkelabhängigen Messungen sind in Abb. 7-3 die drei zugehörigen Rotationsebenen des äußeren Magnetfeldes  $B$  in das Probenkoordinatensystem aus Abb. 3-1 eingetragen (vergleiche auch Abb. 3-4 - Abb. 3-6). Die Beschreibung und Diskussion von exemplarischen Meßergebnissen der Probe Fe-200b befindet sich im Anschluß an die Beschreibung der drei Versuchsanordnungen.

Abb. 7-3 a) beschreibt die winkelabhängige FMR-Meßreihe, in der das äußere Magnetfeld für verschiedene Winkel  $j$  in der Probenebene variiert wird. Der Winkel  $j$  des Magnetfeldes zählt dabei ab der gleichen Position wie der Gleichgewichtswinkel  $F$  der Magnetisierung und ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in die Skizze eingetragen. In dieser Anordnung liegt die Gleichgewichtslage der Magnetisierung hauptsächlich wegen des großen Entmagnetisierungsfeldes eines Fe-Films in der Probenebene (vergleiche Kapitel 3.3.2). Im Experiment, bei dem die Probe im Resonator gedreht wird, ergeben sich für diese winkelabhängige Untersuchung in der Probenebene die in Kapitel 5.2 beschriebenen Probenorientierungen „ $b_{\perp}$ “ und „ $b_{\parallel}$ “. Diese haben allerdings nur eine Auswirkung auf die Signalform, nicht aber auf die Resonanzlinienlage.

In Abb. 7-3 b) befindet sich die Rotationsebene des äußeren Magnetfeldes senkrecht zur Probenebene und beinhaltet eine zur [110]-Orientierung äquivalente Richtung in der Probenebene. Für eine Meßreihe wird der Magnetfeldwinkel  $J$  zwischen  $90^\circ$  und  $0^\circ$  variiert. Auf

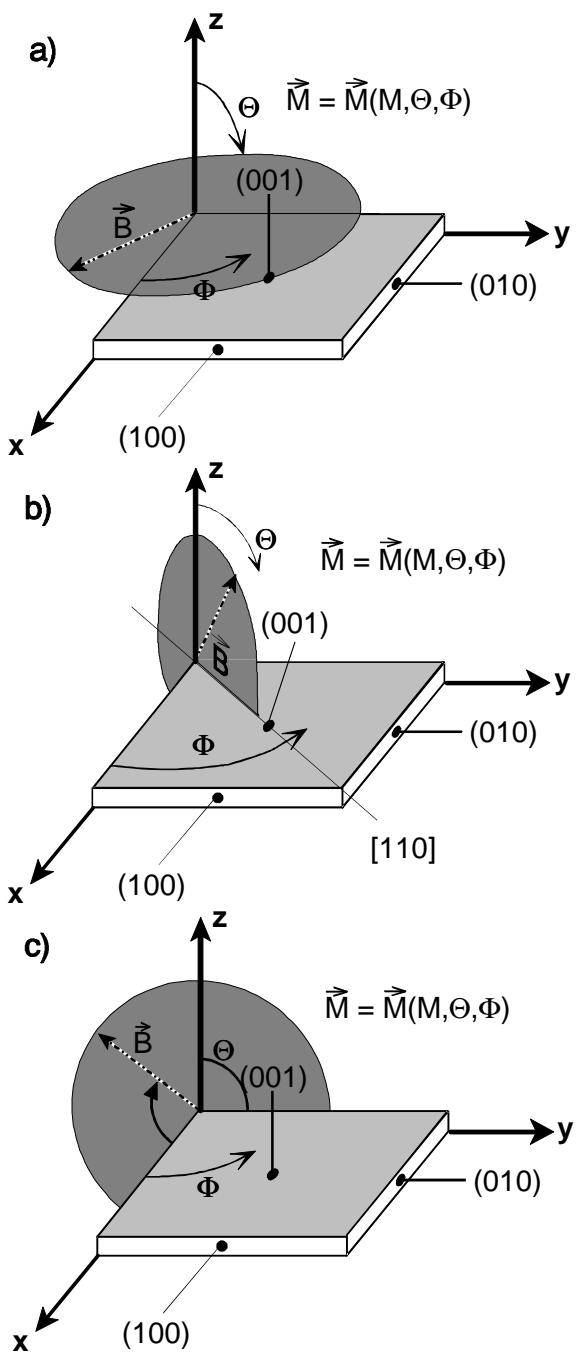


Abb. 7-3: Rotationsebenen des externen Feldes im Probenkoordinatensystem.

Grund der theoretischen Überlegungen in Kapitel 3.2 erwartet man bei Proben die so dick sind, daß der Einfluß der Oberflächenanisotropie noch keine große Rolle spielt, im gesamten Winkelbereich zwei Resonanzlinien. Die Resonanzen werden dann im wesentlichen durch Kristallanisotropie und Entmagnetisierungsfeld geprägt. Durch den stark anisotropen Charakter der einkristallinen Fe-Filme in der Probenebene ist die möglichst exakte Bestimmung der Startpositionierung für die spätere Auswertung der Spektren dringend erforderlich. Daher wurden die Messungen in der Regel auf einem zweiachsigem Goniometerkopf durchgeführt (vergleiche Kapitel 4.1).

Die dritte Meßreihe (vergleiche Abb. 7-3 c) hat als Ausgangspunkt in der Probenebene eine leichte Richtung bezüglich der Kristallanisotropie (äquivalent zu [100]) und führt zu der gleichen Orientierung senkrecht zur Schicht wie die vorangegangene Meßreihe. Diese winkelabhängige Untersuchung erfordert den größten Justieraufwand, da im X-Band bei dicken Proben (s.o.) nur etwa  $2.5^\circ$  um die senkrechte Feldorientierung ein Meßsignal zu erwarten ist (siehe Abb. 3-6).

Die beiden winkelabhängigen FMR-Untersuchungen aus der Probenebene heraus haben durch die Messungen im X-Band bei dicken Proben den Vorteil, daß die Resonanzlinie bei kleineren, angelegten Magnetfeldern sehr empfindlich auf die Kristallanisotropie reagiert. Daher ist selbst eine relativ genaue Abschätzung der zweiten Ordnung der Kristallanisotropie an diesen Proben zu erwarten. Dazu muß allerdings die nie vollständig zu vermeidende Fehlorientierung der Probe (Verkipfung der realen Drehachse) im Resonator sehr genau berücksichtigt werden. Diese wirkt sich in einer Asymmetrie der Resonanzlinienlagen um die senkrechte Orientierung aus und reduziert die Aussagefähigkeit über die zweite Ordnung der Kristallanisotropie. Weiterhin führt die nicht senkrechte Orientierung des effektiven internen Magnetfeldes zum Mikrowellenanregungsfeld dieser Resonanz bei kleineren Magnetfeldern nach Kapitel 5.1 zu asymmetrischen Linienformen bzw. zu Signalintensitätsverteilungen, die nicht mit den Symmetrien der Anisotropien übereinstimmen. Dies wird im folgenden Meßbeispiel (Kapitel 7.2.3) noch ausführlich dokumentiert.

### 7.2.2 Winkelabhängig gemessene FMR-Spektren in der Probenebene

Für die winkelabhängigen Messungen in der Probenebene kann man abhängig von der Dicke des Fe-Einzelfilms ein sehr unterschiedliches Verhalten der Resonanzlinienlagen bezüglich des Azimutwinkels des äußeren Magnetfeldes erhalten. Das Polardia gramm Abb. 3-7 in Kapitel 3.3.1 verdeutlicht, daß es auf Grund der Kristallanisotropie bei FMR-Messungen im X-Band zu zwei Resonanzlinien kommen kann, wenn man das externe Magnetfeld nahe an einer mittelschweren Kristallrichtung des bcc-Eisens orientiert. Der Beitrag der Oberflächenanisotropie (vergleiche (3.8) nur erste Ordnung) ist in

der Probenebene isotrop, spielt aber durch seine reziproke Schichtdickenabhängigkeit vor allem für dünne Schichten ( $< 5 \text{ nm}$ ) eine immer größere Rolle. In Abb. 7-5 bzw. Abb. 7-6 ist ein typisches Beispiel für diese winkelabhängigen Messungen für dicke bzw. dünne Fe-Einzelfilme gegeben.

Zunächst ist in Abb. 7-4 zum besseren Vergleich mit den theoretischen Betrachtungen in Kapitel 3.3.1 ein Polardiagramm einer  $360^\circ$ -FMR-Meßreihe in der Probenebene des Films Fe-200b gezeigt. Man erkennt deutlich die vierzählige Symmetrie der Kristallanisotropie und einen zusätzlichen uniachsialen Anisotropiebeitrag. Gerade bei dieser Probe ist  $K_u = 1.0 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  (siehe Tabelle in Anhang 13.1) um etwa eine Größenordnung größer als bei den anderen Proben vergleichbarer Schichtdicke und ist annähernd entlang einer schweren Kristallrichtung in der Probenebene orientiert (siehe Kapitel 7.3). Die Größe der uniachsialen Anisotropie dieser Schicht macht sich deutlich in den Resonanzlinienlagen bemerkbar und kann mit einem Fehler im Substrat in Verbindung gebracht werden. Dies wird an Hand der ortsaufgelösten PM-FMR-Untersuchungen in Kapitel 7.5.1 diskutiert. Die Auswirkungen der uniachsialen Anisotropie auf die FMR in der Schichtebene kann auch mit großer Präzision mittels der winkelabhängigen Messungen außerhalb der Schichtebene gezeigt werden (siehe nächster Abschnitt). Die Herkunft und eine detaillierte Betrachtung der uniachsialen Anisotropie, die nicht auf Be-

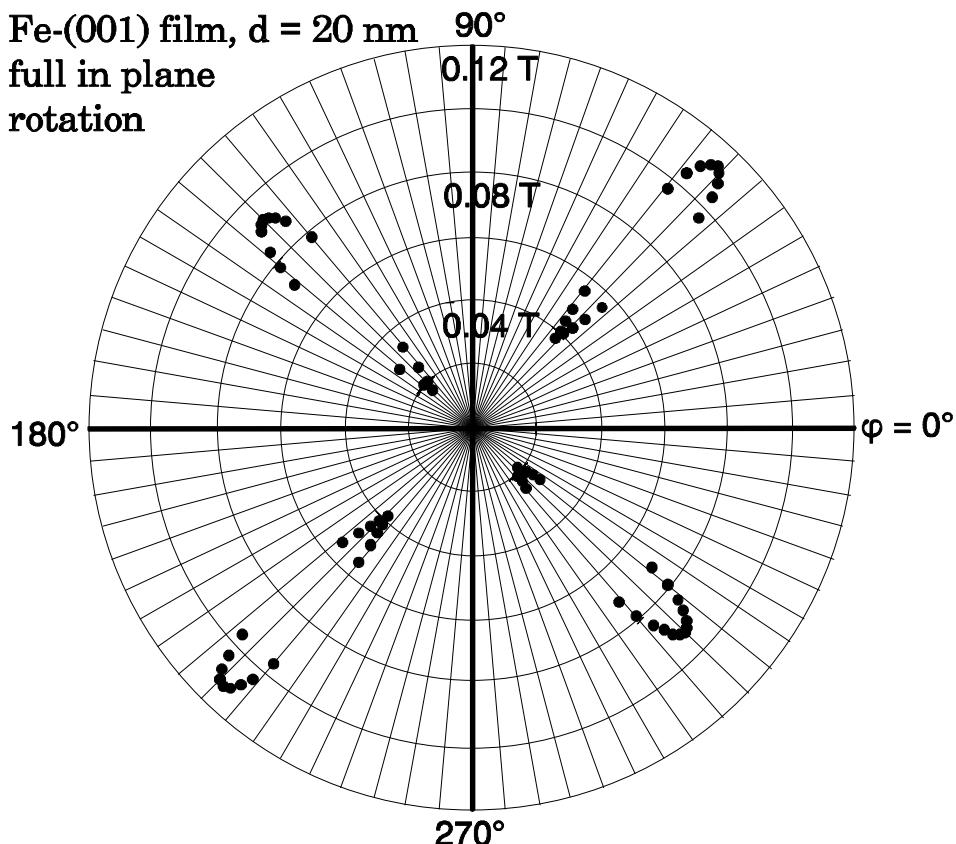


Abb. 7-4: Polardiagramm der winkelabhängigen FMR in der Ebene der Probe Fe-200b.

sonderheiten einer speziellen Probe wie Fe-200b beruhen, werden in Kapitel 8.3 und mittels der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.3 diskutiert. Anisotropiewerte, die mehr als eine Größenordnung kleiner als die Kristallanisotropie sind, können nur schwer aufgelöst werden und setzen zur Erhaltung der Aussagefähigkeit absolut gleiche Herstellungsbedingungen voraus.

Der obere Teil von Abb. 7-5 zeigt die Lage der Resonanzlinien für einen Winkelbereich des externen Magnetfeldes von  $\pm 10^\circ$  um die [110]-Orientierung der Probe Fe-200b. Die einzelnen Spektren wurden bei  $f = 9.21$  GHz startend bei  $j = 35^\circ$  in einer Auflösung von  $0.2^\circ$  aufgenommen. Ca.  $5^\circ$  vor der [110]-Orientierung treten zwei Resonanzlinien auf, deren Linienlagen sich bis  $j = 45^\circ$  auseinanderbewegen. Dies entspricht — abgesehen von dem oben besprochenen Beitrag der uniachsialen Anisotropie — dem Verhalten, wie es nach Kapitel 3.2.1 für einen dominanten Kristallanisotropieanteil zu erwarten ist. Die durchgezogenen Linien im oberen Teil von Abb. 7-5 beschreiben den theoretisch angepaßten Verlauf der Resonanzlinienlage unter Berücksichtigung der Resonanzbedingung (2.8) und (2.9), der freien Energie (3.12) und der winkelabhängigen Messungen außerhalb der Schichtebene (nächster Abschnitt). Die aus dieser Anpassung bestimmten magnetischen Parameter sind in Kapitel 7.3 ausführlich diskutiert und zu den Ergebnissen der anderen Einzelschichten in Relation gesetzt. Hier sei nur auf die hervorragende Übereinstimmung der Meßdaten mit den angepaßten Daten hingewiesen, was bei einer Anpassung von sechs unabhängigen Resonanzlinienlagen an fünf Parameter nicht selbstverständlich ist.

Der untere Teil von Abb. 7-5 stellt den Gleichgewichtswinkel  $F$  der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Orientierung des äußeren Magnetfeldes dar. Diese Gleichgewichtswinkel gehören jeweils zu den theoretisch bestimmten Resonanzlinienlagen im oberen Teil der Abbildung. Mit dieser Form der Darstellung kann man am besten die Aufspaltung in zwei Resonanzlinien und deren Verhalten erklären, da dieser Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung der Orientierung des effektiven internen Magnetfeldes entspricht, welches für die Erfüllung der Resonanzbedingung die entscheidende Größe ist. Bei einem Winkel des externen Magnetfeldes von ca.  $j = 40^\circ$  kommt es zu einer Aufspaltung in zwei Resonanzlinien mit einem Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung von  $F = 27^\circ$ . Für Winkel  $j > 40^\circ$  gehen die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung für die beiden beobachteten Resonanzlinienlagen auseinander. Für die Resonanz bei höheren Feldwerten folgt der Winkel  $F$  der Orientierung des äußeren Magnetfeldes bis er bei  $j = 45^\circ$  mit diesem übereinstimmt. Die zugehörigen Resonanzlinienlagen und Gleichgewichtswinkel sind daher im oberen und unteren Teil der Abb. 7-5 mit „M aligned“ gekennzeichnet, was zum Ausdruck bringen soll, daß das externe Magnetfeld groß genug ist, um die Magnetisierung aus der leichten [100]-Kristallorientierung her-

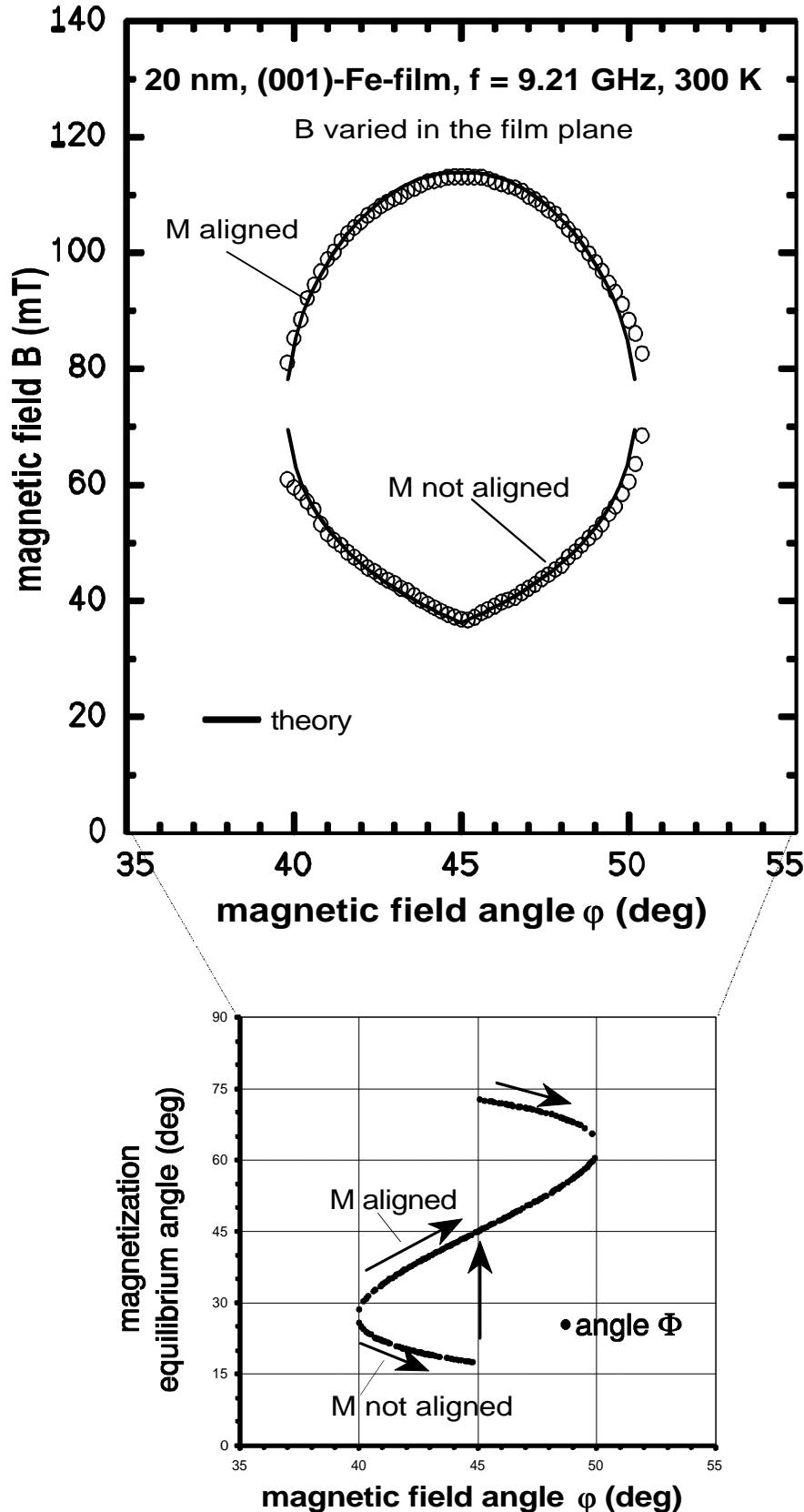


Abb. 7-5: Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage der Probe Fe-200b mit externem Magnetfeld in der Probenebene. Unten: Gleichgewichtsazimutwinkel  $\Phi$  der Magnetisierung

auszuziehen. Bei höheren Mikrowellenfrequenzen wird die Übereinstimmung zwischen der Richtung des externen Magnetfeldes  $B$  und des effektiven internen Magnetfeldes  $B_{eff}$  für den „M aligned“-Fall immer größer. Im K-Band von 18-22 GHz erreicht man schon eine weitgehende Deckung der beiden Azimutwinkel über große Winkelbereiche (vergleiche Kapitel 3.3.1 und 3.3.2). Eine weitere Erörterung des Einflusses der Mikrowellenfrequenz ist in Kapitel 7.5.2 gegeben.

Die relativ kleine Mikrowellenfrequenz im X-Band ermöglicht dafür aber die Existenz der zweiten Resonanzlinie bei tiefen Magnetfeldern in Abb. 7-5. Diese Resonanzlinien und die zugehörigen Gleichgewichtswinkel sind mit „M not aligned“ bezeichnet. Im unteren Teil der Abb. 7-5 wird deutlich, daß  $M$  in diesem Fall um ein  $B_{eff}$  präzidiert, das näher an der leichten Kristallrichtung der Probenebene liegt als an der Richtung von  $B$ . Geht man mit der Orientierung von  $B$  über  $j = 45^\circ$  hinaus, so richtet sich die Magnetisierung dieser „M not aligned“-Resonanz in Richtung der nächsten leichten Kristallrichtung aus, so daß man bei  $j = 45^\circ$  einen Sprung von etwa  $55^\circ$  im Gleichgewichtswinkel  $F$  erhält (in der Abbildung ist dieser Übergang durch Pfeile gekennzeichnet). Bei größer werdenden Mikrowellenfrequenzen wird die Orientierung entlang der leichten Richtungen noch ausgeprägter. Bei einer Mikrowellenfrequenz von  $f = 10.6$  GHz würde man bei gleichen magnetischen Parametern für  $j = 45^\circ$  einen Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung von  $0^\circ$  bzw.  $90^\circ$  erwarten und bei  $f = 11.4$  GHz kann diese zweite Resonanz bei tieferen Resonanzfeldern im gesamten Aufspaltungsbereich schon nicht mehr auftreten (siehe Abb. 3-4). Die gleichen Auswirkungen auf die Gleichgewichtswinkel ergeben sich folglich auch für eine Reduzierung der Fe-Schichtdicke (siehe Kapitel 9.2), da der Einfluß der Oberflächenanisotropie in ihrer ersten Ordnung auch nur einen konstanten Beitrag zur Resonanzbedingung in der Filmoberfläche liefert. Bei der hier abgebildeten dicken Schicht ist der Beitrag der Oberflächenanisotropiekonstanten  $2K_s/d_{Fe}$  gegenüber der Kristallanisotropiekonstanten  $K_I$  noch um eine Größenordnung kleiner und ist daher schwerer aus den Resonanzlinienlagen in der Probenebene abzuschätzen als bei dünnen Schichten.

Diese letzten beiden Aspekte werden auch in Abb. 7-6 deutlich, in der die Resonanzlinienlagen für eine winkelabhängige Messung in der Probenebene der 2 nm dicken Probe Fe-20 dargestellt sind. Man sieht sofort, daß im gesamten dargestellten Winkelbereich von  $0^\circ$  -  $90^\circ$  eine Resonanzlinie beobachtet werden kann, die nach der obigen Notation als „M aligned“-Resonanz bezeichnet werden müßte. Auch in diesem Diagramm sind die durchgezogenen Linien wieder die mittels der magnetischen Parameter angepaßten Resonanzlinienlagen. Durch die um eine Größenordnung kleinere Schichtdicke ist der Einfluß der Oberflächenanisotropie auf die Resonanzlinienlage, wie im letzten Absatz erwähnt, in der gleichen Größenordnung wie der Einfluß der Kristallanisotropie.

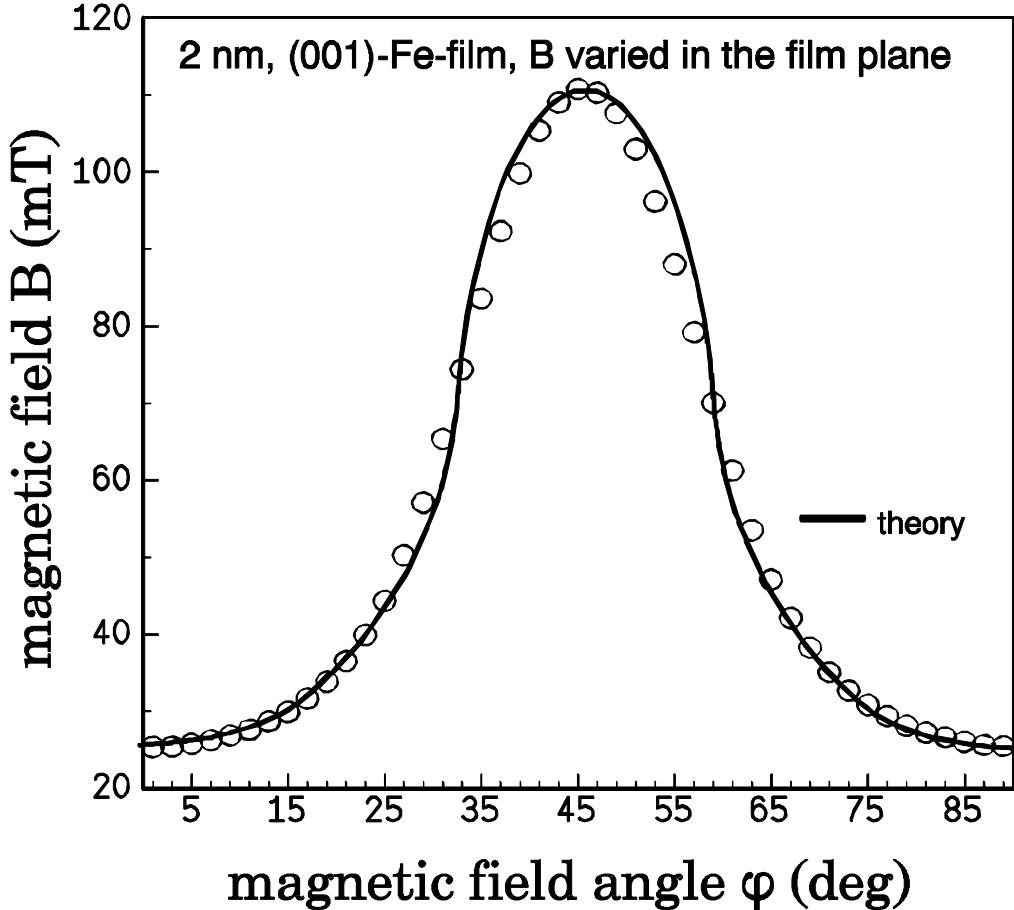


Abb. 7-6: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage der Probe Fe-20 mit externem Magnetfeld in der Probenebene.

Diese behält aber weiterhin den prägenden Einfluß für die vierzählige Symmetrie der Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage in der Probenebene. Der für  $K_1/M$  bestimmte Wert in Tabelle 6 (S.138) ist im Vergleich zu den dickeren Schichten ( $d_{Fe} > 3 \text{ nm}$ ) kleiner, was auf eine leicht reduzierte Magnetisierung und den Einfluß der zweiten Ordnung der Oberflächenanisotropie zurückzuführen ist (vergleiche Kapitel 3.2.2 und 10). Eine uniachsiale Anisotropie in der Probenebene war bei dieser Probe bei allen drei winkelabhängigen Messungen im Rahmen des Meßfehlers nicht mehr bestimmbar.

Es bleibt noch zu erwähnen, daß die Änderung der Resonanzlinienlagen in der Probenebene bezüglich der zweiten Ordnung der Kristallanisotropie zu klein ist, um aufgelöst werden zu können. Diese ist nur bei Messungen außerhalb der Probenebene bestimmbar und dort auch nur bei dicken Proben ( $> 4.0 \text{ nm}$ ), bei denen eine Resonanzlinie zu beobachten ist, bei der der Azimutwinkel von  $B_{eff}$  nicht mit dem des äußeren Magnetfeldes übereinstimmt. Eine Anpassung mit und ohne Berücksichtigung von  $K_2$  wird in den Abbildungen des nächsten Abschnittes diskutiert.

### 7.2.3 Winkelabhängig gemessene FMR-Spektren außerhalb der Probenebene

Von den zwei standardmäßig vorgenommenen FMR-Untersuchungen außerhalb der Schichtebene wird zunächst die winkelabhängige Meßreihe beschrieben, die bei allen Proben von der Schichtebene bis zur senkrechten Anordnung Resonanzlinien aufweist. Sie wird z.B. durch eine Variation des externen Magnetfeldes  $B$  in der  $(\bar{1}10)$ -Ebene wie in Abb. 7-3 b beschrieben. Als Startpunkt für diese Messung wurde immer die schwere Kristallrichtung in der Probenebene äquivalent zu [110] gewählt. In dieser Orientierung weisen nach dem letzten Abschnitt dickere Proben ( $> 2.5$  nm) zwei Resonanzlinien auf und dünnerne Proben nur eine. Obwohl die Orientierung senkrecht zur Probenebene [001] wieder eine leichte Richtung bezüglich der Kristallanisotropie darstellt, ist auf Grund des hohen Entmagnetisierungsfeldes einer dünnen Schicht (siehe Kapitel 3.1) eine Resonanzlinie bei hohen Magnetfeldern zu erwarten. Bei ausschließlicher Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfeldes kann dieses Resonanzfeld senkrecht zum Fe-Film bis zu 2.46 T betragen, wenn man den Literaturwert für die Magnetisierung von  $1.71 \cdot 10^{-6}$  A/m im Bulk-Eisen [Bozorth] benutzt.

Zur Erklärung der Resonanzlinienlagen einer solchen winkelabhängigen Meßreihe dient die Abb. 7-7. Sie stellt im oberen Teil die Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200b dar. Auf Grund des großen Winkelbereiches von  $90^\circ$  und der großen Resonanzfeldverschiebung von ca. 2.3 T wird der Bereich kurz vor der senkrechten Orientierung des externen Magnetfeldes für  $J = 2.5^\circ \rightarrow 0^\circ$  zusätzlich als Einschub vergrößert dargestellt. Die durchgezogenen Linien beschreiben wieder die angepaßten Resonanzlinienlagen. Die gestrichelte Linie für den Fall der „M not aligned“-Resonanz deutet die Fehlanpassung der Resonanzlinien ohne die Berücksichtigung der zweiten Ordnung der Kristallanisotropie an. Die Bestimmung dieser Größe ist daher nur für solche Proben möglich, bei denen die Schichtdicke ausreicht, um die Resonanzlinie bei tieferen Feldern noch beobachten zu können. D.h. bei Schichtdicken von unter 4.0 nm ist selbst eine Abschätzung für  $K_2$  nicht mehr möglich. Durch das Vorhandensein einer großen uniachsialen Anisotropie in der Probenebene bei dieser Probe Fe-200b (vergleiche letzter Abschnitt), ist eine sehr genaue Justierung der Drehachse für diese Messung möglich (Bestimmung des Startwertes in der Probenebene und des Endwertes senkrecht zur Schicht). Dies erlaubt bei dieser Probe eine genauere Bestimmung von  $K_2$  als für alle anderen Proben in dieser Arbeit. Die Ermittlung von  $K_2$  ist mit einem größeren Fehler behaftet (siehe Tabelle 6 S. 138).

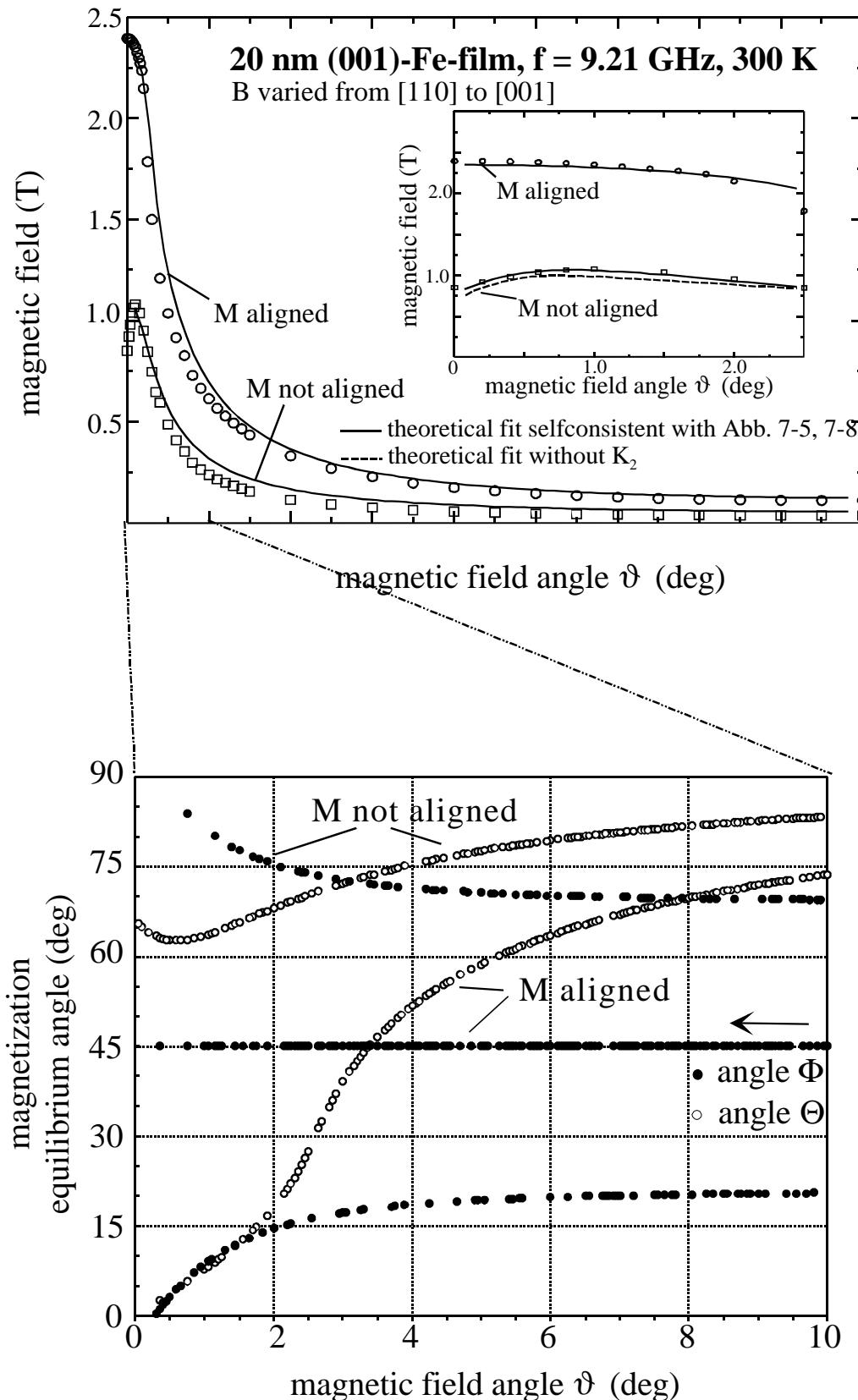


Abb. 7-7: Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200b. Das externe Magnetfeld wurde von der [110]-Richtung in die [001]-Richtung gedreht. Unten: Darstellung der Gleichgewichtswinkel  $\Phi$  und  $\Theta$  der Magnetisierung

Die Resonanzlinienlagen bei  $J = 90.0^\circ$  entsprechen denen der [110]-Orientierung der Untersuchungen in der Probenebene aus Abb. 7-5. Der Startwert ist gleichzeitig auch die schwere Richtung der uniachsialen Anisotropie. Geht man zu kleineren Werten des Winkels  $J$  verschieben sich beide Linienlagen zu höheren Feldwerten (oberer Teil von Abb. 7-7), was, wie schon erwähnt, an dem großen Entmagnetisierungsfeld eines Fe-Films liegt. Man erkennt deutlich am Gleichgewichtswinkel  $Q$  der Magnetisierung im unteren Teil der Abb. 7-7, daß für beide Resonanzlinien die Magnetisierung lange Zeit nahe der Probenebene verbleibt und für die „M not aligned“-Resonanz nie die senkrechte Orientierung erreicht. So kommt auch der große Unterschied in den Resonanzfeldstärken nahe der senkrechten Orientierung von über 1.3 T zustande. Für die senkrechte Orientierung des externen Magnetfeldes  $B$  ( $J = 0.0^\circ$ ) ist die „M not aligned“-Resonanzlinie nicht mehr definiert, da dann keine Feldkomponente von  $B$  in der Ebene existiert, die eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang einer leichten Richtung in der Probenebene favorisiert. Das Verhalten der Signalamplitude wird an Hand der Abb. 7-8 im Rahmen des dritten Typs winkelabhängiger Untersuchungen erläutert.

Aus dem Einschub in Abb. 7-7 geht hervor, daß die Resonanzlinie bei niedrigeren Feldern ihre maximale Feldstärke schon vor der senkrechten Orientierung von  $B$  bei  $J = 0.9^\circ$  erreicht und spiegelt sich auch in der Lage der Gleichgewichtswinkel wider. Dies geht auch schon aus der in Abb. 3-5 eingezeichneten Höhenlinie bei 10 GHz hervor und hat die wesentliche Ursache in der Tatsache, daß diese winkelabhängige Messung über die schwerste Kristallrichtung [111] des bcc-Eisens führt. Dieser Effekt wird durch die Lage der uniachsialen Anisotropie  $K_u$  in der Drehebene der winkelabhängigen Untersuchung noch verstärkt. Der Azimutwinkel von  $M$ , der zu der „M not aligned“-Resonanz gehört, erreicht ausgehend von ca.  $F = 17^\circ$ , wenn sich  $B$  in der Ebene befindet, schon vor der senkrechten Orientierung von  $B$  den Wert  $F = 0^\circ$ . Daß in der unteren Hälfte von Abb. 7-7 der Azimutwinkel  $F$  für den „M not aligned“-Fall für zwei energetisch äquivalente Richtungen eingetragen ist, liegt an der Tatsache, daß zur Anpassung der Ergebnisse exakt  $j = 45.0^\circ$  eingesetzt worden ist. Ist der Wert von  $j$  etwas größer oder kleiner als  $45^\circ$  erhält man nur noch die entsprechend näher gelegene Lösung für  $F$ . Mit Hilfe des in Kapitel 4.1 erwähnten Zweiachsengoniometerkopfes kann gewährleistet werden, daß der Startwert für die winkelabhängige Untersuchung in diesem Fall tatsächlich in der schweren Richtung der Probenebene liegt. Die Probe wird hierzu zunächst mit dem externen Feld parallel zur Schicht in die schwere Richtung der Probenebene gedreht. Die Resonanzfelder werden dabei mit denen aus der Messung in der Probenebene verglichen. Erst danach wird die Meßreihe aus der Probenebene heraus gestartet.

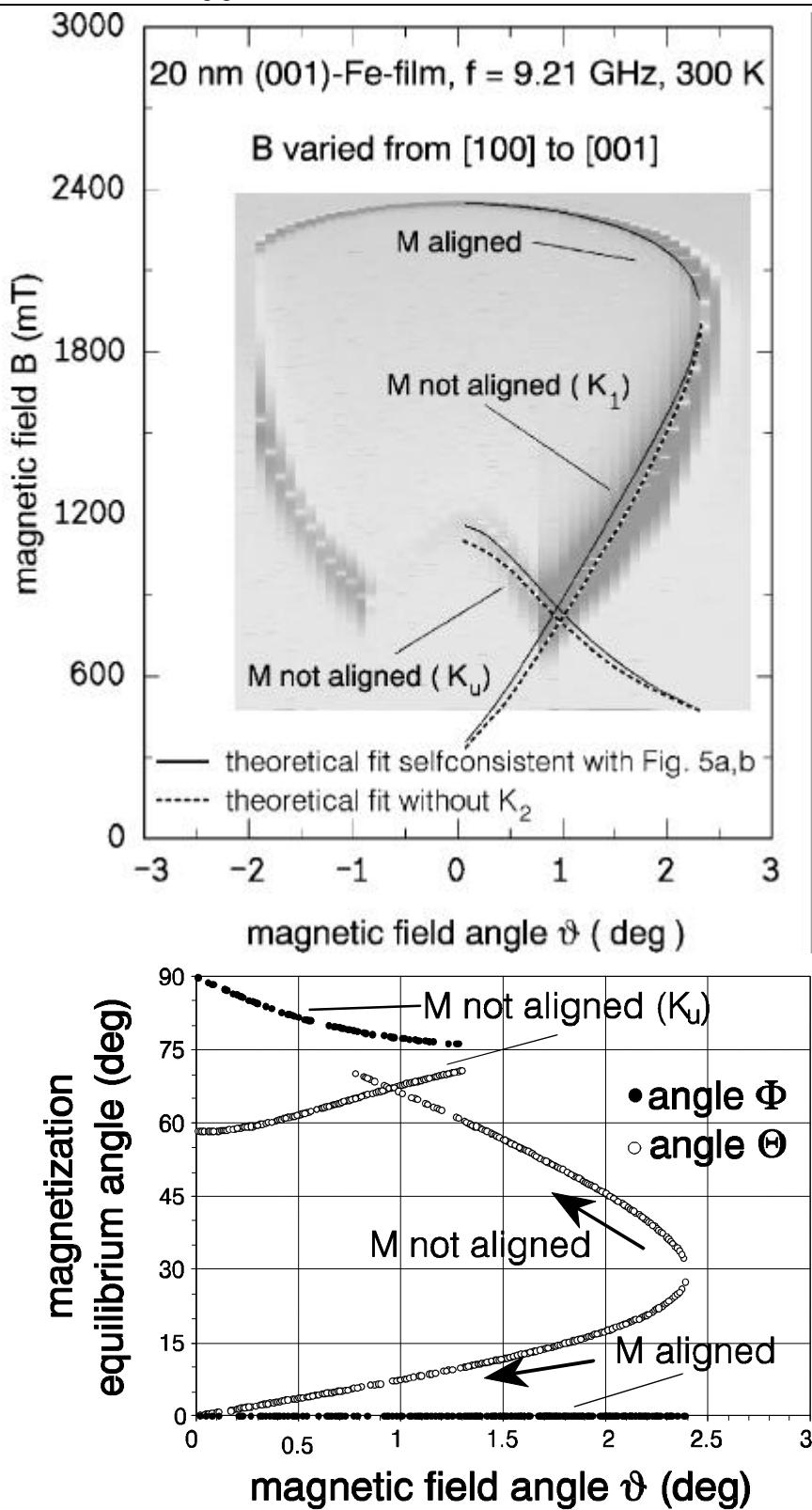


Abb. 7-8: Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200b mit externem Magnetfeld aus der Probenebene [100] in die senkrechte Orientierung [001] gedreht. Graustufen entsprechen der Signalamplitude (schwarz = maximale Amplitude). Fig. 5a,b  $\equiv$  Abb. 7-5 und 7-7 in der Arbeit. Unten: Darstellung der Gleichgewichtswinkel  $\Phi$  und  $\Theta$  der Magnetisierung

Dünne Schichten zeigen bei diesem Typ der winkelabhängigen Messung aus der schweren Richtung in der Probenebene in die senkrechte Orientierung kein stark abweichendes Verhalten für die „M aligned“-Resonanzlinie. Bei diesen Schichten ist der Azimutwinkel der Magnetisierung identisch mit dem des externen Magnetfeldes und der Polarwinkel verhält sich analog zu dem dicker Schichten. Der Resonanzfeldwert in der parallelen Orientierung ist durch die Oberflächenanisotropie größer als bei dicken Schichten und der Feldwert für die senkrechte Orientierung ist aus dem gleichen Grund kleiner. Das genaue Verhalten in Abhängigkeit von der Schichtdicke, sowohl in der Schichtebene als auch in der senkrechten Orientierung, wird an Hand der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.2 behandelt. Wie schon im letzten Abschnitt über die FMR-Untersuchungen in der Probenebene erwähnt, entfällt wegen des großen Oberflächenanisotropiebeitrages die zweite „M not aligned“-Resonanzlinie bei niedrigeren Feldwerten.

Die Ergebnisse des dritten und letzten Typs winkelabhängiger FMR-Meßreihen werden in der Abb. 7-8 an Probe Fe-200b beschrieben. Das externe Magnetfeld  $B$  wird bei dieser winkelabhängigen Untersuchung in der (100)-Ebene variiert (vergleiche Abb. 7-3 c). Die spezielle Darstellung der FMR-Spektren als Graustufenbild dient dazu, die Winkelabhängigkeit der Signalamplitude zu verdeutlichen. Dazu wurde die Amplitudendarstellung des FMR-Meßsignals (vergleiche Abb. 7-2) gewählt. Die Grauskala ist dabei so gewählt, daß geringe Amplituden hell abgebildet werden und hohe Amplituden dunkel. Da es in dieser Erläuterung nur um die Verdeutlichung der relativen Amplitudenänderung geht, ist eine Angabe von expliziten Amplitudenwerten nicht erforderlich.

Man sieht sofort, daß Resonanzlinien nur sehr nahe der senkrechten Orientierung beobachtet werden können (Abb. 7-8), wie dies nach der berechneten Höhenlinie für 10 GHz aus Abb. 3-6 zu erwarten war. Die Lage der Resonanzen sehr nahe bei der senkrechten Orientierung von  $B$  für die „M aligned“-Resonanz (2.4 T) und für die „M not aligned“-Resonanz (1.1 T) wird wieder durch die Formanisotropie geprägt (analog zu Abb. 7-7). Das Auftreten der zwei Resonanzen erst ca.  $2.5^\circ$  vor der senkrechten Orientierung ist auf die Dominanz der Kristallanisotropie gegenüber der Oberflächenanisotropie bei dicken Schichten, wie schon an Abb. 7-5 und Abb. 7-7 erklärt, zurückzuführen. Die beiden auftretenden Resonanzen sind zunächst im Bereich von  $J = 2.4^\circ - 0.9^\circ$  etwa gleich stark angeregt. Während die Resonanz bei hohen Feldwerten bis zur senkrechten Anordnung im Resonanzfeld weiter ansteigt und die Intensität in etwa beibehält, kommt es ab  $J = 0.9^\circ$  in der unteren Resonanz („M not aligned“) zu einem plötzlichen Wiederanstieg der Linienlage zur senkrechten Orientierung hin. Auffallend dabei ist die auf etwa ein Drittel reduzierte Signalamplitude. Dieses Verhalten der „M not aligned“-Resonanzlinienlagen läßt sich auf den Einfluß der bei dieser Probe stark ausgeprägten uniachsialen Anisotropie in der Schichtebene erklären (siehe nächster Absatz). Die

durchgezogenen Linien beschreiben wieder die aus den selbstkonsistent angepaßten magnetischen Parametern bestimmten theoretischen Resonanzlinienlagen.

Die gestrichelte Linie zeigt wie in Abb. 7-7 die theoretischen Resonanzlinienlagen unter Vernachlässigung des Kristallanisotropieterms zweiter Ordnung. Betrachtet man die gestrichelten Linien in Abb. 7-7 und Abb. 7-8, so erkennt man, daß eine Anpassung der magnetischen Parameter rein aus den Messungen in der Probenebene - wie in Kapitel 7.2.2 beschrieben - nicht ausreicht, um die magnetischen Eigenschaften der dicken Proben möglichst exakt zu beschreiben. Erst eine Berücksichtigung der zweiten Ordnung der Kristallanisotropie ermöglicht eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und gemessenen Resonanzlinienlagen in allen drei winkelabhängigen Messungen. Eine Änderung von  $K_1$  hat in der Probenebene — wie gezeigt — einen großen Effekt, während der Einfluß von  $K_2$  dort keine Rolle spielt. Eine optimale Anpassung an die gefundenen Resonanzlinienlagen um die senkrechten Anordnung herum ist unter Berücksichtigung der Werte aus den Messungen in der Probenebene nur dann möglich, wenn  $K_2$  berücksichtigt wird. Im Verhältnis zu den Einflüssen der anderen Anisotropieparameter auf die Resonanzlinienlage ist der Effekt von  $K_2$  klein. Berücksichtigt man dieses und die Tatsache, daß eine Fehlorientierung der Drehachse um  $0.5^\circ$  für die beiden winkelabhängigen Messungen aus der Probenebene heraus einen Effekt in der Verschiebung der Resonanzlinienlage hervorruft, der etwa in der gleichen Größenordnung liegt, kann  $K_2$  nur mit einem großen Fehler abgeschätzt werden. Für die hier als Beispiel dargestellte Probe Fe-200b ist der Effekt von  $K_2$  auf die Resonanzlinienlage besonders groß und gut zu bestimmen, da auf Grund der uniachsialen Anisotropie in der Probenebene die exakte Orientierung der Probe im Resonator etwas einfacher war. Bei dieser Probe ist es praktisch auszuschließen, daß beide Drehachsen für die winkelabhängigen Messungen aus Abb. 7-7 und Abb. 7-8 genau in die gleiche Richtung verkippt sind.

Der untere Teil der Abb. 7-8 zeigt die Orientierung der Gleichgewichtsmagnetisierung der jeweiligen Resonanzlinienlagen bezüglich der Ausrichtung des externen Magnetfeldes  $B$ . Mit Hilfe dieses Diagramms kann das Verhalten der FMR-Spektren im oberen Teil bezüglich Linienlage und Form verstanden werden.

Die komplexe Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen vom äußeren Magnetfeld schlägt sich auch im Verhalten der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung nieder. Für den Bereich von  $J = 2.4^\circ - 0.9^\circ$  liegt der Azimutwinkel  $F$  von  $M$  für beide auftretenden Resonanzlinien in der Probenebene in der Richtung des äußeren Magnetfeldes entlang der leichten [100]-Orientierung. In diesem Winkelbereich von  $J$  unterscheiden sich die mit „M aligned“ und „M not aligned“ bezeichneten Resonanzlinienlagen nur durch die Orientierung der Gleichgewichtsmagnetisierung zur Probenebene. Der Polarwinkel  $Q$  läuft für die beiden Resonanzen ausgehend von ca.  $29^\circ$  auseinander. Dies

stimmt mit dem Wert überein, den man in etwa von den Beiträgen der Form- und Oberflächenanisotropie erwarten würde. Der Einfluß der Kristallanisotropie wirkt sich im wesentlichen erst auf die „M not aligned“-Resonanz oberhalb von  $J = 0.9^\circ$  aus. Während sich für die „M aligned“-Resonanz die beiden Polarwinkel  $Q$  und  $J$  bis zur senkrechten Orientierung immer weiter angleichen, nimmt der Polarwinkel der Gleichgewichtsmagnetisierung für den „M not aligned“-Fall bis  $J = 0.9^\circ$  immer weiter ab, bis er mit  $Q = 65^\circ$  wieder näher an der Probenebene liegt. An der Stelle, wo in der Darstellung der FMR-Spektren (Abb. 7-8 oben) die Linienlage der „M not aligned“-Resonanz wieder ansteigt, beobachtet man in der Abbildung der Gleichgewichtswinkel (Abb. 7-8 unten) den Schnittpunkt zweier möglicher Lösungen des polaren Gleichgewichtswinkels, deren Größe jeweils durch den Einfluß der Kristallanisotropie bzw. der uniachsialen Anisotropie geprägt wird (siehe Markierungen). Für Winkel von  $J = 0.9^\circ - 0.0^\circ$  wird im FMR-Spektrum nur die von  $K_u$  beeinflußte Resonanz beobachtet. Sie ist trotz des höheren Resonanzfeldes auf Grund ihrer Winkelorientierung näher zum äußeren Magnetfeld energetisch günstiger. Dadurch, daß die Ausrichtung — projiziert auf die Probenebene — für diese „M not aligned“-Resonanz von der leichten Kristallrichtung in der Probenebene abweicht, ist die Amplitude der Resonanz in diesem Winkelbereich schlagartig um etwa zwei Drittel geringer, was auf die nicht mehr senkrechte Orientierung des Mikrowellenanregungsfeldes zur Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung zurückgeht (Vergleiche Kapitel 5.2 und 5.3.1).

Neben dieser eben beschriebenen Amplitudenänderung verdeutlicht der obere Teil von Abb. 7-8, daß die Linienintensität der „M not aligned“-Mode nahe der senkrechten Orientierung von  $B$  immer schwächer wird und für  $J = 0.0^\circ$  praktisch verschwindet. Dies kann durch die Tatsache erklärt werden, daß die Komponente von  $B$  in der Filmebene verschwindet. Somit gibt es für die Magnetisierung in der Probenebene keine ausgezeichnete Richtung mehr, da dort dann nur noch mehrachsige Anisotropien vorhanden sind. Daß die Intensitäten der Resonanzen für den „M not aligned“-Fall nicht symmetrisch zur senkrechten Orientierung von  $B$  sind, liegt wiederum an der nicht senkrecht zum Mikrowellenfeld verlaufenden Gleichgewichtsmagnetisierung. Nach der senkrechten Orientierung muß zunächst einmal eine genügend große Feldkomponente in der Probenebene vorhanden sein, so daß sich alle Spins entlang der neuen Vorzugsrichtung in der Probenebene reorientieren können. Die Resonanz bei hohen Magnetfeldern bleibt dagegen über den abgebildeten Meßbereich etwa gleichstark angeregt und wird von ihrer Linienbreite her zur senkrechten Anordnung hin nur immer schärfer. Sie erreicht eine minimale Linienbreite von 1.7 mT. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß das externe Magnetfeld größer als das Entmagnetisierungsfeld ist und durch den geringen Beitrag der Oberflächenanisotropie alle magnetischen Momente parallel zu  $B$  stehen. Dieser

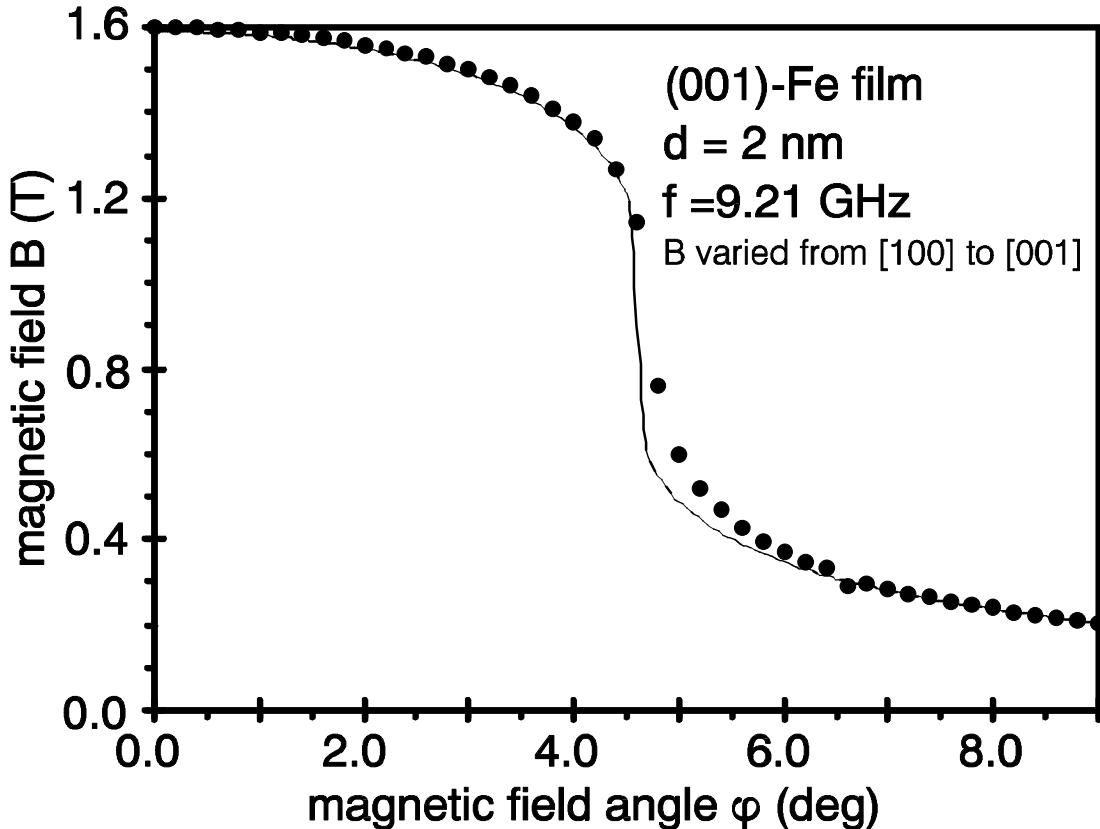


Abb. 7-9: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe20 mit externem Magnetfeld aus der Probenebene [100] in die senkrechte Orientierung [001] gedreht.

spezielle Wert 1.7 mT der Probe Fe-200b ist für Schichten vergleichbarer Dicke eher groß ( $DB_{Fe200c} = 1.4\text{mT}$ ). Da die Schicht lateral in den magnetischen Parametern nicht homogen ist, wird auf diese speziellen Linienbreiteneffekte erst im Abschnitt 7.5.1 über ortsaufgelöste FMR-Untersuchungen explizit eingegangen. Die Linienverbreiterung für den „M not aligned“-Fall beruht gerade auf dem gegenteiligen Effekt. Sie kann durch die starke Winkelabhängigkeit der Linienlage von den Anisotropiebeiträgen in der Filmebene und die lateralen Inhomogenitäten der magnetischen Parameter (Kapitel 7.5.1) erklärt werden.

Als Beispiel für einen dünnen Fe-Film ist für diesen Typ winkelabhängiger FMR-Messungen wieder die Probe Fe-20 mit  $d_{Fe} = 2.0\text{ nm}$  ausgewählt worden. Aus Abb. 7-9 geht hervor, daß das winkelabhängige Verhalten der Resonanzlinienlagen von dünnen Fe-Filmen (mit großem Einfluß der Oberflächenanisotropie) erheblich von dem dickeren Schichten abweicht. Wie schon in den vorangegangenen winkelabhängigen Meßreihen zeigt die Probe Fe-20 auch hier nur eine Resonanzlinie. Diese Resonanz tritt dafür über den gesamten Meßbereich vom Start in der Probenebene entlang [100] bis zur senkrechten Orientierung entlang [001] auf. Die Abb. 7-9 beschränkt sich auf den Bereich von  $8^\circ$  vor der senkrechten Orientierung, da hier die für die Anpassung der magneti-

schen Parameter relevanten Änderungen in der Resonanzlinienlage auftreten. Für Werte von  $\vartheta$  größer als  $8^\circ$  nähert sich die Resonanzlinienlage asymptotisch der Linienlage der leichten Richtung in der Probenebene (vergleiche Abb. 7-6). Man erkennt das deutlich gegenüber dem dicken Fe-Film reduzierte Resonanzfeld in der senkrechten Anordnung. Dies geht im wesentlichen auf den Einfluß der Oberflächenanisotropie zurück. Die Probe ist mit immerhin 14 ML noch so dick, daß die Reduzierung des Entmagnetisierungsfeldes — wie in Kapitel 3.1 und [Heinrich1] beschrieben — im Vergleich zur Oberflächenanisotropie nur einen kleinen Einfluß auf die Resonanzlinienlage hat. Die detaillierte Diskussion der bestimmten magnetischen Parameter folgt im nächsten Abschnitt.

Die schlechtere Anpassung der theoretischen Kurve (durchgezogene Linie in Abb. 7-9) an die gemessenen Resonanzlinienlagen im Bereich von  $J = 4.5^\circ - 5.5^\circ$  resultiert aus der schwierigen Bestimmung der Resonanzlinienlage in diesem Bereich. Die Probe Fe-20 liegt nämlich mit ihrem leicht reduzierten Kristallanisotropiefeld von  $K_1/M = 24.8$  mT (Einfluß der Oberflächenanisotropie 2. Ordnung) und der Schichtdicke von 2.0 nm (Einfluß der Oberflächenanisotropie 1. Ordnung) genau in dem Bereich, der die Anregung von drei Resonanzlinien in diesem Meßbereich ermöglicht. Der Verlauf der angepaßten Resonanzlinienlagen deutet bereits die Form eines umgedrehten „S“ an.

### 7.3 Aus den winkelabhängigen Untersuchungen bestimmte magnetische Eigenschaften

Aus der Beschreibung und der Diskussion der drei winkelabhängigen FMR-Untersuchungen im letzten Abschnitt 7.2 geht hervor, daß alle magnetischen Anisotropiebeiträge unterschiedliche Einflüsse auf die winkelabhängige Resonanzlinienlage der untersuchten Fe-Filme haben. An allen Fe-Einzelfilmen sind alle drei winkelabhängigen Messungen durchgeführt worden, wobei die zwei Meßreihen aus der Probenebene heraus nur für die Abschätzung der Kristallanisotropie zweiter Ordnung an dickeren Schichten ( $d_{Fe} > 5.0$  nm) erforderlich sind. Bei den dünnen Schichten dient die zweite Meßreihe aus der Probenebene heraus nur zur Überprüfung der gefundenen magnetischen Parameter, da für Proben dieser Schichtdicken keine zusätzlichen „not aligned“-Resonanzen für die Auswertung zur Verfügung stehen. Durch diese zweite Meßreihe wird der Einfluß von Justierfehlern, der — wie im letzten Abschnitt besprochen — gerade für die Meßreihen außerhalb der Probenebene relevant ist, deutlich reduziert.

Als eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Diskussion der winkelabhängigen Untersuchungen muß der starke schichtdickenabhängige Einfluß der Oberflächenanisotropie auf das Verhalten der FMR-Absorption im X-Band gesehen werden. Je nach Schichtdicke verschwindet die „not aligned“-Anregung bei dünnen Filmen. Nach Kapitel 3.3.1 kann der Beitrag der Oberflächenanisotropie und des Entmagnetisierungsfeldes für ei-

nen einzelnen Fe-Film nicht voneinander getrennt werden. Daher sind in Tabelle 6 zunächst die effektiv bestimmbaren Anisotropiegrößen für die einzelnen Fe-Proben zusammengefaßt. Diese Anisotropiekonstanten sind zweckmäßigerweise hier in Form von Magnetfeldwerten angegeben (vergleiche (3.14)), da der variable Parameter bei der Aufnahme eines FMR-Spektrums das externe Magnetfeld ist (vergleiche Kapitel 2). Nach (3.13) kann man dann ein effektives senkrecht Anisotropiefeld einführen, das hier der besseren Übersicht wegen noch einmal aufgeführt ist:

$$B_{\perp eff} = \mu_0 M - \frac{4K_s}{M d} \quad (7.1)$$

Für Bulk-Eisen ist der Beitrag der Oberflächenanisotropie zu  $B_{\perp eff}$  wegen des fehlenden Schichtcharakters nicht relevant (siehe Kapitel 3.1 und 3.2.2). Für dünne Schichten geht aus (7.1) hervor, daß das senkrechte Anisotropiefeld aufgetragen gegen die reziproke Dicke der jeweiligen Fe-Filme eine Gerade ergibt, aus deren Achsenabschnitt man die Magnetisierung bestimmen kann und aus deren Steigung sich die Oberflächenanisotropie ergibt. Die Überprüfung dieses Zusammenhangs an den Einzelschichten unterschiedlicher Dicke wird erst zusammen mit den magnetischen Parametern der Fe-Keilschichten Kapitel 10 durchgeführt und diskutiert, da sich für dünnere Fe-Schichten ( $d_{Fe} < 3.0$  nm) neben dem schichtdickenabhängigen Beitrag des Entmagnetisierungsfeldes (vergleiche Kapitel 3.2.2 und [Heinrich1]) eine Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung zeigt, die zu einem Abweichen von dem eben beschriebenen linearen Verhalten von  $B_{\perp eff}$  bezüglich  $1/d_{Fe}$  führt.

Ein Einsetzen des Literaturwertes für  $M = 1.71 \cdot 10^6$  A/m [Landolt] in den ersten Term in (7.1) ergibt einen Wert für das Entmagnetisierungsfeld  $\mu_0 M = 2.154$  T. Die Literaturangaben für die Oberflächenanisotropie von Fe/Ag-Grenzschichten hängen stark von den Präparationsbedingungen und dem untersuchten Schichtdickenbereich ab. Der kleinste Wert für diese Grenzfläche ist in [Gradmann] mit  $K_s = 0.55 \cdot 10^{-3}$  J/m<sup>2</sup> gegeben (Silber auf Fe-whisker). Größere Werte findet man in [Heinrich1] mit  $K_s = 0.89 \cdot 10^{-3}$  J/m<sup>2</sup> (Ag-Einkristall als Substrat mit 7 ML Eisen und Ag-Deckschicht). Legt man den kleinen Wert für  $K_s$  zugrunde, ergibt sich für den zweiten Term in (7.1) ein oberflächeninduziertes Anisotropiefeld von  $(4 \cdot K_s) / (M \cdot d_{Fe}) = 0.064$  T für den dicksten Fe-Film ( $d_{Fe} = 20.0$  nm) und entsprechend 0.64 T für den dünnen Fe-Film ( $d_{Fe} = 2.0$  nm). Diese beiden Werte verdeutlichen den nur sehr geringen Einfluß der Oberflächenanisotropie für dicke Filme und den erheblichen Einfluß für dünne Filme. Eine detaillierte Diskussion des Oberflächenanisotropiebeitrages ist in Kapitel 9 und 10 zu finden.

Tabelle 6: Aus den winkelabhängigen Parametern bestimmte magnetische Parameter der Fe-Einzelschichten

Probe	g-Faktor	$B_{\perp eff}$ (T)	$\frac{K_1}{M}$ (mT)	$\frac{K_2}{M}$ (mT)	$\frac{K_u}{M}$ (mT)
Bulk-Eisen	2.088*	2.15**	26.5-28.2***	7.02***	-
Fe-200a	2.09	2.05	27.2	-	1
Keim:	2.08	1.94	22.5	-	8
Fe-200b	2.08	2.059	28.0	8.2	5.92
Fe-200c	2.08	2.063	27.6	7.1	-
Fe-100	2.09	1.999	27.6	7	-
Fe-50a	2.08	1.855	27.6	-	-
Fe-50b	2.08	1.822	27.7	-	0.4
Fe-40	2.08	1.778	27.6	-	-
Fe-25	2.08	1.521	24.8	-	-
Fe-20	2.09	1.331	23.6	-	-

\* [Frait1], \*\* nur  $\mu_0 M$  aus [Landolt], \*\*\*  $K_1$ ,  $K_2$  und  $M$  aus [Landolt]

Als auffallendes Einzelergebnis für  $B_{\perp eff}$  wird an dieser Stelle nur das unterschiedliche Verhalten der beiden Fe-Filme der Probe Fe-200a behandelt. Aus Tabelle 5 (S.120) geht hervor, daß die Keimschicht dieser Probe alter Herstellungsart in Jülich mit 10 nm nur halb so dünn ist wie die eigentlich beabsichtigte Schicht auf dem Ag-Puffer. Dies hat zur Folge, daß beide Schichten zu den jeweiligen FMR-Spektren beitragen. Durch die unterschiedliche Dicke und das im folgenden beschriebene abweichende Anisotropieverhalten sind die Anteile beider Schichten am FMR-Signal eindeutig voneinander zu trennen. Während der  $B_{\perp eff}$ -Wert der 20 nm Schicht dieser Probe nur sehr wenig von den Werten der ebenfalls 20 nm dicken Fe-Filmen der Proben Fe200-b und -c abweicht, liegt der  $B_{\perp eff}$ -Wert für die 10 nm dicke Keimschicht etwa 50 mT unter dem Wert des gleich dicken Fe-Films der Probe Fe-100. Dieser reduzierte Wert für die Keimschicht erklärt sich durch die Änderung der effektiven Oberflächenanisotropie. Die Keimschicht hat an ihrer Unter- und Oberseite unterschiedliche Grenzschichten. Setzt man für die Unterseite den aus [Prinz] bekannten Wert für die Oberflächenanisotropie von Eisen auf Galliumarsenid  $K_s = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$  an und benutzt einen leicht reduzierten Wert für die

Sättigungsmagnetisierung ( $M = 1.7 \cdot 10^6$  A/m vergleiche Tabelle 7 S.183), ergibt sich ein theoretischer Wert von

$$B_{\perp eff(Keim)} = m_0 M - \frac{2}{d_{Fe} M} (K_{s(GaAs)} + K_{s(Ag)}) \cong 1.91 \text{ T}.$$

Der gemessene Feldwert der Keimschicht ist mit 1.94 T etwas weniger reduziert, was aber bei den nicht optimalen Oberflächenbedingungen der Keimschicht und damit einem kleineren  $K_s$ -Wert zu erwarten ist (vergleiche Kapitel 3.2.2 und [Chappert]).

Die Keimschicht der Probe Fe-200a zeigt auch eine uniachsiale Anisotropie entlang einer zu [110] äquivalenten Orientierung in der Probenebene. Dies Verhalten ist ebenfalls nach [Prinz1] für einen Fe-Film auf GaAs zu erwarten. Der Wert für das Kristallanisotropiefeld für diese Keimschicht ist mit 22.5 mT um mehr als 17 % gegenüber dem 20 nm Fe-Film reduziert. In Zusammenhang mit der doppelt so großen Linienbreite (8 mT Keimschicht, 4 mT Fe-Film) in der Probenebene bestätigt dies, daß bei dem alten Herstellungsverfahren die dicke Keimschicht nur bedingt einkristallin aufwächst und daß erst durch den getemperten Ag-Puffer die in Kapitel 6 beschriebenen guten Voraussetzungen für möglichst homogene einkristalline Fe-Filme gegeben werden. Um auf dem GaAs-Substrat bessere einkristalline Filme zu erzeugen, sind Herstellungsbedingungen wie in [Prinz2] notwendig. Der 20 nm Fe-Film der Probe Fe-200a auf dem Ag-Puffer weist ein Kristallanisotropiefeld im Bereich der Literaturwerte auf.

Der Kristallanisotropiefeldwert der dicken Fe-Filme ( $d_{Fe} \geq 4$  nm), die nach dem neuen Jülicher Herstellungsverfahren gefertigt worden sind, ist im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant bei 27.6 mT. Eine Reduzierung des Wertes für  $K_I/M$  mit der Schichtdicke wie er nach [Heinrich4] für dünne Fe-Filme auf Ag-Einkristallsubstraten bestimmt worden ist

$$\frac{2K_I}{M} = \left[ 0.55 - \frac{2.5}{ML} \right] (10^{-1} \text{ T}), \quad (7.2)$$

kann bei den hier untersuchten Proben erst ab einer Schichtdicke von 3 nm oder 21 ML festgestellt werden. Die in den Übersichtsartikeln [Heinrich1] zu der Abhängigkeit in (7.2) untersuchten Fe-Filme haben allerdings eine maximale Dicke von 21 ML. Bis zu dieser Schichtdicke (3 nm) zeigen auch die hier untersuchten Proben auf dem Ag-Puffersystem ein reduziertes Kristallanisotropiefeld (siehe auch Kapitel 9.2.1 und 10). Die Autoren in [Heinrich1] führen diese Abnahme des Kristallanisotropiefeldes auf eine tetragonale Verzerrung des Filmes zurück, die man neben einem zusätzlichen uniachsialen Anisotropiebeitrag senkrecht zur Schicht durch die folgende Ergänzung der freien Energie der Kristallanisotropie beschreiben kann

$$F_{\text{tetra.}} = K_1 (\mathbf{a}_1^2 \mathbf{a}_2^2 + \mathbf{a}_2^2 \mathbf{a}_3^2 + \mathbf{a}_3^2 \mathbf{a}_1^2) + (K_{1\perp} - K_1) \mathbf{a}_3^4. \quad (7.3)$$

Die Kristallanisotropiekonstante  $K_I$  wird in der Literatur bei tetragonal verzerrten Proben auch häufig mit  $K_{I//}$  bezeichnet, da sie mit der winkelabhängigen FMR-Messung in der Probenebene weiterhin bestimmt werden kann. Der erste Term in (7.3) entspricht der kubischen Kristallanisotropie aus (3.6). Der zweite Term der Gleichung gibt den zusätzlichen Anteil der tetragonalen Verzerrung wider und verdeutlicht, daß, wenn  $K_{1\perp}$  gleich  $K_I$  ist, die tetragonale Verzerrung aufgehoben ist. In [Heinrich1] wird nun begründet, daß durch das epitaktische Aufwachsen des Eisens auf dem Silber eine mit der Schichtdicke relaxierende tetragonale Verzerrung entsteht. Es kann dabei aber nicht erklärt werden, warum die Gleichung (7.2) bei ihren Proben für unterschiedliche Bedeckungen (Ag, Au, Ni, Cu, Pd) ihres Fe-Films gleich bleibt, obwohl nur Silber und Gold eine zum (001)-Fe-Film gut passende Kristallstruktur aufweisen. Weiterhin kann in [Heinrich1] die zu einer tetragonalen Verzerrung gehörende vierzählige Anisotropie senkrecht zur Schicht ( $\propto \sin^4 \Theta$ ) zahlenmäßig nicht angeben werden, da die Linienlagen der FMR gerade bei Mikrowellenfrequenzen oberhalb des X-Bandes und bei dünnen Schichtdicken auf Grund der fehlenden zweiten Resonanz bei tieferen Feldern („not aligned“) nicht sehr empfindlich auf diese Anisotropie reagieren. Untersuchungen an mit Eisenionen implantierten 20, 10 und 5 nm Fe-Filmen auf dem Jülicher Ag-Puffersystem haben gezeigt, daß man eine tetragonale Verzerrung mit einer Anisotropiekonstanten  $K_{1\perp}$ , die um etwa eine Größenordnung zu dem Kristallanisotropiewert  $K_I$  abweicht, aus den winkelabhängigen Messungen senkrecht zur Schicht bestimmen kann [Kurowski]. Die letzten Überlegungen legen nahe, daß (7.2) nicht unbedingt allgemein für die Fe/Ag-Grenzfläche gilt, sondern spezifisch für die Herstellungsbedingungen der ultra-dünnen Fe-Filme auf Ag-Einkristallen in [Heinrich1] ist [Frait4].

Die hier gefundene Annäherung des Kristallanisotropiefeldes an den Literaturwert für Bulk-Eisen ist konsistent mit dem Bild einer mit zunehmender Schichtdicke relaxierenden tetragonalen Verzerrung, wobei ein Großteil der in dieser Arbeit untersuchten Schichten so dick ( $> 3$  nm) gewählt ist, daß eine tetragonale Verzerrung nicht explizit berücksichtigt werden muß. Dieses Verhalten bestätigt sich auch bei den ortsaufgelösten PM-FMR-Untersuchungen an dem Fe-Keil in Kapitel 9.3 und wird dort weiter diskutiert.

Als letzter Punkt zu Tabelle 6 (S.138) bleibt noch die Erklärung der abweichenden magnetischen Parameter der Probe Fe-50b. Bei dieser Probe ist das Ag-Puffersystem nicht wie in Abb. 6-1 beschrieben eine Stunde lang bei 573 K getempert worden. Mit dieser Probe läßt sich der Einfluß dieses Temperprozesses auf die magnetischen Parameter des Fe-Films auf dem Puffer untersuchen. Die Schichtdicke des Fe-Films von 5 nm (ca. 35 ML) ist dazu so gewählt worden, daß die Oberflächenanisotropie schon ei-

nen deutlichen Einfluß auf die Resonanzlinienlagen hat, die „not aligned“ Resonanzlinien aber noch vorhanden sind, um die maximale Aussagefähigkeit der winkelabhängigen FMR im X-Band zu erhalten. Ein Vergleich der RHEED-Bilder der beiden Proben Fe-50a und Fe-50b zeigt, daß die nicht getemperte Probe Fe-50b eine erhöhte Oberflächenstufung aufweist, die nicht mehr nur auf Monolagenstufen beschränkt ist [Wolf4]. Der Unterschied zu dem RHEED-Bild in Abb. 6-5 besteht darin, daß die Lauekreise nur noch schwächer zu erkennen sind, die Kikuchi-Linien verschwinden und sich die ovalen Einzelreflexe zu Streifen ausweiten. Diese Erhöhung der Oberflächenrauhigkeit der Ag-Puffer Oberfläche auf 3-4 Monolagen begründet die Abweichungen in den aus den winkelabhängigen FMR-Daten bestimmten Anisotropiefeldern des 50 nm Fe-Films. Der Film zeigt prinzipiell nur sehr kleine Abweichungen von den erwarteten Anisotropiefeldwerten und weist auch eine zur Probe Fe-50a nur leicht erhöhte Linienbreite auf, die nur in Richtung der uniachsialen Anisotropie etwa 20 % größer ist. Die Probe Fe-50b liegt mit diesen Parametern also durchaus im Bereich der in der Literatur für gute einkristalline Fe-Filme zu findenden Werte. Sie weicht aber außerhalb des Rahmens des Meßfehlers von der Serie der in dieser Arbeit verwandten Fe-Proben mit dem getemperten Ag-Puffer ab (siehe Tabelle 6 S.138 und Ergebnisse der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.3). Die auffälligste Änderung ist die uniachsiale Anisotropie in der Probenebene, die bei keiner anderen dünnen Probe dieser Arbeit auftritt. Der Feldwert  $K_u/M$  ist allerdings mit etwa 15 % des Kristallanisotropiefeldes klein. Diese uniachsiale Anisotropie folgt nach Kapitel 3.2.3 aus der erhöhten Stufenzahl an der Ag/Fe-Grenzfläche. Der um 2 % erniedrigte Feldwert für das effektive senkrechte Anisotropiefeld läßt sich durch eine Abnahme der Oberflächenanisotropie durch die größere Rauigkeit der Fe/Ag Grenzflächen — wie in Kapitel 3.2.2 geschildert — begründen. Nimmt man die Magnetisierung als unverändert an, ergibt die Abnahme des senkrechten Anisotropiefeldes eine Reduzierung der Oberflächenanisotropiekonstante um ca. 12 %. Berücksichtigt man die Erhöhung der Oberflächenrauhigkeit aus den RHEED- und SPALEED-Analysen (bis 4 ML Rauigkeit und 8 nm mittlere Terrassenbreite [Wolf5]) so ergibt sich nach [Chappert] aus der Gleichung (3.9) eine relative Abnahme von  $K_s$  um 14.3 %. Zieht man davon den in Kapitel 3.2.2 abgeschätzten Wert für den Einfluß der Oberflächenrauhigkeit (4.1%) für die getemperten Proben ab, ergibt sich eine Reduzierung von  $K_s$  zwischen getemperten und ungetemperten Proben von etwa 10 %. Diese ist im Rahmen der Abschätzung eine hervorragende Übereinstimmung und läßt den Schluß zu, daß die Oberflächenrauhigkeit und nicht eine allgemeine Reduzierung der Magnetisierung die tatsächliche Ursache für die Reduzierung des effektiven senkrechten Anisotropiefeldes ist. Für diese Schlußfolgerung spricht auch die nur sehr geringe Änderung des Kristallanisotropiefeldes.

## 7.4 Temperaturabhängige Messungen

Die temperaturabhängigen FMR-Untersuchungen an den Fe-Einzelschichten sind in erster Linie dazu durchgeführt worden, um die starke Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropieparameter in einkristallinem Eisen nahe Raumtemperatur (RT) zu bestätigen. Diese sind — wie Kapitel 5.3.2.1 gezeigt hat — für die Detektierbarkeit und für das Verständnis der PM-FMR-Untersuchungen wesentlich.

In diesem Abschnitt werden daher nur exemplarisch die Ergebnisse der temperaturabhängigen konventionellen FMR an der 20 nm dicken Probe Fe-200c im Detail erläutert. Dabei wird sowohl die Änderung der Linienlage als auch der Linienbreite berücksichtigt. Die explizite Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter  $M$ ,  $K_1$  und insbesondere  $K_s$  werden erst im Abschnitt 9.5 bestimmt und diskutiert, da zur Trennung des Volumen- und Oberflächenbeitrages zur senkrechten Anisotropie auch schichtdickenabhängige Untersuchungen notwendig sind (siehe vorheriger Abschnitt). In Abschnitt 9.5 werden die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen an der Fe-Keilschicht mit den konventionellen Ergebnissen der Proben Fe-200c, Fe-40 und verglichen.

Abb. 7-10 beschreibt das temperaturabhängige Verhalten der Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200c für den Fall  $B \parallel [110]$  in der „b||“-Konfiguration im Resonator. Der

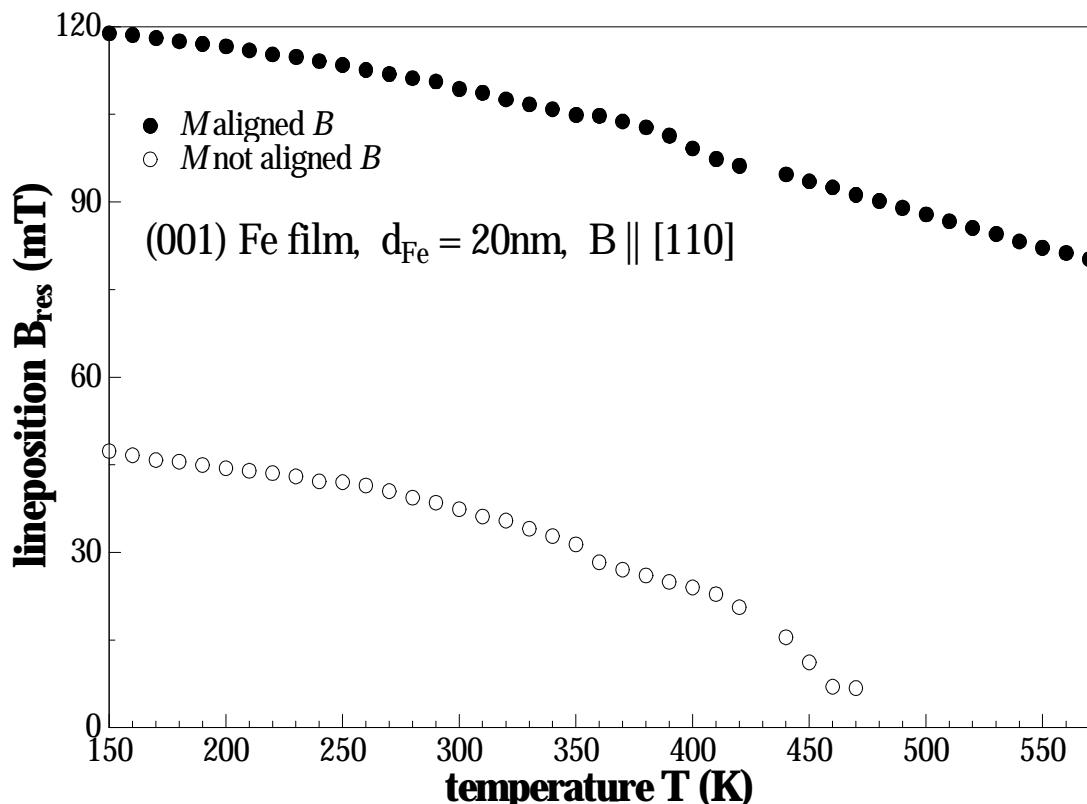


Abb. 7-10: Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienlage

dargestellte Temperaturbereich von 150 K bis 550 K umfaßt den für diese Arbeit interessanten Temperaturbereich, der auch in den folgenden Kapiteln 9.5 und 11.3 den PM-FMR-Untersuchungen zugänglich ist. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird der Temperaturbereich zwischen 3.5 K und 150 K, der mit den konventionellen FMR-Messungen auch erreichbar ist, in dieser und den folgenden für den Vergleich mit der PM-FMR wichtigen Abbildungen nicht dargestellt. In Abb. 7-11 wird deutlich, daß die hier beschriebene Probe Fe-200c in diesem Tieftemperaturbereich keine Abweichung zu dem von den höheren Temperaturen her erwarteten Verhalten zeigt (s.u.). Einige der Meßergebnisse des Temperaturbereichs von 3.5 K bis 300 K der Proben Fe-40 und Fe-20 sind der Vollständigkeit halber in Kapitel 10 bzw. in [Harms, Meckenstock2] gezeigt. Zudem müssen die Proben für tiefe Temperaturen mit einem He-Verdampferkryostaten gemessen werden, der eine vollständig andere Probenhalterung erfordert und daher eine durchgehende Messung von 3.5 K bis 550 K unmöglich macht. Man erkennt in Abb. 7-10 deutlich den durch die negativen Temperaturgradienten der magnetischen Parameter hervorgerufenen Abfall der beiden Resonanzlinien „*M-aligned*“ und „*M-not aligned*“ mit der Temperatur, wie dies nach Kapitel 5.3.2 zu erwarten war. Dort wurde schon theoretisch gezeigt, daß dieses Abfallen beider Resonanzlinien bei den PM-FMR-Untersuchungen in dieser Probenorientierung für das gegenüber der konventionellen FMR um 180° gedrehte Ableitungssignal verantwortlich ist.

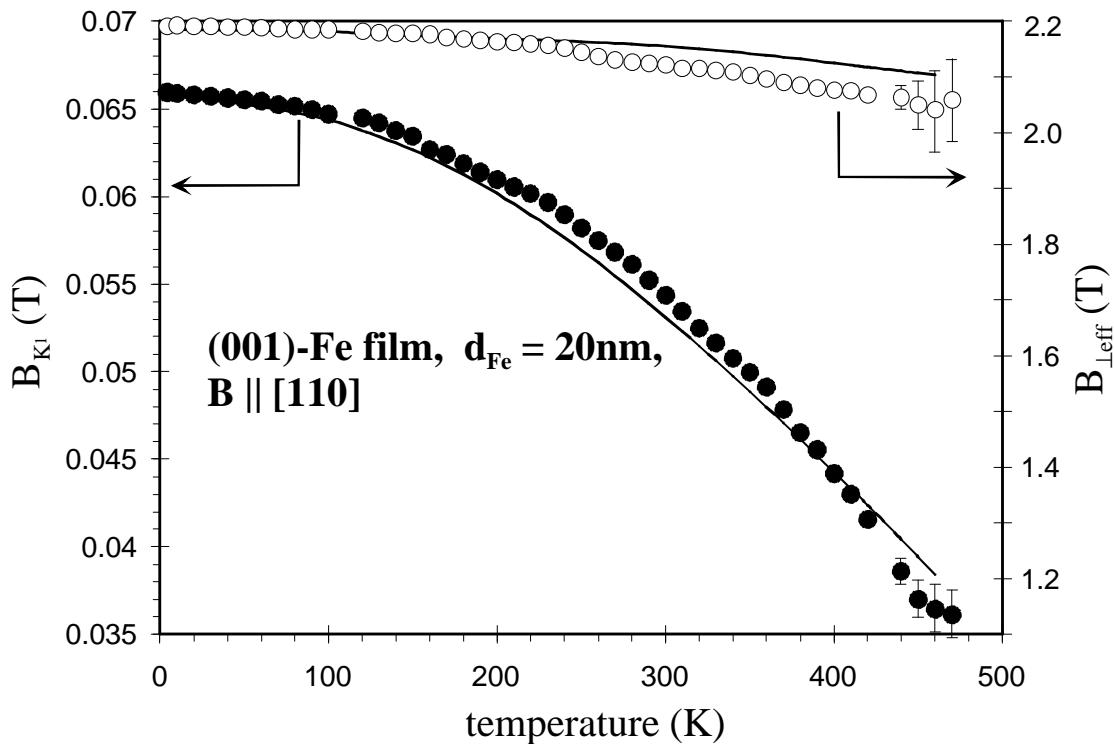


Abb. 7-11: Temperaturabhängigkeit der effektiven aus der konventionellen FMR bestimmbaren effektiven Anisotropiefelder

Aus dem Verlauf dieser Resonanzlinien kann man die Temperaturabhängigkeit der in Abb. 7-11 dargestellten effektiven Anisotropiefelder  $B_{\text{eff}}$  und  $B_{K1}$  für die Probe Fe-200c ermitteln. Für die beiden meßbaren effektiven Anisotropiefelder liegen wieder die Definitionen von (3.14) zugrunde. Die fehlende Messung bei 110 K stellt den Übergang von der Meßreihe im He-Kryostaten zu der in der N<sub>2</sub>-Gasflußeinheit dar. Die Reversibilität und die gleiche Orientierung der temperaturabhängigen Messungen sind für alle Meßreihen jeweils mit Raumtemperaturmessungen zu Beginn und Ende jeder Reihe überprüft worden.

Die offenen Kreise in Abb. 7-11 stehen für das von der Probe bestimmte senkrechte Anisotropiefeld  $B_{\text{eff}}$ . Es wird für die relativ große Fe-Schichtdicke dieser Probe im wesentlichen durch das Entmagnetisierungsfeld und damit durch die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung geprägt. Dies bestätigt sich, wenn man die Literaturwerte für die Magnetisierung (vergleiche Abb. 5-7) als Entmagnetisierungsfeld in Verbindung mit dem Literaturwert für die Oberflächenanisotropiekonstante ( $0.55 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$  [Gradmann]) in der Abb. 7-11 durch eine durchgezogene Linie darstellt. Die Abweichung dieser Theoriekurve zu den gemessenen Werten bei hohen Temperaturen kommt dadurch zustande, daß hier keine Temperaturabhängigkeit für die Oberflächenanisotropiekonstante berücksichtigt worden ist. Die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenanisotropie wird bei der temperaturabhängigen PM-FMR Untersuchung an der Fe-Keilschicht ausführlich diskutiert. Setzt man die dort gefundene Abhängigkeit von  $K_s$  von der Temperatur in Gleichung (3.14) für  $B_{\text{eff}}$  ein, erhält man eine hervorragende Übereinstimmung mit den Meßergebnissen der Probe Fe-200c (siehe Abschnitt 10).

Die ausgefüllten Kreise in Abb. 7-11 geben das aus der konventionellen FMR bestimmmbare Kristallanisotropiefeld  $B_{K1}$  wieder. Vergleicht man diese Meßergebnisse mit den Literaturwerten aus Abb. 5-7 (durchgezogene Linie) so zeigt sich für eine Schicht dieser Dicke eine sehr gute Übereinstimmung mit den für den Fe-Kristallkörper erwarteten Werten. Dieses Verhalten ändert sich bis zu einer Schichtdicke von ca. 25 nm nicht (vergleiche Abschnitt 9.5 und [Harms, Meckenstock2]).

Abb. 7-12 zeigt drei Resonanzlinien der „aligned“-Mode der Probe Fe-200c für die Temperaturen 150 K, 300 K und 570 K. Das externe Feld ist wieder parallel zur [110]-Orientierung gewählt und die Resonatoranordnung ist wieder „b||“. Die Feldachse der Abbildung ist auf die jeweilige Resonanzlinienlage normiert, so daß man die Resonanzlinien miteinander vergleichen kann. Die Signalamplitude der drei Resonanzen ist jeweils gleich skaliert. Die Abb. 7-12 verdeutlicht, daß die Resonanzlinien der „aligned“-Mode mit zunehmender Temperatur bei etwa gleicher Intensität immer schmäler wird. Dies ist für diese Resonanzlinie und diese Orientierung nach den theoretischen Be-

trachtungen des intrinsischen Meßsignals  $\partial c''_{xx}/\partial B$  nicht zu erwarten, da für die „aligned“-Mode Gleichgewichtslage und externes Feld in dieser Orientierung parallel stehen (vergleiche Abschnitt 5.3.1). Die intrinsische Linienbreite für die „aligned“-Mode in dieser Orientierung ist also wie auch nach Gleichung (3.19) erwartet unabhängig von den Anisotropieparametern, was auch im nächsten Abschnitt über mikrowellenfrequenzabhängige Untersuchungen noch aufgegriffen wird.

Abb. 7-13 zeigt das temperaturabhängige Verhalten aller gemessenen Resonanzlinienbreiten und vergleicht dieses mit den theoretisch erwarteten intrinsischen Resonanzlinienbreiten von  $\partial c''_{xx}/\partial B$ . Der im letzten Absatz schon erwähnte Abfall der Resonanzlinienbreiten mit der Temperatur für den „M aligned“-Fall wird aus den gefüllten Symbolen in der Abbildung sehr deutlich. Er zeigt bei dieser und bei dünneren Proben [Harms, Meckenstock2] einen exponentiellen Verlauf, der sich mit zunehmender Temperatur immer mehr dem von den intrinsischen Größen her erwarteten Wert (durchgezogene Linie) annähert. Ein Ansteigen der Linienbreite zu tieferen Temperaturen lässt sich generell durch nicht intrinsische Einflüsse auf das Meßsignal begründen. So stellt eine dünne Schicht niemals einen idealen Einkristall dar, sondern besteht nach den Ausführungen in Kapitel 6.3 immer aus vielen Einkristallen, die zwar im Falle der Fe-Filme auf dem Ag-Puffersystem sehr gut zueinander ausgerichtet sind. Es bleibt allerdings immer ein Rest an Mosaizität (vergleiche Kapitel 6.3.1 und 6.3.3) und Versetzungslien im Fe-Film erhalten. Diese inhomogenen Eigenschaften eines Fe-Films können generell zu der im nächsten Abschnitt 7.5.1 definierten nicht intrinsischen Linienbreite  $DB_0$  des Meßsignals zusammengefaßt werden. Für die hier beschriebene temperaturabhängige Resonanzlinienbreite ist die Erhöhung dieses  $DB_0$ -Wertes mit abnehmender Temperatur in erster Linie auf die größer werdende Empfindlichkeit der Magnetisierung (und damit auch des Meßverfahrens) auf diese Inhomogenitäten bei tiefen Temperaturen zurückzuführen. Da die höchsten verwandten Temperaturen ( $< 570$  K) bewußt kleiner als die Temperaturen gewählt worden sind, die zu einer nicht reversiblen Änderung des Schichtsystems führen, nimmt der Einfluß der Inhomogenitäten auf die Resonanzlinienbreite bis zu diesem Wert reversibel ab (kein

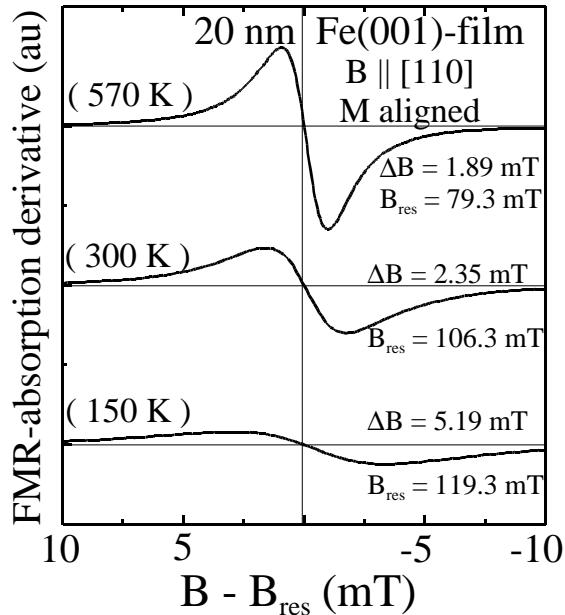


Abb. 7-12: Resonanzlinien für „M-aligned“ und verschiedene Temperaturen aufgetragen gegen das auf das Resonanzfeld normierte Feld.

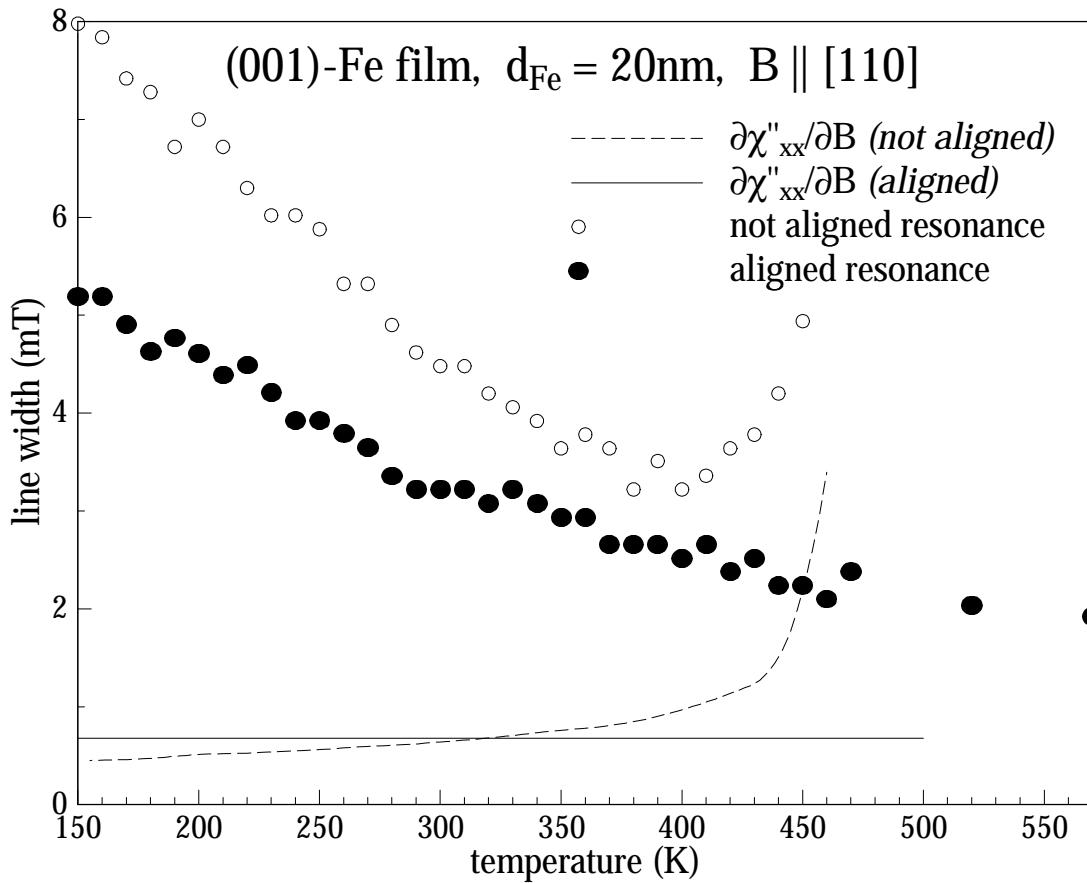


Abb. 7-13: Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienbreite

ausheilender Temperoprozeß). Die aus der Literatur bekannte Temperaturabhängigkeit des Dämpfungsparameters  $\alpha$  [Purcell2] verhält sich entgegengesetzt zu dem gemessenen Abfall und ist so klein, daß sie hier überlagert wird und nicht bestimmt werden kann.

Der in Kapitel 2.2 diskutierte Linienbreitenbeitrag einer nicht homogenen Mikrowellenanregung durch den Skin-Effekt und Wirbelstromverluste in Resonanz weist durch seine Empfindlichkeit auf die Oberflächenanisotropie [Frait1] einen Abfall mit der Temperatur auf. Diese Änderung der Linienbreite ist aber für Fe-Filme mit Dicken  $< 3.0$  nm und den betrachteten Temperaturbereich von 150 K bis 550 K kleiner als 1 % und kann daher vernachlässigt werden [Frait5].

Die in Abb. 7-13 ebenfalls dargestellte Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienbreite für die „not aligned“ Resonanz (nicht gefüllte Kreise) zeigt für tiefe Temperaturen bis ca. 380 K ein analoges Verhalten wie die „aligned“ Mode. Oberhalb dieser Temperatur bis zu ihrem Verschwinden im Nullfeld bei etwa 470 K (vergleiche Abb. 7-10) zeigt die Resonanzlinienbreite einen Anstieg mit zunehmender Temperatur. Dieser ist — wie die gestrichelte Kurve in Abb. 7-13 zeigt — eindeutig intrinsischen Ursprungs.

D.h., dadurch, daß die magnetischen Parameter (in erster Linie  $K_1$ ) mit zunehmender Temperatur kleiner werden, wird auch die Winkelabweichung der Gleichgewichtslage der Magnetisierung kleiner. Damit wird die Hochfrequenzkomponente  $m_x$  für diese „ $b\parallel$ “-Resonatoranordnung größer. Die relative Änderung der Linienbreite der „not aligned“-Mode kann also zusätzlich zur Resonanzlinienlage zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter herangezogen werden (vergleiche Abschnitt 9.5).

## 7.5 Linienbreite und Frequenzabhängigkeit

In diesem Abschnitt wird gezeigt, welche Aussagen durch die Bestimmung der Resonanzlinienbreiten (Kapitel 2.2 und 3.3.3) bzw. durch die Berücksichtigung der Signalform (Kapitel 5.3.1) über die magnetischen Eigenschaften und die Qualität der Einzelfilme getroffen werden können.

### 7.5.1 Reale Linienbreite

Möchte man die Beziehung (3.19) zur Bestimmung des intrinsischen Dämpfungsparameters heranziehen, muß man — wie im letzten Abschnitt erwähnt — berücksichtigen, daß die reale Linienbreite auch einen nichtintrinsischen Beitrag beinhaltet, der in der Regel als additiver zusätzlicher Beitrag  $\mathbf{DB}_0$  zur realen Linienbreite berücksichtigt wird [Heinrich5, Celinski]

$$\Delta B = \Delta B_0 + 2a \frac{\mathbf{W}}{\mathbf{g}}. \quad (7.4)$$

Der nichtintrinsische Anteil  $\mathbf{DB}_0$  der Resonanzlinienbreite beruht im Gegensatz zum bisher behandelten zweiten Term von (7.4) auf den Auswirkungen magnetischer Inhomogenitäten. Im Falle der Spinwellenresonanz an magnetischen Schichten kann diese Linienverbreiterung durch 2-Magnonen-Effekte erklärt werden. Diese 2-Magnonen-Effekte beschreiben die Streuung der uniformen Mode an lokalen Inhomogenitäten (meist in der Schichtoberfläche) in zwei Spinwellen, die mit dieser uniformen Mode entartet sind. Dieser Vorgang ist für die Linienbreite nichtmetallischer Filme von großer Bedeutung und ist z.B. in [Sparks2] ausführlich beschrieben. Für metallische magnetische dünne Schichten folgt dann, daß ab einer kritischen Schichtdicke, ab der diese obengenannte Entartung nicht mehr vorkommt [Damon], ein 2-Magnonen-Prozeß für  $\mathbf{DB}_0$  nicht mehr relevant ist und  $\mathbf{DB}_0$  durch die inhomogene Verteilung einzelner magnetischer Parameter in der Schicht gekennzeichnet ist [Patton]. Die einfachste Form der Berücksichtigung eines solchen Beitrages hat die Form [Purcell]:

$$\Delta B_{0,x} = \left| \frac{\frac{\partial B}{\partial x}}{B} \Delta x \right| \quad (7.5)$$

wobei  $x$  für den inhomogenen magnetischen Parameter steht. Eine solche Beschreibung der Linienverbreiterung kann bei großen Inhomogenitätseffekten (z.B. der Variation der c-Achse von einkristallinem Kobalt in Co/Au-Schichtsystemen an der Grenzfläche zum Gold) recht gut zum Verständnis der Linienbreite des FMR-Experiments beitragen [Chappert]. Eine genauere Abschätzung über den Einfluß einer magnetischen Inhomogenität auf die Resonanzlinienbreite erhält man aus der Berechnung der expliziten Kurvenform der Meßgröße  $c''_{xx}$  (vergleiche Kapitel 5.3.1) bezüglich der Änderung des entsprechenden magnetischen Parameters. Die einzelnen Kurven werden anschließend über die Verteilung des magnetischen Parameters aufsummiert. Dies ist z.B. für Co/Pd-Schichten in [Purcell] vorgestellt worden.

In den Kapiteln 8.3 und 9.4 kann mit Hilfe der Ortsauflösung der PM-FMR erstmals mit dem gleichen Meßprinzip konkret der Einfluß einer lateralen Inhomogenität auf die Resonanzlinienbreite des konventionellen FMR-Signals überprüft werden. Dazu wird die konventionelle intrinsische Linienform für jeden mit der PM-FMR gemessenen Punkt der Schicht nach Kapitel 5.3.1 unter Berücksichtigung des im nächsten Abschnitt abgeschätzten Dämpfungsparameters  $a$  berechnet. Das aufsummierte Ergebnis wird dann anschließend mit der konventionellen Messung verglichen.

### 7.5.2 Frequenzabhängige FMR-Untersuchungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur einige wenige konventionelle FMR-Messungen im Q- und U-Band durchgeführt. Die im folgenden beschriebenen Messungen reichen aber aus, um eine gute Abschätzung des Dämpfungsparameters  $a$  für dünne Fe-Filme auf dem Ag-Puffersystem vorzunehmen. Dieser Wert wird dann mit den in der Literatur zu findenden Dämpfungsparametern für einkristallines Eisen verglichen. Der nichtintrinsische Beitrag  $\Delta B_0$  zur Linienbreite wird ebenfalls bestimmt und diskutiert (siehe Abb. 7-17).

Als erstes wird eine Q-Band-Messung der Probe Fe-200b beschrieben. Abb. 7-14 zeigt das konventionelle Spektrum eines Bruchstücks dieser Probe aufgenommen bei einer Frequenz  $f = 33.6$  GHz in einem Zylinderresonator (vergleiche Abb. 4-4) mit dem externen Magnetfeld  $B \parallel [110]$ . Die Resonanzlinienlage weist den nach den Messungen im X-Band erwarteten Wert von 570.4 mT auf. Wie in Kapitel 3.3 erläutert, ergibt sich bei einem höheren Frequenzband als dem X-Band für die mittelschwere Orientierung in der Probenebene nur eine Resonanzlinie. Für die in Abb. 7-14 gezeigte Messung betrug die Mikrowellenleistung ca. 0.6 mW. Sowohl für Messungen mit ansteigendem externen

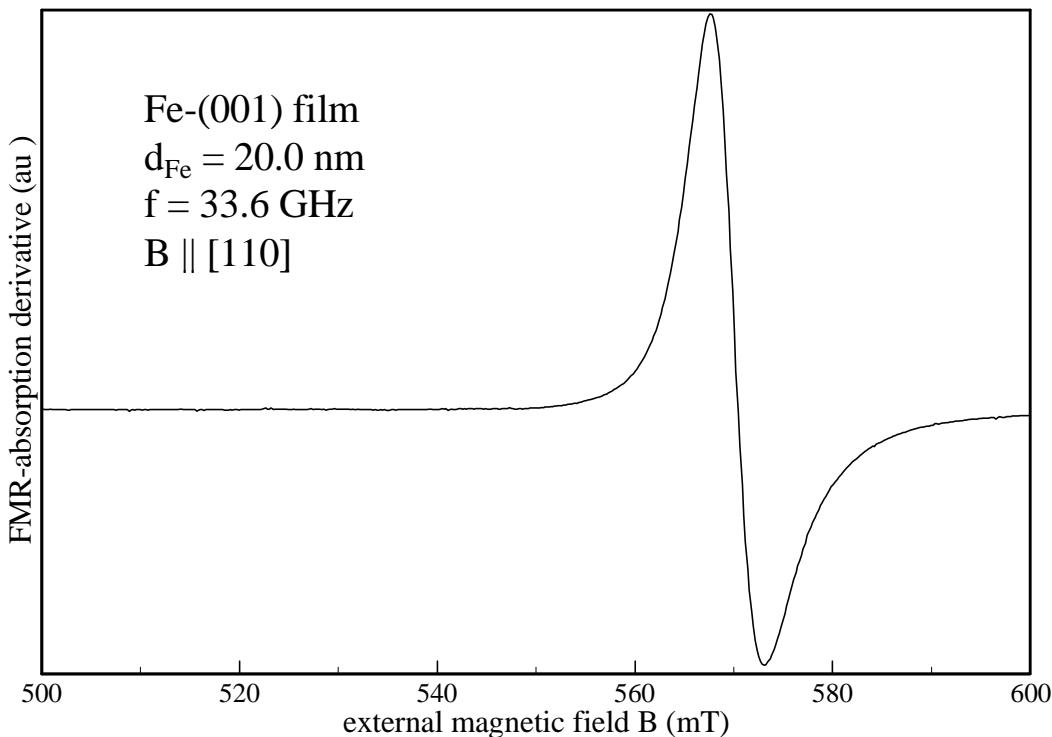


Abb. 7-14: Konventionelles FMR-Spektrum der Probe FE-200b im Q-Band

Feld als auch mit abfallenden Feld wurde die gleiche Resonanzkurve erzielt, was zum einen auf die erwartete Sättigung der Probe schließen lässt und zum anderen belegt, daß die benutzte Mikrowellenleistung klein genug gewählt war, um unerwünschte leistungsabhängige Feldverteilungen im Resonator zu vermeiden (vergleiche Kapitel 4.2 und 5.2). Für die spätere Bestimmung des Dämpfungsparameters ist es wichtig zu erwähnen, daß die beiden hierfür herangezogenen Resonanzlinien nicht nur mit  $B \parallel [110]$  aufgenommen wurden, sondern auch parallel zur schweren Richtung der uniachsialen Anisotropie dieser speziellen Probe (vergleiche Abb. 7-4). Die leichte Asymmetrie der Linie bei 33.6 GHz in Abb. 7-14 kommt durch den für diese Messungen verwendeten, im Spektrometer eingebauten Ein-Phasen-Lock-In-Verstärker zustande. Bei der Größe der Probe ca.  $0.6 \cdot 0.8 \text{ mm}^2$  und der kleinen Resonatorabmessung im Q-Band war die Abstimmung des Resonators äußerst schwierig, so daß ein Abgleich der Phase dieses Lock-In-Verstärkers nicht besser möglich war.

Neben dieser Messung der Probe Fe-200b im Q-Band wurden die Proben Fe-25 und Fe-100 im U-Band untersucht. Diese Messungen wurden von Herrn Dr. F. Schreiber bei einem Aufenthalt bei Herrn Prof. Z. Frait in Prag durchgeführt. Da am dortigen Institut in einem durch die Probe kurzgeschlossenen Hohlleiter gemessen wird, war mit so kleinen Proben ( $3 \cdot 3 \text{ mm}^2$ ) keine hochaufgelöste winkelabhängige Messung möglich. Die Proben wurden nur in der leichten und schweren Orientierung in der Probenebene gemessen. Da die beiden Proben keine bzw. nur eine sehr geringe ( $K_u/M \ll K_1/M$  ver-

gleiche Tabelle 6 S.138) uniachsiale Anisotropie in der Probenebene aufweisen, ist für die Bestimmung der Linienbreite der Unterschied zwischen den mittelschweren Kristallrichtungen in der Probenebene weder für das X-Band noch für das U-Band relevant. Ein typisches FMR-Spektrum für die leichte und mittelschwere Orientierung in der Probenebene im U-Band zeigt Abb.7-15. Die Resonanzlinie bei kleineren Feldern ist mit  $B \parallel [100]$  gemessen worden. Diese Messung verdeutlicht, daß selbst die leichte Richtung in der Probenebene im Vergleich zu den für diese Arbeit üblichen X-Band Messungen bei sehr hohen Feldern liegt (849.0 mT). Diese Resonanzline wird im weiteren für die Bestimmung des Dämpfungsparameters und des nicht intrinsischen Anteils der Linienbreite herangezogen. Der Vorteil dieses hohen Resonanzfeldes im U-Band liegt eindeutig in der großen Übereinstimmung der Orientierung des äußeren Feldes mit der Gleichgewichtslage der Magnetisierung für alle Winkel in der Probenebene. Die Resonanzlinienlage bei 958.7 mT ist in einer mittelschweren Richtung in der Probenebene gemessen worden. Die Übereinstimmung dieser Linienlage mit der entsprechenden Höhenlinie in Abb. 3-5 verdeutlicht, daß eine FMR-Messung der senkrechten Orientierung ein Resonanzfeld von mehr als 3.5 T ergeben würde, was in Anbetracht der hohen Homogenitäts- und Auflösungserfordernisse der FMR schon einen erheblichen Aufwand erfordert.

Für diese Probe wie auch für Fe-25 (Abb. 7-16 oben) stimmen die gemessenen Resonanzlinienlagen für die leichte und mittelschwere Richtung in der Probenebene mit

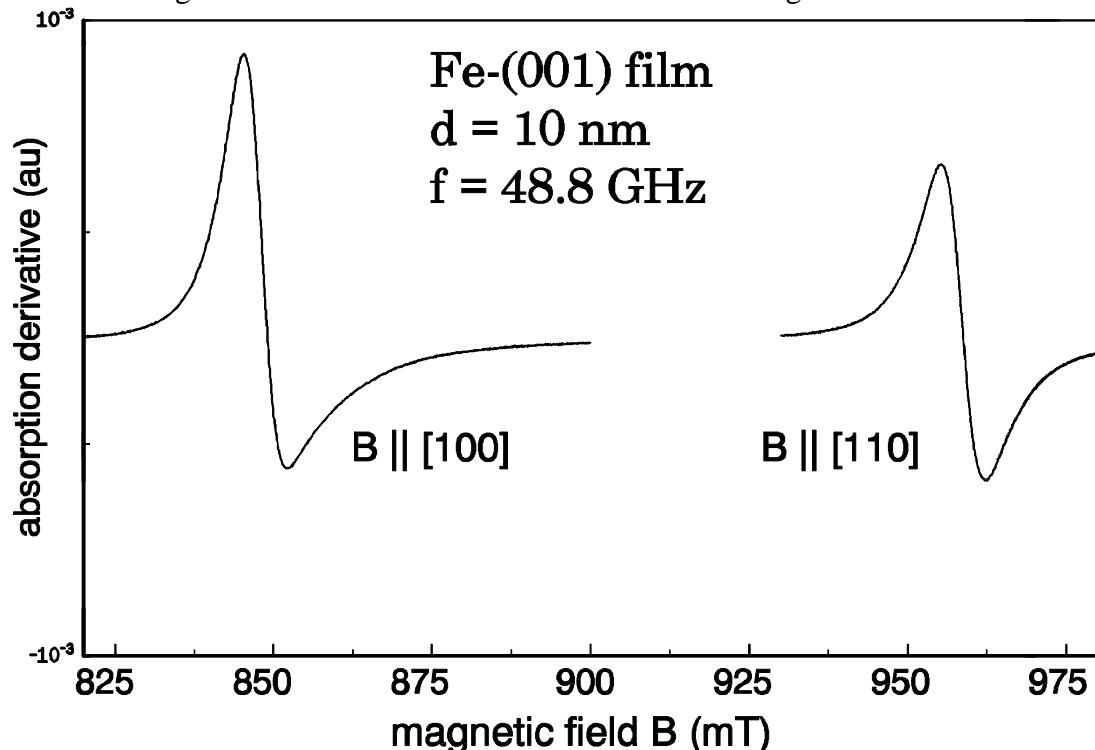


Abb.7-15: FMR-Spektren der Probe Fe-100 bei  $f = 48.8 \text{ GHz}$  in einem durch die Probe abgeschlossenen Hohlleiter.  $B \parallel [100]$  für die Resonanzlinie bei kleineren Feldern und  $B \parallel [110]$  bei höheren Feldern.

den Erwartungen aus den magnetischen Parametern (Tabelle 6 S.138) aus den winkelabhängigen X-Band-Untersuchungen sehr gut überein.

Um den Unterschied in den Resonanzlinienbreiten zwischen X- und U-Band zu veranschaulichen, sind in Abb. 7-16 die Resonanzlinien der Probe Fe-25 für  $B \parallel [110]$  gegen das relative Feld  $B - B_{\text{res}}$  aufgetragen. Diese Auftragung ermöglicht einen direkten Vergleich der Resonanzlinienbreiten. Man erkennt die deutlich schmalere Linienbreite der X-Band-Messung (4.68 mT zu 8.59 mT). Die Linienbreiten unterscheiden sich also grob um einen Faktor 2, wohingegen die angegebenen Resonanzlinienlagen einen Unterschied von fast einer Größenordnung aufweisen (Abb. 7-16).

Trägt man nun die aus solchen Gegenüberstellungen gewonnenen Linienbreiten gegen die Frequenz auf (Abb. 7-17), so sollte es möglich sein, den funktionalen Zusammenhang zwischen Mikrowellenfrequenz, Linienbreite und Dämpfungsparameter zu verifizieren. Da in diesem Fall nur jeweils zwei Meßfrequenzen pro Probe möglich waren, muß hier der theoretisch berechnete lineare Zusammenhang zwischen Linienbreite und

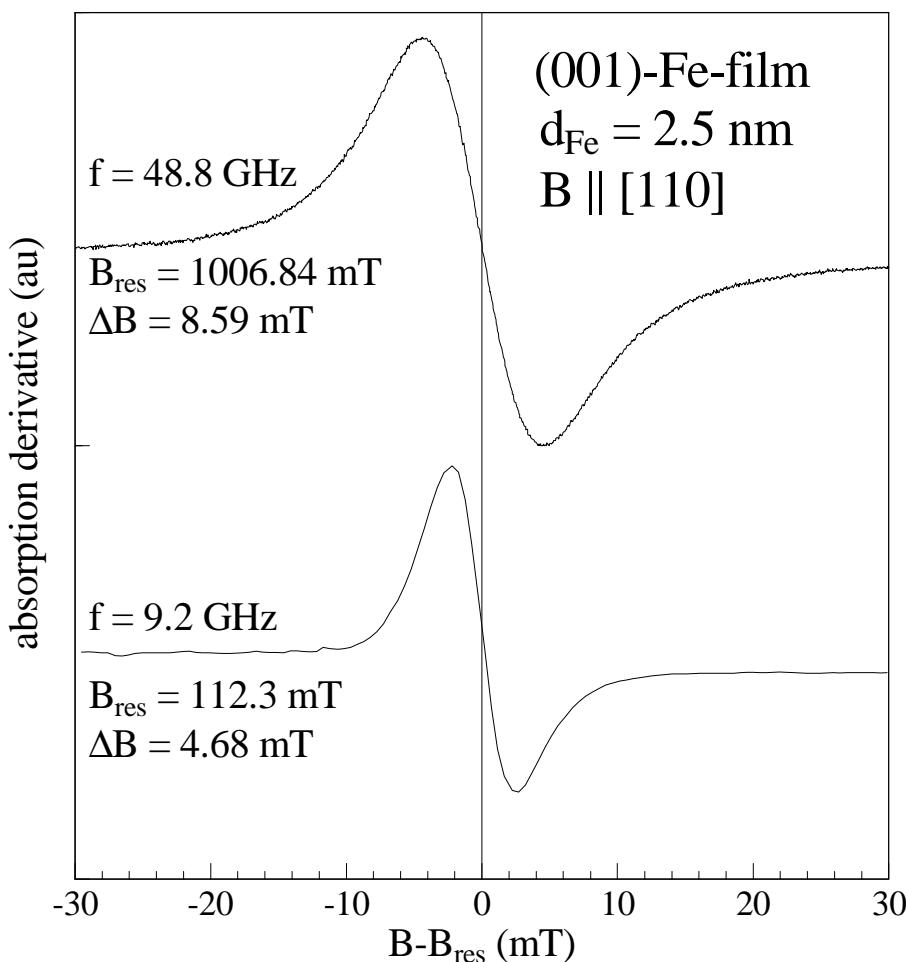


Abb. 7-16: Gegenüberstellung der Linienbreiten der Probe Fe-100 für Messungen im U-Band (oben) und im X-Band (unten).

Mikrowellenfrequenz aus (7.4) vorausgesetzt werden. Eine große Anzahl von Veröffentlichungen zu diesem Zusammenhang (z.B. für unterschiedliche Fe-Schichtsysteme [Celinski,Krebs] und [Heinrich1] als Überblick) belegen diesen Zusammenhang aber hinreichend. Eine Frequenzabhängigkeit der Linienbreite, die nicht in Gleichung (7.4) Berücksichtigung findet, ist für die betrachteten dünnen Fe-Filme solange nicht zu erwarten, wie die Mikrowellenstrahlung als über die Probe homogen angenommen werden kann. Nach der Diskussion in Kapitel 2.2 ist dies aber für die hier benutzten Mikrowellenfrequenzen mit hinreichender Genauigkeit der Fall.

In Abb. 7-17 ist die Breite der FMR-Linien mit  $B \parallel [110]$  für die oben beschriebenen Proben und Frequenzen gegen die Mikrowellenfrequenz aufgetragen. Die gestrichelten Linien deuten den linearen Zusammenhang aus Gleichung (7.4) an. Sie verdeutlichen, daß die Meßergebnisse der drei Proben im Rahmen des Meßfehlers der Linienbreiten drei zueinander parallele Geraden ergibt. Der Meßfehler ist dabei die Symbolgröße und liegt bei ca.  $\pm 0.1$  mT. Nimmt man also die in der Abb. 7-17 angegebene Formel für den Dämpfungsparameter  $a$ , so erhält man für alle drei Proben in etwa den gleichen Wert:

$$\alpha = (2.45 \pm 0.13) \cdot 10^{-3}.$$

Der angegebene Fehler bezieht sich dabei auf den maximal möglichen Fehler in den jeweiligen Linienlagen (s.o.).

In der amerikanisch geprägten Literatur findet man nur den mit der Magnetisierung gewichteten Gilbertfaktor  $G$  in CGS-Einheiten als Maß für die Dämpfung (siehe Text unterhalb von (3.19)). Um nun den hier gefundenen Wert bewerten und vergleichen zu können, sei die oben berechnete Dämpfung hier ausnahmsweise einmal in CGS-Einheiten angegeben:  $G = (7.66 \pm 0.35) \cdot 10^7$  Hz. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit Werten, die an Fe-Filmen vergleichbarer Dicke und Qualität in der Literatur zu finden sind. Auf (001)-Cu-Schichten aufgewachsene Fe Filme von 16 ML zeigen einen Gilbertfaktor in der gleichen Feldorientierung von  $1.08 \cdot 10^8$  Hz [Celinski]. Der kleinste an dünnen Filmen gefundene Gilbertfaktor für Eisen ist an (001)-Fe-Filmen auf Silbereinkristallen gefunden worden ( $6.6 \cdot 10^7$  Hz [Heinrich6]). Schichten aus dieser kanadischen Herstellung zeigen eine sehr ähnliche Qualität, wie die hier benutzten Fe-Filme [Heinrich4]. Ein genauer Vergleich der Unterschiede des hier benutzten Ag-Puffersystems zum Ag-Einkristallsubstrat kann erst nach der Diskussion der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.2.2 vorgenommen werden, da diese Keilschicht erst eine sehr exakte Bestimmung der Oberflächenanisotropiekonstante möglich macht. Die hier untersuchten Proben sind alle drei zu dick, um ein Ansteigen des Gilbertfaktors mit abnehmender Schichtdicke für ultradünne Filme von wenigen Monolagen zu beobachten, wie dies bei [Celinski,Heinrich6] gezeigt wird. Dieses Ansteigen wird dort auf den immer größer werdenden Anteil der Spin-Bahn-WW (vergleiche Kapitel 3.3.3) zurückge-

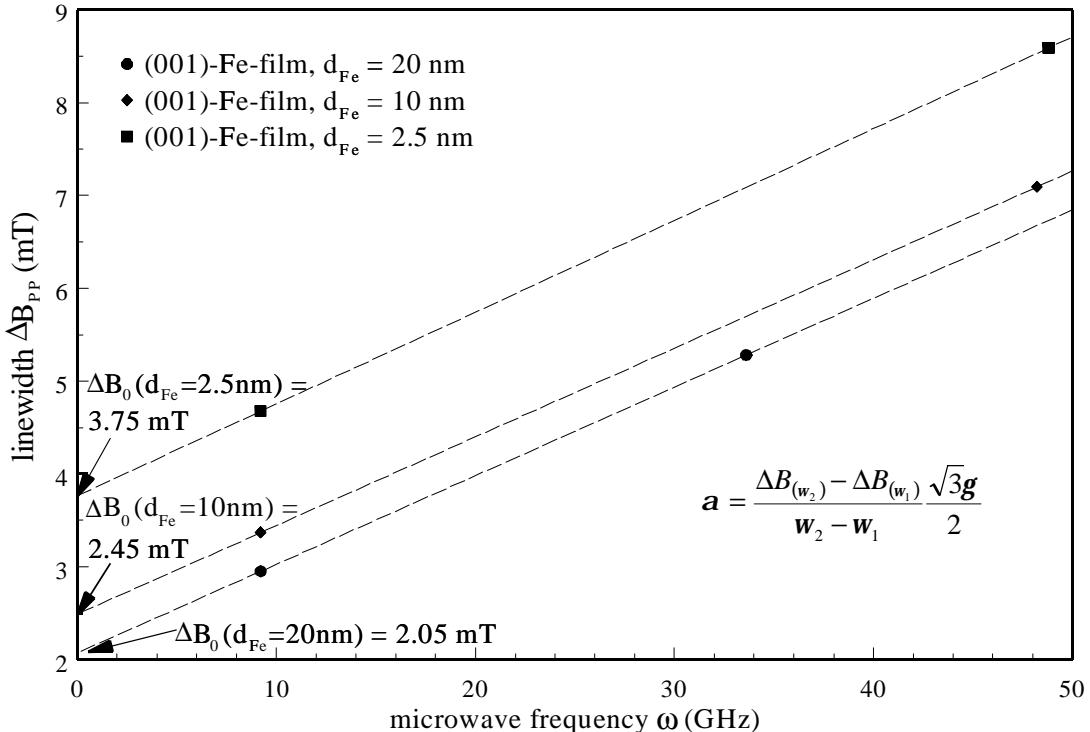


Abb. 7-17: Frequenzabhängigkeit der Linienlage der „aligned“ Moden mit  $B \parallel [110]$  für drei unterschiedlich dicke Proben. Aus der Steigung erhält man den Dämpfungsparameter  $a$ . Der Achsenabschnitt ist der nicht intrinsischen Anteil der Linienbreite  $\Delta B_0$ .

führt. Der wohl kleinste Gilbert-Dämpfungsfaktor ist bisher an idealen Einkristallen so- genannten „Fe-whisker“<sup>\*</sup> gefunden worden ( $5.72 \cdot 10^7$  Hz [Frait3]). Mit dem Verfahren der Transmissions-Resonanz<sup>†</sup> bestimmte Gilbertfaktoren von herkömmlichen Ein- kristallen liegen bei  $7-8 \cdot 10^7$  Hz [Rudd, Purcell2].

Die aus den Achsenabschnitten in Abb. 7-17 bestimmten nichtintrinsischen Anteile der Resonanzlinienbreite  $\Delta B_0$  zeigen eine deutliche Fe-Schichtdickenabhängigkeit. Mit zunehmender Fe-Schichtdicke nimmt  $\Delta B_0$  ab. Folgt man der Argumentation in den Ab- schnitten 7.4 und 7.5.1, so ist dieser Anteil der Linienbreite auf Inhomogenitäten in den magnetischen Parametern zurückzuführen. Ein Ansteigen der Linienbreite mit abneh- mender Schichtdicke ist demnach zu erwarten, da die größte Wahrscheinlichkeit für In- homogenitäten der Fe-Filme an den Grenzflächen gegeben ist, deren Beitrag aber mit dem Kehrwert der Schichtdicke skaliert. Dieser Effekt ist in der Literatur an mehreren einkristallinen magnetischen Schichtsystemen belegt [Heinrich6, Cochran, Chappert,

<sup>\*</sup> fadenartige Einkristalle in [010] Richtung gezogen mit nur einer Versetzungsfläche, meist mehrere cm lang aber nur einige 10 µm Durchmesser.

<sup>†</sup> Das Verfahren arbeitet mit zwei durch die Probe miteinander verbundenen Resonatoren. In dem ersten Resonator wird die Mikrowelle eingestrahlt und in dem zweiten Resonator wird die durch die Antiresonanz transmittierte Leistung detektiert (z.B. [Rudd]).

Purcell]. Ein direkter Vergleich von  $DB_0$  der hier untersuchten drei Proben mit den auf Ag-Einkristallen aufgewachsenen Proben zeigt bei 2.5 nm Schichtdicke einen etwa um die Hälfte kleineren Wert [Heinrich6, Heinrich1]. Dies würde für etwas homogener magnetische Eigenschaften der in dieser Arbeit behandelten Fe-Filme sprechen (vergleiche Kapitel 9.2.1 und 9.4). Allerdings ist der Fehler in der Bestimmung von  $DB_0$  durch das Fehlen zusätzlicher Mikrowellenfrequenzen recht groß. An Hand der ortsaufgelösten PM-FMR-Untersuchungen an dem Fe-Keil in Kapitel 9.3 können die magnetischen Parameter in Abhängigkeit der Schichtdicke bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Parameter und der an diesem Keil in [110]-Richtung ausgeführten konventionellen FMR-Messung wird der Zusammenhang zwischen Linienbreite und Homogenität der Probe weiter untersucht (7.5).

### 7.5.3 Linienbreitenänderungen bei winkelabhängigen FMR-Messungen

Wie in Kapitel 3.3.3 gezeigt, verschwindet der Einfluß der Anisotropieparameter auf die Linienbreite in der Probenebene nur für Resonanzlinien bei denen die Richtung des externen Magnetfeldes und der Gleichgewichtslage der Magnetisierung übereinstimmen.

Ein Beispiel für den Einfluß der Abweichung des Gleichgewichtswinkels von der Richtung des externen Feldes auf die Resonanzlinienbreite ist schon in Abb. 7-13 gege-

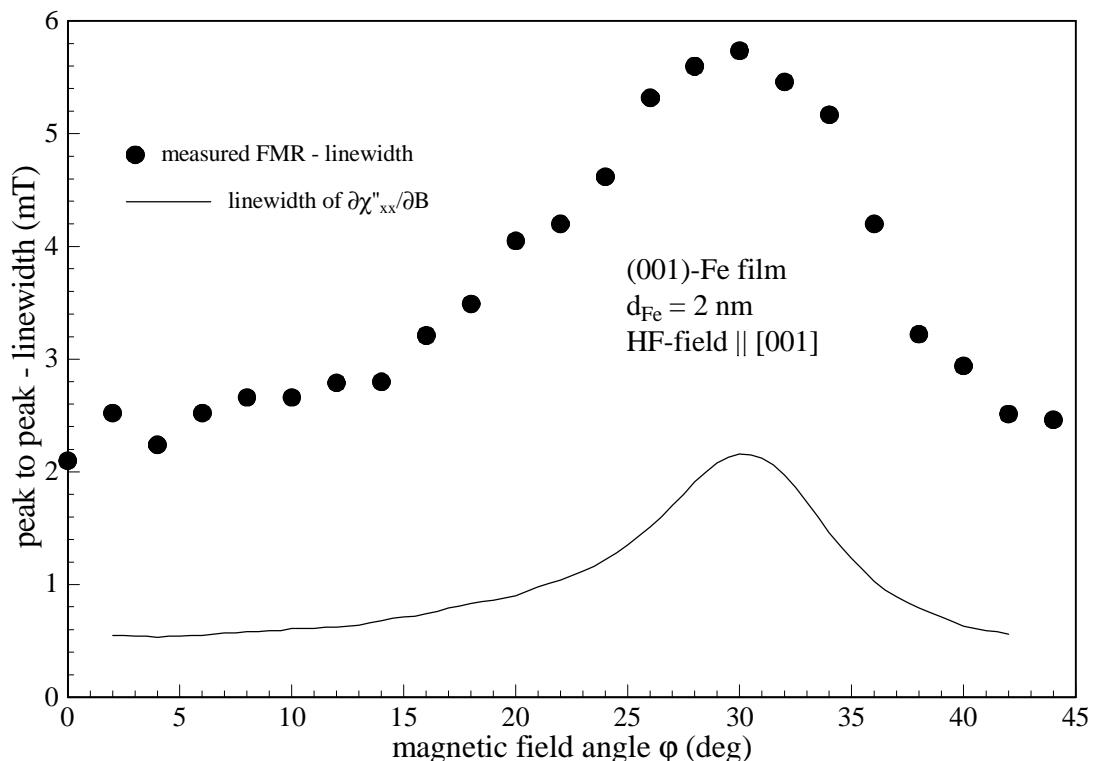


Abb. 7-18: Winkelabhängigkeit der Linienbreite der Probe Fe-20 im Vergleich mit der intrinsischen Linienbreite von  $\partial\chi''_{xx}/\partial B$  für eine Drehung in der Probenebene

ben worden. Dort führte die Abnahme der Kristallanisotropie mit zunehmender Temperatur zu der Abweichung der Gleichgewichtslage

Abb. 7-18 gibt nun das Linienbreitenverhalten für eine winkelabhängige FMR-Messung in der Probenebene für einen dünnen Fe-Film ( $d_{Fe} = 2 \text{ nm}$ ) wieder. Für einen solchen Film erwartet man ein Maximum der Abweichung des Gleichgewichtswinkels  $F$  bei einem Feldwinkel  $j = 30^\circ$ , wenn man die Linienlage (Abb. 7-6) mit den Gleichgewichtswinkeln der Magnetisierung (Abb. 3-6) in der Probenebene verknüpft. Dieser Winkel ist — wie Abb. 5-6 zeigt — unabhängig von der Anordnung der Probe im Resonator. Die Abweichung tritt bei der „ $b||$ “-Anordnung deutlicher hervor. Dieses von der Theorie her erwartete Verhalten bestätigt sich vollständig in den experimentellen Ergebnissen der Linienbreite (gefüllte Kreise in Abb. 7-18).

Ein Vergleich der gemessenen Linienbreiten mit denen von  $c''_{xx}$  (durchgezogene Linie in Abb. 7-18) ergibt die genaue Übereinstimmung der Lage des Linienbreitenmaximums bei  $j = 30^\circ$ . Des weiteren bestätigt sich, daß für die beiden Feldwinkel  $j = 0^\circ$  ( $B \parallel [100]$ ) und  $j = 45^\circ$  ( $B \parallel [110]$ ) die Linienbreite auf das gleiche Minimum zurückgeht. Es läßt sich also auch an den gemessenen Linienbreiten verifizieren, daß die Linienbreiten für diese beiden Orientierungen unabhängig von den Anisotropieparametern sind und daß Beiträge der Inhomogenität zur Linienbreite ( $DB_0$ ) keine Winkelabhängigkeit in der Probenebene aufweisen. Dies kann an allen in dieser Arbeit verwandten dünnen Proben ( $< 4.0 \text{ nm}$ ) und an den Messungen bei hohen Mikrowellenfrequenzen verifiziert werden.

## 7.6 Zusammenfassung der konventionellen FMR-Ergebnisse an Fe-Einzelschichten

Die aus den winkelabhängigen FMR-Messungen bestimmten effektiven Anisotropiefelder sind schon in Tabelle 6 (S.138) des Kapitels 7.3 zusammengefaßt. An dieser Stelle sei erwähnt, daß sich mit den drei in Abb. 7-3 S.121 beschriebenen Rotationsebenen alle möglichen Anisotropiefelder  $B_{eff}$ ,  $B_{K1}$ ,  $B_{K2}$  und  $B_{Ku}$  voneinander trennen lassen, falls diese in einer Probe auftreten. An der bisher untersuchten Probenserie im Schichtdickenbereich von 2-20 nm konnte als wichtigstes Ergebnis festgestellt werden, daß sich bis zu einer Schichtdicke von  $< 4.0 \text{ nm}$  keine signifikante Abweichung vom Bulkverhalten des Eisens unter Berücksichtigung der Oberflächenanisotropie und des Entmagnetisierungsfeldes für dünne Schichten ergeben hat. Für Schichten mit größeren Dicken und optimaler Herstellung (Fe-200c, Fe-100, Fe-50a und Fe-40) erhält man einen konstanten  $B_{K1}$ -Wert von 27.6 mT und ein im Rahmen des Fehlers linear mit der Dicke abfallendes  $B_{eff}$ . Erst die Proben mit geringerer Schichtdicke (Fe-25 und Fe-20) zeigen eine Abnahme von  $B_{K1}$  hervorgerufen durch eine tetragonale Verzerrung (Kapitel 7.3).

Diese Verzerrung fällt allerdings kleiner aus, als es nach [Heinrich1] von ultra-dünnen Schichten her (< 20 ML) zu erwarten ist, was wiederum die besonderen bulk-ähnlichen Eigenschaften des Ag-Puffersystems unterstreicht. Eine weitere ausführliche Diskussion dieses Sachverhalts folgt nach den Ergebnissen der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.3 und 10.

Auch aus den temperaturabhängigen FMR-Messungen sind die effektiven Anisotropiefelder  $B_{eff}$  und  $B_{KI}$  bestimmt worden. Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersuchungen kann festgehalten werden, daß in der mittelschweren Orientierung in der Probenebene beide beobachtbaren Resonanzlinienlagen mit steigender Temperatur zu kleineren Feldwerten wandern. Dieser negative Temperaturgradient ist der experimentelle Beleg für den wichtigsten Unterschied zwischen der Feldmodulation und der thermischen Modulation (um 180° verschobenen Signalphase). Es hat sich weiterhin gezeigt, daß die beiden Felder  $B_{eff}$  und  $B_{KI}$  die einzigen signifikanten Beiträge zur Temperaturabhängigkeit der FMR-Linienlage liefern. Abb. 7-11 S.143 als Beispiel für einen 20 nm Fe-Film zeigt bereits, daß die Temperaturabhängigkeit von  $B_{eff}$  nicht nur durch die geringe Abhängigkeit der Bulk-Magnetisierung von der Temperatur allein geprägt ist, sondern auch daß die Oberflächenanisotropie einen starken Beitrag dazu liefert. Die Anteile der Magnetisierung und der Oberflächenanisotropie zur Temperaturabhängigkeit von  $B_{eff}$  werden an Hand der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.5 voneinander getrennt und dort weiter diskutiert. Die Temperaturabhängigkeit von  $B_{KI}$  folgt dem vom Bulkmaterial her erwarteten Verhalten.

Ein besonders interessanter Aspekt der temperaturabhängigen FMR an den einkristallinen Fe-Filmen auf dem Ag-Puffersystem ist das Verhalten der Resonanzlinienbreiten. Diese zeigen für alle temperaturabhängig untersuchten Proben für die „aligned“-Mode einen exponentiellen Abfall der Linienbreite mit der Temperatur. Dieses Verhalten ist im untersuchten Temperaturbereich von 4-570 K vollständig reversibel und ist nach den Überlegungen in Kapitel 3.3.3 und den Berechnungen unter Einbeziehung der Resonatorgeometrie nicht zu erwarten (vergleiche Abb. 7-13 S.146). Die Linienbreite sollte nach rein intrinsischen Parametern nicht von der Temperatur abhängen oder nach der bei [Purcell2] gefundenen Abhängigkeit des Dämpfungsparameters  $a$  mit steigender Temperatur leicht zunehmen. Auch ein Beitrag des „exchange conductivity“-Effektes — wie er in Kapitel 2.2 diskutiert worden ist — führt nach Berechnungen von [Frait4] nur zu Linienbreitenänderungen um ca. 1 % in diesem Temperaturbereich. Da bei der Linienbreite der FMR auch statistische Inhomogenitäten der Probe mit in die Linienbreite eingehen (z.B. Mosaizität und Oberflächenrauhigkeit) und die Magnetisierung der Probe und damit auch die FMR mit abnehmender Temperatur empfindlicher auf diese Einflüsse reagiert, ist die starke Änderung der Linienbreite im wesentlichen auf diese Änderung

von  $\mathbf{DB}_0$  zurückzuführen. Diese Erklärung ist auch in Übereinstimmung mit den anderen Untersuchungen der Resonanzlinienbreite — wie sie im folgenden beschrieben werden — und mit dem Vergleich der konventionellen FMR-Linienbreite mit den ortsaufgelösten PM-FMR-Linienbreiten an inhomogenen Proben (siehe Kapitel 8.3 und 9.4).

Nach den Berechnungen in Kapitel 5.3.1 hängt die intrinsische Resonanzlinienbreite entscheidend von der Winkelabweichung zwischen externem Magnetfeld und der Gleichgewichtslage der Magnetisierung ab. Dieser Zusammenhang bestätigt sich sowohl qualitativ als auch quantitativ im Vergleich der relativen Linienbreitenänderungen zwischen den gemessenen und den berechneten Linienbreiten sowohl bei der temperaturabhängigen Linienverbreiterung der „not aligned“-Mode (Abb. 7-13 S.146) als auch bei der winkelabhängigen Messung einer dünnen (2 nm) Schicht in der Probenebene (Abb. 7-18 S.154). Die Verifizierung dieser Zusammenhänge geschah erstmals in dieser Arbeit und bestätigt erneut die hohe Qualität und Homogenität der Fe-Filme auf dem Ag-Puffersystem.

Messungen bei höheren Mikrowellenfrequenzen (Q- und U-Band) waren im Rahmen dieser Arbeit nur an Proben mit drei unterschiedlichen Schichtdicken 2 nm, 10 nm und 20 nm möglich. Es zeigt sich aus diesen frequenzabhängigen Messungen, daß alle drei Proben den gleichen Dämpfungsparameter  $\alpha = (2.45 \pm 0.13) \cdot 10^{-3} \hat{=} G = (7.66 \pm 0.35) \cdot 10^7$  Hz aufweisen, wenn man den Zusammenhang in Abb. 7-17 S.153 voraussetzt. Dieser Wert entspricht der an Fe-Bulk-Einkristallen [Purcell2] gefundenen Dämpfung und ist nur wenig größer als die kleinste an Fe-Filmen auf Ag-Einkristallsubstraten [Heinrich6] bestimmte Dämpfung. Der kleinste in der Literatur zu findende Wert für Fe-whisker ist  $5.7 \cdot 10^7$  Hz [Frait3].

Des weiteren kann aus Abb. 7-17 S.153 aus dem Achsenabschnitt der von der Frequenz unabhängige Anteil der Linienbreite bestimmt werden. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke. Diese skaliert im Rahmen des Meßfehlers bei nur drei Proben etwa mit der reziproken Schichtdicke. Dies entspricht prinzipiell dem Verhalten, das auch bei [Heinrich1] für auf Ag-Einkristallsubstraten gewachsenen Fe-Schichten gefunden worden ist. Der Vergleich mit diesen Schichtsystemen wird nach der Auswertung der Fe-Keilschicht in Kapitel 9.3 weiter fortgeführt. Die dort gefundenen Linienbreitenänderungen in Abhängigkeit von der Schichtdicke korrespondieren mit den Änderungen von  $\mathbf{DB}_0$  der Abb. 7-17 S153.

## 8 PM-FMR an epitaktischen Fe-Einzelschichten

In diesem Abschnitt sollen zunächst die in Kapitel 5.3.2 aufgezeigten Besonderheiten der PM-FMR-Untersuchungen gegenüber der konventionellen FMR an den Fe-Einzelschichten verifiziert werden, um dann die besonderen Aussagefähigkeiten der PM-FMR insbesondere in puncto lateraler Auflösung in den folgenden Kapiteln zu nutzen.

### 8.1 Vergleich von PM-FMR Spektren mit konventionellen FMR-Spektren

Nachdem in Abb. 7-1 schon ein konventionelles und ein PM-FMR Spektrum gegenübergestellt worden sind, ist der grundlegende Unterschied der beiden Modulationsformen aus Kapitel 5.3.2.1 und 7.4 schon verifiziert: die beiden Spektren sind um  $180^\circ$  phasenverschoben. Aus den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.2.1 geht weiter hervor, daß für die ausgezeichneten Richtungen in der Probenebene ([110] und [100]) die intrinsische Re-

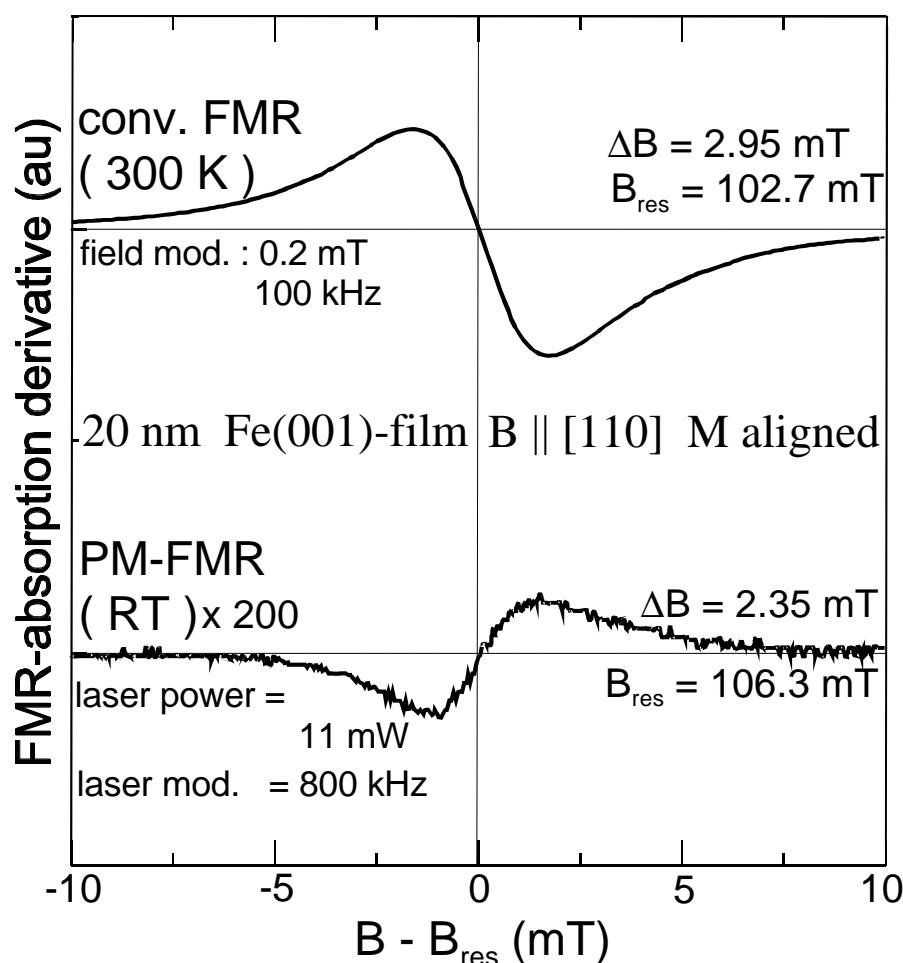


Abb. 8-1: Vergleich einer konventionellen FMR-Linie (oben) und einer PM-FMR-Linie (unten)

sonanzlinienbreite der entsprechenden Moden für beide Modulationstechniken gleich sein sollte, wenn die Modulationsfrequenz der PM-FMR groß genug gewählt worden ist, daß die thermische Modulation vollständig im Laserfokus stattfindet (vergleiche Kapitel 5.3.2.3 und 8.2). Für die berechneten Spektren eines 20 nm dicken Fe-Films beträgt die Linienbreite  $0.8 \text{ mT} \pm 0.01 \text{ mT}$  (gewählte Rechengenaugkeit, vergleiche Abb. 5-3 bzw. Abb. 5-8)

Daß die Linienbreiten der konventionellen Messung und der PM-FMR übereinstimmen kann, ist für die homogenen Fe-Einzelschichten überprüft. Als Beispiel für ein abweichendes Linienbreitenverhalten ist in Abb. 8-1 die konventionelle Resonanzlinie der Probe Fe-200b der PM-FMR-Linie der gleichen Orientierung ( $B \parallel [110]$ , „ $M$  aligned“) gegenübergestellt. Wie schon aus den winkelabhangigen Untersuchungen an dieser Probe hervorgeht, zeigt sie als einzige eine signifikante uniachsiale Anisotropie in der Probenbene und eine erhöhte Linienbreite im konventionellen Spektrum, wenn man sie mit der Probe Fe-200c vergleicht, die die gleiche Schichtdicke aufweist.

Abb. 8-1 zeigt, daß die Linienbreite des PM-FMR-Signals gegenüber der des konventionellen Signals um 20 % reduziert ist. Als PM-FMR-Spektrum ist eine Einzelmessung aus einer ortsaufgelösten Untersuchung der Probe Fe-200b ausgewählt worden, die ein besonders hohes von dem größten Teil der restlichen Probe abweichendes Resonanzfeld aufweist (vergleiche Abschnitt 8.3). Dies ist auch der Grund, warum die Linienbreite der konventionellen Messung größer ist. Der Abschnitt 8.3 wird zeigen, daß die Probe lateral keineswegs homogen ist und daß sich daher bei der integralen konventionellen FMR diese laterale Inhomogenität der Probe in einer Erhöhung der Linienbreite niederschlägt.

Die um den Faktor 200 kleinere Signalamplitude des PM-FMR-Signals in Abb. 8-1 erklärt sich aus dem kleinen Laserfokus von  $25 \mu\text{m}$  und der hohen Modulationsfrequenz von  $800 \text{ kHz}$  (vergleiche Kapitel 5.3.2.3 und nächster Abschnitt).

## 8.2 Abhängigkeit des PM-FMR-Signals von der Modulationsfrequenz

Die Abhängigkeit der PM-FMR-Signalamplitude von der Modulationsfrequenz ist nach Kapitel 5.3.2.2 durch die Eindringtiefe bzw. die Diffusionslänge  $\mu$  der thermischen Welle geprägt. Dort hat sich auch gezeigt, daß alle in dieser Arbeit behandelten Proben als thermisch dicke Schicht zu behandeln sind und daß die Ausbreitung der thermischen Welle im wesentlichen durch die thermischen Eigenschaften des GaAs-Substrates bestimmt werden. Nach [Rosencwaig] und Kapitel 5.3.2.3 nimmt die Amplitude der thermischen Welle und damit auch die des durch sie verursachten Signals für eine thermisch dicke Schicht proportional zum Kehrwert der Modulationsfrequenz ab.

Abb. 8-2 verifiziert durch die doppeltlogarithmische Auftragung der PM-FMR-Signalamplitude gegen die Modulationsfrequenz die direkte Proportionalität von Amplitude und reziproker Frequenz. Dazu ist die Amplitude der „M not aligned“ Mode der Probe Fe-200c in der schweren [110]-Richtung in der Probenebene aufintegriert worden. Die Abbildung beschränkt sich auf den Frequenzbereich bis 100 kHz, da für höhere Frequenzen die Zuschaltung des Heterodynkonverters (siehe Kapitel 4.2) und damit eine Änderung der Meßelektronik erforderlich ist (s.u. und Abb. 8-3). Die Steigung der Ausgleichsgeraden in Abb. 8-2 ergibt einen Exponenten der Modulationsfrequenz, der im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit  $-1$  ergibt. Damit zeigt sich, daß die Signalamplitude der PM-FMR wie erwartet analog zur Amplitude der thermischen Welle proportional zu  $1/f_{mod}$  abfällt. Dies gilt auch für die „aligned“ Resonanz desselben Spektrums dieser Probe als auch für alle anderen modulationsfrequenzabhängig untersuchten Proben in diesem Frequenzbereich. Die Reduzierung des Betrages der Steigung der logarithmischen Auftragung für Modulationsfrequenzen  $> 50$  kHz geht auf die Ausdehnung des Laserstrahls zurück. Die Abb. 5-12 und die Analyse von Abb. 8-4 (s.u.) belegen, daß die thermische Welle soweit abgeklungen ist, daß der Modulationsbereich lateral durch den Laserstrahlradius vorgegeben und damit frequenzunabhängig begrenzt ist. Es ändern sich also die Randbedingungen für das  $1/f_{mod}$ -Verhalten nach [Rosencwaig].

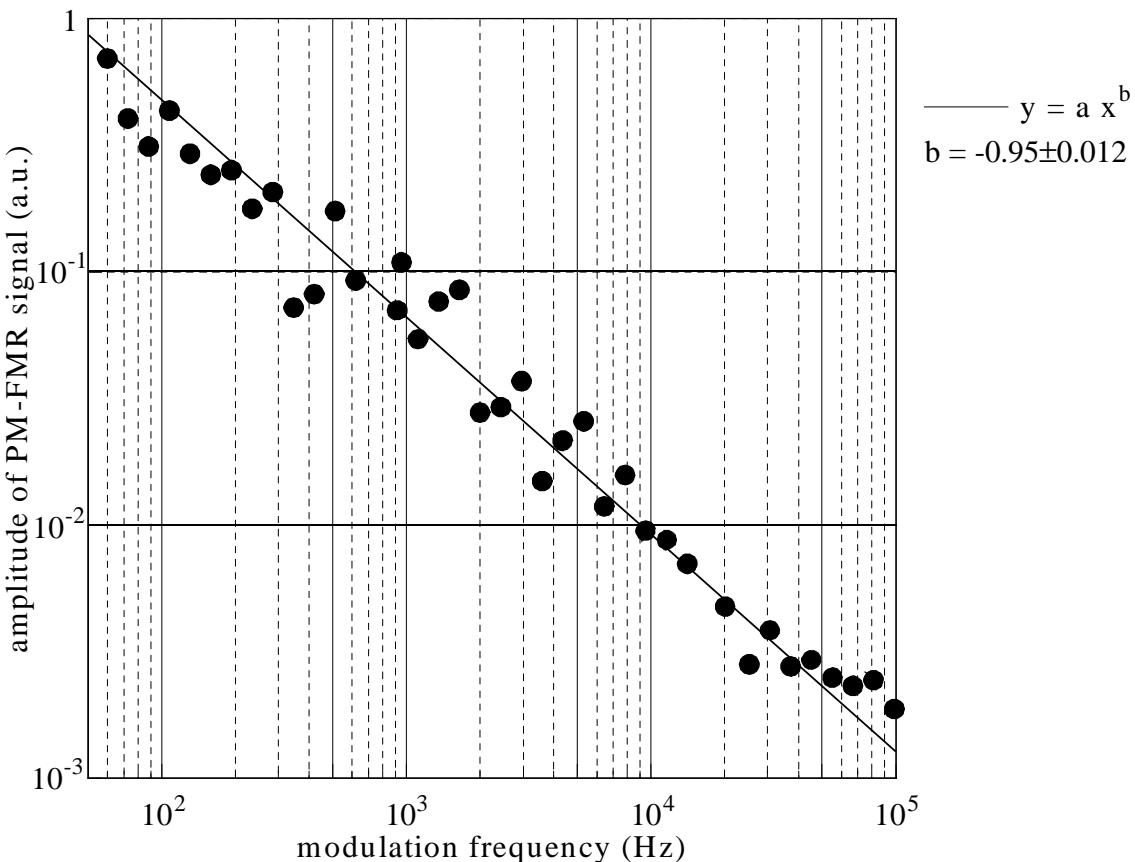


Abb. 8-2: Abhängigkeit der PM-FMR-Signalamplitude von der Modulationsfrequenz der Probe Fe-200c für  $B \parallel [110]$  und die „not aligned“ Mode.

Die Abhängigkeit der Signalamplitude von der Modulationsfrequenz wird auch in Abb. 8-3 deutlich. Hier ist die Signalamplitude der PM-FMR logarithmisch als Graustufe gegen die Modulationsfrequenz und das externe Feld aufgetragen. Die logarithmische Einteilung der Graustufen dient hier nur der Darstellbarkeit der in dieser Abbildung um mehr als vier Größenordnungen mit der Frequenz abfallenden Signalamplitude. Der Feldbereich umschließt den gesamten Amplitudenbereich der „not aligned“ Mode für  $B \parallel [110]$ . Der rechte Teil der Abbildung von 400 kHz bis 2 MHz ist mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Heterodynkonverter aufgenommen worden. Die Detektierbarkeit eines gut interpretierbaren Meßsignals bei einer Modulationsfrequenz von 1.7 MHz verdeutlicht die in Kapitel 5.1 diskutierte hohe Empfindlichkeit des FMR-Verfahrens. Der Laserfokus umfaßt bei der Probendicke von 20 nm nur etwa  $2 \cdot 10^{10}$  Spins. Die Amplitu-

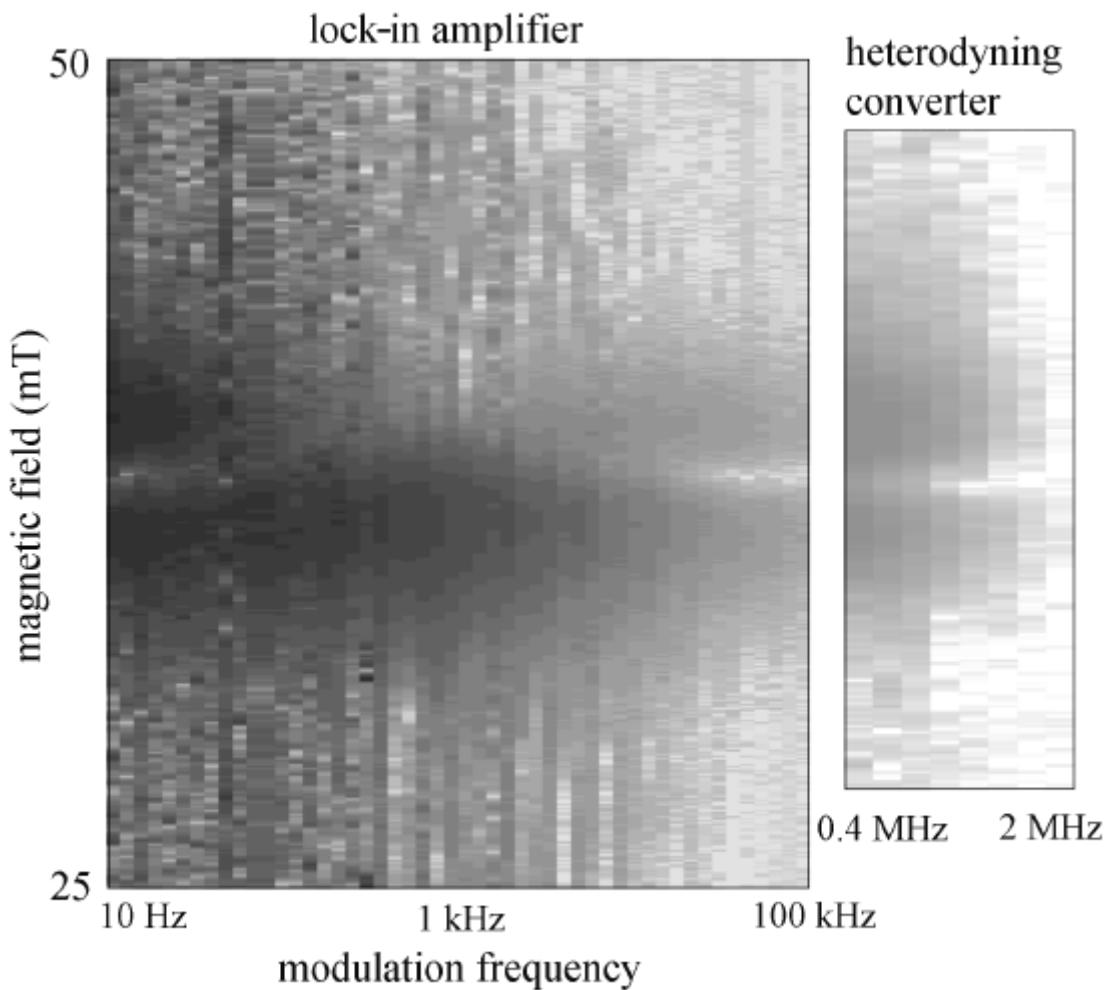


Abb. 8-3: Graustufenbild der PM-FMR-Amplitude in Abhängigkeit vom externen Feld und von der Modulationsfrequenz. Dunkleres Grau heißt größere Amplitude. Rechter Teil mit Heterodynkonverter (Kapitel 4.2) und zehnfacher Verstärkung gemessen.

de der thermischen Welle für  $f_{mod} = 2$  MHz ist nach den Berechnungen von Kapitel 5.3.2.3 dafür zusätzlich auf etwa 10 mK gefallen.

Für tiefe Modulationsfrequenzen bis ca. 200 Hz erkennt man in Abb. 8-3 ein symmetrisches PM-FMR-Signal. D.h., man erhält in der Amplitudendarstellung zwei Maxima und ein Minimum, das der Resonanzlinienlage entspricht (Prinzip der Darstellung von Abb. 7-2). Die Spektren in diesem Frequenzbereich sind durch mechanische Schwingungen des Meßaufbaus und elektrisches Rauschen bei 50 Hz und 100 Hz stark verrauscht. Um dieses Rauschen signifikant zu reduzieren, hätten die einzelnen Spektren eine ca. zehnfach längere Meßzeit erfordert ohne die Aussagefähigkeit der Abb. 8-2 oder Abb. 8-3 zu erhöhen.

Der Frequenzbereich bis ca. 50 kHz in Abb. 8-3 weist eine stark asymmetrische Linienform auf. Als Beispiel dafür ist links unten in Abb. 8-4 das Spektrum für 1 kHz aufgetragen und wird weiter hinten in diesem Abschnitt genau diskutiert. Ab einer Frequenz über 75 kHz sind die Moden wieder symmetrisch. Dies bleibt bis zur Auflösungsgrenze von ca. 2 MHz so. Für den hohen Frequenzbereich dient das Spektrum mit 100 kHz Modulationsfrequenz als Beispiel. Es ist das letzte Spektrum im linken Teil von Abb. 8-3 bzw. das links oben in Abb. 8-4.

Die Abhängigkeit der Linienform von den einzelnen Frequenzbereichen lässt sich durch die Ortsauflösung der thermischen Wellen in Verbindung mit dem Laserstrahlra-

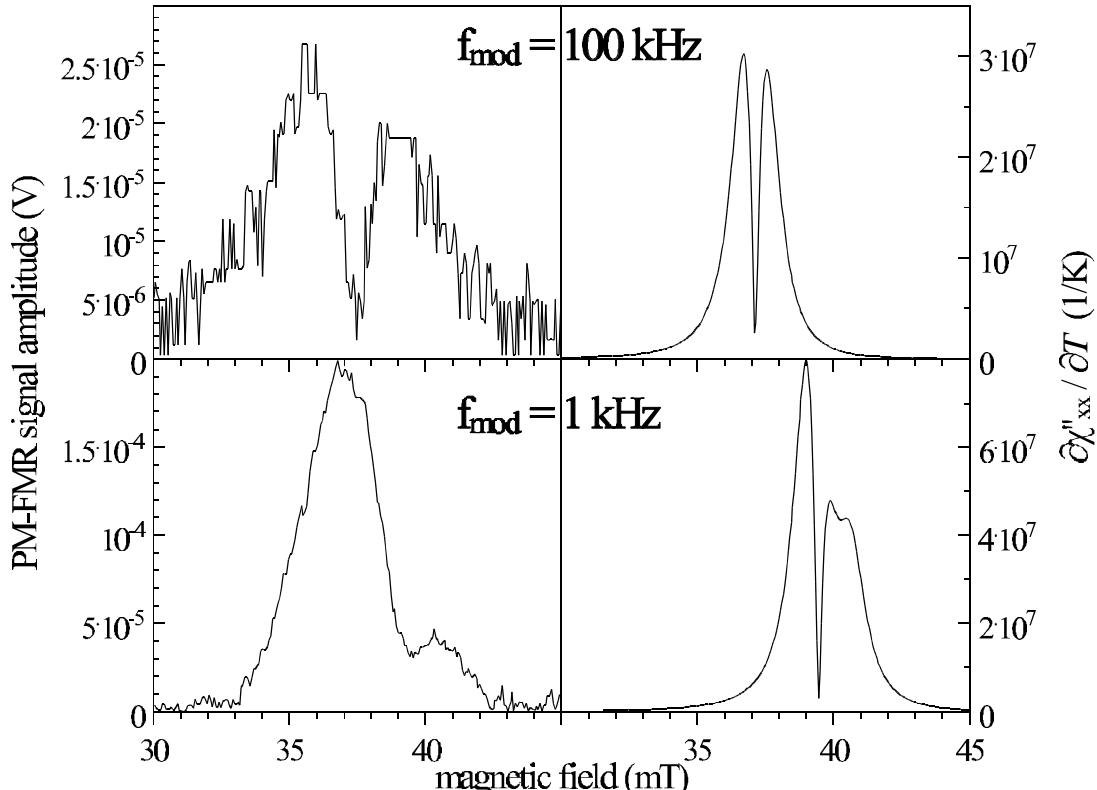


Abb. 8-4: Abhängigkeit der PM-FMR-Signalsymmetrie von der Modulationsfrequenz

dius erkahlen. Aus Abb. 5-12 geht hervor, dass für Modulationsfrequenzen größer als 75 kHz die thermische Welle schon im Bereich des Laserspots auf weniger als 1/e abgefallen ist. Für Modulationsfrequenzen unterhalb von 200 Hz ist die Ausbreitung der thermischen Welle so groß, dass der Großteil des PM-FMR-Signals außerhalb des Laserspots entsteht. D.h., im Bereich von 200 Hz bis 50 kHz liegt der Übergangsbereich in dem die thermische Welle sowohl im Laserspotbereich als auch im Außenbereich eine signifikante Amplitude aufweist. Dieser Bereich stimmt mit dem Frequenzbereich der PM-FMR Messungen überein, in dem die asymmetrischen Modenformen entstehen. Die Asymmetrie der Linie hängt also mit der unterschiedlichen Gleichgewichtstemperatur im Laserspot und außerhalb zusammen.

Um diesen Sachverhalt zu verifizieren, sind in der rechten Halfe von Abb. 8-4 zwei PM-FMR-Spektren für die Modulationsfrequenzen 1 kHz und 100 kHz berechnet worden. Die Basis für diese Berechnungen bilden die in den Kapiteln 5.1 und 5.3.2 behandelten Gleichungen (5.11) und (5.24) für den Reflektionskoeffizienten und die thermische Modulation von  $c''_{xx}$ . Für die Ausbreitung der thermischen Welle und den Einfluß der Probenerwarmung sind die Ergebnisse der FEM aus Kapitel 5.3.2.3 für die entsprechenden Frequenzen benutzt worden. Die Parameter für die FEM-Kalkulation sind so gewählt, dass sie den experimentellen Bedingungen der oben beschriebenen frequenzabhängigen Meßreihe entsprechen. Für jeden Punkt des radialen Abstandes vom Lasermittelpunkt der Abb. 5-12 ist ein Ableitungsspektrum  $\partial c''_{xx} / \partial T$  berechnet worden. Diese Spektren wurden dann entsprechend gewichtet (5.24) aufsummiert. Man erhält so in guter Näherung das qualitative Amplitudenverhalten des PM-FMR-Signals.

Die Gegenüberstellung der gemessenen PM-FMR-Spektren mit den berechneten links bzw. rechts in Abb. 8-4 verdeutlicht, dass die inhomogene Erwärmung der Probe durch den Laserstrahl in Verbindung mit dem Ausbreitungsbereich der thermischen Welle dafür verantwortlich ist, dass das Signal der 1 kHz-Messung asymmetrisch ist. In der Mitte des Laserfokus ist die Erwärmung der Probe am größten. Dies hat nach Kapitel 5.3.2 und 7.4 eine Reduzierung der Anisotropieparameter zur Folge, die zu einer Verschiebung der Resonanz — in diesem Fall zu kleineren Feldwerten — führt. Außerhalb des Laserspots nimmt die Erwärmung ab und die Resonanz verschiebt sich zu höheren Feldern. Bei einer Frequenz von 1 kHz ist die Ausbreitung der thermischen Welle noch so groß, dass beide beschriebenen Bereiche einen Beitrag zum Signal liefern. Das rechte Spektrum bei 1 kHz ist mit 25 Einzelpunkten der FEM-Verteilung (vergleiche Abb. 5-12) mit den rein intrinsischen temperaturabhängigen Parameter  $M$ ,  $K_1$  und  $K_s$  bestimmt worden. Die Mode weist die gleiche Linienlage wie im Experiment auf und zeigt qualitativ die gleiche Amplitudenasymmetrie. Eine noch bessere Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Signal lässt sich nur durch die Einbeziehung des

nicht intrinsischen Anteils an der Linienbreite und durch eine deutliche Erhöhung der Anzahl der Elemente bei der FEM erzielen, wobei der entscheidende Anteil sicherlich in  $DB_0$  liegt. Sowohl aus den gemessenen Spektren als auch aus der Berechnung mit der FEM geht hervor, daß die maximale Erwärmung der Probe durch die Laserlichtheizung ca.  $14 \pm 2$  K beträgt. Eine Reduzierung der Laserleistung auf weniger als 22 mW würde zwar eine Verringerung dieser Erwärmung ergeben, hätte aber im Experiment den Nachteil einer geringeren Signalamplitude.

Für alle folgenden PM-FMR-Untersuchungen sind auf Grund der in diesem Abschnitt gefundenen Ergebnisse immer Modulationsfrequenzen  $\geq 100$  kHz gewählt worden. Dies gewährleistet ein vom Verfahren her symmetrisches Meßsignal und erlaubt die Aussage, daß der Modulationsbereich etwa dem Laserstrahlfokus entspricht.

### 8.3 Lateral aufgelöste PM-FMR-Untersuchungen und Inhomogenitäten

Die Vorteil der lateral aufgelösten PM-FMR an den Fe-Einzelschichten liegt eindeutig in der Überprüfung der Inhomogenität der magnetischen Parameter in der Probenebene auf einer Mikrometerskala.

Zum Verständnis der folgenden Auswertungen lateral aufgelöster Messungen zeigt Abb. 8-5 noch einmal ein PM-FMR-Spektrum wie es für jeden einzelnen Punkt der ortsaufgelösten Untersuchung aufgenommen worden ist. Man erkennt wieder die typische Form des PM-FMR-Signals. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Spektren ist hier der feldunabhängige Anteil des Meßsignals nicht abgezogen worden. Dieses Untergrundsignal beruht — wie in Kapitel 5.4 erläutert — auf der Anregung von Ladungsträgern im GaAs-Substrat durch das Laserlicht und der damit verbundenen Änderung der Resonatorgüte. Die in Abb. 8-5 dargestellte Signalamplitude zeigt, daß dieses Untergrundsignal des Halbleiters im Vergleich zum Resonanzsignal der magnetischen Schicht mehr als zwei Größenordnungen größer ist. Durch die Unabhängigkeit des Untergrundsignals vom externen Feld und durch die zeitliche Stabilität der Meßapparatur ist die Auflösung des magnetischen Signals auf diesem Untergrund sehr gut möglich.

Die ortsaufgelösten PM-FMR-Messungen an den Proben ergaben, daß nur die Probe Fe-200b eine signifikante Abweichung der Resonanzlinienlagen in Abhängigkeit vom Detektionspunkt (Laserposition) aufweist. Diese lateralen Abweichungen der Resonanzlinienlage werden daher im folgenden beschrieben und deren Ursache kann durch das PMA-Meßverfahren (vergleiche Kapitel 5.4) eindeutig einem Fehler im GaAs-Substrat zugewiesen werden.

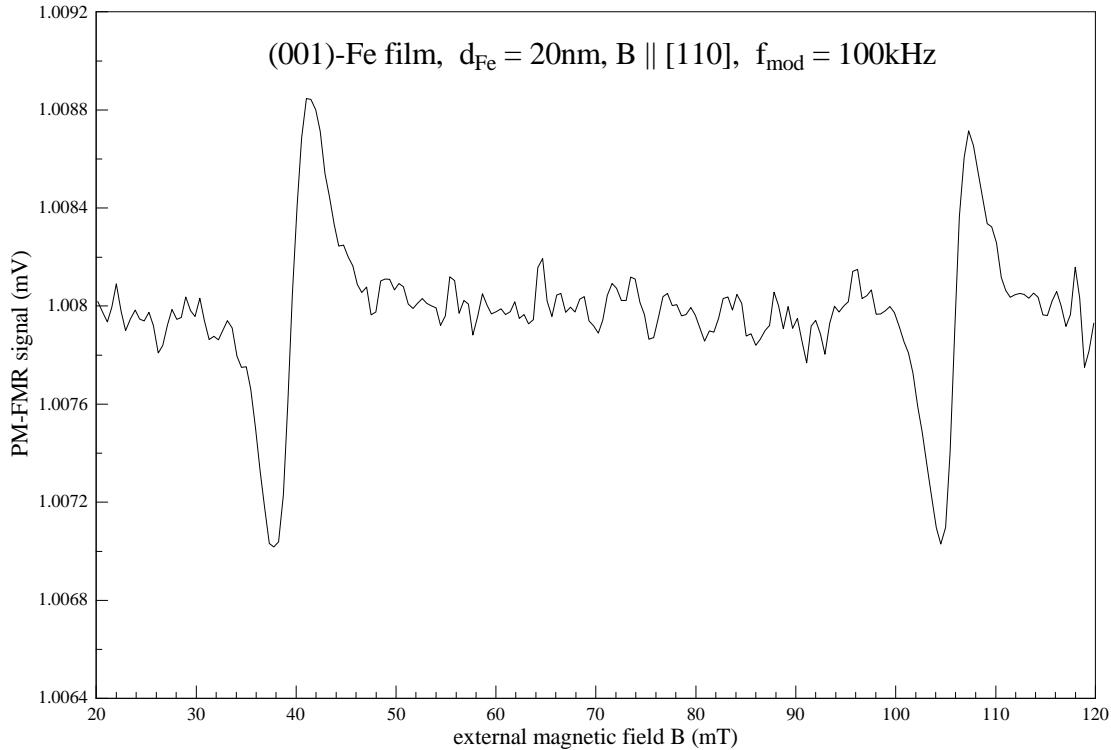


Abb. 8-5: Einzelnes PM-FMR-Spektrum einer lateralen Probenuntersuchung

In Abb. 8-1 konnte man bereits aus dem Vergleich der Resonanzlinienbreiten der konventionellen FMR und der PM-FMR ableiten, daß die Probe Fe-200b nicht über die ganze Probenebene hinweg homogene magnetische Parameter aufweist. Dies wird durch Abb. 8-6 und Abb. 8-7 nun bewiesen.

Abb. 8-6 zeigt als Graustufendarstellung der Resonanzlinienlage der „not aligned“-Resonanz der Probe Fe-200b für einen Bereich von  $2.88 \times 2.88 \text{ mm}^2$ . Der Bereich der Graustufenskala umfaßt dabei die Feldwerte von  $36 - 39 \text{ mT}$ . Diese Änderung ist generell betrachtet sehr klein und liegt etwa im Bereich der Resonanzlinienbreite der PM-FMR (vergleiche Abb. 8-1). Die Abb. 8-6 zeigt aber deutlich, daß sich selbst diese kleine Inhomogenität der Resonanzlinienlage auf einen etwa  $640 \times 800 \mu\text{m}$  großen Bereich am unteren Rand der Meßreihe beschränkt (im weiteren als inhomogener Bereich bezeichnet; vergleiche auch mit den nächsten beiden Abbildungen). Der übrige Bereich (homogener Bereich) der Probe ist fast im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit der Resonanzlinienlagen homogen. Die Homogenität der übrigen ortsaufgelöstgemessenen Proben zeigt maximal die Schwankungen wie dieser Bereich der Probe Fe200-b

Die Änderung der Resonanzlinienlage dieser „not aligned“-Mode im inhomogenen Bereich der Probe Fe-200b zeigt im wesentlichen eine Abweichung der Resonanzlinienlage zu tieferen Feldern hin. Nur in der Mitte dieses Bereiches findet man ein kleines Gebiet, in dem die Resonanzlinienlage nach oben vom Mittelwert der übrigen Probe

abweicht. Dieses Verhalten der Resonanzlinienlage in Verbindung mit dem Verhalten der weiter unten und in Abb. 8-7 beschriebenen „aligned“-Linienlage läßt darauf schließen, daß die Inhomogenitäten der Probe sowohl Auswirkungen auf das effektive Kristallfeld  $B_{KI}$  als auch auf das senkrechte Anisotropiefeld  $B_{eff}$  hat. Eine Vergrößerung von  $B_{KI}$  wirkt sich in dieser Resonanzlinie in einer Verringerung des Feldes aus, in der „aligned“-Mode in einer Erhöhung. Eine Vergrößerung von  $B_{eff}$  bewirkt für beide Resonanzlinien eine Erhöhung der Resonanzlinienlage.

In Abb. 8-7 liegt im gesamten inhomogenen Bereich eine Erhöhung der Resonanzlinienlage vor. Beachtet man also, daß in Abb. 8-6 an der Stelle der erhöhten Resonanz in Abb. 8-7 die höchste Resonanzlinienlage zu finden ist, so kann die Resonanzlinienla-

(001)-Fe film,  $d_{Fe} = 20 \text{ nm}$ ,  $B \parallel [110]$ , M not aligned

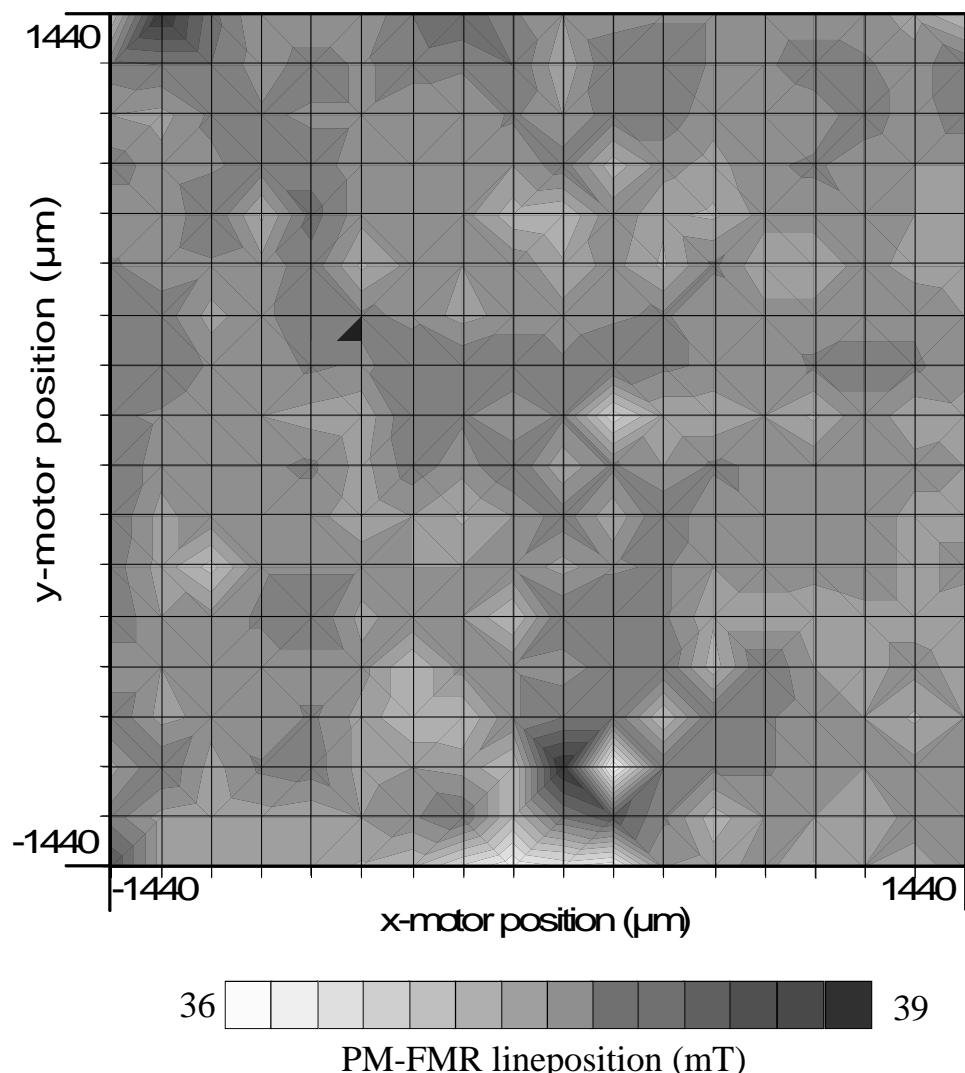


Abb. 8-6: Graustufendarstellung der Ortsauflösung der Resonanzlinienlage der „not aligned“ Mode der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. Eine Graustufe entspricht einem Feldbereich von 0.2 mT.

genänderung eindeutig den beiden beteiligten Anisotropiefeldern zugewiesen werden. Der größte Teil des inhomogenen Bereiches (praktisch der gesamte Rand dieses Gebietes) wird hauptsächlich durch eine Vergrößerung des Kristallanisotropiefeldes bestimmt. Nur in der Mitte des inhomogenen Bereiches überlagert sich eine Erhöhung des senkrechten Anisotropiefeldes. Die wahrscheinlichste Ursache dafür ist eine Änderung der Oberflächeneigenschaften der Fe-Schicht (Oberflächenanisotropie). Diese Annahme wird später an Hand des Untergrundsignals weiter diskutiert.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, daß beide Resonanzen sowohl „aligned“ als auch „not aligned“ in einem Spektrum zusammen mit dem Untergrundsignal aufgenommen worden sind, so daß keine Positionsverschiebungen in den entspre-

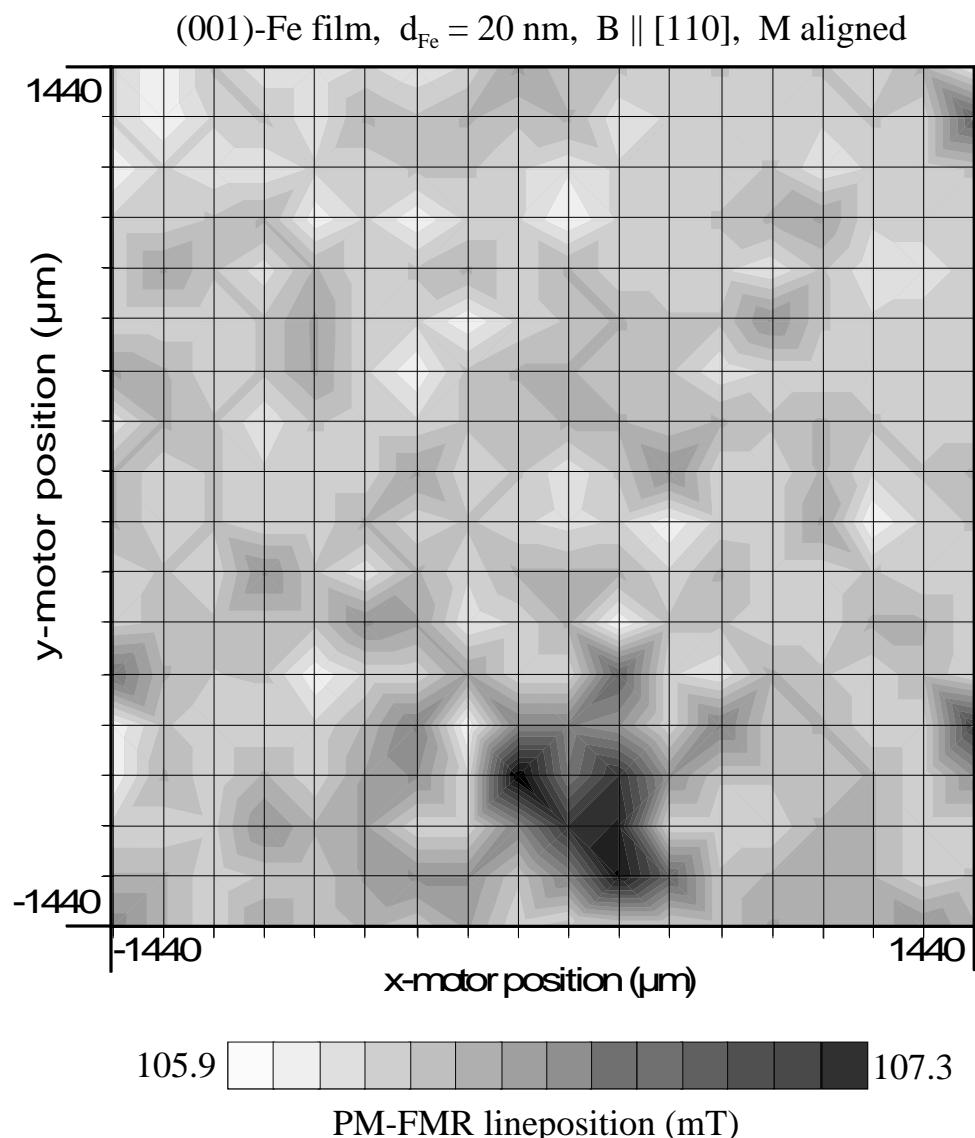


Abb. 8-7: Graustufendarstellung der Ortsauflösung der Resonanzlinienlage der aligned Mode der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. Eine Graustufe entspricht einem Feldbereich von 0.2 mT

chenden Abbildungen möglich sind, was die Aussagefähigkeit der Messung deutlich erhöht.

Zu der „aligned“-Resonanz in Abb. 8-7 muß noch erwähnt werden, daß die Unterschiede in den Graustufen (respektive Höhenlinien) insgesamt nur 1.4 mT betragen (Schrittweite 0.1 mT). Dies liegt daran, daß die „aligned“-Resonanz — wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt — nicht so empfindlich auf die Änderungen der Anisotropieparameter reagiert wie die „not aligned“-Resonanz.

Das Untergrundsignal zu den beiden letzten Abbildungen ist in Abb. 8-8 auf der linken Seite dargestellt. Man erkennt sofort, daß der in den magnetischen Ergebnissen inhomogene Bereich auch im Untergrundsignal des GaAs-Substrates zu beobachten ist. Daß die starke Amplitudenänderung (ca. eine Größenordnung) dieses Bereiches auf eine Störung im GaAs selbst zurückgeht und nicht etwa durch Beschädigungen der metallischen Deckschicht hervorgerufen worden ist, beweist der rechte Teil der Abb. 8-8. Dieser zeigt die PMA-Untersuchung der Rückseite der Probe Fe-200b mit der gleichen Ortsauflösung und im Rahmen des Positionierfehlers von etwa 5 µm der gleichen Probenposition. Die Fokussierung des Laserstrahls liegt in der gleichen Größenordnung von ca. 25 µm, obwohl die Messungen durch einen 0.5 mm starken Objektträger und eine visuell (Stereomikroskop x20) homogene Nagellackschicht durchgeführt wurde. Dies

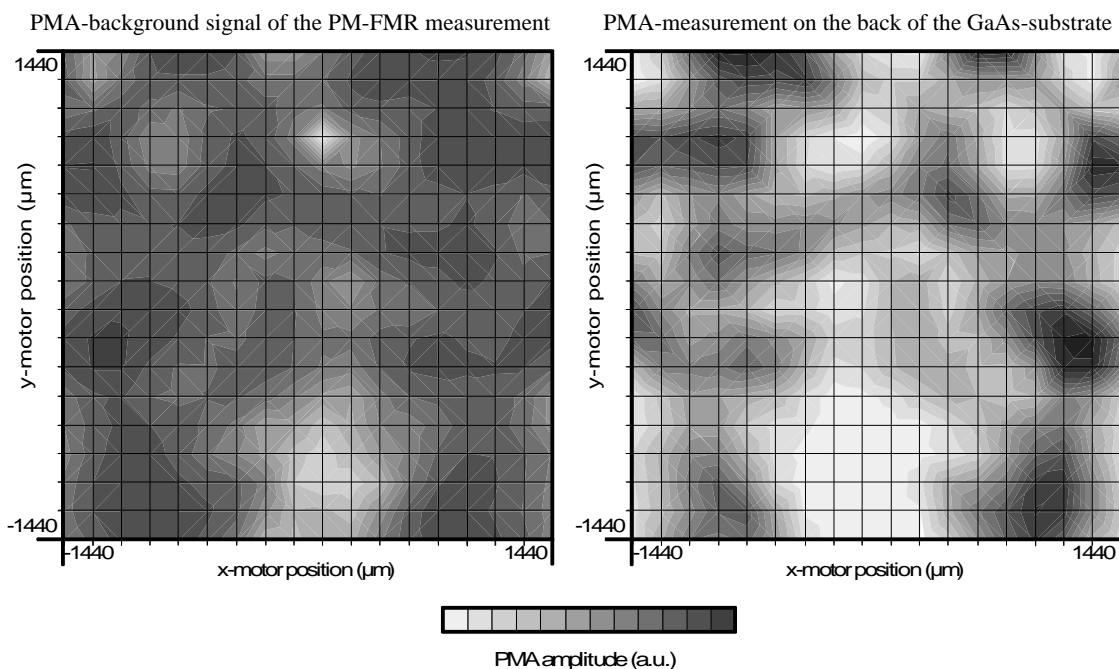


Abb. 8-8: Höhenliniendarstellung der Ortsauflösung des Untergrundsignals der PM-FMR (links) und des separat an der Rückseite gemessenen der PMA-Signals des Substrates (rechts) der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. Die Graustufen sind auf Maximum und Minimum der entsprechenden Untersuchung normiert.

war erforderlich, da die Notwendigkeit dieser zusätzlichen PMA-Untersuchung vor der Homogenitätsprüfung mittels PM-FMR nicht abzusehen war. Objektträger und Nagellack sind auch ein Grund dafür, daß die Amplitudenabweichungen dieser PMA-Messung im restlichen Bereich des Substrates größer sind als im Vergleich zum Untergrundsignal. Durch die hohe Empfindlichkeit der PMA-Meßmethode schon auf kleinste Änderungen der elektrischen Eigenschaften des untersuchten Halbleiters, ist die nicht so gut vorpräparierte Oberfläche der GaAs-Substratrückseite ein weiterer Grund für diese Amplitudenstreuung. Trotz dieser Einschränkungen kann man auch an dieser Messung deutlich den auch in den magnetischen Messungen gestörten Bereich erkennen.

Legt man den Amplitudenunterschied der Untergrundmessung (linke Seite in Abb. 8-8) zugrunde und vergleicht diesen mit den Unterschieden von implantierten zu nicht implantierten Halbleiterbereichen, so spricht dieses für eine Störung des GaAs-Substrates in dem besprochenen Probenbereich, der auf Grund seiner Größe von etwa einem viertel Quadratmillimeter bei der integralen Untersuchung des Substrates vor der Herstellung der Probe (Herstellungsgröße der Probe  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ) übersehen werden konnte. Eine leichte Veränderung der Substratoberfläche in dieser Ausdehnung kann allerdings die beschriebenen Änderungen in den magnetischen Parametern der Probe bewirken.

Zum Vergleich der konventionellen FMR-Linienbreite mit der PM-FMR Linienbreite bleibt noch zu sagen, daß die letzten drei Abbildungen gezeigt haben, daß die Änderungen der Resonanzlinienlagen der PM-FMR kleiner oder gleich der Linienbreite der PM-FMR waren. Addiert man die PM-FMR-Einzelsignale für die „aligned“ Mode für alle lokalen Messungen auf, erhält man eine Linienbreite des aufsummierten Signals, die der der konventionellen FMR entspricht. Für die Summation der Signale ist vorher jeweils das Untergrundsignal abgezogen worden.

Dieser Linienbreitenvergleich wird noch einmal an der Fe-Keilschicht aufgegriffen und mit der dort definierten Inhomogenität der Schichtdicke verifiziert.

## 8.4 Zusammenfassung der PM-FMR-Ergebnisse an Fe-Einzelschichten

Ein Schwerpunkt der PM-FMR-Untersuchungen an einkristallinen Fe-Einzelschichten war die Bestimmung der Abhängigkeit des PM-FMR-Signals von der Modulationsfrequenz und damit verbunden die Verifikation der in Kapitel 5.3.2.3 durchgeföhrten Berechnungen zur Ausbreitung der thermischen Welle in diesen Schichtsystemen. Der Abfall der Amplitude des PM-FMR-Signals mit  $1/f_{mod}$  entspricht der Erwartung, daß die Ausbreitung der thermischen Welle praktisch ausschließlich durch das Substrat geprägt ist. Die Probe ist also nach der Definition von (5.29) und [Rosencwaig] als thermisch

dick anzusehen. Weiterhin können die frequenzabhängigen Untersuchungen die hohe Empfindlichkeit des PM-FMR-Verfahrens an einkristallinen Fe-Filmen bestätigen. So beinhaltet der Laserfokus der untersuchten Probe Fe-200c nur noch ca.  $2 \cdot 10^{10}$  Spins und die thermische Modulation hat bei dem kleinsten nachweisbaren Signal bei  $f_{mod} = 1.7$  MHz nur noch eine Amplitude von etwa 10 mK.

Abb. 8-3 S.161 zeigte im Modulationsfrequenzbereich von 200 Hz – 50 kHz eine stark asymmetrische Linienform. Diese Asymmetrie konnte eindeutig auf die frequenzabhängige Ausbreitung der thermischen Welle im Zusammenhang mit dem ausgedehnten Laserfokus zurückgeführt werden. So führt die Beleuchtung der Probe mit dem Laserstrahl zu einer frequenzunabhängigen (DC-) Temperaturerhöhung von maximal 15 K im Laserspot. Dies ergibt eine Verschiebung der Resonanzlinienlage um etwa eine halbe Linienbreite (vergleiche Abb. 8-4 S.162). Ist die Modulationsfrequenz klein genug (< 200 Hz) kommt ein Großteil des PM-FMR-Signals von außerhalb der DC-Temperaturerhöhung. Ist  $f_{mod}$  groß genug (> 50 kHz) ist das Signal auf den Laserspot beschränkt. Im Zwischenbereich kommt es zu der Linienasymmetrie. Diese Beschreibung konnte in Abb. 8-4 S.162 durch den Vergleich mit berechneten Spektren qualitativ verifiziert werden. Dazu wurde für jeden Punkt der Verteilung der Amplitude der thermischen Welle (Abb. 5-12 S.91) ein  $\partial c''_{xx}/\partial T$ -Spektrum ermittelt und alle so erhaltenen Spektren aufsummiert. Daraus ergibt sich in guter Näherung für die jeweilige Modulationsfrequenz der Kurvenverlauf des PM-FMR-Signals. Ein Vergleich dieser berechneten Spektren mit den gemessenen Spektren bei 1 kHz im „asymmetrischen“ Frequenzbereich und bei 100 kHz im symmetrischen Bereich ergibt eine hervorragende qualitative Übereinstimmung der Spektren.

Das wichtigste Ergebnis dieser modulationsfrequenzabhängigen PM-FMR-Messungen ist also, daß man eine Modulationsfrequenz von  $\geq 100$  kHz benötigt, um symmetrische Resonanzlinien zu erhalten, deren Linienbreite und -form mit der konventionellen FMR vergleichbar ist. Dies ist in allen folgenden PM-FMR-Untersuchungen berücksichtigt. Bei diesen Untersuchungen kann daher auch davon ausgegangen werden, daß die laterale Auflösung der PM-FMR der Ausdehnung des Laserspots entspricht.

Das Kapitel 8.3 beinhaltet ein Beispiel für die hervorragende Eignung der PM-FMR zu lateralen Untersuchungen von magnetischen Inhomogenitäten auf einer  $\mu\text{m}$ -Skala. An Hand der einzigen leicht inhomogenen Fe-Einzelschicht (Fe-200b) dieser Arbeit konnte mittels der PM-FMR diese Inhomogenität lokalisiert und mit einer Störung der Eigenschaften des Substrates korreliert werden. Dazu wurde ausgenutzt, daß auf Grund der nicht optisch opaken Metallschicht jedes PM-FMR Spektrum ein magnetfeldunabhängiges Untergrundsignal des Halbleitersubstrates aufweist (Kapitel 5.4). Dieses Signal hat sich als äußerst sensitiv auf kleinste Änderungen der Halbleitereigenschaften erwiesen.

sen: sei es durch Dotierung, Implantation oder Oberflächenfehler. Der fehlerhafte Bereich dieses Substrates hat eine Ausdehnung von  $0.64 \times 0.8 \text{ mm}^2$ . Genau an dieser Stelle tritt eine kleine Änderung der Resonanzlinienlagen auf (für die „not aligned“-Mode ca. eine Linienbreite; für die „aligned“-Mode ca. eine halbe Linienbreite). Die PM-FMR-Messungen sind so sensitiv, daß die magnetische Störung selbst noch in zwei Bereiche unterteilt werden kann: im gesamten Randbereich der Störung ist ein erhöhter Wert für  $B_{KI}$  zu finden und in der Mitte des Bereiches eine zusätzliche Erhöhung von  $B_{eff}$ . Dies würde für eine erhöhte Anzahl von Versetzungen in diesem Bereich sprechen. Die Änderung der magnetischen Eigenschaften sind allerdings so klein, daß sie an Hand des konventionellen Spektrums allein nicht auffallen. Erst ein Vergleich der Linienbreiten zwischen konventioneller und PM-FMR-Messung in Abb. 8-1 S.158 zeigt eine um 20% erhöhte Linienbreite.

## 9 Fe-Keilschicht

Das Kapitel 8.3 hat schon einige Möglichkeiten des ortsaufgelösten PM-FMR-Verfahrens aufgezeigt. Neben der exakten Untersuchung lateraler Inhomogenitäten in den magnetischen Parametern von Einzelschichten kann die PM-FMR auch für die Analyse speziell strukturiert hergestellter Proben wie z.B. epitaktisch gewachsener Keilschichtsysteme eingesetzt werden. Damit erschließt sie erstmals im Rahmen dieser Arbeit ein neues Anwendungsgebiet der FMR.

Die in diesem Abschnitt untersuchte reine Fe-Keilschicht ist auf dem gleichen Silberpuffersystem aufgewachsen wie die Fe-Einzelschichten (vergleiche Kapitel 6.1.1). Abb. 9-1 veranschaulicht die Art und die Orientierung des Fe-Keils. Die Schichtdicke des Fe-Films variiert von 2.2 nm bis 12.8 nm entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Kristallrichtung analog zu dem Koordinatensystem in Abb. 3-1.

Eine typische PM-FMR-Meßreihe von Einzelspektren entlang der Wachstumsrichtung der Fe-Keilschicht ist in Abb. 9-2 dargestellt. Das äußere Magnetfeld wurde für diese Meßreihe in der Probenebene entlang der mittelschweren  $[110]$ -Kristallrichtung, also senkrecht zur Wachstumsrichtung des Keils, orientiert. In der Abb. 9-2 ist in die Höhe die am Resonator reflektierte Mikrowellenleistung (vergleiche Kapitel 5.1) gegen das externe Magnetfeld in der Seitenebene und gegen die Fe-Keilschichtdicke in die Tiefe aufgetragen. Die Graustufen sollen nur der Verdeutlichung der Signalkonturen dienen. Sie sind um so dunkler, je größer die reflektierte Mikrowellenleistung ist. An Hand dieses Beispiels werden die Besonderheiten des auf diese Proben neu angewandten PM-FMR-Meßverfahrens aufgezeigt und beschrieben. Die Auswertung dieser Mes-

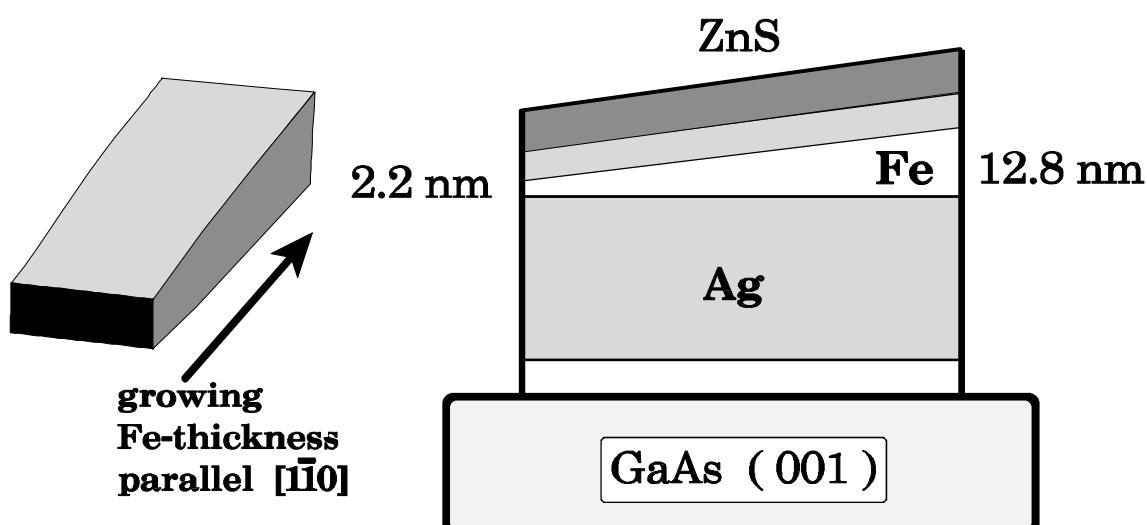


Abb. 9-1: Schematischer Aufbau der Fe-Keilprobe

sung und die Diskussion der aus ihnen gewonnenen magnetischen Parameter folgt in Kapitel 9.2.1.

In der Abb. 9-2 erkennt man deutlich die für diese mittelschwere Orientierung in der Probenebene erwarteten zwei Resonanzlinien (vergleiche Kapitel 7.2.2). Des weiteren ist eine Verschiebung dieser Resonanzlinien in Abhängigkeit von der Fe-Keilschichtdicke zu beobachten, die dem bei den Einzelschichten unterschiedlicher Schichtdicke beobachteten Auseinanderlaufen der beiden Resonanzlinien zu dünnen Schichtdicken hin entspricht (Näheres hierzu in Kapitel 9.2.1). Diese Darstellung der PM-FMR-Meßreihe zeigt aber auch zusätzlich zu den beiden magnetischen Resonanzlinien ein deutliches Untergrundsignal, welches zu dünneren Fe-Schichtdicken immer weiter ansteigt und weitgehend unabhängig vom angelegten externen Magnetfeld ist. Dieses Untergrundsignal hat wiederum seine Ursache in der Anregung von Ladungsträgern durch das Laserlicht im GaAs-Substrat, wie dies schon ausführlich in den Kapiteln 5.4 und 8.3 beschrieben und diskutiert ist. Der Anstieg dieses Untergrundsignals mit abnehmender Fe-Schichtdicke röhrt von der größer werdenden Lichtmenge her, die durch die Metallschichten noch das Substrat erreicht. Die kleine Störung dieses linearen Anstiegs des

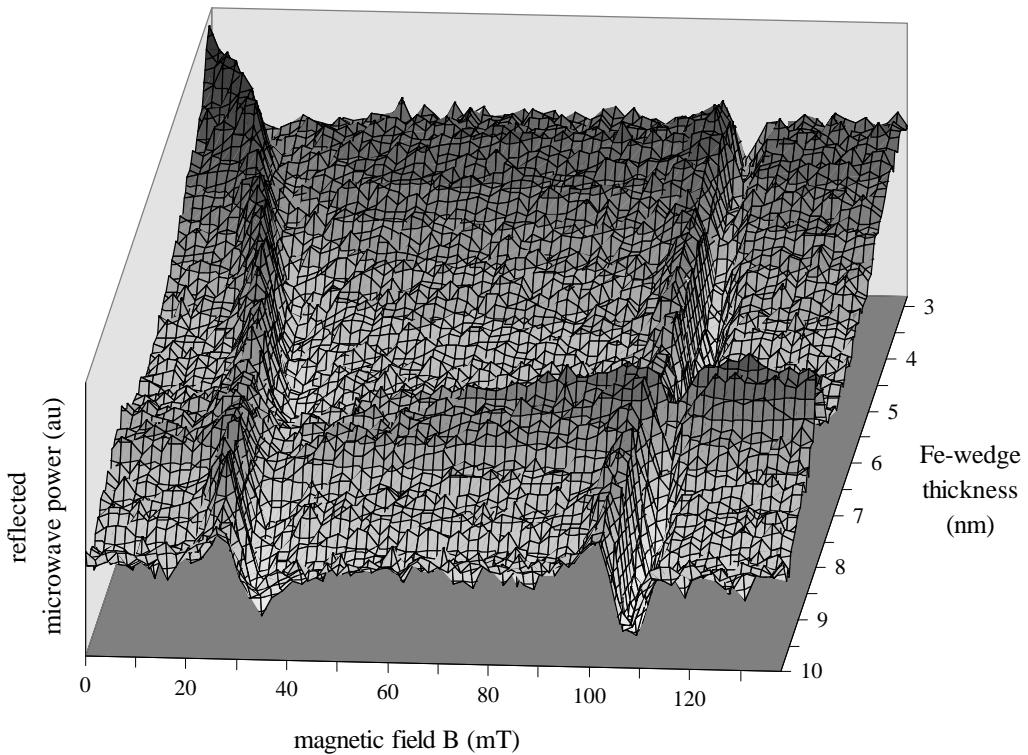


Abb. 9-2: Typische PM-FMR-Meßreihe an einer Fe-Keilschicht: Wachstumsrichtung des Keils =  $[1\bar{1}0]$  = Abtastrichtung des Lasers;  $B \parallel [110]$ . Die Graustufen sollen zur Verdeutlichung der Verteilung der Mikrowellenleistung helfen. Dunkles Grau bedeutet viel Mikrowellenleistung wird reflektiert.

Untergrundsignals bei einer Fe-Schichtdicke von etwa 8 nm hat in diesem Fall nichts mit einer Schädigung oder Inhomogenität des Fe-Keils zu tun, sondern beruht einfach auf einer zufällig getroffenen Verunreinigung an der Probenoberseite. Leider sind diese Verunreinigungen z.B. durch sehr dünne Vakuumfettreste beim Aufbringen der Probe auf den Probenhalter und beim Einführen in den Resonator auch bei größter Sorgfalt beim Umgang mit den Proben nicht zu vermeiden. In diesem Fall führt die Verunreinigung zu Streulicht an der Oberfläche. Im Normalfall tritt das an der glatten Oberfläche der Probe reflektierte Laserlicht durch die Eintrittsöffnung in der Aluminiumabschirmung im Resonator ( $1 \times 0.5 \text{ cm}^2$ ) direkt wieder aus. Bei der vorliegenden Oberflächenverunreinigung trifft von der Abschirmung reflektiertes Streulicht direkt auf das Halbleitersubstrat und verursacht den Anstieg des Untergrundsignals (vergleiche Kapitel 5.4.2). Was dabei in Abb. 9-2 aussieht wie eine Magnetfeldabhängigkeit des Untergrundsignals ist durch nachträgliche Untersuchungen dieser Stelle ohne Magnetfeld als zeitlicher Effekt identifiziert worden. Es handelt sich um das leichte Aufheizen des verunreinigenden Vakuumfetts. Die exakte Auswertung der Resonanzlinienlagen dieser PM-FMR-Meßreihe in Kapitel 9.2.1 zeigt, daß die magnetischen Eigenschaften der Schicht und das Meßverfahren durch diese leichte Verunreinigung an der Probenoberfläche auf dem ZnS in keiner Weise beeinträchtigt wird.

## 9.1 PM-FMR-Untersuchungen zur lateralen Homogenität des magnetischen Films

Um die Homogenität der Fe-Keilschicht in Bezug auf ihre magnetischen Parameter zu überprüfen, wurden zusätzlich zu den PM-FMR-Meßreihen entlang der Wachstumsrichtung des Keils auch PM-FMR Linienabtastungen senkrecht zu dieser Richtung ausgeführt. Abb. 9-3 zeigt exemplarisch das Ergebnis zweier dieser Meßreihen am dünnen und am dicken Ende des Keils. Die Abtastung wird dabei im Einschub in der Bildmitte verdeutlicht. Die Symbole in der Abb. 9-3 repräsentieren die aus den Einzelspektren bestimmten Resonanzlinienlagen. Die gefüllten Symbole stehen für die Meßreihe am dünneren Ende des Keils bei  $d_{\text{Fe}} \approx 3.3 \text{ nm}$  und die offenen Symbole für die dickere Seite des Keils bei  $d_{\text{Fe}} \approx 10.0 \text{ nm}$ . Aus zeitlichen Gründen (eine Linienabtastung dauert in hoher Qualität mit  $50 \mu\text{m}$  Schrittweite ca. 36 h) konnten diese Meßreihen senkrecht zum Keil nicht für jede Fe-Schichtdicke ausgeführt werden. Alle durchgeführten Meßreihen zeigen allerdings eine vergleichbare Homogenität der Resonanzlinienlagen wie die beiden Beispiele in Abb. 9-3.

Das äußere magnetische Feld liegt auch für diese Messungen wieder in der Probenebene entlang der mittelschweren [110]-Richtung. Für beide Fe-Schichtdicken aus Abb. 9-3 erwartet man nach Kapitel 7.2.2 jeweils zwei Resonanzlinien: eine für den Fall „M-aligned“ und eine für „M-not aligned“. Da die Schichtdicken sich um einen Faktor 3 unterscheiden und in einem Dickenbereich liegen, bei dem der Einfluß der Oberflächenanisotropie schon eine große Rolle spielt, liegen die beiden „not aligned“-Moden schon weit voneinander getrennt. Wie aus allen winkelabhängigen Messungen an Fe-Einzel schichten hervorgeht, reagiert gerade diese „not aligned“-Mode sehr empfindlich auch

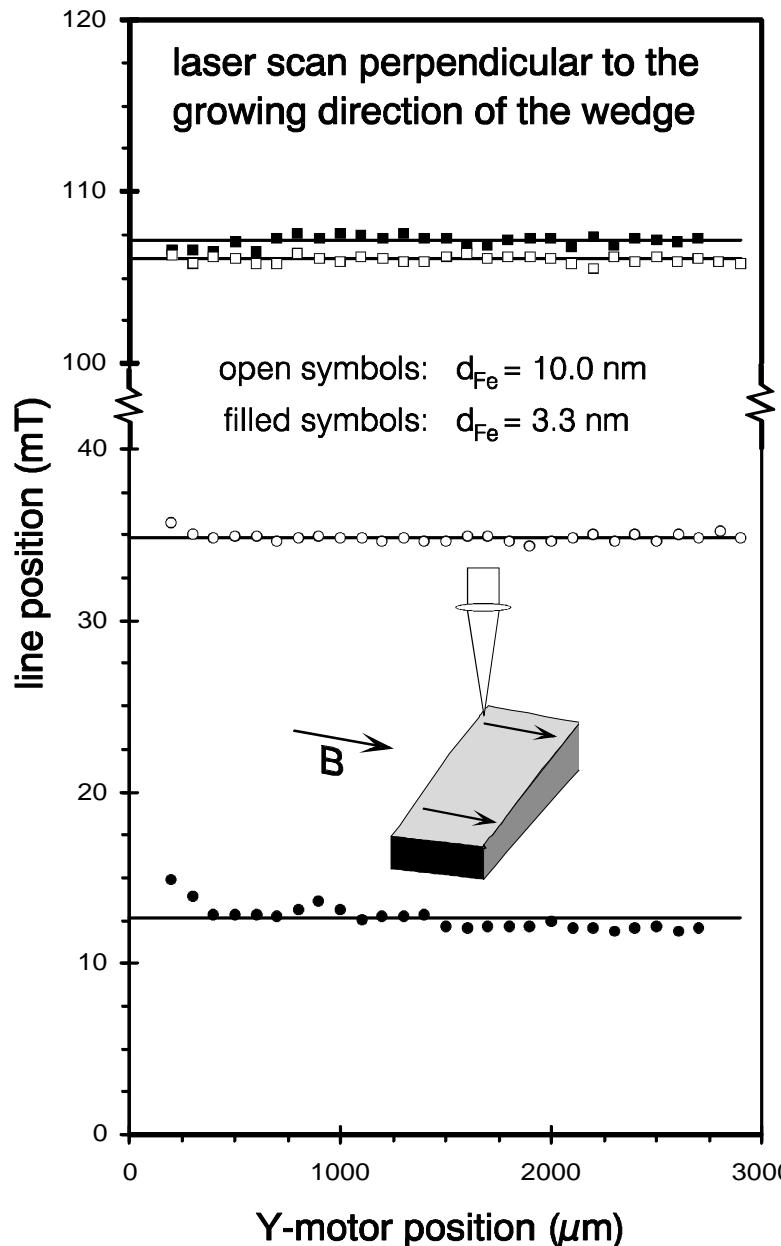


Abb. 9-3: Überprüfung der Homogenität des Fe-Keils senkrecht zur Keilrichtung. Der Einschub in der Bildmitte zeigt die Position der beiden dargestellten PM-FMR-Linien abtastungen. Die gefüllten Symbole stellen die Resonanzlinienlagen für  $d_{Fe} \approx 3.3 \text{ nm}$  am unteren Rand der Probe dar und die offenen Symbole für  $d_{Fe} \approx 10.0 \text{ nm}$

auf sehr kleine Änderungen des Anisotropieverhaltens. Daher eignet sie sich ausgezeichnet für die Überprüfung der Homogenität eines Fe-Films. Die „aligned“-Mode zeigt bei den beiden vorliegenden Schichtdicken nur einen erwarteten geringfügigen Anstieg zu höheren Feldwerten für dünnere Schichtdicken (vergleiche auch Kapitel 9.2.1).

Alle Linienlagen in der Abb. 9-3 belegen die hervorragende Homogenität der magnetischen Eigenschaften des Fe-Keils senkrecht zur Wachstumsrichtung des Keils. Um dies zu unterstreichen, sind die durchgezogenen Linien in die Abbildung eingetragen worden. Sie repräsentieren jeweils die Mittelwerte der Resonanzlinienlage einer Abtastung und verdeutlichen so die geringe Abweichung der Einzelwerte. Nur an der äußeren linken Kante der Probe existiert eine nennenswerte Abweichung der Resonanzlinien von den jeweiligen Mittelwerten. Diese Abweichung beschränkt sich aber auf die ersten 100 µm der Probe an dieser linken Kante und ist in allen durchgeföhrten PM-FMR-Linienabtastungen senkrecht zur Keilrichtung zu beobachten. Aus diesem Grunde ist es sehr wahrscheinlich, daß diese Abweichung auf das Schneiden der Probe an dieser Seite zurückzuführen ist. Für die im weiteren beschriebenen PM-FMR-Meßreihen entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils spielen diese geringfügigen Abweichungen am linken Rand der Probe keine Rolle, da alle diese Messungen in der Probenmitte durchgeföhr worden sind. Für die spätere Untersuchung und Diskussion der teilweise sehr kleinen Änderungen in den magnetischen Parametern ist die gute Homogenität der Probe von entscheidender Bedeutung.

## 9.2 PM-FMR-Messungen an der Keilstruktur

Um die magnetischen Parameter der Fe-Keilschicht in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke bestimmen zu können, sind PM-FMR-Linienabtastungen entlang der Wachstumsrichtung des Keils in zwei unterschiedlichen Orientierungen bezüglich des externen Magnetfeldes durchgeföhrert worden. Im folgenden Unterkapitel wird die Fe-Schichtdickenabhängigkeit des PM-FMR-Signals in der Probenebene mit  $B \parallel [110]$  untersucht und im Kapitel 9.2.2 senkrecht zur Schichtebene mit  $B \parallel [001]$ . Mit Hilfe dieser beiden Meßreihen ist es möglich, die drei Parameter Magnetisierung, Kristallanisotropiekonstante und Oberflächenanisotropiekonstante voneinander zu trennen. Die entsprechenden Ergebnisse werden in Kapitel 9.3 ausführlich diskutiert. Um diese beiden Meßreihen realisieren zu können, waren zwei sehr unterschiedliche Meßaufbauten notwendig. Für die Orientierung  $B \parallel [001]$  ist ein sehr hohes Magnetfeld von bis zu 2.4 T zur Überwindung der Formanisotropie erforderlich (vergleiche Kapitel 7.2.3). In den dann nur 3 cm breiten Magnetspalt passen die für PM-FMR-Messungen geeigneten Resonatoren nicht mehr hinein. Daher wurde die Probe als Abschluß eines Hohlleiters ange-

bracht, der wiederum durch eine Lochblende und einen sogenannten „slide screw tuner“\* zu einem Resonator ausgebaut wurde. Allerdings weist dieser Resonator nur eine Güte von etwa 600 auf. Dieser Aufbau entspricht — in Aufhängung, Bauelementen und Güte verbessert — dem Aufbau, der bei [Kordecki] für die Untersuchung von dünnen FeNi-Schichtsystemen verwandt wurde. Um die Vergleichbarkeit der Meßreihen in der Probenebene und senkrecht dazu zu belegen, sind in den beiden folgenden Unterkapiteln auch jeweils exemplarische Spektren zu den bestimmten Resonanzlinienlagen gezeigt.

### 9.2.1 $B \parallel [110]$ in der Schichtebene

Die PM-FMR-Meßreihe in der Probenebene wurde im üblichen Zylinderresonator (vergleiche Kapitel 4.2) durchgeführt. Die gesamte Meßreihe ist schon in Abb. 9-2 dargestellt.

Abb. 9-4 zeigt nun ein einzelnes PM-FMR-Spektrum bei einer Schichtdicke  $d_{Fe} = 6.5$  nm. Der magnetfeldunabhängige Anteil des Meßsignals, der durch das Halbleitersubstrat hervorgerufen wird, ist in dieser Darstellung bereits abgezogen. Es ergibt sich ein typisches FMR-Spektrum für diese Orientierung in Amplituden-Phasen-Darstellung. Man erkennt deutlich die beiden erwarteten Resonanzlinien für den „aligned“- und den „not aligned“-Fall. Die Signalphase in dieser Abbildung ist natürlich nur für den Bereich mit ausreichend hoher Signalamplitude definiert (siehe Abbildung). An der Stelle des eigentlichen Nulldurchgangs des Ableitungssignals kommt es zu einem  $180^\circ$ -Phasensprung. Außerhalb des Bereiches der beiden Resonanzsignale ergeben sich durch das Rauschen häufiger Vorzeichenwechsel im Meßsignal und damit Phasensprünge in der Amplituden-Phasen-Darstellung, die hier nicht eingezeichnet sind.

Die Abb. 9-2 und Abb. 9-4 belegen, daß eine Bestimmung der Resonanzlinienlage aus den PM-FMR-Spektren ohne Schwierigkeiten möglich ist, selbst wenn die Fe-Schicht mit einer stark reflektierenden Ag-Schicht bedeckt ist und der Laserspotdurchmesser nur  $30\text{ }\mu\text{m}$  beträgt. Um die Auflösung der Messung im Rahmen der gewählten Schrittweite zu halten, wurde eine Modulationsfrequenz von  $100\text{ kHz}$  gewählt (vergleiche Kapitel 5.3.2).

Die Abb. 9-5 beschreibt nun die aus den Einzelmessungen bestimmten Resonanzlinienlagen für die schichtdickenabhängige Meßreihe in der Probenebene mit  $B \parallel [110]$ . Der Laserstrahl wurde in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung entlang der Keilwachstumsrichtung ver-

---

\* Ein slide screw tuner ermöglicht mittels einer sowohl in Tiefe als auch Position variabel in den Hohlleiter eindringenden Schraube die Impedanzanpassung eines nicht idealen Resonators so zu optimieren, daß keine Mikrowellenleistung außerhalb der Resonanz mehr vom Resonator reflektiert wird. Der slide screw tuner übernimmt also in diesem Fall die Aufgabe einer Koppelschraube an einem konventionellen Resonator (siehe auch [Harms]).

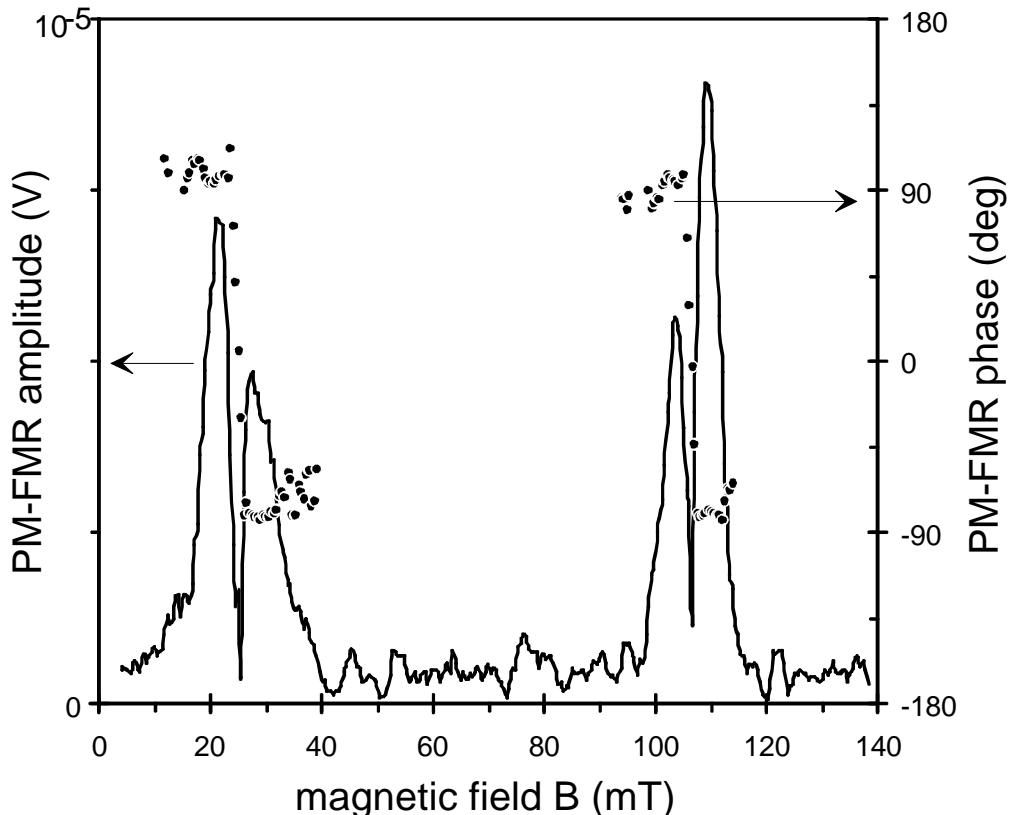


Abb. 9-4: PM-FMR-Spektrum in Amplituden-Phasen-Darstellung. Mit  $B \parallel [110]$  bei  $d_{Fe} = 6.5$  nm im Zylinderresonator aufgenommen. Das Untergrundsignal des GaAs-Substrates ist bereits abgezogen.  $f = 9.25$  GHz;  $P_{in} = 20$  mW; Laserfokus = 30  $\mu\text{m}$ ;  $f_{mod} = 100$  kHz.

schoben. Als Schrittweite wurde dabei 50  $\mu\text{m}$  gewählt. Mit dieser Auflösung erhält man bei der Steigung des Keils eine Schichtdickenauflösung von 0.053 nm, was nur etwas mehr als eine drittel Monolage ist und für die hier verfolgten Zwecke vollkommen ausreicht. Die maximale zusammenhängende Abtastbreite von 8 mm bei dieser Meßanordnung wurde so ausgenutzt, daß etwa ein Schichtdickenbereich von ca. 3.0 nm bis 10.0 nm abgedeckt wird.

In diesem gesamten abgetasteten Bereich der Probe sind pro Einzelmessung die beiden erwarteten Resonanzlinien für diese Anordnung im X-Band zu beobachten. Für abnehmende Fe-Schichtdicken steigt die „aligned“-Resonanz sehr langsam an. Dem entgegen nimmt die „not aligned“-Resonanz bei tieferen Magnetfeldern für abnehmende Schichtdicken ab. Beide schichtdickenabhängigen Verläufe der Resonanzlinienlagen zeigen dabei ein eindeutiges  $1/d_{Fe}$ -Verhalten, das zweifellos durch die Oberflächenanisotropie bestimmt ist (vergleiche (3.8) in Kapitel 3.2.2). Die genauen Angaben zu den bestimmten magnetischen Parameter folgen nach der Beschreibung der zweiten schichtdickenabhängigen Meßreihe im Kapitel 9.3.

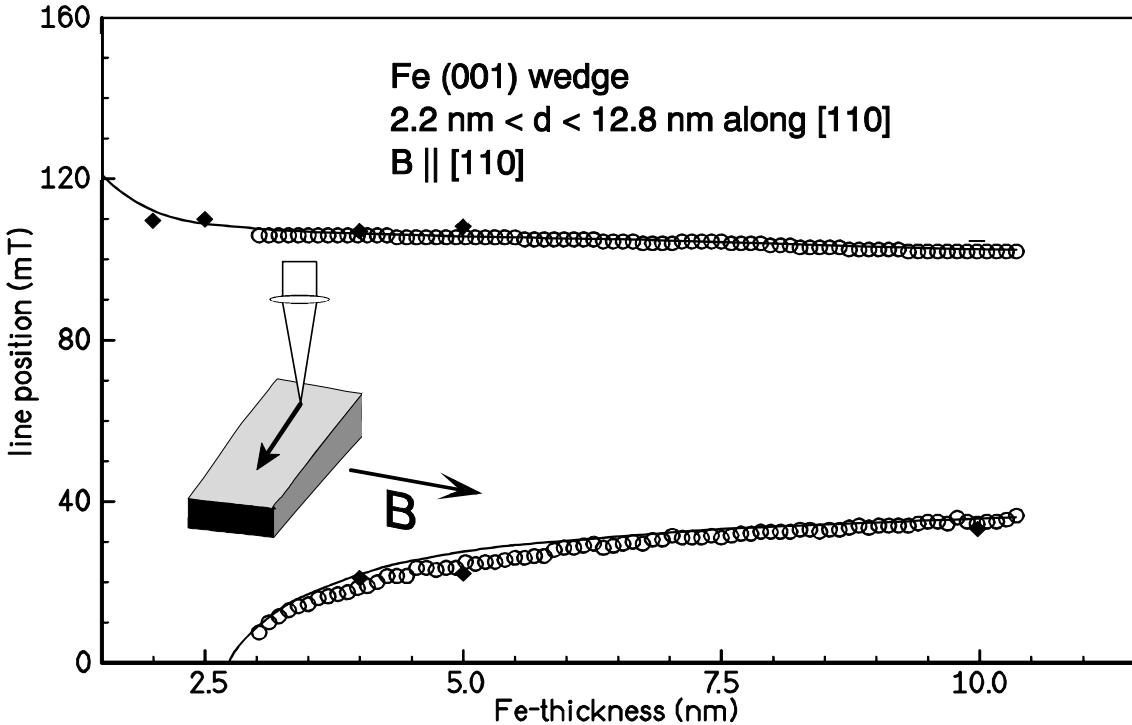


Abb. 9-5: Resonanzlinienlagen der PM-FMR-Linienabtastung entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils mit  $B \parallel [110]$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen der theoretisch angepaßten Linienlage. Die gefüllten Symbole entsprechen den im Schichtdickenbereich des Fe-Keiles liegenden Fe-Einzelschichten aus Kapitel 7

Die durchgezogenen Linien in Abb. 9-5 beschreiben den theoretischen Verlauf der Schichtdickenabhängigkeit der Resonanzlinienlagen wenn man die magnetischen Parameter aus Tabelle 7 (S.183) zu Grunde legt. Diese Parameter sind aus der Kombination der beiden schichtdickenabhängigen Meßreihen selbstkonsistent bestimmt worden. Bei dieser Bestimmung ist berücksichtigt worden, daß die Fixierung der Probe auf dem speziellen Probenhalter für die PM-FMR nicht exakt der [110]-Orientierung entspricht. Auch aus diesem Grunde sind an dieser Fe-Keilprobe auch konventionelle FMR-Messungen ausgeführt worden. Ein Beispiespektrum zu diesen Messungen ist in Abb. 9-9 dargestellt und wird dort eingehend behandelt. An dieser Stelle wird nur darauf hingewiesen, daß die Linienlagen der PM-FMR-Meßreihe einer Orientierung  $j = 44.5^\circ$  entsprechen. Es liegt also eine Abweichung von  $0.5^\circ$  aus der [110]-Orientierung vor. Dies kann so genau bestimmt werden, da sich die Resonanzlinienlage für den Fall „M aligned“ nur bei dünnen Fe-Schichtdicken nur geringfügig ändert (siehe Abb. 5-9 und Abb. 9-5). Daraus folgt, daß, wenn die konventionell (integral) gemessene Resonanzlinienlage winkelabhängig bestimmt wird, diese einen sehr guten Anhaltspunkt für die Orientierung der Probe bei der PM-FMR-Abtastung liefert (vergleiche Kapitel 9.4).

Die ausgefüllten Rauten in Abb. 9-5 geben die korrespondierenden Resonanzlinienlagen der in den Schichtdickenbereich des Keils fallenden Fe-Einzelschichten aus Kapitel 7 wieder. Es handelt sich dabei um die Proben: Fe-20, Fe-25, Fe-40, Fe-50a und Fe-100. Auch bei diesen Vergleichspunkten ist eine  $0.5^\circ$ -Abweichung aus der [110]-Orientierung berücksichtigt worden. Es sind die entsprechenden Resonanzlinienlagen aus den winkelabhängigen FMR-Untersuchungen in der Probenebene verwandt worden. Man sieht sofort die hervorragende Übereinstimmung der Resonanzlinienlagen der Einzelschichten mit den entsprechenden Punkten der Keilschicht. Zu diesem Zweck ist die Anpassungskurve der Keilresonanzlinien mit denselben Parametern etwas weiter gezeichnet worden, damit die Einzelschichten Fe-20 und Fe-25 noch in den Vergleich mit einbezogen werden konnten. Diese Übereinstimmung macht es möglich, den an der Keilschicht sehr genau bestimmten Wert für die Oberflächenanisotropiekonstante  $K_s$  für die Einzelschichten zu übernehmen und damit die mit winkelabhängigen FMR-Untersuchungen allein nicht trennbaren Größen  $[K_1/M]$  und  $[\mu_0 M \cdot 4 K_s / (M d_{Fe})]$  voneinander zu trennen. Dies ist in Kapitel 10 zusammenfassend für alle Einzelschichten dieser Arbeit, die mit dem Fe-Keil vergleichbar sind, ausgeführt. Trotz dieser sehr guten Übereinstimmung der Resonanzlinienlagen der Einzelschichten mit denen des Keils zeigen die kleinen Abweichungen, daß eine deutliche Verbesserung in der Genauigkeit der bestimmbarer magnetischen Parameter durch das neue Meßverfahren der PM-FMR in Verbindung mit der Keilschicht möglich ist (siehe Kapitel 9.3). Die kleinen Abweichungen der Einzelschichten im Bereich des Keils sind mit großer Sicherheit trotz des ausgezeichnet standardisierten Herstellungsverfahrens auf nie ganz exakt gleiche Bedingungen bei der Herstellung oder auf das Substrat zurückzuführen.

### 9.2.2 $B \parallel [001]$ senkrecht zur Schicht

In diesem Unterkapitel wird die PM-FMR-Meßreihe beschrieben, bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Probe in [001]-Richtung orientiert ist. Die Abtastung des Keils geschieht genauso wie bei der vorangegangenen Meßreihe, nur, daß die Ortsauflösung für diese Meßreihe  $500 \mu\text{m}$  beträgt. Die schlechtere Auflösung ist zum einen in der aufwendigeren optischen Justierung mit einem Prisma und zum anderen durch einen erheblich höheren Zeitbedarf (s.u.) für die Meßreihe begründet. Der Fokusdurchmesser des Lasers betrug ca.  $100 \mu\text{m}$ .

Der schon in Kapitel 9.2 beschriebene Hohlleiterresonator ist für diese Meßreihe mittels eines flexiblen Mikrowellenleiters von 1 m Länge oberhalb des „slide screw tuners“ mit der Mikrowellenbrücke verbunden worden. Dies ermöglichte die notwendige Beweglichkeit für die Justierung des Hohlleiters im Magnetspalt. Durch die größere Dämpfung dieses flexiblen Bauelementes und die zweifache Einkopplung der Mikro-

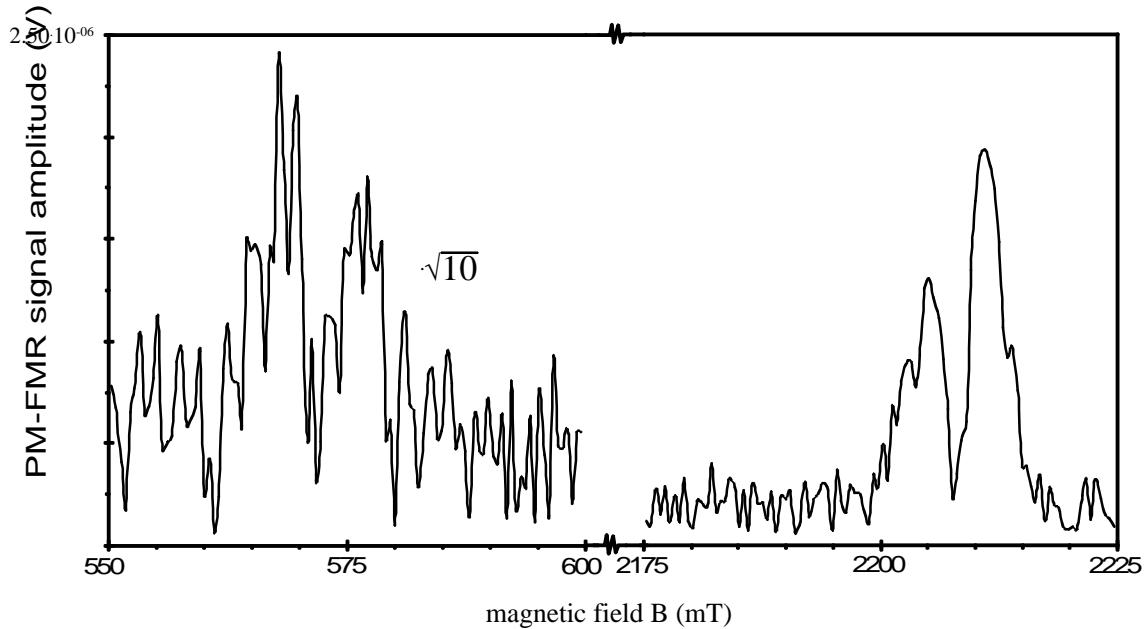


Abb. 9-6: PM-FMR-Spektrum in Amplitudendarstellung mit  $B \parallel [001]$  bei  $d_{\text{Fe}} = 6.5 \text{ nm}$  im kurzgeschlossenen Hohlleiter aufgenommen. Das Untergrundsignal des GaAs-Substrates ist bereits abgezogen.  $f = 9.35 \text{ GHz}$ ;  $P_{\text{in}} = 160 \text{ mW}$ ; Laserfokus =  $100 \mu\text{m}$ ;  $f_{\text{mod}} = 100 \text{ kHz}$ .

wellen in das X-Bandhohlleitersystem wird für diese Messung eine erheblich größere Ausgangsleistung an Mikrowellenstrahlung benötigt ( $P_{\text{in}} = 160 \text{ mW}$ ). Die deutlich schlechtere Güte dieses provisorischen Resonators von ca. 600 ist ein weiterer Grund dafür, daß das Signalrauschverhältnis dieser Meßreihe etwa um eine Größenordnung schlechter ausfällt als bei den PM-FMR-Messungen im Zylinderresonator. Dies wird in Abb. 9-6 deutlich. Damit man dieses Spektrum mit dem Spektrum aus Abb. 9-4 für die parallele Anordnung gegenüberstellen kann, ist auch hier die Schichtdicke von ca. 6.5 nm ausgewählt worden. Die Laserleistung und die Modulation waren mit 20 mW und 100 kHz ebenfalls gleich gewählt. Das Spektrum in Abb. 9-6 ist im Vergleich zu dem in der parallelen Anordnung (Abb. 9-4) zehnmal aufaddiert. Eine Verlängerung der Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers brachte keine nennenswerte Verbesserung mehr.

Die Resonanzlinie bei hohen Magnetfeldern in Abb. 9-6 entspricht wieder der „aligned“-Resonanz, wie sie ausführlich bei den konventionellen winkelabhängigen FMR-Messungen in Kapitel 7.2.3 diskutiert ist. Diese Linienlage wird im wesentlichen durch das Entmagnetisierungsfeld und die Oberflächenanisotropie geprägt. Das Signal bei tieferen Feldern stellt die „not aligned“-Resonanz dar. Daß dieses Signal überhaupt — wenn auch um etwa einen Faktor drei geringer als das „aligned“-Signal — angeregt ist, liegt an der nicht ganz exakt möglichen senkrechten Orientierung der Probe zum externen Feld (vergleiche Kapitel 7.2.3). Die senkrechte Justierung der Fe-Keilprobe in einem konventionellen FMR-Resonatoraufbau hat für die in diesem Unterkapitel be-

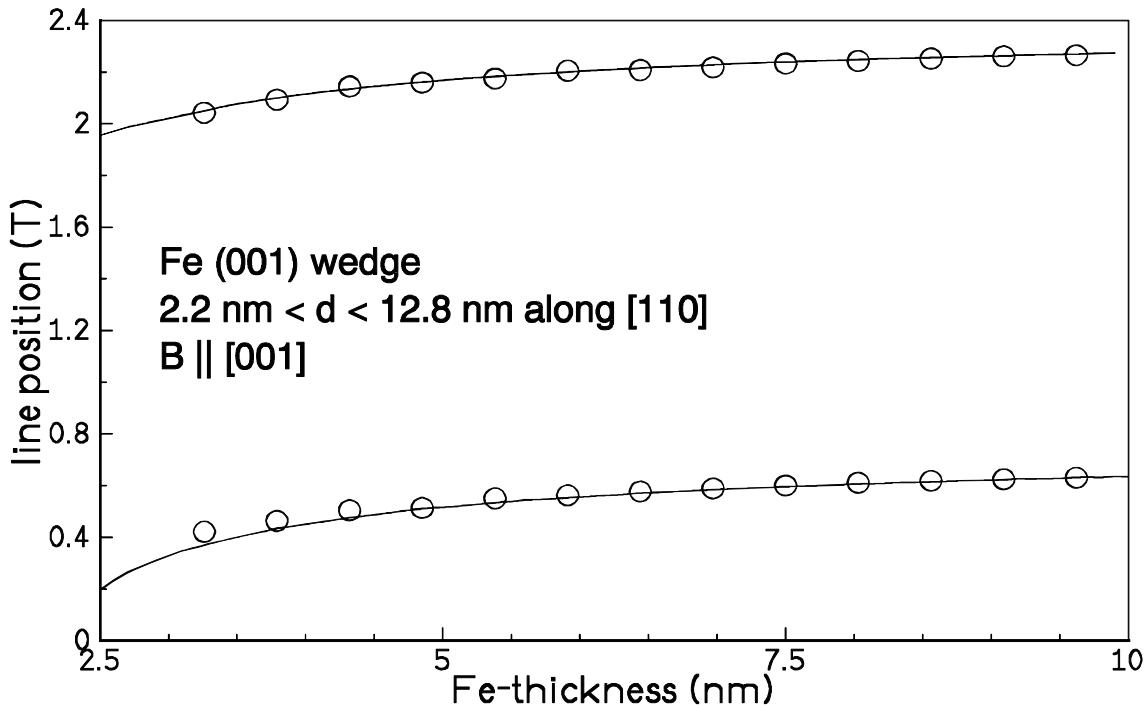


Abb. 9-7: Resonanzlinienlagen der PM-FMR-Linienabtastung entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils mit  $B \parallel [001]$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen der theoretisch angepaßten Linienlage. Die Auflösung der Laserabtastung beträgt 500  $\mu\text{m}$

schriebene ortsaufgelöste PM-FMR-Meßreihe eine Abweichung von  $J \approx 0.6^\circ$  zur senkrechten Orientierung ergeben. Dies ist in den folgenden Auswertungen berücksichtigt worden und ist für diesen PM-FMR-Versuchsaufbau ein extrem guter Wert.

Abb. 9-7 zeigt die aus der PM-FMR-Linienabtastung erhaltenen Resonanzlinienlagen in der senkrechten Orientierung in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke. Im gesamten Bereich der Abtastung können zwei Resonanzlinien pro Spektrum beobachtet werden. Wie schon mehrfach erläutert kann die jeweils höher gelegene Resonanzlinie ( $> 2.0$  T) dem Fall zugeordnet werden, bei dem die Gleichgewichtslage der Magnetisierung sehr nahe an der Richtung des externen Magnetfeldes liegt. Die Resonanzen bei tieferen Feldern ( $< 0.7$  T) gehören hingegen zu dem „M not aligned“-Fall, bei dem die Magnetisierung näher an der Probenebene präzidiert.

Die Schichtdickenabhängigkeit der beiden Resonanzlinien pro Spektrum zeigt jeweils — wie für diese Orientierung erwartet — einen zu  $1/d_{Fe}$  proportionalen Abfall mit abnehmender Schichtdicke. Dieser Abfall ist wieder maßgeblich auf den Einfluß der Oberflächenanisotropie zurückzuführen. Die durchgezogenen Linien in Abb. 9-7 bestätigen, daß die Resonanzlinienlagen mit dem gleichen Parametersatz (vergleiche Abb. 9-5) angepaßt werden können, wie die Linienlagen der PM-FMR-Abtastung in der Probeebene des letzten Unterkapitels.

### 9.3 Magnetische Parameter und Schichtdickenabhängigkeit

Wie in den beiden letzten Abschnitten gezeigt, lassen sich die ortsaufgelösten Messungen an der Fe-Keilschicht mit einem Satz magnetischer Parameter beschreiben. Tabelle 7 (S.183) gibt die bestimmten Werte für die Magnetisierung, den g-Faktor, die Kristallanisotropiekonstante und die Oberflächenanisotropiekonstante an.

Es ist zu berücksichtigen, daß  $K_s$  weiterhin als eine effektive Größe anzusehen ist, die alle mit der Schichtdicke skalierenden uniachsialen Anisotropiebeiträge senkrecht zur Filmebene beinhaltet. Diese sind: als wesentlicher Beitrag die Oberflächenanisotropiekonstante einer ideal glatten Oberfläche, Oberflächenrauhigkeit, Verspannungen senkrecht zur Schicht und die Abnahme des Entmagnetisierungsfeldes bei dünner werdenden Schichten. Der Effekt des geringer werdenden Entmagnetisierungsfeldes (siehe (3.5)) kann auch in Form eines Beitrags zur Oberflächenanisotropiekonstanten ausgedrückt werden.  $K_{s,dem} = 0.06 \text{ mJ/m}^2$  [Heinrich1]. Dieser Anteil wird durch den Anteil der Oberflächenrauhigkeit teilweise wieder kompensiert, der zu einer Reduzierung der Oberflächenanisotropiekonstanten von mindestens 4 % führt (siehe Kapitel 3.2.2 und 7.3). Beide Anteile zusammen ergeben eine Korrektur des gemessenen  $K_s$ -Wertes, die aber eindeutig im Bereich des Meßfehlers bleibt. Die Empfindlichkeit, mit der die gemessene Oberflächenanisotropiekonstante auf kleinste Änderungen der Fe-Ag-Grenzfläche reagiert, zeigt sich auch in der großen Streuung der aktuell zu findenden Literaturwerte. Der Vorteil des Fe-Keils liegt dabei in den für alle Schichtdicken absolut gleichen Herstellungsbedingungen. Es bleibt festzustellen, daß die an diesem Fe-Keil mittels PM-FMR gefundene Oberflächenanisotropiekonstante näher an dem von [Gradmann] gefundenen Wert von  $0.55 \cdot \text{mJ/m}^2$  für eine nahezu ideale Fe-whisker/Ag-Film Grenzfläche liegt, als an den Werten ( $0.69\text{--}0.81 \text{ mJ/m}^2$ ) für ultra-dünne (<5.7 ML) dicke Fe-Filme auf Ag-Einkristallen [Heinrich1] (vergleiche Tabelle 7).

Bis zu der kleinsten Fe-Dicke von 3.0 nm, bei der in der mittelschweren Kristallorientierung in der Probenebene noch zwei Resonanzlinien beobachtet werden können

Tabelle 7: Berechnete magnetische Parameter der Fe-Keilprobe

\* Literaturwerte aus [Landolt]; bzw. \*\*[Gradmann], \*\*\* [Heinrich1]

	(001) Fe wedge	Literature values
$M (10^6 \text{ A/m})$	$1.70 \pm 0.01$	1.71*
g-Faktor	$2.08 \pm 0.01$	2.09*
$K_I (10^4 \text{ J/m}^3)$	$4.7 \pm 0.1$	4.8*
$K_s$ (for Ag/Fe) ( $10^{-3} \text{ J/m}^2$ )	$0.51 \pm 0.08$	0.55** 0.69-0.81***

(Kapitel 9.2.1), stimmen die Werte für  $M$ ,  $g$  und  $K_I$  vollständig mit den Literaturwerten für Bulk-Eisen überein. Dies wird für dünne Fe-Filme in diesem Dickenbereich für die Magnetisierung und den g-Faktor auch erwartet. Eine Absenkung der Kristallanisotropie — wie sie nach FMR-Messungen von [Heinrich1] an Schichten unter 20 ML gefunden wird — kann im Rahmen des Meßfehlers im Dickenbereich des Keils nicht verifiziert werden. Der lineare Zusammenhang zwischen Kristallanisotropiefeld und reziproker Schichtdicke in (7.2) [Heinrich4] würde bis zu einer Schichtdicke von < 5.0 nm in der mittelschweren Orientierung in der Probenebene zu keiner „not aligned“ Mode führen, was bei der hier untersuchten Fe-Keilschicht erst < 3.0 nm nicht mehr der Fall ist. Aus Kapitel 7.2.2 geht aber hervor, daß gerade die „not aligned“ Resonanz im X-Band besonders sensitiv auf Änderungen der Anisotropieparameter reagiert. Die hier untersuchten Proben auf dem Ag-Puffersystem zeigen also ein deutlich anderes Verhalten bezüglich der Kristallanisotropie als die ultra-dünnen Fe-Filme auf Ag-Einkristallen in [Heinrich1]. Erst bei den dünnen untersuchten Einzelfilmen (Tabelle 6 S. 138) (< 4 nm) ist eine Reduzierung der Kristallanisotropie festzustellen. Oberhalb dieser Schichtdicke stimmen die Kristallanisotropiefelder der Einzelschichten mit dem des Fe-Keils überein (siehe Kapitel 10).

Bei den konventionellen winkelabhängigen FMR-Untersuchungen an dem Fe-Keil in der Probenebene konnte eine sehr kleine uniachsiale Anisotropie entlang einer mittelschweren Richtung festgestellt werden. Daraufhin wurde die PM-FMR Meßreihe in der Probenebene jeweils in zwei aufeinander senkrecht stehenden mittelschweren Kristallrichtungen ausgeführt (z.B. [110] und [1̄10]). Die schwere Richtung liegt dabei senkrecht zur Wachstumsrichtung des Keils und ist in Abschnitt 9.2.1 diskutiert.

Abb. 9-8 zeigt die aus den beiden PM-FMR-Meßreihen ermittelten Daten für die uniachsiale Anisotropie in der Schichtebene in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Aus der Abbildung geht deutlich hervor, daß  $K_u$  mit zunehmender Schichtdicke ansteigt und ab ca. 6.5 nm mit  $0.7 \text{ mJ/m}^3$  einen Wert erreicht, der mehr als eine Größenordnung kleiner als der der Kristallanisotropiekonstante ist. Diese kleine Schichtdickenabhängigkeit kann nur auf Grund der ortsaufgelösten PM-FMR an einem Fe-Keil trotz eines großen Meßfehlers überhaupt bestimmt werden, was an Einzelschichten wegen der immer unterschiedlichen Herstellungsparameter nicht eindeutig geschehen kann.

Das Verschwinden der uniachsialen Anisotropie für dünne Schichten ist ein weiteres Indiz dafür, daß der Ag-Puffer eine ideale Unterlage für das Wachstum und die magnetischen Eigenschaften dünner Fe-Filme zur Verfügung stellt. Wie schon mehrfach erwähnt sind die Herstellungsbedingungen des Ag-Puffers so optimiert worden, daß er nur eine Monolagenrauhigkeit mit einer Terrassenbreite > 12 nm aufweist und im Gegensatz zum Ag-Einkristall ungeordnete Terrassen ausbildet (vergleiche Kapitel 6.3 und 3.2.3). Aus

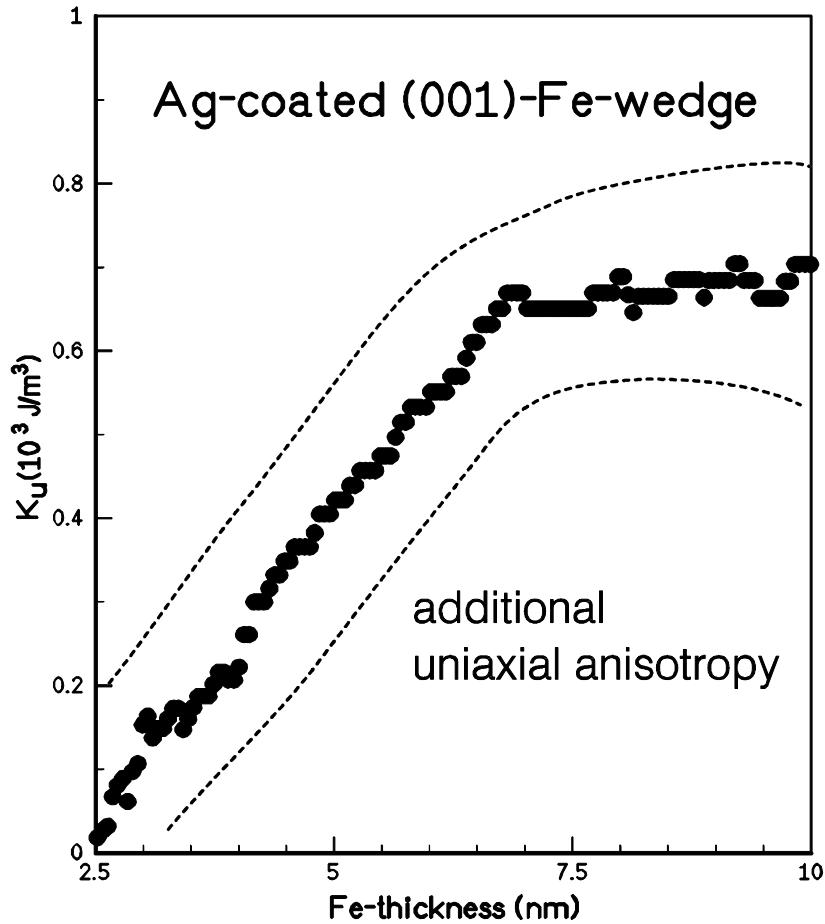


Abb. 9-8: Schichtdickenabhängigkeit der uniachsialen Anisotropie. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die berechneten Werte für  $K_u$ . Die gestrichelten Linien bestimmen den Fehlerbereich.

diesem Grunde ist eine uniachsiale Anisotropie auf Grund von geordneten Terrassenstufen — wie sie in [Heinrich3] gefunden wird und in Abb. 3-3 dargestellt und beschrieben ist — auch nicht zu erwarten.

Eine Erklärung für den leichten Anstieg von  $K_u$  und die Sättigung bei 6.5 nm Fe-Schichtdicke ist die Relaxation des Fe-Films, die zu Versetzungen führt. Startet man von einem epitaktischen Wachstum wird die Anzahl der Versetzungen schneller als das Volumen wachsen bis der Gleichgewichtswert für das Bulkmaterial erreicht ist. Weil bcc-Eisen immer um  $45^\circ$  gedreht auf dem Silber aufwächst [Massies], werden die Versetzungen entlang einer zu [110] äquivalenten Richtung entstehen. Um eine uniachsiale Anisotropie zu finden, muß ein Grund dafür vorliegen, warum eine der mittelschweren Richtungen in der Probenebene bevorzugt wird. Dies muß nur ein sehr kleiner Effekt sein, da es energetisch sehr ungünstig ist, daß Versetzungen senkrecht zueinander wachsen. Eine mögliche Erklärung für die Ausrichtung der uniachsialen Anisotropie senkrecht zur Wachstumsrichtung des Keils liegt in den Keilstufen. Obwohl der theoretische Abstand dieser Stufen auf Grund der geringen Keilstiegung ca. 150 µm beträgt und nur

an der oberen Fe/Ag-Grenzfläche auftritt, ist es möglich, daß sich die Versetzungen an dieser Vorzugsrichtung orientieren, da die Beweglichkeit der Fe-Atome während des Wachstums der Ag-Deckschicht noch sehr groß ist [Kurowski, Neubauer].

#### 9.4 Konventionelle FMR und Linienbreite

In diesem Abschnitt soll der Einfluß von lateralen Inhomogenitäten auf die Linienbreite des konventionellen FMR-Spektrums an Hand der definierten magnetischen Inhomogenität des Fe-Keils diskutiert werden. Dazu wird eine konventionelle FMR-Messung in der Probenebene entlang der mittelschweren Richtung den ortsaufgelösten PM-FMR-Spektren in der gleichen Orientierung gegenübergestellt. Alle Messungen sind bei 300 K durchgeführt worden, wobei die Gleichgewichtstemperaturerhöhung durch den fokussierten Laserstrahl (siehe Kapitel 8.2) berücksichtigt worden ist, so daß die Linienlagen von konventioneller FMR und PM-FMR vergleichbar sind.

In Abb. 9-9 wird die Amplitude des konventionellen FMR-Signal (gestrichelte Linie) mit der Summe der Amplituden der PM-FMR-Spektren entlang der Wachstumsrichtung des Keils (durchgezogene Linie) gegenübergestellt. Aus Kapitel 5.3.2.1 und der Abb. 5-9 geht hervor, daß die Feldableitung von  $c_{xx}''$  und die thermische Ableitung unterschiedliche Intensitäten in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufweisen, die gerade bei der „not aligned“-Mode deutlich hervortreten. Während die Amplitude der Temperaturableitung mit wachsendem Winkel zwischen  $B_{eff}$  und  $B$  steigt, nimmt die Amplitude

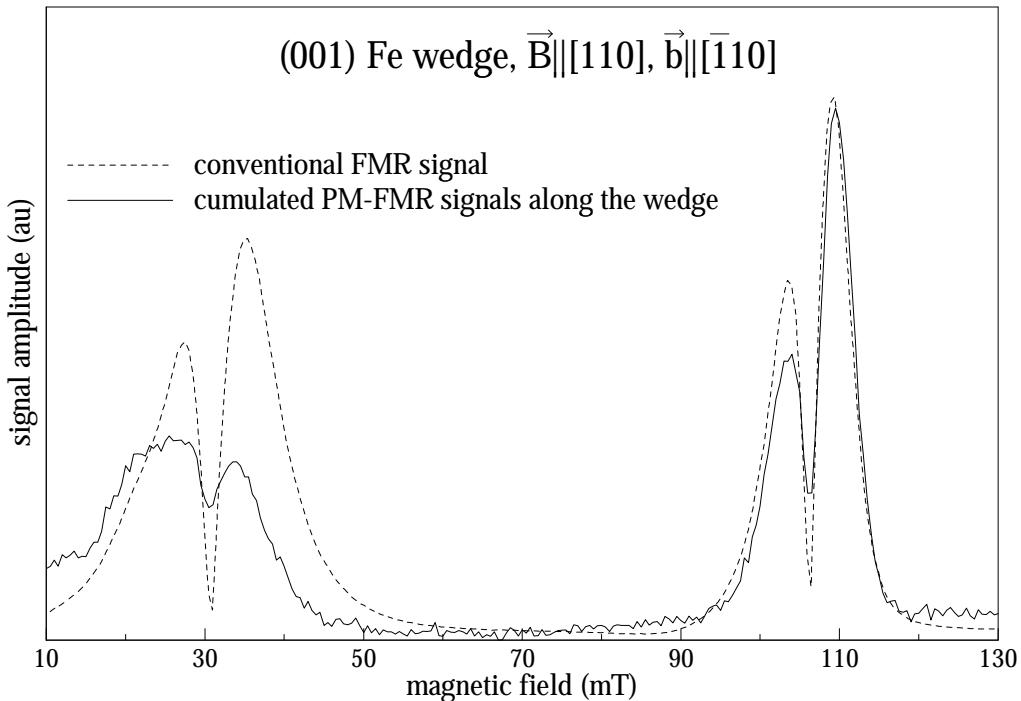


Abb. 9-9: Vergleich des konventionellen FMR-Signals des Fe-Keils mit den aufsummierten PM-FMR-Amplituden entlang der Wachstumsrichtung des Keils.

der Feldmodulation unter den gleichen Bedingungen wegen der Resonatorgeometrie ab. Diese Abweichung tritt allerdings bei der „aligned“-Mode nicht auf. Der in diesem Absatz beschriebene Sachverhalt ist die Grundvoraussetzung für die nun folgende Diskussion von Abb. 9-9.

Die Feldmodulation in Abb. 9-9 gibt das gemittelte Signal über alle Anregungen in der Fe-Keilschicht wieder. Aus diesem Grunde können die beiden konventionellen FMR-Linien des Spektrums nicht symmetrisch sein und müssen gegenüber einer Einzelschicht eine erhöhte Linienbreite aufweisen. Die „aligned“-Mode verbreitert sich etwa um einen Faktor 2 und die „not aligned“-Mode um einen Faktor 3 jeweils gegenüber der vergleichbaren Mode der Probe Fe-100. In der hier vorliegenden Amplitudendarstellung ist jeweils der Amplitudenanteil nach der Resonanzlinienlage (zweiter „Ast“) stärker als der Anteil vor der Resonanzlinienlage (erster Ast). Für beide Resonanzen hat dies allerdings unterschiedliche Gründe, die durch den oberen Teil der Abb. 5-9 deutlich werden. Die Resonanz bei höheren Feldern ( $> 100$  mT, „aligned“-Mode) verschiebt sich mit abnehmender Schichtdicke zu höheren Resonanzfeldern, wobei die Amplitude des Signals annähernd gleich bleibt. Dies führt zu einer Betonung des zweiten Astes in dieser Resonanzlinie, wenn man die Einzelresonanzen verschiedener Fe-Schichtdicken überlagert. Die Resonanzlinienlage bei kleinen Feldern ( $< 40$  mT, „not aligned“-Mode) verringert sich mit abnehmender Fe-Schichtdicke. Gleichzeitig nimmt aber auch die Amplitude mit kleiner werdender Schichtdicke ab und die Linienbreite zu (Abb. 5-9). Berücksichtigt man diesen Intensitätsverlust und den durch die mit der großen Schichtdickenänderung verbundenen Rückgang der pro Schichtdicke anregbaren Spins, erklärt dies die Asymmetrie der konventionell gemessenen „not aligned“-Mode in Abb. 9-9.

Für die durchgezogene Linie in Abb. 9-9 sind 200 einzelne PM-FMR-Spektren alle 50  $\mu\text{m}$  entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils aufsummiert worden. Der erste Vergleich mit dem konventionellen Signal zeigt die sehr gute Übereinstimmung sowohl der Linienlage als auch der Linienbreite für die „aligned“-Mode. Die Linienverbreiterung der konventionellen FMR gegenüber dem PM-FMR-Einzelspektrum kann also tatsächlich auf die Dickenvariation des Fe-Keils zurückgeführt werden. Für die „not aligned“-Resonanz stimmen die Modenformen der konventionellen FMR und der aufsummierten PM-FMR nicht überein. Bei dem aufsummierten PM-FMR-Spektrum hat der erste Ast der „not aligned“-Resonanz eine deutlich stärkere Intensität als der zweite und die Asymmetrie der Mode ist größer als für die konventionelle Mode. Dies liegt an dem oben beschriebenen Unterschied in der Schichtdickenabhängigkeit zwischen Feldmodulation und thermischer Modulation. Die „not aligned“ PM-FMR-Mode nimmt an Intensität mit abnehmender Schichtdicke zu, da der Winkel zwischen  $B_{eff}$  und  $B$  immer größer wird (Abb. 5-9). Der Effekt der mit der Schichtdicke abnehmenden Anzahl der

Spins wird dadurch kompensiert und die PM-FMR-Beiträge für dünne Schichtdicken zwischen 6 nm und 3 nm haben somit ein größeres Gewicht am integrierten Signal als bei der konventionellen FMR.

## 9.5 Temperaturabhängige ortsaufgelöste PM-FMR

Nachdem in Kapitel 7.4 die effektiven Anisotropiefelder für dünne Fe-Filme ermittelt worden sind, sollen in diesem Abschnitt mittels des Fe-Keils die wichtigsten magnetischen Parameter voneinander separat temperaturabhängig bestimmt werden. Dazu nutzt man wieder die Schichtdickenabhängigkeit der effektiven Oberflächenanisotropie

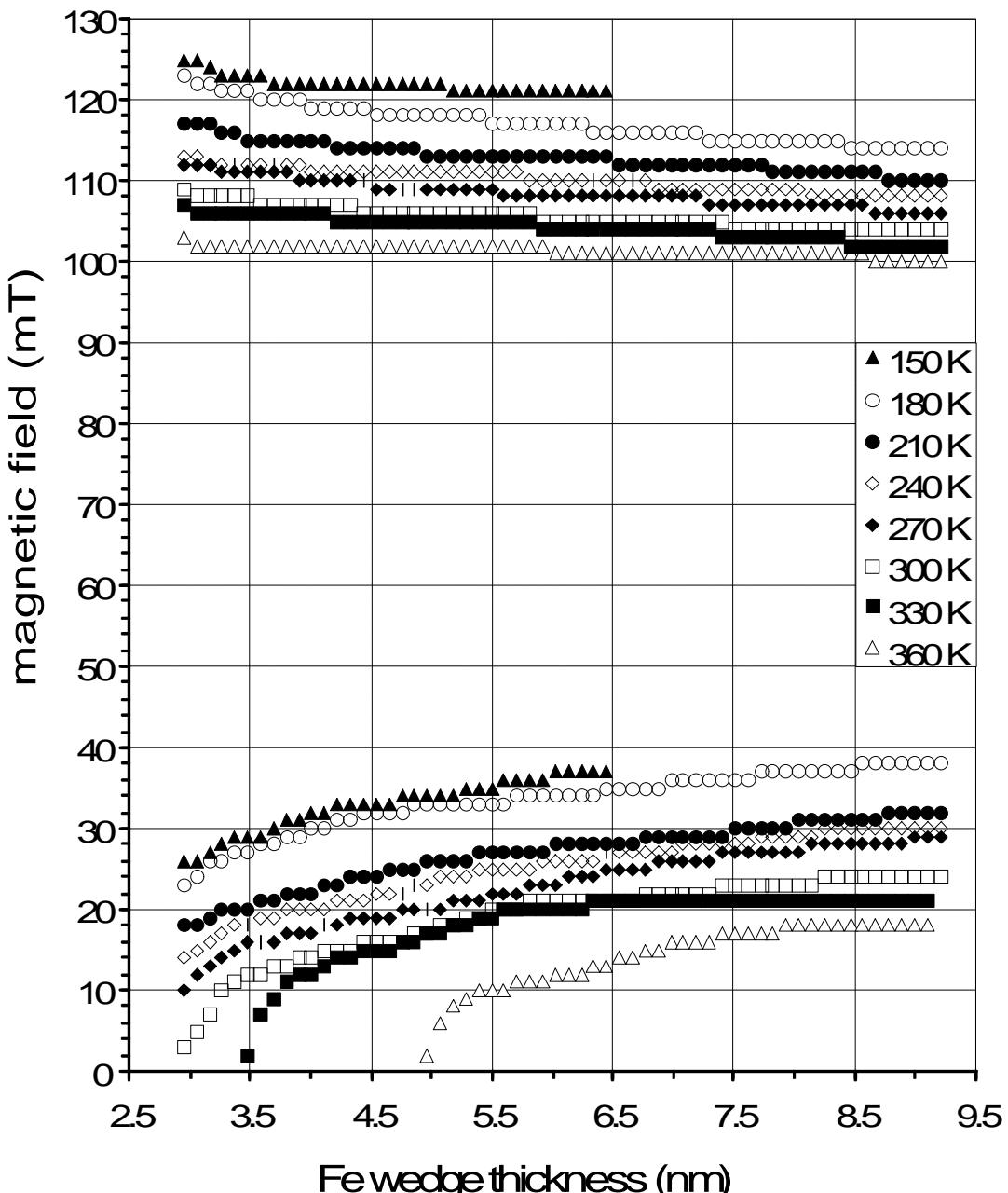


Abb. 9-10: Temperaturabhängigkeit der PM-FMR-Linienlage des Fe-Keils mit  $B \parallel [110]$

(vergleiche Kapitel 9.3). Aus diesem Grunde wurden für verschiedene Temperaturen PM-FMR-Meßreihen entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils in der Probenebene durchgeführt.

Abb. 9-10 zeigt die Resonanzlinienlagen der einzelnen PM-FMR-Meßreihen für den Temperaturbereich von 150 K bis 360 K. Alle 30 K und alle 100  $\mu\text{m}$  ist ein PM-FMR-Spektrum in der mittelschweren Orientierung in der Probenebene mit einer Magnetfeldschrittweite von 0.5 mT aufgenommen worden. Für die Messung bei Raumtemperatur (offene Quadrate in Abb. 9-10) ergibt sich wieder der in Abb. 9-5 beschriebene Linienlagenverlauf. Als generelle Aussage ergibt sich, daß alle Resonanzlinienlagen sowohl die der „aligned“- als auch die der „not aligned“- Moden mit zunehmender Temperatur zu kleineren Feldern hin verschoben werden. Die Verschiebung der „not aligned“-Resonanzen fällt dabei deutlich stärker aus. Dies führt dazu, daß die „not aligned“-Resonanz für Temperaturen über Raumtemperatur für dünne Schichtdicken nicht mehr zu beobachten ist. Die PM-FMR-Meßreihe bei 150 K mußte bei einer Fe-Schichtdicke von ca. 6.5 nm abgebrochen werden, da die in Kapitel 4.1 beschriebene Stickstofftemperatureinheit nur über eine begrenzte Kapazität von flüssigem Stickstoff verfügt. Für den Rest der Meßreihe wäre kein konstanter Gasfluß mehr zu gewährleisten gewesen, was aber bei diesen Temperaturen für einen konstanten Laserfokus und eine konstante Resonatorabstimmung erforderlich ist.

Aus Abb. 3-8 geht hervor, daß ein kleineres Resonanzfeld im Falle der „not aligned“-Mode mit einer Annäherung des Gleichgewichtswinkels  $F$  der Magnetisierung an die leichte Orientierung ( $F = 0^\circ$ ) in der Probenebene korreliert ist. Dies hat nach Kapitel 7.2.2 zwei wesentliche Ursachen. Die erste ist die Abnahme der Kristallanisotropie, was gleichzeitig zu einer Verringerung des Resonanzfeldes der „aligned“-Mode führt. Die zweite ist eine Reduzierung des senkrechten Anisotropiebeitrages, der allerdings ein Ansteigen der „aligned“-Mode bewirkt.

Berücksichtigt man das im letzten Absatz noch einmal zusammengefaßte Resonanzlinienlagenverhalten, so läßt sich der starke Abfall der „not aligned“-Mode gegenüber der „aligned“-Mode sehr gut erklären. Es zeigt sich weiterhin, daß die  $1/d_{Fe}$ -Abhängigkeit der effektiven Oberflächenanisotropie für steigende Temperaturen für immer größer werdende Schichtdicken einen großen Einfluß auf die Resonanzlinienlagen hat. Alle Resonanzlinienlagen für jeweils eine Temperatur können — wie in Kapitel 7.4 für die Raumtemperaturmessungen — mit einem Satz der wesentlichen magnetischen Parameter ( $M, K_I, K_s$ ) angepaßt werden. Die theoretischen Linienlagen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mit in der Abb. 9-10 angegeben. Sie liegen aber für jede Temperatur vollständig im Bereich der Symbole der gemessenen Daten. Damit ergeben die in Abb. 9-11 dargestellten effektiven magnetischen Parameter ein sehr verlässliches Bild

der temperaturabhängigen magnetischen Eigenschaften für Fe-Filme  $> 4.0$  nm auf dem Ag-Puffersystem.

Alle drei Parameter ( $M$ ,  $K_I$ ,  $K_s$ ) zeigen einen Abfall mit zunehmender Temperatur. Die Skalen der Ordinate sind so gewählt, daß sie jeweils einen Abfall um ein Drittel des Maximalwertes darstellen können. Man kann aus der Abbildung also sofort die relativen Änderungen und die absoluten Änderungen vergleichen.

Sowohl  $K_I$  als auch  $M$  zeigen das von den Bulkwerten (Abb. 5-7) her erwartete Verhalten. Für Eisen erwartet man in diesem engen Temperaturbereich um die Raumtemperatur nur eine geringfügige Änderung der Magnetisierung (offene Quadrate in Abb. 9-11), da die Curie-Temperatur des Eisens erheblich höher liegt und die Schichtdicken des Keils noch so groß sind ( $> 17$  ML), daß eine Reduzierung der Magnetisierung noch keine Rolle spielt. Die Kristallanisotropiekonstante (offene Rauten) ändert sich in diesem Temperaturbereich um ca. 30 % und zeigt eine nur geringe Abweichung zu dem Bulkwert. Die größte Abweichung beträgt bei 150 K ca. 5 %. Der kleine Unterschied in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Eisen ( $12.1 \cdot 10^{-6}$  1/K) und Silber ( $19.7 \cdot 10^{-6}$  1/K) machen sich bei den sehr gut übereinstimmenden Gitterparametern kaum bemerkbar [Kuchling]. Eine Vergrößerung des Beitrages der uniachsialen Anisotropie in der Probenebene konnte nicht festgestellt werden.

Die Temperaturabhängigkeit der effektiven Oberflächenanisotropie ist in Abb. 9-11 durch die gefüllten Kreise und die Hilfslinie hervorgehoben und zeigt prinzipiell das

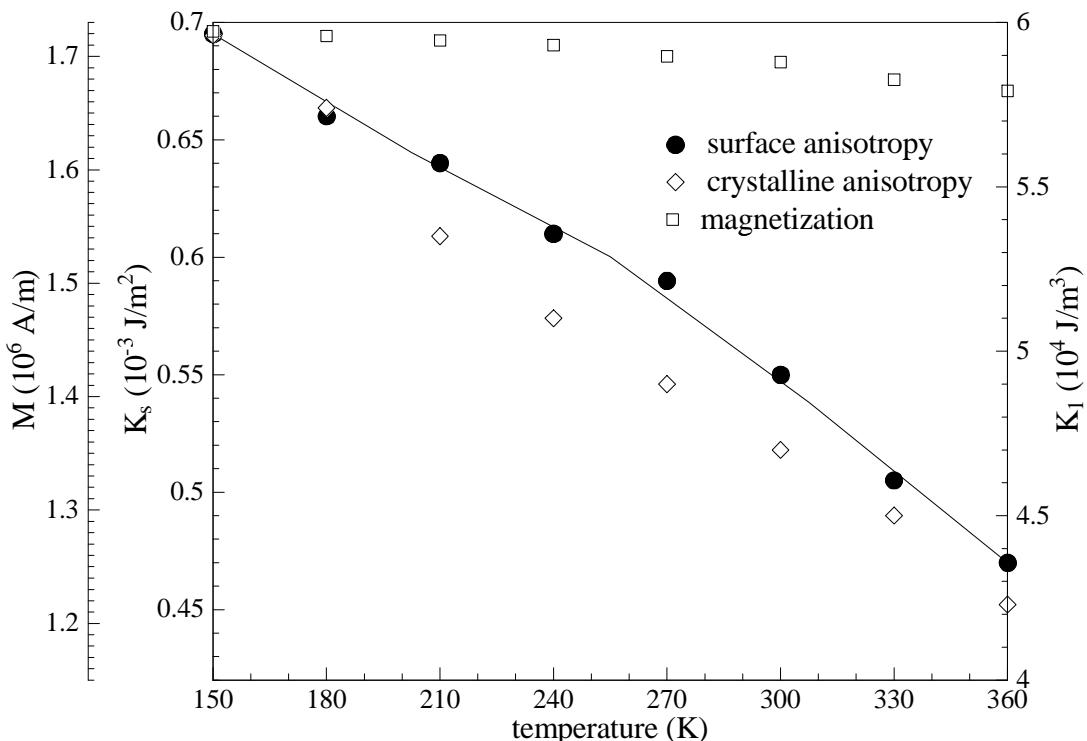


Abb. 9-11: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter des Fe-Keils

gleiche Verhalten wie die Temperaturabhängigkeit der Kristallanisotropie. Im gemessenen Temperaturbereich kommt es ebenfalls zu einer Reduzierung um ca. 30 %. Dies ist ein weiteres Argument dafür, daß die effektive Oberflächenanisotropie bei den Fe-Filmen auf dem Ag-Puffersystem im wesentlichen durch den intrinsischen Fe/Ag-Grenzflächenbeitrag nach Néel bestimmt wird (siehe Kapitel 3.2.2). Die Temperaturabhängigkeit der effektiven Oberflächenanisotropie des Eisens ist bisher nur in wenigen Veröffentlichungen zu finden und weist dort bei einer kleineren Anzahl von Temperaturwerten etwa die gleiche Abhängigkeit auf z.B. [Gradmann, Frait2].

Die hier gefundenen Temperaturabhängigkeiten für die magnetischen Parameter von Fe-Einzelfilmen werden in Kapitel 11.3 zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkonstante  $A_{12}$  verwandt.

## 9.6 Zusammenfassung der Ergebnisse an der Fe-Keilschicht

Dieses Kapitel verdeutlichte, daß die PM-FMR für die Analyse strukturiert hergestellter Proben und speziell für epitaktisch gewachsene Fe-Keilschichten sehr gut geeignet ist. Mit Hilfe der variablen Fe-Schichtdicke und der großen Empfindlichkeit der FMR konnten erstmals an einer einzigen Probe — und dadurch mit sehr hoher Genauigkeit — die drei wichtigsten magnetischen Parameter ( $M$ ,  $K_I$  und  $K_s$ ) eines dünnen Fe-Films voneinander getrennt werden. Die aus den beiden PM-FMR-Meßreihen entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils mit  $B \parallel [110]$  und  $B \parallel [001]$  bestimmten magnetischen Parameter sind in Kapitel 9.3 zusammengefaßt und diskutiert. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 7 (S.183) zu finden. Die beiden wichtigsten Ergebnisse sind, daß sich für Schichtdicken bis zu einer kleinsten Dicke von 3.0 nm die Magnetisierung und die Kristallanisotropie im Rahmen des Meßfehlers wie beim Bulk-Eisen verhalten und daß der Wert  $0.55 \pm 0.08 \text{ mJ/m}^2$  für die effektive Oberflächenanisotropie dem für sehr glatte Fe/Ag-Oberflächen an Fe-whisker'n gefundenem Wert entspricht [Gradmann]. Ein Vergleich der Ergebnisse der Fe-Keilschicht mit den effektiven Anisotropiefeldern der Fe-Einzelschichten erfolgt in Kapitel 10.

Die Einführung in dieses Kapitel und das Unterkapitel 9.1 zeigten dabei die hohe Homogenität der magnetischen Eigenschaften auf einer  $\mu\text{m}$ -Skala senkrecht zur Wachstumsrichtung des Keils. Für die weiteren Untersuchungen an zwischenschichtaustauschgekoppelten Systemen in Kapitel 11 ergaben die Homogenitätsmessungen, daß maximal nur 100  $\mu\text{m}$  einer Probe durch eine Bruchkante geringfügig in ihren magnetischen Parametern beeinträchtigt werden (Abb. 9-3 S.175). Dies ist bei der Wahl der Startpunkte für ortsaufgelöste PM-FMR-Untersuchungen immer berücksichtigt worden.

An Hand der Fe-Keilprobe ließ sich auch der Einfluß der Inhomogenität einer Probe auf die konventionelle FMR-Linienbreite weiter diskutieren. Die Variation der Schichtdicke um einen Faktor 4 führte im konventionellen FMR-Spektrum entlang der mittelschweren Richtung in der Probenebene zu asymmetrischen und verbreiterten Moden. Durch das Aufsummieren der PM-FMR-Spektren entlang der Wachstumsrichtung des Keils konnte für die „aligned“-Resonanz sowohl die Linienverbreiterung als auch die Asymmetrie eindeutig der Schichtdickenänderung als einziger Ursache zugeordnet werden (Abb. 9-9 S.186). Die Abweichung zwischen konventioneller „not aligned“-Mode und der aufsummierten „not aligned“-Mode der PM-FMR-Spektren kann durch die berechneten Intensitätsunterschiede der beiden Modulationsarten (vergleiche Abb. 5-9 S.82) exakt erklärt werden. Dieses Ergebnis zeigt zum einen die gute Eignung der PM-FMR zur Klärung von konventionellen Spektren an inhomogenen Proben und zum anderen, daß die Linienbreitenänderung durch inhomogene Einflüsse in der Probe einen großen Effekt auf die reale Linienbreite ausüben kann, der bei rein konventionellen FMR-Untersuchungen nicht eindeutig identifiziert werden kann.

Mit den ersten ortsaufgelösten temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen war es im Kapitel 9.5 erstmals möglich an einer einzelnen Fe-Keilprobe die drei wichtigsten magnetischen Parameter ( $M$ ,  $K_1$  und  $K_s$ ) im Temperaturbereich von 150-360 K mit hoher Auflösung zu bestimmen (siehe Abb. 9-11 S.190). Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersuchung bleibt festzuhalten, daß sich zum einen die Magnetisierung und die Kristallanisotropie im gesamten Temperaturbereich wie beim Bulk-Material verhalten haben und zum anderen, daß sich die effektive Oberflächenanisotropie etwa im gleichen Rahmen und mit gleichem Verlauf wie die Kristallanisotropie geändert hat. Dieses Ergebnis weist daraufhin, daß der prägende Anteil an der effektiven Oberflächenanisotropie die gleiche Ursache in der Spin-Bahn WW hat wie die Kristallanisotropie.

Eine weiterführende Zusammenfassung mit dem Vergleich der Ergebnisse der Keilschicht mit den Einzelschichten folgt im nächsten Kapitel.

## 10 Vergleich der magnetischen Eigenschaften von (001)-Fe-Filmen und Keilen auf dem Ag-Puffersystem

In den drei letzten Kapiteln sind mittels der FMR die magnetischen Eigenschaften von Fe-Einzelschichten bzw. Fe-Keilschichten bestimmt und diskutiert worden. Dieser Abschnitt soll nun die prinzipiell für einen Fe-Film auf dem Jülicher Ag-Puffersystem gefundenen magnetischen Eigenschaften zusammenfassen und die Ergebnisse der Einzelschichten mit denen der Fe-Keilschicht zueinander in Beziehung setzen.

Allgemein kann man die sehr gute Übereinstimmung der für die Einzelschichten und die Keilschicht gefundenen Werte hervorheben, wenn man die Resultate der Tabelle 6 (S.138) mit denen der Tabelle 7 (S.183) vergleicht. Diese Ergebnisse der beiden Probengruppen ergänzen sich sehr gut zu einem Gesamtbild, was im folgenden weiter vertieft wird.

Zunächst werden die aus den Fe-Einzelschichten bestimmten Werte für das senkrechte Anisotropiefeld  $B_{eff}$  und die aus der Fe-Keilschicht bestimmte Magnetisierung und effektive Oberflächenanisotropie zueinander in Beziehung gesetzt. Abb. 10-1 zeigt als durchgezogene Linie das aus der Magnetisierung und der effektiven Oberflächenanisotropie nach der Gleichung (7.1) bestimmte effektive senkrechte Anisotropiefeld  $B_{eff}$  aufgetragen gegen die reziproke Schichtdicke. Die gestrichelten bzw. die strichpunktuierten Linien geben jeweils den maximalen bzw. minimalen Fehler von  $B_{eff}$  des Keiles

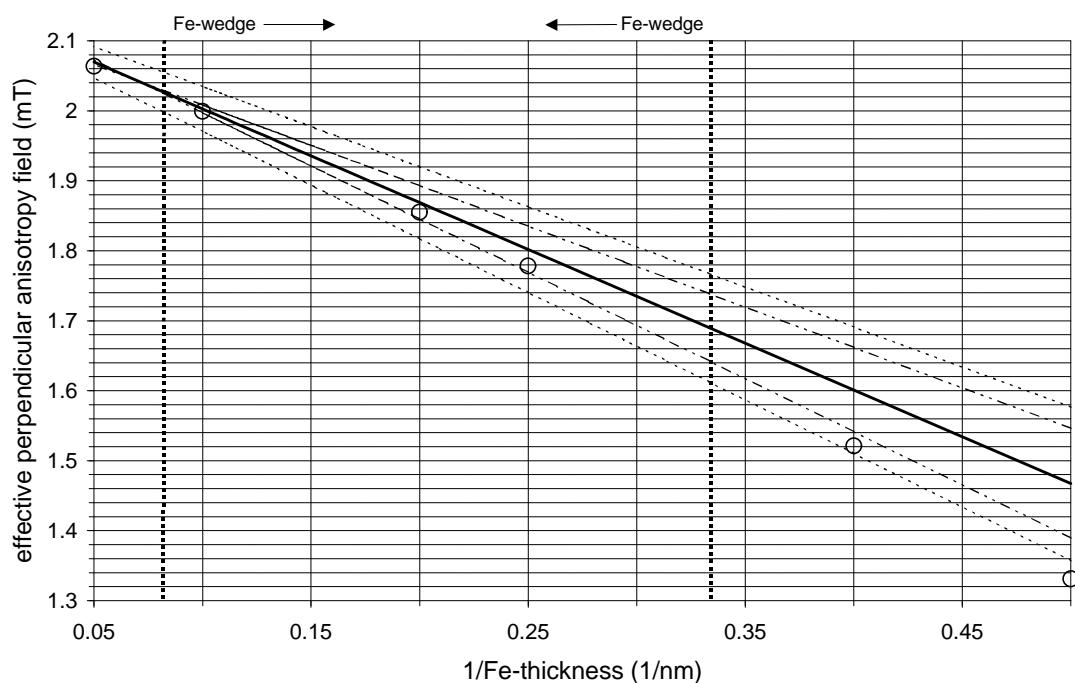


Abb. 10-1: Effektives senkrechttes Anisotropiefeld

wieder, wenn man die Einzelfehler aus Tabelle 7 (S.183) für  $M$  und  $K_s$  berücksichtigt (s.u.). Der dargestellte Schichtdickenbereich von 20 nm bis 2 nm umfaßt alle Fe-Einzelschichten und den Fe-Keil. Das am Keil bestimmte  $B_{eff}$  ist zum Vergleich mit den Einzelschichten über die Keilgrenzen hinaus eingezeichnet worden. Die Grenzen des Fe-Keils sind durch die dicken, senkrechten und gestrichelten Linien und die Beschriftung über dem Bild markiert.

Die Kreise in Abb. 10-1 geben die  $B_{eff}$ -Werte für die Fe-Einzelschichten aus Tabelle 7 (S.183) wieder. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Einzelschichten mit denen der Keilschicht für Schichtdicken der Einzelschichten im Bereich der Keilschicht oder dicker als die Keilschicht. Diese Übereinstimmung und die im Rahmen des Meßfehlers identischen Werte für das Kristallanisotropiefeld der Proben in diesem Schichtdickenbereich spricht für die sehr gute Charakterisierung der Proben in Jülich und für die damit verbundene extrem hohe Reproduzierbarkeit bei der Herstellung dünner Fe-Filme und deren magnetischen Eigenschaften. Dies ist für die Interpretation der FMR-Meßergebnisse an den austauschgekoppelten Schichtsystemen in den Kapiteln 11 von großer Bedeutung.

Für die beiden dünnsten Fe-Schichten mit 25 nm und 20 nm ergeben sich kleinere Werte für  $B_{eff}$  als von der Fe-Keilschicht und den dickeren Einzelschichten zu erwarten ist. Beide Proben weichen von dem  $1/d_{Fe}$ -Verhalten für  $B_{eff}$  der restlichen Proben ab, obwohl auch sie noch im bzw. nahe am Bereich der maximalen Fehlergrenzen liegen. Der Fehler in der Bestimmung der Anisotropiefelder bei diesen dünnen Proben ist auch etwas größer, da bei jeder FMR-Messung nur die „aligned“-Mode zur Auswertung zur Verfügung steht. Weil bei diesen Proben aber auch der Wert für das Kristallanisotropiefeld  $K_I/M$  nicht linear mit der reziproken Schichtdicke abnimmt, liegt bei diesen sehr dünnen Proben unter 21 ML mit großer Wahrscheinlichkeit eine tetragonale Verzerrung vor. Ein lineares Ansteigen dieser tetragonalen Verzerrung mit der reziproken Schichtdicke wie in [Heinrich1] kann nicht verifiziert werden (vergleiche Kapitel 7.3).

Das Ag-Puffersystem erweist sich also für dickere Fe Filme (> 20 ML) als reproduzierbar sehr gute Basis für magnetische Eigenschaften, die dem Bulkverhalten des Eisens entsprechen.

Vergleicht man die temperaturabhängigen FMR-Untersuchungen der Einzelschichten aus Kapitel 7.4 mit den am Fe-Keil bestimmten temperaturabhängigen magnetischen Parametern (Kapitel 9.5), so erhält man im Rahmen der jeweiligen Meßfehler eine genauso gute Übereinstimmung der gefundenen Abhängigkeiten wie bei den Raumtemperaturmessungen. Man kann allerdings mittels des Keils in beiden Fällen erheblich exakter den Beitrag der effektiven Oberflächenanisotropie bestimmen. Neben den für den ge-

samten Keil gleichen Herstellungsbedingungen sind für diese größere Genauigkeit die immer gleichen Meßbedingungen, was Abstimmung und Orientierung der Probe im Resonator angeht, von entscheidender Bedeutung. Während der Fe Keil für die temperaturabhängige Untersuchung nur einmal orientiert und bei verschiedenen Temperaturen gemessen wird, muß dies für jede Einzelschicht einer schichtdickenabhängigen Probenreihe wiederholt werden, was zwangsläufig eine Erhöhung des Meßfehlers bei der Empfindlichkeit der FMR bedeutet.

Die in Abb. 7-11 S.143 an der Probe Fe-200c gezeigte Abweichung zwischen der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Werte für  $B_{eff}$  und der der theoretischen Berechnung für  $B_{eff}$  ohne eine Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenanisotropie kann nun mit Hilfe der an der Fe-Keilschicht gefundenen Abhängigkeit beseitigt werden. Im Temperaturbereich von 150 K bis 360 K, in dem die Oberflächenanisotropiekonstante an der Fe-Keilschicht bestimmt werden konnte, ergibt sich eine vollständige Übereinstimmung der gemessenen und berechneten  $B_{eff}$ -Werte.

Mit den aus der Fe-Keilschicht bestimmten temperaturabhängigen magnetischen Parametern können auch die gemessenen Resonanzlinienlagen der Probe Fe-40 sehr gut angepaßt werden, die mit ihrer Schichtdicke im dünnen Bereich der Keilschicht liegt.

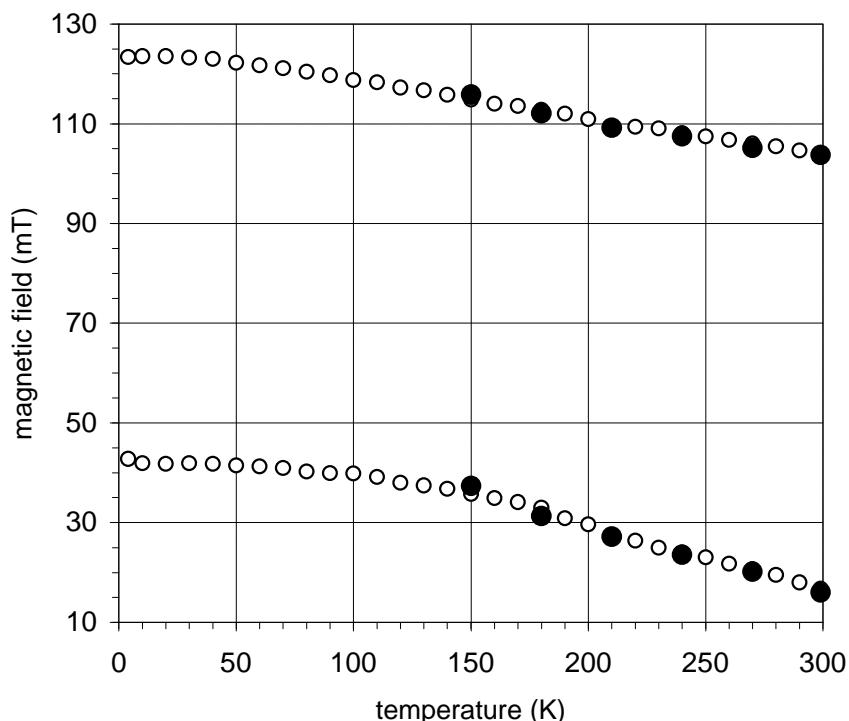


Abb. 10-2: Temperaturabhängige Resonanzlinienlage der Probe Fe-40 (offene Kreise) verglichen mit den Resonanzlinienlagen (gefüllte Kreise), die aus den magnetischen Parametern der Fe-Keilprobe berechnet worden sind.

Abb. 10-2 verdeutlicht diese gute Übereinstimmung der am Keil gefundenen Parameter mit den Einzelschichten. Die offenen Kreise in der Abbildung stellen die Resonanzlinienlagen der Probe Fe-40 mit dem externen Feld nahe der mittelschweren Orientierung ( $j = 43^\circ$ ) in der Probenebene in Abhängigkeit von der Temperatur dar. Die gefüllten Symbole geben die aus den temperaturabhängigen magnetischen Parametern der Keilschicht (Abb. 9-11 S.190) für eine Schichtdicke von 4.0 nm und eine Feldrichtung von  $j = 43^\circ$  berechneten Resonanzlinienlagen wieder. Diese berechneten Punkte sind nur in 30 K Schritten von 150 K bis 300 K eingetragen worden. Die temperaturabhängigen magnetischen Parameter des Keils sind nicht interpoliert worden. Die erhaltene Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Resonanzlinienlagen ist deutlich besser als der durch die Symbolgröße dargestellte Fehler der einzelnen Linienlagen.

Aus der vorangegangenen Diskussion geht hervor, daß die erzielte Genauigkeit und Verlässlichkeit der in dieser Arbeit bestimmten magnetischen Parameter, gerade was deren Temperaturabhängigkeit betrifft, nur in der Kombination von Keilschichtuntersuchungen und Einzelschichtprobenserien möglich war.

## 11 Fe/Ag-Keil/Fe-Schichten

In diesem Kapitel werden die in Kapitel 3.5 diskutierten Aspekte der Austauschkopplung von zwei Fe-Filmen über eine dünne Zwischenschicht hinweg an Hand von PM-FMR-Meßreihen untersucht. Dazu ist in Abb. 11-1 eine Skizze dargestellt, die noch einmal den Probenaufbau von Abb. 6-2 beinhaltet und die prinzipielle Meßanordnung der PM-FMR-Meßreihen aufzeigt.

Für alle Keilschichtuntersuchungen mittels PM-FMR an den zwischenschichtausgetauschgekoppelten Schichtsystemen ist der Laser in der Mitte der Probe entlang der Wachstumsrichtung des Keils verfahren worden. Das externe Magnetfeld ist dabei immer senkrecht zu dieser Richtung in der mittelschweren Richtung für die Magnetisierung orientiert, wie dies in Abb. 11-1 skizziert ist. Die mittelschwere Orientierung bezieht sich dabei weiterhin auf die Kristallanisotropie der beiden Fe-Filme in der Probenebene.

Die in der Abbildung eingetragenen Schichtdicken beziehen sich auf die Probe FeAgK1, die in den nächsten drei Unterkapiteln diskutiert wird. Die Schichtdicken der Fe-Filme sind mit 3.0 nm so groß gewählt, daß man eine maximale Anzahl von angeregten FMR-Moden erhält (siehe Kapitel 11.1) und sich trotzdem noch im Bereich der in Kapitel 9 diskutierten Fe-Keilschicht befindet. Man kann also die in Tabelle 7 (S.183) aufgeführten magnetischen Parameter für den einzelnen Fe-Film zu grunde legen, um verlässliche Aussagen über die Austauschkopplungsanteile zu bekommen (siehe Kapitel 11.3). Der Ag-Keil mit einer Dicke  $> 0$  nm bis 1.8 nm beinhaltet nach den theoretischen Kopplungseigenschaften des Silbers aus Kapitel 3.5.1 jeweils zwei Bereiche mit ferromagnetisch- und antiferromagnetischkoppelnden Bedingungen für die Fe-Filme.

Aus der in (3.22) angegebenen Matrix erhält man für die in Abb. 11-1 angegebene vereinfachende Meßanordnung die folgende Resonanzbedingung:

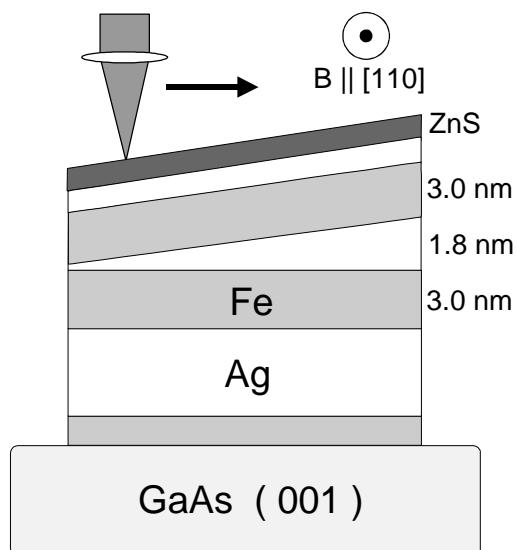


Abb. 11-1: Skizze der PM-FMR-Untersuchungen an der Probe FeAgK1

$$\begin{aligned} \left( \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{g}} d M \right)^4 = & \left( \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{g}} d M \right)^2 \left( F_{\Theta_2 \Theta_2} F_{\Phi_2 \Phi_2} + F_{\Theta_1 \Theta_1} F_{\Phi_1 \Phi_1} + F_{\Theta_1 \Theta_2} F_{\Phi_1 \Phi_2} \right) \\ & + F_{\Theta_1 \Theta_2}^2 F_{\Phi_1 \Phi_1} F_{\Phi_2 \Phi_2} + F_{\Theta_1 \Theta_1} F_{\Phi_1 \Phi_2}^2 F_{\Theta_2 \Theta_2} - F_{\Theta_1 \Theta_2}^2 F_{\Phi_1 \Phi_2}^2 \\ & - F_{\Theta_2 \Theta_2} F_{\Phi_2 \Phi_2} F_{\Theta_1 \Theta_1} F_{\Phi_1 \Phi_1} \end{aligned} \quad (11.1)$$

$F_{kl} = \frac{1}{4} F_p / k l$  mit  $k, l = Q_1; F_1; Q_2; F_2$  bezeichnen wieder die zweiten Ableitungen der freien Energie pro Flächeneinheit nach den Gleichgewichtswinkeln der Magnetisierung. Zusätzlich zu der Resonanzbedingung gelten weiterhin die Randbedingungen der Minimierung der freien Energiedichte pro Flächeneinheit für die Gleichgewichtswinkel in der Probenebene:

$$\begin{aligned} F_{\Phi_1} = & -d MB \sin(\Phi_1 - j) + \frac{d}{2} K_1 \sin(4\Phi_1) + \frac{2A_{12}}{M^2} \sin(\Phi_2 - \Phi_1) \\ & + \frac{2B_{12}}{M^4} \sin(2(\Phi_2 - \Phi_1)) \end{aligned} \quad (11.2)$$

$$\begin{aligned} F_{\Phi_2} = & -d MB \sin(\Phi_2 - j) + \frac{d}{2} K_1 \sin(4\Phi_2) - \frac{2A_{12}}{M^2} \sin(\Phi_2 - \Phi_1) \\ & - \frac{2B_{12}}{M^4} \sin(2(\Phi_2 - \Phi_1)) \end{aligned} \quad (11.3)$$

Für diese Resonanzbedingung und die Gleichgewichtsbedingungen ist vorausgesetzt worden, daß auf Grund des großen Entmagnetisierungsfeldes die Magnetisierung des jeweiligen Fe-Films immer in der Probenebene liegt. Da in der untersuchten Probe FeAgK1 zwei gleich dicke Fe-Filme mit jeweils 2 Ag-Grenzflächen vorliegen, sind nach den Ergebnissen der Kapitel 7.3 und 9.3 für die Anisotropieparameter und die Magnetisierung im Rahmen des Meßfehlers für beide Fe-Filme gleiche Bedingungen angenommen worden. Für die in Abb. 11-1 beschriebene Meßanordnung kann zusätzlich der Magnetfeldwinkel  $j = 45^\circ$  eingesetzt werden.

Aus der Resonanzbedingung dieses austauschgekoppelten magnetischen Zweischichtsystems geht hervor, daß zusätzlich zu den  $F_{ik}$  der Einzelschichten die gemischten Terme der Austauschkopplungsanteile  $F_{F1F2}$  und  $F_{Q1Q2}$  hinzukommen. Die Gleichgewichtsbedingungen für die Azimutwinkel des jeweiligen Fe-Films (11.2) und (11.3) zeigen, daß die beiden Austauschkonstanten  $A_{12}$  und  $B_{12}$  einen Beitrag zur Gleichgewichtslage der jeweiligen Magnetisierung des Fe-Einzelfilms liefern, der jeweils ein anderes Vorzeichen hat. Dies ist besonders für FMR-Untersuchungen im X-Band von entscheidender Bedeutung, da bei entsprechender Größe der Kopplungsparameter zusätzliche Moden angeregt werden können, die über die akustische und optische Mode [Laya-

di] hinausgehen und analog zu einer „not aligned“-Resonanz bei einer Fe-Einzelschicht betrachtet werden können (siehe nächster Abschnitt).

## 11.1 Resonanzlinienlagen in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke des Ag-Keils

Abb. 11-2 zeigt die Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude der Probe FeAg-K1 in Abhängigkeit von der Position entlang der Wachstumsrichtung des Ag-Keils. Der Durchmesser des Laserstrahls für die thermische Modulation betrug  $20 \mu\text{m}$  bei einer Modulationsfrequenz von  $100 \text{ kHz}$  und einer Schrittweite von  $25 \mu\text{m}$ . Berücksichtigt man die geringe Keilsteigung (ca.  $200 \mu\text{m}$  pro  $0.1 \text{ nm}$ ) ist damit nach Kapitel 5.3.2.2 gewährleistet, daß jedes aufgenommene PM-FMR-Spektrum einer bestimmten Keilschichtdicke entspricht. Die Mikrowellenfrequenz für diese Meßreihe ist  $f = 9.211 \text{ GHz}$  und das externe Magnetfeld  $B$  ist parallel [110].

Die Abb. 11-2 verdeutlicht, daß mit der Änderung der Ag-Keilschichtdicke und damit auch der Austauschkopplung starke Abweichungen in den PM-FMR-Spektren auftreten. Mit wachsender Ag-Keilschichtdicke kann man die PM-FMR-Spektren in sieben unterschiedliche Bereiche unterteilen. Diese Bereiche werden im folgenden den drei Kopplungsarten ferromagnetisch, antiferromagnetisch und biquadratische Kopplung im Fe/Ag-Schichtsystemen zugewiesen.

Der erste Bereich bei kleinen Ag-Keilschichtdicken (mit I in Abb. 11-2 gekennzeichnet) weist pro Einzelspektrum zwei Resonanzlinien auf. Es handelt sich um die von den Fe-Einzelschichten her bekannte „aligned“- bzw. „not aligned“-Mode. Für diesen Schichtdickenbereich erwartet man nach Kapitel 3.5 auch eine ferromagnetische Kopplung. Es zeigt sich aber deutlich, daß die „not aligned“-Mode für eine Schichtdicke von  $3.0 \text{ nm}$  für den Fe-Einzelfilm bei zu hohen Feldwerten liegt. Dies ist auf den Einfluß der Zwischenschichtaustauschkopplung zurückzuführen, die sich — wie (11.1) bis (11.3) zeigen — nicht nur auf die Resonanzbedingung auswirkt, sondern auch auf die Gleichgewichtslagen der Azimutwinkel der jeweiligen Magnetisierung und das jeweils mit einem anderen Vorzeichen für jede Einzelschicht. Diese „not aligned“-Mode ist also keine „out of phase“-Schwingung der „aligned“-Mode, sondern eine Resonanz, bei der sich die Gleichgewichtslagen der Magnetisierungen der oberen und unteren Fe-Schicht um einen von der Austauschkopplung  $A_{12}$  vorgegebenen Winkel unterscheiden. Auf die Größe dieser Abweichung wird in Kapitel 11.4 noch ausführlich eingegangen, da bei der Fe/Cr-Zwischenschichtaustauschkopplung  $A_{12}$  so groß wird, daß die Anregung dieser „not aligned“-Mode wegen der großen Winkelabweichung nicht mehr möglich ist. In Kapitel 11.3 wird dagegen das Zusammenspiel der magnetischen Parameter und der Austauschkopplung über deren Temperaturabhängigkeit deutlich. Ein Beispiel für einen

ferromagnetisch koppelnden Bereich gibt das Spektrum C in Abb. 11-3 wieder. Dieses Spektrum zeigt die große Ähnlichkeit der ferromagnetisch koppelnden Bereiche der austauschgekoppelten Probe mit dem Spektrum einer Fe-Einzelschicht in der mittelschweren Orientierung in der Probenebene. Es verdeutlicht aber auch die sehr starke Anregung der „not aligned“-Mode im Vergleich zur „aligned“-Mode. Diese wird im Zusammenhang mit den temperaturabhängigen Untersuchungen in Kapitel 11.3 ausführlich diskutiert. An dieser Stelle sei nur darauf hingewiesen, daß sie auf die thermische Modulation zurückzuführen ist.

Der Bereich II in der Abb. 11-2 weist ein deutlich anderes Resonanzlinienlagenverhalten als der erste Bereich auf. Während sich die Linienlage der „not aligned“-Mode

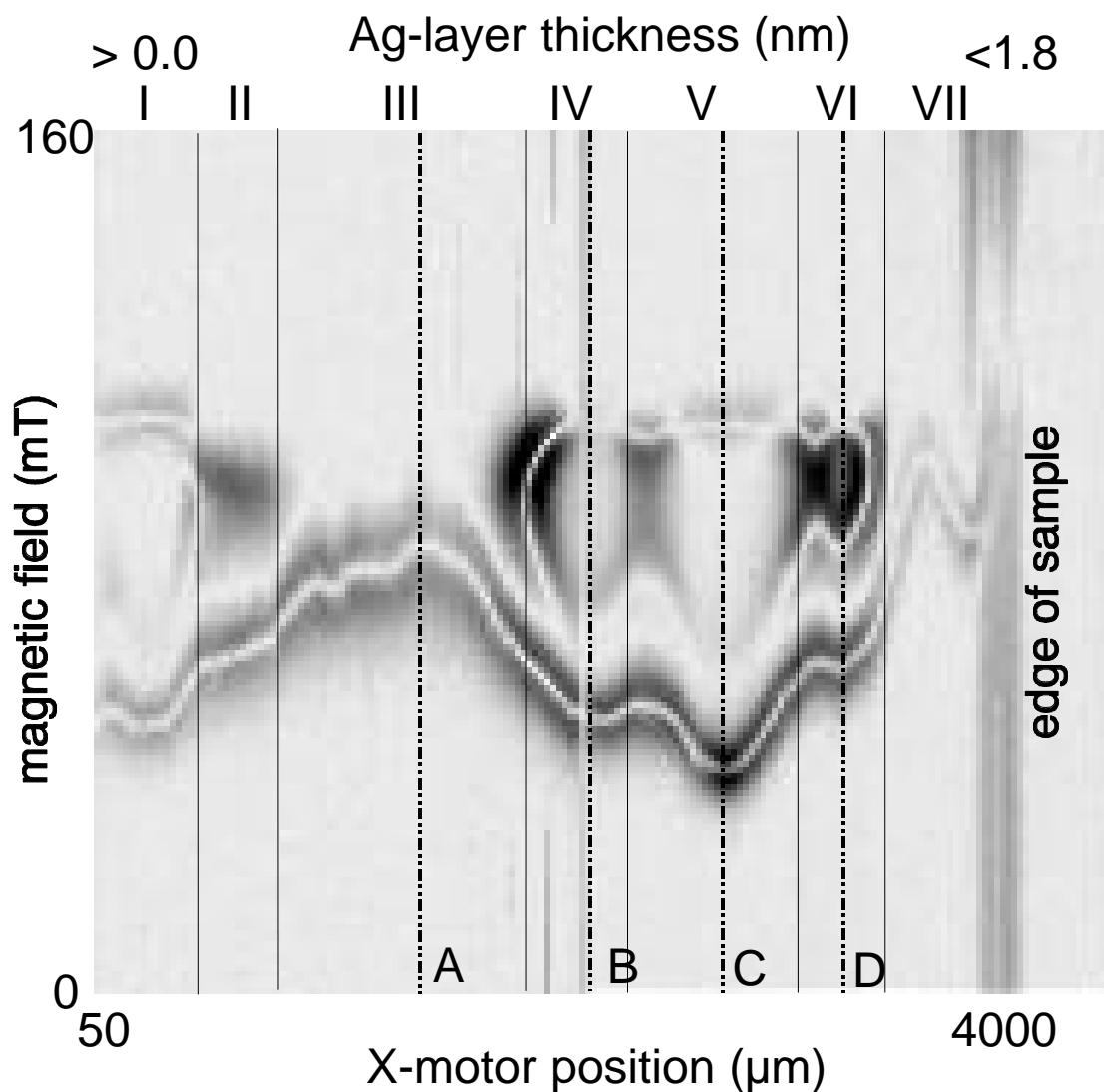


Abb. 11-2: Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude der Probe FeAg-K1 in Abhängigkeit von der Position entlang der Wachstumsrichtung des Ag-Keils und vom externen Magnetfeld  $B \parallel [110]$ . Die gestrichelten Linien A-D markieren die Lage der Einzelspektren in Abb. 11-3. Die dünnen Linien geben die Grenzen der 7 Bereiche an.

mit der Keilschichtdicke stetig ändert, wird die Amplitude der „aligned“-Resonanz deutlich schwächer und es entsteht eine zusätzliche sehr breite Resonanz im Feldbereich zwischen der „aligned“ und der „not aligned“ Resonanz. Es handelt sich hierbei um eine durch die biquadratische Kopplung hervorgerufene Resonanz. Der Schichtdickenabschnitt des Bereiches II entspricht genau dem Übergangsgebiet von ferromagnetischer zu antiferromagnetischer Kopplung, wie er an Fe/Ag-Keil/Fe-Proben dieser Herstellungsart in der Literatur gefunden wird (z.B. [Leng]). Eine genaue Beschreibung der durch die biquadratische Kopplung hervorgerufenen Mode erfolgt an Hand der Beispiespektren B und D in den Bereichen IV und VI später in diesem Abschnitt.

Eine weitere Besonderheit der ersten beiden markierten Bereiche in Abb. 11-2 ist die im Verhältnis zum Rest des Linienscans relative kleine Intensität der Resonanzen. Dies liegt an der geringen Schichtdicke der Ag-Zwischenschicht. Der Bereich II endet bei ei-

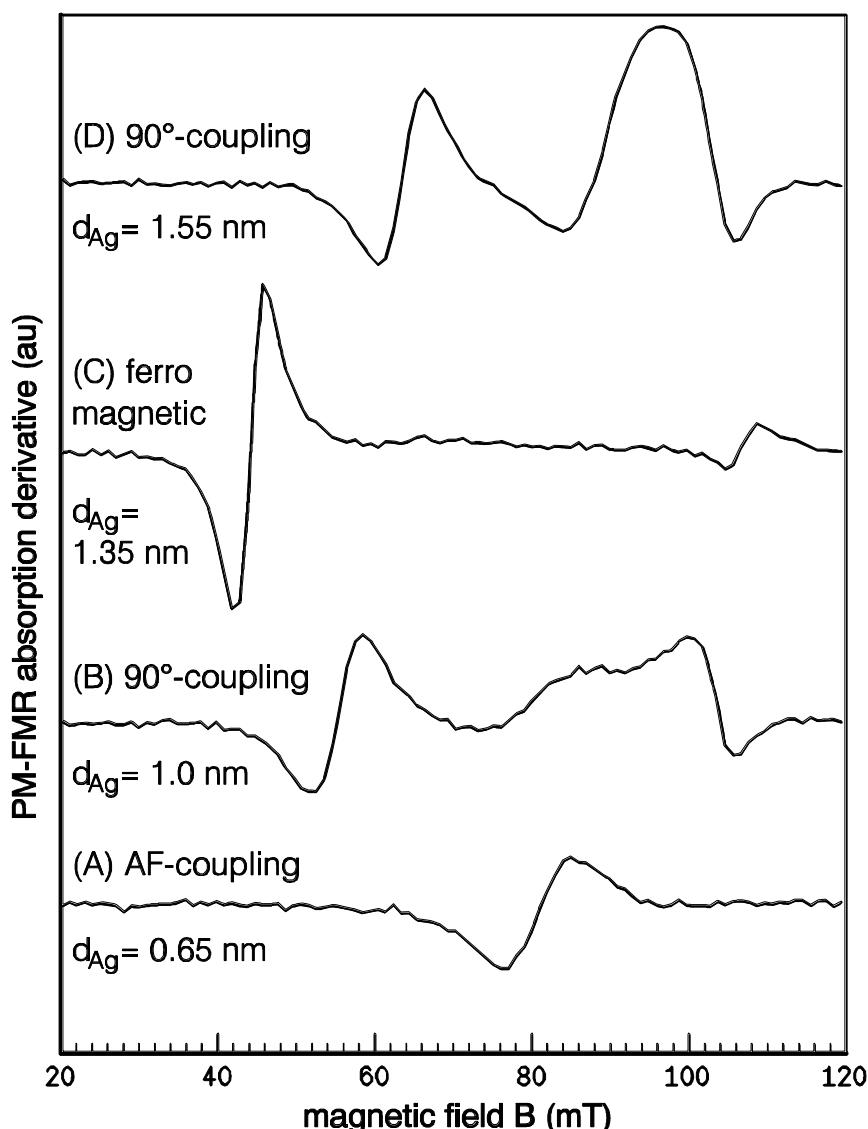


Abb. 11-3: PM-FMR-Spektren für unterschiedliche Kopplungsformen

ner Schichtdicke von ca. 0.43 nm, was nur etwas mehr als 2 ML entspricht. Bei der hohen Qualität der Fe/Ag-Grenzflächen mit einer Rauigkeit von nur einer Monolage sind sogenannte Fe-Kurzschlüsse zwischen den beiden Fe-Filmen bis zu einer Dicke von 3 ML noch möglich. Es spricht für die hohe Qualität der Fe/Ag-Grenzschichten und für die hohe Empfindlichkeit des FMR-Meßverfahrens, daß der erste Kopplungsübergang zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung überhaupt beobachtet werden kann, wenn auch eine quantitative Bestimmung der biquadratischen Kopplungskonstante auf Grund der schwachen und sehr breiten Anregung nur bedingt möglich ist. MOKE-Messungen an Proben mit vergleichbarer Ag-Zwischenschichtdicke ( $\leq 3$  ML) haben eine so schlechte Auflösung der Hysteresekurve ergeben, daß selbst eine qualitative Auswertung der Zwischenschichtaustauschkopplung an solchen Proben nur sehr schwer oder gar nicht möglich ist [Grünberg2].

Der Bereich III in Abb. 11-2 ist so gewählt, daß er die PM-FMR-Spektren umfaßt, die im Anschluß an Bereich II nur jeweils eine Resonanz aufweisen. Das Spektrum A in Abb. 11-3 zeigt ein PM-FMR-Spektrum aus diesem Bereich für eine Ag-Schichtdicke von etwa 1.3 nm. Diese Resonanz liegt bei Feldern, die kleiner sind als die ferromagnetische „aligned“-Mode. Da in Bereich III der Probe FeAgK1 auf Grund der Ag-Schichtdicke antiferromagnetische Kopplung erwartet wird (siehe Kapitel 3.5.1), ist eine „aligned“-Mode wegen des Austauschfeldes und der gleich großen Fe-Schichtdicken erst bei hohen Feldstärken mit sehr schwacher Intensität möglich. Bei der beobachteten Mode handelt es sich somit um eine „not aligned“-Mode, bei der die Magnetisierungsvektoren der beiden Fe-Filme nicht um die Richtung des externen Feldes präzedieren und zusätzlich unterschiedliche Gleichgewichtswinkel  $F_{1,2}$  in der Probenebene aufweisen. Diese Mode verhält sich wegen der hohen Symmetrie der Probe (gleiche Fe-Schichtdicken und dominante Kristallanisotropie) ähnlich wie die „not aligned“-Mode im ferromagnetisch koppelnden Fall. Sie führt aber auf Grund des negativen Vorzeichens von  $A_{12}$  zu einem entgegengesetzten Verlauf mit zunehmender Stärke der Kopplung. Dieses Verhalten ändert sich erst bei unterschiedlichen Fe-Schichtdicken (siehe Kapitel 11.4).

Bei dem Bereich IV handelt es sich wie bei dem Bereich II um ein Übergangsgebiet zwischen antiferromagnetischer und ferromagnetischer Kopplung, nur, daß hier auf Grund der größeren Ag-Schichtdicke die Resonanzen deutlicher ausgeprägt sind. Wie das Spektrum B in Abb. 11-3 zeigt, kann man drei Resonanzen eindeutig unterscheiden. Bei den Resonanzen bei höheren bzw. tieferen Magnetfeldern handelt es sich wieder um die schon beschriebenen „aligned“- bzw. „not aligned“-Moden. Die dritte Mode im Feldbereich von 70 mT bis 90 mT beruht auf der in diesem Übergangsbereich der quadratischen Kopplung groß werdenden biquadratischen Kopplung. Diese Bereiche II, IV

und VI umfassen jeweils in etwa eine Ag-Schichtdickenänderung von einer Monolage im Übergangsbereich zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung. Berücksichtigt man die Monolagenrauhigkeit der beiden Grenzschichten, paßt der große Einfluß der biquadratischen Kopplung in diesen Bereichen zu dem in 3.5.2 beschriebenen Grenzflachenrauhigkeitsmodell für diese Kopplung nach [Slonczewski1] (siehe auch Kapitel 11.2). Das ebenfalls in Kapitel 3.5.2 beschriebene „loose spin“-Modell [Slonczewski2] liefert bei dieser Probe keinen nachweisbaren Beitrag, da es auf einer RKKY-Wechselwirkung an paramagnetischen Verunreinigungen beruht und damit wegen des FMR-Nachweises zwar auf einen kleinen  $|A_{12}|$  beschränkt wäre, nicht aber nur auf ca. eine Monolage. Eine speziell auf das „loose spin“-Modell zugeschnittene Probe gleicher Herstellungsart ist in [Schafer2] untersucht worden. Selbst der Einfluß von 0.15 ML Eisen — eingelagert in der Ag-Zwischenschicht — zeigt bei Raumtemperatur keinen signifikanten Beitrag zur biquadratischen Kopplung. Erst bei tiefen Temperaturen  $< 100\text{K}$  liefert das „loose spin“-Modell einen mit abnehmender Temperatur stark wachsenden Beitrag zur Austauschkopplung [Schafer2].

Die Beobachtbarkeit der mittleren Resonanz in Spektrum B und D der Abb. 11-3 beruht auf der günstigen Meßanordnung  $B \parallel [110]$  im X-Band. Die  $90^\circ$ -Orientierung der Magnetisierungen der beiden Fe-Filme, die für eine negative Austauschkonstante  $B_{12}$  zu erwarten ist, wird durch die Kristallanisotropie in dieser Anordnung beginstigt. Die Magnetisierungen der beiden Fe-Filme präzidieren dann nahe einer jeweils um  $90^\circ$  auseinanderliegenden leichten Kristallorientierung. Für das Beispiel  $B \parallel [110]$  wären das die Orientierungen [100] und [010]. Da die Ursache für diese Resonanz ein Rauhigkeiteffekt ist und da im Experiment nie ganz ideale Bedingungen vorliegen (z.B. Probenorientierung exakt entlang der mittelschweren Richtung), ist diese Kopplungsresonanz etwa vier- bis sechsmal so breit wie die übrigen Resonanzlinien. Daher ist der Fehlerbalken bei der Bestimmung von  $B_{12}$  im nächsten Abschnitt sehr groß. Die Phasenverschiebung der „aligned“-Resonanz um  $180^\circ$ , die deutlich aus den Spektren B und D der Abb. 11-3 hervorgeht, kann durch eine Besonderheit der thermischen Modulation erklärt werden. Der Temperaturgradient von  $B_{12}$  ist nach [Schafer1, Slonczewski1] zwar wie bei den anderen Beiträgen zur freien Energie negativ (vergleiche Abb. 9-11), die Resonanz verschiebt sich aber mit wachsendem  $B_{12}$  zu höheren Feldern. Des weiteren ist für die „aligned“-Mode keine Winkelabweichung zwischen dem externen Feld und der Magnetisierung relevant (siehe Kapitel 5.3.2.1). Ist nun die Kombination von Temperaturgradient und Linienverschiebung der effektiven Oberflächenanisotropie und der biquadratischen Austauschkopplung zusammengenommen für diese dünnen Fe-Filme betragsmäßig größer als die der Kristallanisotropie, führt dies zu einer Phasenverschiebung des thermisch modulierten Spektrums. Eine Berechnung von  $\partial c''_{xx} / \partial T$  ist für ein zwischen-

schichttauschgekoppeltes Schichtsystem sehr komplex und eine Berücksichtigung aller physikalisch relevanten Resonanzlinien ist nach dem Verfahren aus Kapitel 5.2 nur für fest gewählte Kopplungskonstanten möglich. Des weiteren ist ein Vergleich der so bestimmten intrinsischen Größe mit einer gemessenen Resonanzlinie auf Grund der obenerwähnten inhomogenen Linienverbreiterung nicht mehr sinnvoll.

Die Bereiche V-VII in Abb. 11-2 bilden in der Reihenfolge zu dickeren Ag-Schichtdicken hin den zweiten ferromagnetisch koppelnden Bereich, den dritten Übergangsbereich mit biquadratisch koppelndem Anteil und den zweiten antiferromagnetisch koppelnden Teil am dicken Ende der Probe FeAgK1. Außer, daß dieser Abschnitt der Probe größere Linienintensitäten auf Grund der größeren Ag-Schichtdicke aufweist (keine Fe-Kurzschlüsse), ist das Verhalten der Resonanzlinien analog zu den oben beschriebenen Bereichen der Probe.

## 11.2 Zwischenschichtaustauschkopplung in Abhängigkeit von der Ag-Keildicke

Nachdem im letzten Abschnitt der oszillatorische Charakter der Zwischenschichtaustauschkopplung an Hand der PM-FMR-Spektren an der Probe FeAgK1 eindeutig nachgewiesen worden ist, wird hier aus diesen Spektren sowohl der quadratische als auch der biquadratische Anteil der Zwischenschichtaustauschkopplung quantitativ bestimmt und diskutiert.

Abb. 11-4 zeigt die an der Probe FeAgK1 bestimmten Kopplungskonstanten  $A_{12}$  und  $B_{12}$  in Abhängigkeit von der Ag-Keilschichtdicke. Aus der Abbildung erkennt man sofort die zwei von der Theorie her erwarteten Oszillationsperioden für  $A_{12}$  (siehe Abb. 3-12 und [Bruno, Stiles]. Die große Oszillationsperiode beträgt ca.  $(1.25 \pm 0.06)$  nm und läßt sich sehr gut aus den gemessenen Daten bestimmen. Diese ist damit in hervorragender Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert 1.24 nm aus [Stiles] und liegt im Bereich der experimentell gefundenen Daten, die sich im Bereich von 5 – 6 ML bewegen [Heinrich1]. Eine ältere Probe gleicher Herstellungsweise gemessen mit MOKE zeigt eine lange Periode von 1.07 nm [Leng]. Die MOKE-Messung erlaubt aber nur eine Messung der Probe im antiferromagnetisch koppelnden Bereich. Diese sehr gute Übereinstimmung der langen Oszillationsperiode ist besonders hervorzuheben, da die Bestimmung aus den PM-FMR-Untersuchungen an einem sehr dünnen Ag-Keil durchgeführt werden konnte.

Die kurze Oszillationsperiode kann nur in der dickeren Hälfte der Probe beobachtet werden und läßt sich mit etwa 0.44 nm oder 2.2 ML abschätzen. Für die kurze Oszillationsperiode benötigt man eine Ag-Keilschichtdicke, die größer ist als diese Oszillation-

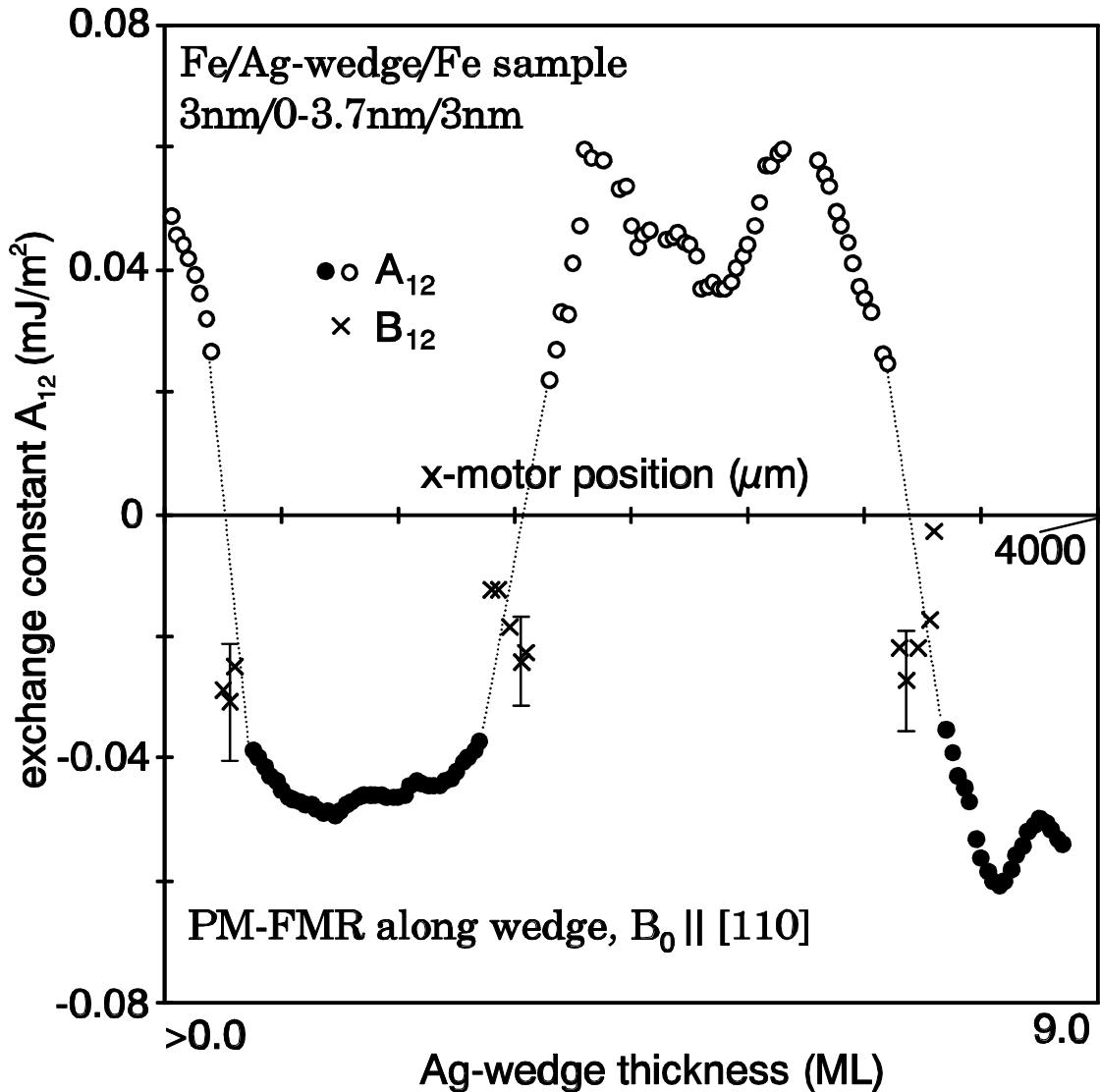


Abb. 11-4: Zwischenschichtaustauschkopplung der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke

speriode (wegen der Monolagenrauhigkeit), und eine möglichst große Terrassenbreite der Grenzschicht. Da es sich bei der Probe FeAgK1 um die neueste in dieser Arbeit verwandten Probe aus der Jülicher Herstellung handelt, ist ihre Terrassenbreite mit ca. 20 nm um mehr als ein Drittel besser als die der in Kapitel 7 beschriebenen Einzelschichten (Probe vergleichbar mit [Schafer2]). Der gefundene Wert für die kurze Oszillationsperiode stimmt aber im Rahmen der Abschätzung gut mit dem Literaturwert 2.38 ML und dem experimentell gefundenen Wert 2.3 ML [Leng] überein.

Wie im letzten Abschnitt schon erwähnt, sind die ersten drei Monolagen des Ag-Keils wegen der Monolagenrauhigkeit der Grenzschichten für die Betrachtung mit der auf ideale Grenzschichten optimierten Theorie (siehe Kapitel 3.5) nur eingeschränkt geeignet. Die Schichtstruktur der Probe ist allerdings so gut, daß selbst bei nur ein bis zwei

Monolagen Ag-Schichtdicke große Terrassenbereiche der Probe das erwartete Verhalten zeigen. Daher sind die in Abb. 11-4 dargestellten Werte für die Austauschkonstante  $A_{12}$  für die ersten drei Monolagen — also bis etwa zur Hälfte des ersten antiferromagnetisch koppelnden Bereiches — zwar aus den PM-FMR-Spektren sehr gut bestimmbar, können aber nur als ein über den gemessenen Laserspot gemittelter effektiver Wert betrachtet werden. Für die FMR geht die Austauschkonstante auch nur als ein effektives Feld in die Resonanzbedingung ein wie alle anderen Anisotropiebeiträge auch. Zeigt also ein großer Teil der im Laserspot befindlichen Probe eine bestimmte Austauschkopplung, führt dies zu einer entsprechenden Resonanz. Daher wäre es für zukünftige PM-FMR-Untersuchungen der Austauschkopplung sinnvoll — wie bei dem Einfluß der Oberflächenanisotropie auf einen einzelnen Fe-Keil — die Fe-Schichten senkrecht zur Steigung des Ag-Keils auch keilförmig zu gestalten. Dadurch ist eine Ausnutzung des Oberflächencharakters des Austauschbeitrages und damit eine noch exaktere Bestimmung dieses Beitrages möglich. Dies ist allerdings momentan in der Jülicher Probenpräparation noch in Planung. Bei anderen Verfahren (z.B. MOKE) wird im Gegensatz zur FMR das direkte Domänenverhalten des oberen Fe-Films untersucht, was noch bessere Oberflächen als für die FMR erfordert und eine Bestimmung der Austauschkopplung unter drei Monolagen Ag-Schichtdicke bei der aktuellen Qualität der Schichtsysteme nicht mehr eindeutig macht.

Für die größeren Ag-Keilschichtdicken stimmen dann die aus den PM-FMR-Messungen ermittelten Austauschkonstanten ( $A_{12}$ ) sehr gut mit den an vergleichbaren Proben mit MOKE erhaltenen Daten überein [Leng]. Die in [Heinrich1] mit FMR an Fe/Ag/Fe-Einzelschichten mit jeweils fester Ag-Schichtdicke bestimmten Kopplungskonstanten zeigen im zweiten ferromagnetisch koppelnden Bereich der Abb. 11-4 ebenfalls vergleichbare Werte. In diesem Bereich wurden allerdings auch nur zwei Proben gemessen deren größter Wert bei  $0.053 \text{ mJ/m}^2$  für 6 ML Silber liegt [Heinrich1]. Der zweite antiferromagnetisch koppelnde Bereich ist bei [Heinrich1] gegenüber dem an der Probe FeAgK1 bzw. an der vergleichbaren Jülicher Probe [Leng] bestimmten Bereich um ca. eine Monolage zu dickeren Ag-Schichtdicken hin verschoben, zeigt aber mit  $-0.057 \text{ mJ/m}^2$  eine vergleichbare Kopplungsstärke .

Die biquadratische Kopplungskonstante kann — wie in Kapitel 11.1 erwähnt — nur mit einem relativ großen Fehler bestimmt werden. Er ist dabei im wesentlichen jeweils auf den Bereich von etwa einer Monoalge beschränkt und erreicht eine Stärke von im Mittel ca.  $-0.025 \text{ mJ/m}^2$ . Dies ist auch der Wert, der in [Leng] am zweiten Übergang zwischen dem ferromagnetisch und antiferromagnetisch koppelnden Bereich gefunden wird. Die MOKE-Messungen sind auf Grund von zwei zusätzlich in der Hysteresekurve auftretenden Plateaus durch die zusätzliche nicht parallele Ausrichtung der Spins beson-

ders empfindlich auf die Bestimmung der biquadratischen Kopplungskonstante und können daher auch bei stärker werdender quadratischer Austauschkopplung noch einen biquadratischen Anteil auflösen. Daher ist es in [Leng] möglich, einen fast eine Größenordnung kleineren Anteil über den gesamten antiferromagnetisch koppelnden Bereich aufzulösen.

### 11.3 Temperaturabhängige PM-FMR-Untersuchungen am Fe/Ag/Fe System

Um temperaturabhängige ortsaufgelöste PM-FMR-Untersuchungen an der zwischenschichttauschgekoppelten Probe FeAgK1 durchführen zu können, mußte diese Probe verkleinert werden, damit sie in der Stickstofftemperatureinheit, die schon für die Untersuchungen an der Fe-Keilschicht verwandt worden war, paßt. Die Graustufendarstellung der PM-FMR-Untersuchung in Abb. 11-2 hat gezeigt, daß die größten Signalamplituden im zweiten ferromagnetisch koppelnden Bereich der Probe auftreten. Dieser Bereich bietet auch den Vorteil, daß er zwei Resonanzlinien aufweist, die für eine sehr genaue Bestimmbarkeit der magnetischen Parameter vorteilhaft ist. Weiterhin bietet die ferromagnetische Austauschkopplung die mit den Fe-Einzelschichten vergleichbarsten Ergebnisse (siehe Kapitel 11.1). Die Signalamplitude der Fe-Filme wird mit abnehmender Temperatur kleiner und die Linienbreite vergrößert sich deutlich (vergleiche Kapitel 7.4). Des weiteren zeigen die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen am Fe-Keil in Kapitel 9.5 eine zusätzlich reduzierte Signalausbeute durch den geänderten Versuchsaufbau insbesondere durch den Gasstrom. Nimmt man all diese Aspekte zusammen, so wird klar, warum sich die ersten temperaturabhängigen PM-FMR-Messungen zur Bestimmung der Austauschkonstante auf den zweiten ferromagnetisch koppelnden Bereich der Probe beschränken und die Probe entsprechend verkleinert worden ist. Die Bruchkanten haben — wie die folgenden Meßergebnisse zeigen werden — keinen Einfluß auf den untersuchten Schichtbereich. Die Messungen wurden erst ca. 150 µm von der Bruchkante entfernt aufgenommen, was nach den Homogenitätsuntersuchungen der Bruchkanten von Kapitel 9.1 für unbeeinflußte Ergebnisse ausreicht.

Abb. 11-5 zeigt die Resonanzlinienlagen in Abhängigkeit von der Laserposition, die mit derselben Position skaliert ist wie im letzten Abschnitt. Die Resonanzen, die zu unterschiedlichen Temperaturen gehören, werden mit verschiedenen Symbolen voneinander unterschieden. Die ausgefüllten Kreise geben die Raumtemperaturmessung wieder, die als letzte nach allen anderen Temperaturen durchgeführt worden ist. Vergleicht man diese Resonanzlinienlagen mit der Graustufendarstellung in Abb. 11-2 erkennt man, daß sich die Probe in ihren Eigenschaften durch die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen nicht geändert hat. Noch deutlicher zeigt sich dies bei einem Vergleich

der Kopplungskonstanten  $A_{12}$  der Abb. 11-4 und der Abb. 11-6, die später ausführlich beschrieben werden.

Aus der Abb. 11-5 geht hervor, daß zunächst einmal für jede Laserstrahlposition und jede Temperatur mindestens zwei Resonanzlinienlagen existieren und daß sich diese für jede Laserstrahlposition mit abnehmender Temperatur einander annähern. Wie in Kapitel 11.1 beschrieben, ist die Resonanz bei tieferen Feldern eine „not aligned“-Mode, die sich stark mit der Austauschkopplung  $A_{12}$  ändert, aber auch von den Anisotropieparametern  $K_I$  und  $K_s$  der Fe-Einzelschichten geprägt wird. Für die Erklärung des temperaturabhängigen Verhaltens der Resonanzlinienlagen ist also eine Einbeziehung der Temperaturabhängigkeiten der Anisotropieparameter der Fe-Einzelschichten aus Kapitel 9.5 notwendig. Das Ansteigen der Anisotropieparameter mit abnehmender Temperatur al-

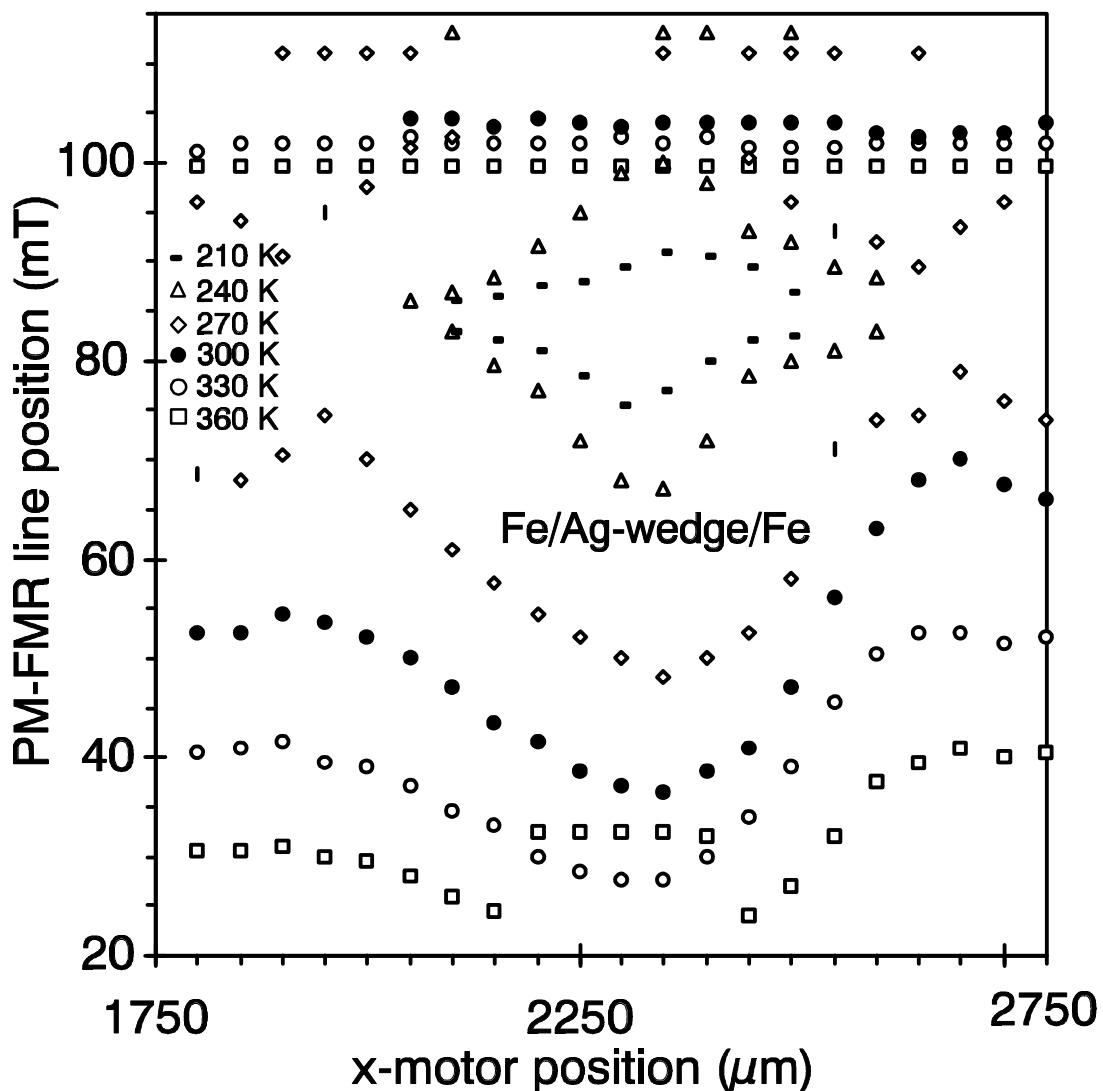


Abb. 11-5: Temperaturabhängigkeit der PM-FMR-Linienlagen der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

lein kann aber die starke Verschiebung der „not aligned“-Resonanz zu höheren Feldern nicht erklären. Dies belegt schon die im folgenden noch diskutierte starke Temperaturabhängigkeit von  $A_{12}$ .

Die „aligned“-Resonanz bei hohen Feldern in Abb. 11-5 hat zwei unterschiedliche Ursachen. Für Temperaturen  $\geq 300$  K repräsentiert diese Mode den eigentlichen „aligned“-Fall, nämlich die uniforme Präzession der Magnetisierungen beider Fe-Filme um die Richtung des externen Feldes. Diese Mode wird also nur durch die magnetischen Parameter der einzelnen Fe-Filme bestimmt, da hier in guter Näherung gilt  $\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_2 = \mathbf{j}$ . Für Temperaturen  $< 300$  K können aber zwei Resonanzen bei höheren Feldern beobachtet werden. Bei der Resonanz  $> 120$  mT handelt es sich weiterhin um die eben beschriebene uniforme Mode. Die zusätzliche Resonanz zwischen 85 mT und 100 mT ist die optische Kopplungsmodus („out of phase“-Mode). Hier präzidieren die beiden Fe-Filme außer Phase. Diese Mode ist allerdings in den Spektren sehr schwach angeregt.

Das Verschwinden beider Kopplungsmoden für die 240 K und die 210 K Meßreihe an den Rändern des untersuchten Probenstücks hat wiederum zwei Ursachen. An diesen Rändern wird die Austauschkopplung durch den Anstieg mit der abfallenden Temperatur und durch die Position auf der Probe (vergleiche Abb. 11-4 bzw. Abb. 11-6), sehr groß (größer als  $0.07$  mJ/m<sup>2</sup>, siehe Abb. 11-6). Dadurch erreichen die Gleichgewichtswinkel der beiden Fe-Filme eine nahezu gleiche Position und die Resonanzlinienlage kann somit nicht größer werden als die „aligned“-Mode bzw. als die optische Kopplungsmodus. Daß die optische Kopplungsmodus für größere Kopplungswerte nicht mehr beobachtet werden kann liegt wohl in erster Linie an ihrer zu geringen Intensität bei den nahezu identischen Fe-Filmen.

Die schichtdicken- und temperaturabhängigen Ergebnisse der Kopplungskonstante  $A_{12}$  in Abb. 11-6 sind mit Hilfe der temperaturabhängigen Daten der magnetischen Parameter in Abb. 9-11 aus den Resonanzlinienlagen der Abb. 11-5 berechnet worden. Es zeigt sich dabei eine sehr gute Übereinstimmung der „aligned“-Linienlagen in Abb. 11-5 mit den magnetischen Parametern der Fe-Einzelschichten aus Abb. 9-11. Über den gesamten untersuchten Bereich bleibt der prinzipielle Verlauf der Austauschkopplung für unterschiedliche Temperaturen erhalten. Dadurch, daß die „not aligned“-Resonanz bei großen Austauschkopplungswerten nicht mehr angeregt werden kann (s.o.), entfällt der Vorteil der FMR-Untersuchung im X-Band und die Austauschkopplung ist bei gleicher Schichtdicke der Fe-Filme nicht mehr bestimmbar. Dieser Punkt wird an Hand der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe in Kapitel 11.4 weiter diskutiert.

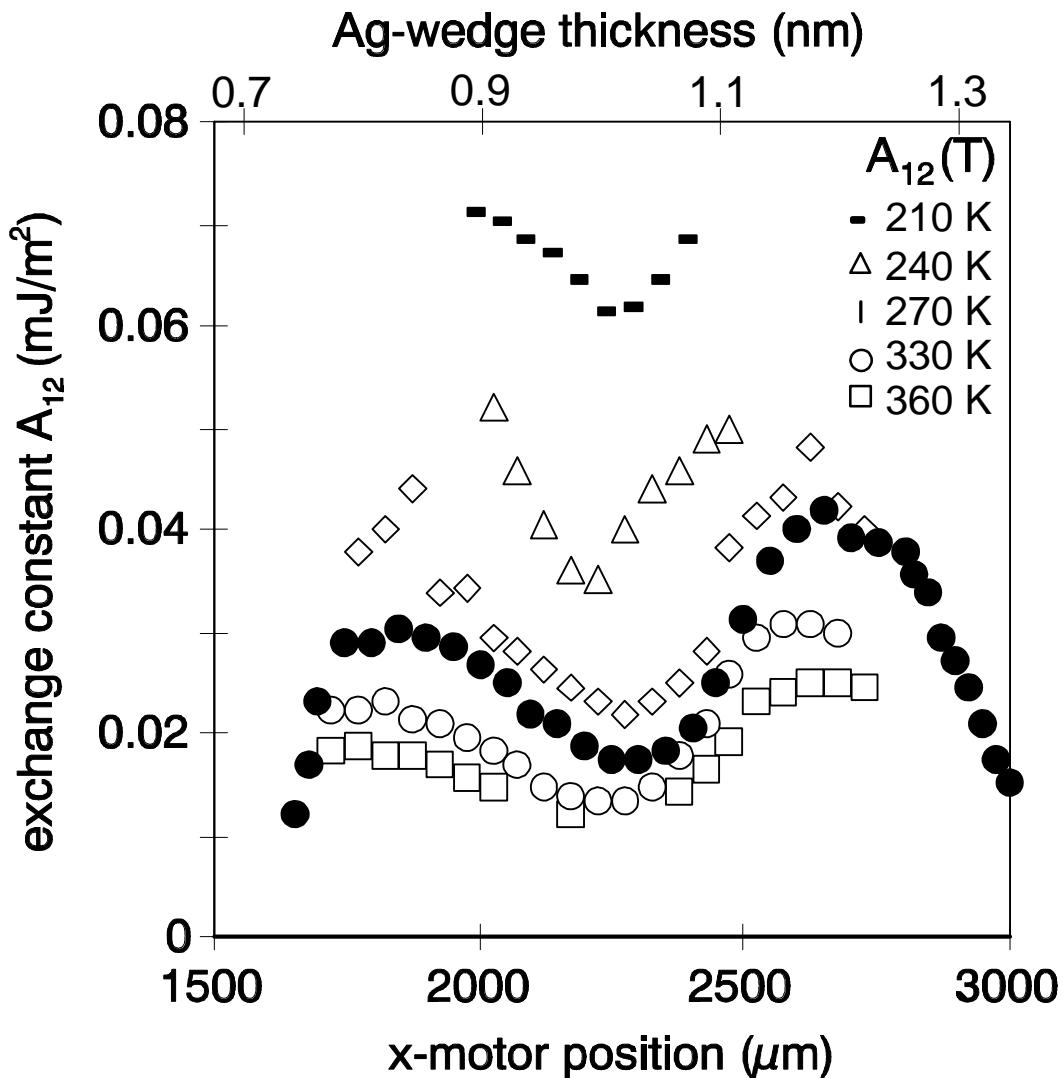


Abb. 11-6: Zwischenschichtaustauschkopplung der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Temperatur.

Man erkennt in Abb. 11-6 sofort, daß  $A_{12}$  für alle Probenpositionen im Rahmen des bestimmbarer Bereichs mit abnehmender Temperatur ansteigt (siehe auch Abb. 11-7). Diese Beobachtung ist in prinzipieller Übereinstimmung mit anderen temperaturabhängigen Messungen an austauschgekoppelten Systemen [Schäfer2, Heinrich1]. Aus der Abb. 11-7 geht hervor, daß die Austauschkonstante bei einer Ag-Schichtdicke von ca. 1.0 nm im Temperaturbereich von 210 K bis 360 K nicht linear um einen Faktor 4 bis 5 abfällt. Dieses Verhältnis verhält sich über den gesamten untersuchten ferromagnetisch koppelnden Bereich des Ag-Keils in etwa gleich (siehe Abb. 11-6). In [Schäfer2] handelt es sich um eine antiferromagnetisch koppelnde Fe/Ag/Fe-Probe mit einer Ag-Schichtdicke von 1.8 nm und Fe-Schichtdicken von 1.5 nm nach gleichem Jülicher Herstellungsverfahren. Diese Probe zeigt in dem hier betrachteten Temperaturintervall einen Abfall des Betra-

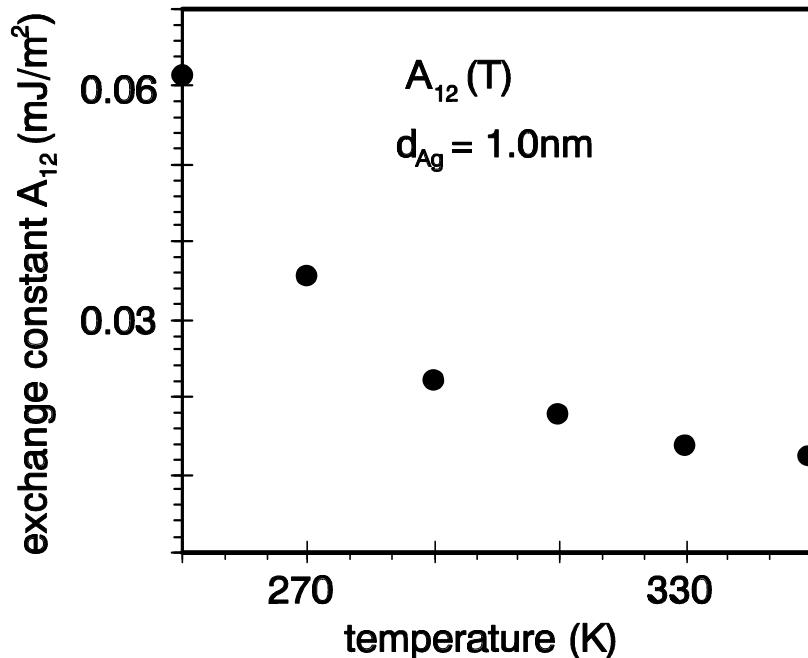


Abb. 11-7: Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkopplung für  $d_{Ag} = 1.0\text{ nm}$  der Probe FeAgK1.

ges von  $A_{12}$ , der kleiner ist als ein Faktor 2. Dieser geringere Abfall kann zum einen daran liegen, daß sich der negative Kopplungsbereich anders verhält und daß die alten temperaturabhängigen Daten für die Anisotropieparameter in [Schäfer2] aus FMR-Messungen an der Probe Fe-25 dieser Arbeit stammten (andere Werte standen zum Erscheinen dieser Veröffentlichung noch nicht zur Verfügung). Die Fe-Schichtdicken in [Schäfer2] sind mit 1.5 nm aber in einem Bereich, der deutlich reduzierte Werte von  $K_I$  und einen stärkeren Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenanisotropie aufweist. Dies würde nach den in dieser Arbeit gefundenen Erkenntnissen zu einer zusätzlichen Erhöhung der Austauschkonstante mit abnehmender Temperatur führen. An anderen Schichtsystemen z.B. Fe/Cu sind im ferromagnetisch koppelnden Bereich ähnlich starke nicht-lineare Abfälle mit der Temperatur gefunden worden [Heinrich1]. In dieser Veröffentlichung wurden auch unterschiedlich starke Temperaturabhängigkeiten für den ferromagnetisch und antiferromagnetisch koppelnden Bereich gefunden. Nach Kapitel 3.5.1 und [Bruno3, Stiles] ist die Temperaturabhängigkeit der Kopplung abhängig von der Fermioberfläche und den Fermigeschwindigkeiten. Dies ergibt prinzipiell eine Erhöhung der Kopplungsstärke mit abnehmender Temperatur für die Ag-Oberfläche. Eine quantitative Angabe wird von den Autoren dazu aber nicht gegeben.

Im hier untersuchten Temperaturbereich von 210 K bis 360 K ist der Einfluß paramagnetischer und superparamagnetischer Verunreinigungen in der Ag-Zwischenschicht zu vernachlässigen. Dies bestätigen die temperaturabhängigen MOKE-Untersuchungen

an einer mit dem gleichen Herstellungsverfahren erzeugten Fe/Ag/Fe-Probe in deren 1.8 nm dicke Ag-Schicht ein Fe-Konzentrationskeil von 0 ML bis ca. 1 ML eingebracht worden ist (Zwischenschicht: 0.9nm Ag/ 0-0.15nm Fe/ 0.9nm Ag) [Schäfer2].

## 11.4 PM-FMR-Untersuchungen an einem Ag/Fe/Cr-Keil/Fe/Ag-Schichtsystem

Dieser Abschnitt über die Zwischenschichtaustauschkopplung behandelt PM-FMR-Untersuchungen an einer Ag/Fe/Cr-Keil/Fe/Ag-Probe mit unterschiedlich dicken Fe-Filmen (3.0 nm und 2.0 nm) und einer Cr-Keilschichtdicke von 0.7 nm bis 2.8 nm. Dieses Schichtsystem ist untersucht worden, um den Einfluß einer sehr starken Austauschkopplung auf die Resonanzlinienlagen für PM-FMR-Messungen im X-Band untersuchen zu können. Zu diesem Zweck bietet sich eine Cr-Keilschicht wegen der an ihr festgestellten großen Austauschkopplung (bis zu einer Größenordnung mehr als bei vergleichbaren Ag-Keilen) und der sehr guten Gitterübereinstimmung zur Fe-(001)-Grenzfläche an [Grünberg3].

Die Herstellungsbedingungen für das Ag-Puffersystem und den darauf aufwachsenden ersten Fe-Film sind identisch mit den bisher beschriebenen Filmen. Die Konditionen für die Herstellung des Cr-Keils und des zweiten Fe-Films sind aber bewußt so gewählt worden, daß nicht die optimal mögliche Monolagenrauhigkeit mit größtmöglicher Terrassenbreite erzielt wird [Schäfer1], sondern eine Rauigkeit von ca. zwei Monolagen mit einer Terrassenbreite von 0.9 nm. Diese Bedingungen ergeben immer noch hervorragende einkristalline Eigenschaften für den zweiten Fe-Film (siehe Tabelle 8), verhindern aber die kurze Oszillationsperiode der quadratischen Austauschkopplung von 2 ML des Chroms (siehe Kapitel 3.5.1) und den biquadratischen Kopplungsanteil. Damit hat man für die quadratische Kopplungskonstante  $A_{12}$  über das Chrom vergleichbare Bedingungen zur Kopplung über das Silber geschaffen, da durch die leicht erhöhte Oberflächenrauhigkeit der Einfluß des antiferromagnetischen Charakters des Chroms weitgehend ausgeschlossen ist. Der starke Einfluß der kurzperiodischen Oszillation von  $A_{12}$  und der 90°-Kopplung (siehe z.B. [Schäfer1]) treten bei der hier untersuchten Keilschicht nicht auf Abb. 11-8.

Tabelle 8: Effektive Anisotropiefelder der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe

	3.0nm Fe film	2.0nm Fe film
$(m_0 M - 4K_s/d_{Fe}M)$ (T)	1.61±0.02	1.35±0.04
$K_I/M$ (mT)	27.4±0.3	24.2±0.4

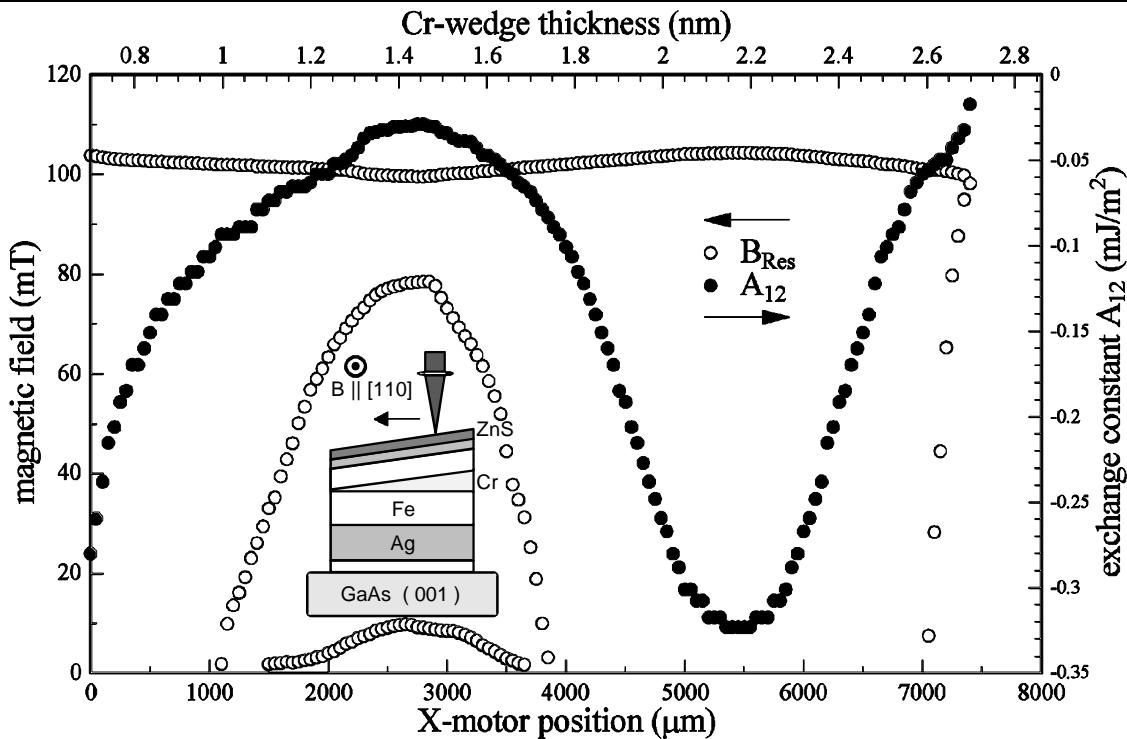


Abb. 11-8: PM-FMR-Untersuchung der Zwischenschichtaustauschkopplung an der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe.

Die Abb. 11-8 verbindet die Schichtdickenabhängigkeit der Resonanzlinienlagen mit der daraus bestimmten Kopplungskonstante  $A_{12}$  und bestätigt eine lange Oszillationssperiode von 1.65 nm. Diese Periode findet sich auch an Proben gleicher Herstellungsart, die mit MOKE und Brillouin-Lichtstreuung untersucht wurden [Grünberg4]. Auch der theoretisch erwartete Wert liegt mit 1.74 nm (vergleiche Kapitel 3.5.1 und [Stiles]) sehr nahe an dem hier gefundenen Wert. Die Stärke der Austauschkopplung ist — mit einem Differenzbetrag von ca.  $0.3 \text{ mJ/m}^2$  zwischen den beiden Kopplungsmaxima — vergleichbar mit anderen Proben dieser Herstellungsart (z.B. Grünberg4). Daß die Probe über den gesamten Kopplungsbereich eine negative Kopplungskonstante aufweist, ist für das Fe/Cr-System und das Jülicher Herstellungsverfahren häufig der Fall und tritt auch bei einigen Fe/Cr-Systemen mit extrem glatten Oberflächen auf und ist mit der Herstellungstemperatur der Cr-Schicht korreliert (Grünberg2).

Tabelle 8 zeigt die effektiven Anisotropiefelder der beiden unterschiedlich dicken Fe-Filme. Ausgehend von den in Kapitel 9.3 bestimmten magnetischen Parameter und unter Berücksichtigung des für die Fe/Cr-Grenzfläche etwas größeren  $K_s$ -Wertes von  $0.8 \text{ mJ/m}^2$  [Grünberg4] für den dickeren der beiden Fe-Filme (3.0 nm) sind die effektiven Anisotropiefelder des dünnen Fe-Films (2.0 nm) angepaßt worden. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der effektiven Felder mit denen der entsprechenden Fe-Einzelschicht in Tabelle 6 (S.138). Daraus kann man schließen, daß die beiden Fe-Filme

trotz jeweils einer Cr-Grenzfläche die gleichen magnetischen Eigenschaften aufweisen, wie die bis zu dieser Probe untersuchten Fe-Filme.

Um das Verhalten der PM-FMR-Spektren in Abhängigkeit von der Austauschkopplung besser diskutieren zu können, sind die Resonanzlinienlagen — wie schon erwähnt — zusätzlich zur Austauschkonstante in Abb. 11-8 eingetragen. Damit auch die Intensitäten der einzelnen Moden mit in die Diskussion einbezogen werden können, zeigt Abb. 11-9 zusätzlich eine Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude in Abhängigkeit von der Keilschichtdicke.

Die PM-FMR-Spektren zeigen in Abhängigkeit von der Austauschkopplung zwei prinzipiell unterschiedliche Verhalten. Wenn der Betrag der Kopplungskonstante groß genug ist ( $|A_{12}| > 0.07 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ ) tritt nur eine Resonanzlinie auf. Es handelt sich dabei um die „aligned“-Mode, bei der das externe Feld ausreicht, um die obere 1/3 dicke Fe-Schicht — beeinflußt durch die dünneren Fe-Schichten — parallel zum externen Feld in Resonanz zu bringen. Die Abb. 11-9 verdeutlicht, daß diese Mode, die nur auf Grund der unterschiedlichen Fe-Schichtdicken existiert, sehr schwach angeregt ist. In Abb. 11-2 konnte diese Mode auf Grund der gleichen Fe-Schichtdicken der dort betrachteten Probe FeAgK1 nicht beobachtet werden.

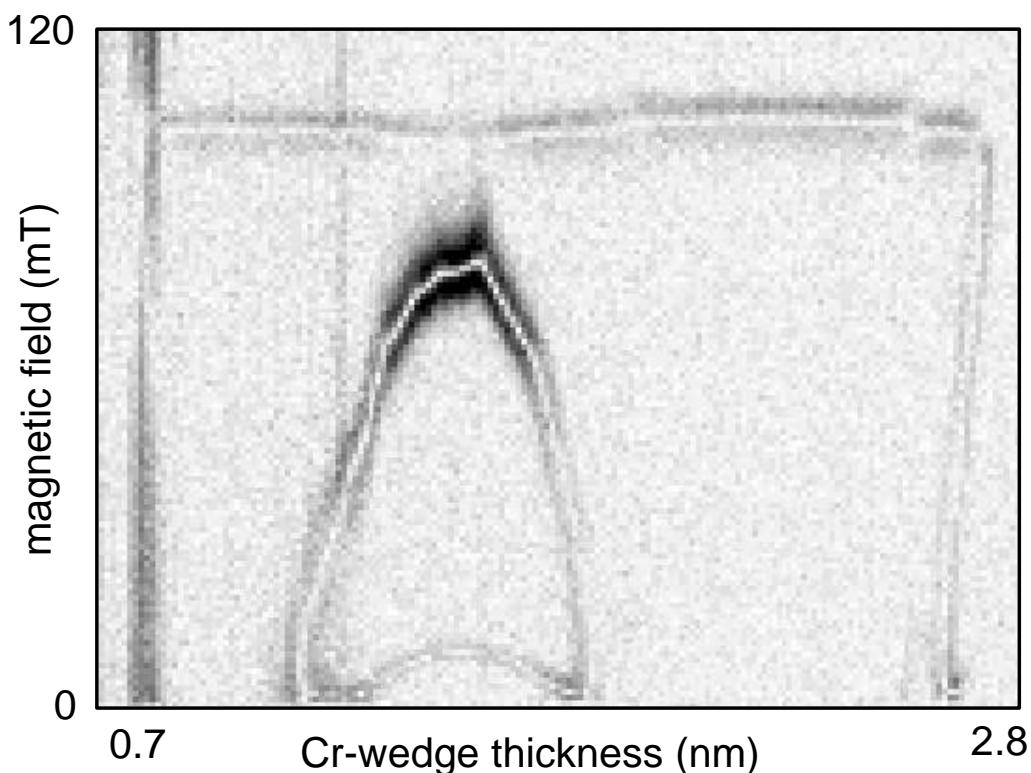


Abb. 11-9: Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude für einen Linienscan entlang der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe.

Bei kleinerer Kopplungsstärke findet man zwei weitere Resonanzlinien pro Spektrum. Es handelt sich um zwei „not aligned“-Moden. Bei der „not aligned“-Resonanz mit ebenfalls sehr geringer Intensität, die nur bei sehr kleinen Magnetfeldern ( $< 15 \text{ mT}$ ) vorkommt, handelt es sich um die Präzession der Magnetisierung des dickeren Fe-Films nahe der leichten Kristallrichtung wie in Kapitel 7.2.2 für die Fe-Einzelschichten beschrieben. Diese Mode kann nur bei kleinen Werten der Austauschkopplung auftreten, da hier die untere dünne Fe-Schicht die „not aligned“-Präzession nur wenig beeinflussen kann.

Die zweite „not aligned“-Resonanz, die bei Cr-Keilschichtdicken auftritt für die gilt  $|A_{12}| > 0.07 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ , ist die einzige Resonanz, die sich stark mit der Austauschkopplung ändert. Des weiteren ist sie bis zu einer Größenordnung stärker angeregt als die beiden anderen Resonanzlinien des jeweiligen Spektrums. Bei dieser Mode handelt es sich um die in Kapitel 11.1 beschriebene von der Kopplung abhängige Mode, bei der die Magnetisierungen beider Fe-Filme um unterschiedliche Richtungen in der Probenebene präzedieren. Ist die Austauschkopplung negativ, so nähern sich die beiden Präzessionsrichtungen an, wenn der Betrag der Kopplungskonstante kleiner wird. Die Resonanz verschwindet im Nullfeld, wenn der Betrag der negativen Kopplungskonstante so groß wird, daß die jeweiligen Magnetisierungen um ihre leichte jeweils um  $90^\circ$  verschobene Kristallrichtung präzedieren.

## 11.5 Zusammenfassung der Ergebnisse an zwischenschichtaustauschgekoppelten Schichtsystemen

Das Kapitel 11 hat gezeigt, daß die PM-FMR eine sehr empfindliche neue Meßmethode darstellt, um das Verhalten von zwischenschichtaustauschgekoppelten Ag-Keilschichtsystemen zu untersuchen. Dabei ist besonders ihre Empfindlichkeit bei sehr kleinen Kopplungskonstanten und bei sehr kleinen Zwischenschichtdicken hervorzuheben, die sie gegenüber anderen Verfahren wie z. B. MOKE an Fe-Schichtsystem heraushebt. Des weiteren ist es auf Grund der hohen Empfindlichkeit der FMR gegenüber den Anisotropieparametern der magnetischen Fe-Einzelschichten möglich, eine detaillierte Diskussion der gegenseitigen Beeinflussung dieser Anisotropieparameter und der Zwischenschichtaustauschkopplung bei den entsprechenden FMR-Anregungen durchzuführen, die die Aussagefähigkeit der PM-FMR weiter erhöht (Kapitel 11.1). Es folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse der PM-FMR-Untersuchungen an zwischenschichtaustauschgekoppelten Keilschichtsystemen.

Der Schwerpunkt der PM-FMR-Untersuchungen bezog sich auf die Bestimmung und Interpretation der Zwischenschichtaustauschkopplung am Fe/Ag-Schichtsystem. Als Probe wurde ein möglichst einfaches und symmetrisches System mit dem Aufbau

Ag/Fe/Ag-Keil/Fe/Ag gewählt. Dabei haben beide Fe-Filme gleiche Schichtdicken (3nm) und gleiche Grenzflächen. Dies gewährleistet eine Vergleichbarkeit dieser Fe-Filme mit den Fe-Einzelschichten aus den Kapiteln 7 - 9. Der Ag-Keil umfaßt einen Dickenbereich von >0 ML bis ca. 9 ML, um alle wichtigen Eigenschaften der Zwischenschichttauschkopplung zu beinhalten.

Die Darstellung der PM-FMR-Spektren entlang der Wachstumsrichtung des Ag-Keils in Abb. 11-2 S.200 belegt die eindeutige Trennbarkeit verschiedener Kopplungsbereiche mit sich ändernder Schichtdicke. Betrachtet man zusätzlich die Resonanzbedingung in (11.1) - (11.3), zeigt sich — in Analogie zu den PM-FMR-Untersuchungen an den Fe-Einzelfilmen im X-Band—, daß die zusätzlichen Anregungen in den PM-FMR-Spektren auf die bei den Einzelschichten beschriebenen „not aligned“-Resonanzen zurückzuführen sind, bei denen die Präzessionsrichtung der Magnetisierung der jeweiligen Fe-Schicht nicht mit der Richtung des externen Magnetfeldes übereinstimmt. Diese Abweichung der Präzessionsrichtung wird natürlich von der Stärke und dem Vorzeichen der Zwischenschichttauschkopplung beeinflußt und erlaubt bei diesen Mehrfachschichtsystemen noch zusätzlich eine Abweichung der Gleichgewichtslagen der Magnetisierung der oberen und unteren Fe-Schicht. Vor diesem Hintergrund konnten folgende Kopplungsbereiche eindeutig unterschieden werden, die wegen ihrer nur im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Besonderheiten nochmals kurz zusammengefaßt werden:

- *Ferromagnetische Kopplung:* Es ergeben sich prinzipiell die beiden für die  $B \parallel [110]$ -Anordnung von den Einzelschichten erwarteten „aligned“- und „not aligned“-Resonanzen. Die „aligned“-Resonanz ist bei positiver Austauschkonstante  $A_{12}$  definitionsgemäß unabhängig von deren Stärke. Die „not aligned“-Resonanz wird durch den zusätzlichen Einfluß von  $A_{12}$  auf die Gleichgewichtslage mit zunehmender Kopplung zu höheren Feldern verschoben. Sie ist also keine „out of phase“-Schwingung der „aligned“-Mode, wie man dies für ein Zweischichtsystem erwarten könnte (z.B. [Layadi]).
- *Antiferromagnetische Kopplung:* Für gleich große Fe-Schichtdicken erwartet man bei negativem  $A_{12}$  keine „aligned“-Mode wegen des fehlenden oder nur sehr kleinen resultierenden Momentes. Erst für deutlich asymmetrische Fe-Schichtdicken ist die Beobachtung einer solchen Mode möglich, da hier die Resonanz der entsprechend dickeren Fe-Schicht beeinflußt durch die dünnere Fe-Schicht beobachtet werden kann. Im Gegensatz zur ferromagnetischen Kopplung ist dann die Lage der „aligned“-Resonanz proportional zur Kopplungsstärke. Sowohl das Verschwinden der „aligned“-Resonanz für gleiche Fe-Schichtdicken als auch die Abhängigkeit dieser Resonanz von der Kopplungsstärke für unterschiedliche Schichtdicken kann in den Bereichen III+VII der Abb. 11-2 S.200 bzw. in Abb. 11-8 S.213 verifiziert werden.

den. Die „not aligned“-Mode für negatives  $A_{12}$  verhält sich vom Prinzip her ähnlich wie im ferromagnetischen Bereich bei den symmetrischen Fe-Schichten. Auch hier sind die beiden Gleichgewichtsazimutwinkel der jeweiligen Schicht nicht gleich, nur nähern sie sich hier für wachsendes  $|A_{12}|$  der jeweiligen leichten Orientierung. Daher verschwindet die „not aligned“-Mode für Fe-Proben für eine bestimmte Größe von  $A_{12}$  im Nullfeld.

→ Der Wert von  $|A_{12}|$ , bei dem die ferromagnetisch koppelnde „not aligned“-Mode mit der „aligned“-Mode zusammenläuft, und bei dem die antiferromagnetisch gekoppelte „not aligned“-Mode im Nullfeld verschwindet, ist in beiden Fällen gleich, da er jeweils von den Anisotropieparametern der Fe-Schichten abhängt. Er beträgt für die untersuchten Proben etwa  $0.07 \text{ mJ/m}^2$ . Dies entspricht als Feldwert  $2 \cdot A_{12} / (d_{Fe} \cdot M) = 27.4 \text{ mT}$  im Rahmen des Fehlers dem Wert des Kristallanisotropiefeldes (vergleiche Tabelle 6 S.138).

- *Biquadratischer Kopplungsanteil* durch Oberflächenrauhigkeitseffekte: Bereiche biquadratischer Kopplung (negatives  $B_{12}$ ) treten bei der betrachteten Ag-Keilprobe nur im Übergangsbereich (1 ML) zwischen positivem und negativem  $A_{12}$  auf. Dies entspricht bei einer Probe mit Monolagenrauhigkeit dem Kopplungsmodell von [Slonczewski1]. Man beobachtet in den PM-FMR-Spektren neben den bisher beschriebenen „not aligned“- und „aligned“-Moden eine dritte Mode. Diese Mode wird durch die  $B \parallel [110]$ -Orientierung des externen Feldes und die Kristallanisotropie unterstützt. Die Magnetisierungen beider gleich dicker Fe-Schichten präzedieren nahe der jeweils  $90^\circ$  versetzten leichten Kristallrichtung. Auf Grund des kleinen Effektes und der nie ganz perfekten Orientierung des externen Magnetfeldes bei  $\mathbf{j} = 45^\circ$  ist diese Resonanz in der Regel vier- bis sechsmal verbreitert.

Aus den ebenfalls möglichen quantitativen Analysen der PM-FMR-Untersuchungen (Abb. 11-4 S.205 und Abb. 11-8 S.213) ergibt sich zunächst eine sehr gute Übereinstimmung der beobachteten Oszillationsperioden von  $A_{12}$  sowohl mit der Ag-Schichtdicke als auch mit der Cr-Schichtdicke. Beim Edelmetall Silber findet man die zwei nach Kapitel 3.5.1 erwarteten Oszillationsperioden:  $1.25 \pm 0.06 \text{ nm}$  und  $0.44 \pm 0.04 \text{ nm}$ . Diese stimmen mit MOKE-Untersuchungen an gleich hergestellten Proben überein [Leng]. Diese hervorragende Übereinstimmung mit der Theorie und anderen Meßverfahren ist wegen der geringen Dicke des Ag-Keils von  $>0\text{-}1.8 \text{ nm}$  besonders hervorzuheben. Auch die Kopplungsstärke des zweiten antiferromagnetischen Maximums stimmt überein [Leng]. Die Stärke der Kopplung für Ag-Schichtdicken unter 3 ML kann dagegen nur als effektive Kopplungsstärke gewertet werden, da hier die FMR über den gesamten Bereich des Laserspots mittelt. Daß in diesem Dickenbereich überhaupt eine eindeutige Kopplung zugeordnet werden kann, ist auf die hohe Emp-

findlichkeit der FMR und die im internen Feld gesättigte Probe zurückzuführen. Hier erweist sich also der prinzipielle Unterschied der Meßverfahren MOKE und FMR als Vorteil für die FMR. Die Größe von  $B_{12}$  ist hingegen auf Grund der Linienbreite nur sehr ungenau zu bestimmen. Sie entspricht aber mit etwa  $-0.025 \pm 0.005 \text{ mJ/m}^2$  dem Wert aus den für die biquadratische Kopplung etwas empfindlicheren MOKE-Untersuchungen [Leng]. Für die biquadratische Kopplung im Ag-Dickenbereich  $> 4 \text{ ML}$  stellt sich also der relativ scharfe zusätzliche Sprung in der Hysteresekurve ( $90^\circ$ -Klappen) als kleiner Auflösungsvorteil der MOKE-Messung heraus.

Bei den in Kapitel 11.3 vorgestellten temperaturabhängigen PM-FMR-Messungen im ferromagnetisch koppelnden Ag-Dickenbereich der Probe FeAgK1 konnte die Temperaturabhängigkeit der bilinearen Kopplungskonstante  $A_{12}$  mit sehr großer Genauigkeit quantitativ bestimmt werden (Abb. 11-6 .210). Dabei war insbesondere die Interpretation des Zusammenspiels zwischen den temperaturabhängigen Anisotropiekonstanten und der Zwischenschichtaustauschkopplung entscheidend. Die wesentlichsten Punkte im Verhalten der „aligned“- und „not aligned“-Mode sind, daß die „aligned“-Mode wegen der gleichen Fe-Schichtdicken nur von den Anisotropiefeldern der Fe-Einzelschichten abhängt und daß eine Bestimmung der Zwischenschichtaustauschkonstante  $A_{12}$  ebenfalls wegen der gleichen Fe-Schichtdicken erwartungsgemäß nur so lange möglich ist, wie das Zwischenschichtaustauschfeld  $2 \cdot A_{12} / (d_{Fe} \cdot M)$  kleiner als das Kristallanisotropiefeld ist. An Hand der „aligned“-Mode konnten somit die Temperaturabhängigkeiten der Anisotropieparameter aus Abb. 9-11 S.190 verifiziert werden. Durch das Übergehen der „not aligned“-Mode in die „aligned“-Mode konnte die Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkonstante nur bis zu einer kleinsten Temperatur von 210 K bestimmt werden, da diese bei tieferen Temperaturen über den gesamten untersuchten Probenbereich (vergleiche Abb. 11-6 S.210) größer als das Kristallanisotropiefeld ist. Daraus kann man direkt ersehen, daß die Zwischenschichtaustauschkonstante an diesem Schichtsystem einen größeren negativen Temperaturgradienten aufweist als die Kristallanisotropie (vergleiche Abb. 11-7 S.211). Der Abfall von  $A_{12}$  mit der Temperatur ist auch nach den theoretischen Betrachtungen aus [Stiles, Bruno3] zu erwarten und zeigt sich auch in den wenigen Veröffentlichungen zur Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkonstanten über Edelmetalle [Schäfer2, Heinrich1]. Aus der Ortsauflösung dieser Messung geht weiter hervor, daß sich die Oszillationsperioden der Zwischenschichtaustauschkopplung im hier untersuchten Temperaturbereich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht ändert. Die Änderung der Fermioberfläche des Silbers ist also in diesem engen Temperaturbereich um RT so gering, daß sich keine beobachtbaren Veränderungen der Spannvektoren (vergleiche Abb. 3-12 S.46) ergeben.

Daß man mit Hilfe der PM-FMR auch in der Lage ist, größere Zwischenschichttauschkopplungskonstanten zu bestimmen und deren schichtdickenabhängiges Verhalten zu untersuchen, wurde in Kapitel 11.4 gezeigt. Hier wurde ein Ag/Fe/Cr-Keil/Fe/Ag-Schichtsystem untersucht, bei dem die Besonderheiten der Kopplung über eine antiferromagnetische Cr-Zwischenschicht (vergleiche Kapitel 3.5.1) durch die spezielle Wahl der Herstellungsbedingungen vermieden worden sind. Die PM-FMR-Ergebnisse an dieser Probe mit unterschiedlich dicken Fe-Filmen bestätigen ein bis zu  $-0.3 \text{ mJ/m}^2$  starkes  $A_{12}$  mit einer für das Chrom zu erwartenden großen Oszillationsperiode von 1.65 nm. Diese Werte werden auch an vergleichbaren Proben mit Brillouin-Streuung und MOKE gefunden (Grünberg4). Die in Tabelle 8 (S.212) zusammengefaßten Anisotropiefelder der Fe-Filme sind in hervorragender Übereinstimmung mit den Werten der Einzelschichten aus Tabelle 6 (S.138). Das gefundene Verhalten der PM-FMR-Spektren in Abhängigkeit von der Cr-Schichtdicke zeigt alle erwarteten Eigenschaften für unterschiedliche Fe-Schichtdicken. Als wichtigste Ergebnisse zeigten sich:

- die im gesamten antiferromagnetisch koppelnden Bereich auftretende „aligned“-Mode, die wegen der unterschiedlichen Fe-Schichtdicke auftritt und von der Kopplungsstärke abhängt.
- das Auftreten von „not aligned“-Moden, wenn das Kopplungsfeld kleiner als das Kristallanisotropiefeld der dickeren Fe-Schicht ist.

Diese Ergebnisse verdeutlichen noch einmal die hohe Empfindlichkeit der PM-FMR-Meßmethode für die Bestimmung kleiner Zwischenschichttauschwerte unabhängig vom Zwischenschichtmaterial des Fe-Systems.

## 12 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Analyse der magnetischen Parameter epitaktischer Fe/Ag-Schichtsysteme erstmals die ortsaufgelöste photothermisch modulierte ferromagnetische Resonanz (PM-FMR) eingesetzt. Insbesondere der Bereich der Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropie des sehr gut entmischenden Fe/Ag-Systems sowie der der Zwischenschichtaustauschkopplung der Fe-Filme über eine Ag-Zwischenschicht konnten in entscheidenden Punkten ergänzt werden. So konnten mit dieser neuen Technik die oft nur wenig berücksichtigten Temperaturabhängigkeiten der Anisotropieparameter und der Zwischenschichtaustauschkopplung separat bestimmt werden, die gerade im Bereich um die Raumtemperatur sehr große Temperaturgradienten aufweisen.

Als geeignetes **Probenmaterial für das Fe/Ag-System** wurden an der KFA-Forschungszentrum Jülich in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. P. Grünberg mittels Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) hergestellte epitaktische Schichtsysteme gewählt. Diese Proben besitzen ein spezielles Ag-Puffersystem auf einem GaAs-Substrat und zeichnen sich durch ihre sehr gute Charakterisierung und eine damit verbundene hohe Homogenität und Reproduzierbarkeit bei der Herstellung aus. Dabei wurden alle Proben ausschließlich mit einer (001)-Oberfläche präpariert. Der spezielle Einfluß dieses Ag-Puffersystems auf die magnetischen Eigenschaften der jeweiligen Schichtsysteme war mit der hoch empfindlichen FMR sehr genau zu untersuchen. Es zeigte sich, daß auf diese Weise hergestellte Fe-Einzelschichten >21 ML sich von den magnetischen Volumeneigenschaften her wie große Fe-Einkristalle verhalten und daß nur direkte Einflüsse der Grenzflächen zusätzliche Beiträge liefern. Diese konnten je nach Probensystem (s.u.) der effektiven Oberflächenanisotropie oder der Zwischenschichtaustauschkopplung zugewiesen werden.

Alle **FMR-Experimente** wurden mit einem konventionellen FMR-Spektrometer mit Resonatortechnik bei Mikrowellenfrequenzen im X-Band durchgeführt. Mit diesem Grundaufbau waren sowohl feldmodulierte als auch photothermisch modulierte winkel- und temperaturabhängige FMR-Untersuchungen möglich. Für die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen wurde hierzu ein neuer Glaseinsatz und eine spezielle Aluminiummantelung für den Zylinderresonator entworfen, um bei hoher Resonatorgüte (3500) und optimaler Ortsauflösung (maximal 20 µm Ø) messen zu können. Weiterhin wurde der optische Aufbau der PM-FMR-Anlage für eine optimale Signalausbeute des jeweiligen Experimentes so modifiziert, daß verschiedene Laser mit Stärken von 20 mW bis 850 mW bei flexiblen Modulationsfrequenzen bis 10 MHz eingesetzt werden können.

Bei der Analyse dieser Meßergebnisse konnten besonders die bei niedrigen Mikrowellenfrequenzen im X-Band zusätzlichen anregbaren „not aligned“-Resonanzen ausgenutzt werden. „Not aligned“ steht in diesem Fall für die nicht parallele Ausrichtung der Gleichgewichtslage der FMR-Präzessionsbewegung mit dem von außen angelegten statischen Magnetfeld im klassischen Bild der Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung. In Schichtsystemen mit Eisen als magnetischem Partner ist der für diese Resonanzen prägende Anisotropiebeitrag die Kristallanisotropie. Um das größtmögliche Verständnis dieser zusätzlichen Resonanzen und insbesondere der neuen PM-FMR-Untersuchungen zu erhalten, wurden neben den umfangreichen konventionellen feldmodulierten FMR-Messungen auch Berechnungen zum Einfluß der beteiligten magnetischen Parameter der Fe/Ag-Probenysteme und der Meßgeometrie auf das Meßsignal durchgeführt.

Bei der **Berechnung der Hochfrequenzsuszeptibilitätsspektren** und derer Ableitungen nach externem Feld und Temperatur wurde erstmals gezeigt, daß die großen Anisotropien in einkristallinen Fe-Filmen (vor allem die Kristallanisotropie) in Verbindung mit der hier verwandten Resonatortechnik (linear polarisierte Mikrowellen) zu Änderungen in den jeweiligen Linienbreiten und der Linienintensitäten führen, die die Aussagefähigkeit der gemessenen Ergebnisse bei geeigneter Wahl erheblich erhöhen können. So ergibt sich auch für die konventionelle feldmodulierte FMR bei winkelabhängigen und temperaturabhängigen Messungen eine signifikante Abhängigkeit der Linienbreite von den Anisotropiefeldern in einem Fe-Film, die sich gerade bei den häufig in der FMR verwandten kleinen Mikrowellenfrequenzen bis zum K-Band besonders stark auswirkt. Ausnahmen von dieser Abhängigkeit bilden bei den hier untersuchten (001)-Oberflächen nur die leichten und schweren Orientierungen der Magnetisierungen in der Probenebene. Deswegen wurden diese beiden Orientierungen auch für die mikrowellenfrequenzabhängigen Untersuchungen herangezogen, die zur Bestimmung des Dämpfungsparameters  $\alpha$  benötigt wurden. Mit einem Wert von  $(2.45 \pm 0.13) \cdot 10^{-3}$  entspricht dieser sehr genau den für Fe/Ag-Schichtsysteme in der Literatur zu findenden Werten und ist für den in dieser Arbeit untersuchten Fe-Schichtdickenbereich als konstant anzusehen. Ein Vergleich mit der Resonanzbedingung zeigt, daß  $\alpha$  somit keinen Einfluß auf die Resonanzlinienlage hat.

Die **Modellrechnungen zum PM-FMR-Signal** bestätigen, daß die thermische Modulierbarkeit des FMR-Signals bei den dünnen einkristallinen Eisenfilmen erstmals nicht von der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung herröhrt, sondern von der erheblich ausgeprägteren Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter. Diese macht erst die PM-FMR-Untersuchung von einkristallinen Fe-Proben mit ihrem großen  $T_c$  möglich und bildet die Grundlage für alle PM-FMR-Messungen dieser Arbeit. Die theoretischen Betrachtungen zur Ausbreitung thermischer Wellen in den Schichtsystemen

aus thermisch gut leitenden metallischen Filmen und schlechter leitendem Halbleitersubstrat ergaben für die Ortsauflösung der PM-FMR, daß die frequenzabhängige thermische Diffusionslänge für metallische Filme zu groß ist, um eine Tiefenauflösung selbst für hohe Modulationsfrequenzen von 2 MHz zu erreichen und daß für Modulationsfrequenzen  $\geq 100$  kHz die Ortsauflösung des PM-FMR-Signals im wesentlichen durch den Durchmesser des Laserspots gegeben ist.

Die drei in dieser Arbeit untersuchten Probensysteme: Fe-Einzelschichten, Fe-Keilschichten und zwischenschichttauschgekoppelte Fe-Zweifachschichten bauen in ihren Ergebnissen aufeinander auf und sind immer auf dem gleichen Ag-Puffersystem hergestellt:

Die **FMR-Untersuchungen an den epitaktischen Fe-Einzelschichten** im Schichtdickenbereich von 2-20 nm zeigten als wichtigstes Ergebnis, daß sich bis zu einer Schichtdicke von  $< 4.0$  nm keine signifikante Abweichung vom Bulkverhalten des Eisens unter Berücksichtigung der Oberflächenanisotropie und des Entmagnetisierungsfeldes für dünne Schichten ergeben hat.

Man erhält ein konstantes Kristallanisotropiefeld von  $K_1/M = 27.6$  mT. Erst bei Fe-Schichtdicken von 2.5 nm und 2.0 nm kommt es bei den Fe-Filmen auf der Ag-Pufferschicht zu einer deutlichen Reduzierung des Kristallanisotropiefeldes, hervorgerufen durch eine tetragonale Verzerrung des Eisens direkt auf der Pufferschicht. Diese Verzerrung fällt allerdings kleiner aus als es nach [Heinrich1] von ultra-dünnen ( $< 20$  ML) epitaktischen Fe-Schichten auf (001)-präparierten Ag-Einkristallen her zu erwarten ist und ist im hier betrachteten Schichtdickenbereich nicht linear zur reziproken Schichtdicke. Im Vergleich zu den Fe-Filmen aus [Heinrich1] fällt auch auf, daß die hier untersuchten Fe-Filme auf der Ag-Pufferschicht (auch die Fe-Keilschicht) nur eine kaum nachweisbare uniachsiale Anisotropie aufweisen. Dies belegt die Tendenz zu bulk-ähnlichen Eigenschaften der Fe-Filme auf dem Ag-Puffersystem im Gegensatz zu denen auf oberflächenpräparierten Ag-Einkristallen. Dies bestätigte sich auch in dem erwarteten linearen Abfall des senkrechten Anisotropiefeldes  $B_{eff}$  mit der reziproken Fe-Schichtdicke für Proben mit  $d_{Fe} > 4.0$  nm. Die Abweichung von diesem Verhalten für die beiden dünnsten Einzelschichten belegt in Zusammenhang mit dem obenerwähnten reduzierten Kristallanisotropiefeld, daß in diesem Schichtdickenbereich die tetragonale Verzerrung des Fe-Kristalls durch die beiden Ag-Grenzflächen noch nicht relaxiert ist.

Die Empfindlichkeit der konventionellen FMR konnte auch dazu genutzt werden, den erwarteten Einfluß spezieller Herstellungseigenschaften auf die magnetischen Parameter zu verifizieren. So konnte z.B. nachgewiesen werden, daß eine Erhöhung der Oberflächenrauhigkeit des Ag-Puffers durch Weglassen des Temperprozesses zu der er-

warteten Verringerung der Oberflächenanisotropie führt, wie dies durch die Reduzierung der Symmetrie an der Grenzschicht von [Chappert] theoretisch vorausgesagt wird.

Die an den Fe-Einzelschichten durchgeföhrten Untersuchungen der Resonanzlinienbreite bestätigen die aus den berechneten  $\partial c''_{xx}/\partial B$ -Spektren her erwartete Winkelabhängigkeit. Der exakt proportionale Verlauf der gemessenen und der berechneten intrinsischen Linienbreite belegt die hohe Qualität der Fe-Filme und die Homogenität der nicht intrinsischen Linienverbreiterung. Dieser Anteil macht sich besonders in der Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienbreite bemerkbar. Dort führt er zu einem Anstieg der gemessenen Linienbreite mit der Temperatur in einer Probenorientierung (äquivalent zu [110]), in der die intrinsische Linienbreite nicht von den Anisotropieparametern abhängt. Diese Temperaturabhängigkeit von  $DB_0$  durch Inhomogenitäten (z.B. Mosaizität) und nie exakt möglicher Orientierung hat sich als vollkommen reversibel erwiesen und muß beim Vergleich von Linienbreiten wie der Bestimmung der Dämpfung mit berücksichtigt werden.

Die PM-FMR-Untersuchungen an den Fe-Einzelschichten konnten eindrucksvoll die von den theoretischen Betrachtungen her erwarteten Besonderheiten der Ortsauflösung bestätigen. Es ergab sich der für thermisch dicke Schichten typische Signalabfall mit  $1/f_{mod}$  und die erwartet hohe Empfindlichkeit der Messung. So konnte bei fokussiertem Laser und  $f_{mod} = 1.7$  MHz ein Signal, das von nur ca.  $2 \cdot 10^{10}$  Spins herröhrt, bei einer Modulationsamplitude von berechneten 10 mK beobachtet werden. In Übereinstimmung mit der Theorie konnte man zeigen, daß ab  $f_{mod} = 100$  kHz von einem symmetrischen PM-FMR-Signal ausgegangen werden kann, dessen wesentliches Signal nur noch aus dem Bereich des Laserfokus stammt.

An der einzigen lateral inhomogenen Fe-Einzelschicht konnte mit Hilfe der PM-FMR eine Korrelation zwischen einer großflächigen Störung der elektrischen Eigenschaften des Substrats und einer Abweichung in den Anisotropieparametern der Fe-Schicht nachgewiesen werden. Dazu wurde ausgenutzt, daß auf Grund der nicht optisch opaken Metallschicht jedes PM-FMR Spektrum ein magnetfeldunabhängiges Untergrundsignal des Halbleitersubstrates aufweist. Dieses Signal hat sich als äußerst sensitiv auf kleinste Änderungen der Halbleitereigenschaften erwiesen: sei es durch Dotierung, Implantation oder Oberflächenfehler.

Mit Hilfe der variablen Fe-Schichtdicke der ***Fe-Keilschicht*** und der großen Empfindlichkeit der PM-FMR konnten erstmals an einer einzigen Probe — und dadurch mit sehr hoher Genauigkeit — die drei wichtigsten magnetischen Parameter ( $M$ ,  $K_I$  und  $K_s$ ) eines dünnen Fe-Films voneinander getrennt werden. Für alle Schichtdicken bis zur kleinsten Dicke von 3.0 nm verhielten sich die Magnetisierung und die Kristallanisotro-

pie im Rahmen des Meßfehlers wie beim Bulk-Eisen. Der Wert für die effektive Oberflächenanisotropie  $0.55 \pm 0.08 \text{ mJ/m}^2$  entspricht dem für sehr glatte Fe/Ag-Oberflächen an Fe-Whiskern gefundenen Wert [Gradmann].

Mit den ersten ortsaufgelösten temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen war es möglich an einer einzelnen Fe-Keilprobe die drei wichtigsten magnetischen Parameter ( $M$ ,  $K_I$  und  $K_s$ ) im Temperaturbereich von 150-360 K mit hoher Auflösung zu bestimmen. Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersuchung bleibt festzuhalten, daß sich zum einen die Magnetisierung und die Kristallanisotropie im gesamten Temperaturbereich wie beim Bulk-Material verhalten haben und zum anderen, daß sich die effektive Oberflächenanisotropie etwa im gleichen Rahmen und mit gleichem Verlauf wie die Kristallanisotropie geändert hat. Der letzte Aspekt bestätigt die Aussage, daß der prägende Anteil an der effektiven Oberflächenanisotropie wie bei der Kristallanisotropie in der Spin-Bahn WW begründet ist.

Als **Schlußfolgerung** aus den FMR-Untersuchungen an den **Fe-Einzelschichten** und der **Fe-Keilschicht** kann man festhalten, daß sich das Ag-Puffersystem für dickere Fe Filme ( $> 3.0 \text{ nm}$ ) als reproduzierbar sehr gute Basis für magnetische Eigenschaften erwiesen hat, die dem Bulkverhalten des Eisens entsprechen. Die sehr gute Übereinstimmung (im Rahmen des Meßfehlers identische Werte) für die magnetischen Parameter der Fe-Einzelschichten und des Fe-Keils spricht für die sehr gute Charakterisierung der Proben in Jülich und für die damit verbundene extrem hohe Reproduzierbarkeit bei der Herstellung dünner Fe-Filme und deren magnetischen Eigenschaften.

Die PM-FMR an **zwischenschichttauschgekoppelten Schichtsystemen** hat sich als sehr empfindliche neue Meßmethode herausgestellt, um das magnetische Verhalten dieser Systeme zu untersuchen. Dabei ist besonders ihre Empfindlichkeit bei sehr kleinen Kopplungskonstanten und bei sehr kleinen Zwischenschichtdicken hervorzuheben, die sie gegenüber anderen Verfahren wie z. B. MOKE an Fe-Schichtsystem hervorhebt.

Weiterhin war es auf Grund der hohen Empfindlichkeit der FMR gegenüber den Anisotropieparametern der magnetischen Fe-Einzelschichten möglich, eine detaillierte Diskussion der gegenseitigen Beeinflussung dieser Anisotropieparameter und der Zwischenschichttauschkopplung bei den entsprechenden FMR-Anregungen durchzuführen, die die Aussagefähigkeit der PM-FMR weiter erhöht. Gerade bei kleinen Zwischenschichttauschkonstanten ist bei PM-FMR Messungen im X-Band für alle drei Kopplungsarten (ferromagnetisch, antiferromagnetisch und biquadratisch) mindestens eine „not aligned“-Mode vorhanden, die sehr empfindlich sowohl auf Änderungen in den Anisotropieparametern als auch auf Änderungen in den Zwischenschichttauschkonstanten  $A_{12}$  bzw.  $B_{12}$  reagiert. So ist eine sehr exakte Bestimmung dieser Kon-

stanten und eine eindeutige Trennung der Kopplungsbereiche in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke möglich. Wird der Betrag der bilinearen Zwischenschichtaus tauschkonstante  $|A_{12}|$  größer, zeigt sich in der „not aligned“-Mode die Verknüpfung von Kristallanisotropiefeld ( $K_I / M$ ) und Zwischenschichtaustauschfeld ( $2 \cdot A_{12} / M d_{Fe}$ ). Ist das Zwischenschichtaustauschfeld betragsmäßig größer als das Kristallanisotropiefeld, erreicht die jeweilige „not aligned“-Mode für den ferromagnetisch koppelnden Fall die „aligned“-Mode und für den antiferromagnetisch koppelnden Fall das Nullfeld. Für größere  $|A_{12}|$  kann dann die Zwischenschichtkopplung nur noch wie bei herkömmlichen FMR-Experimenten bei unterschiedlich dicken Fe-Filmen durch die „aligned“-Mode bestimmt werden, wie dies hier am Beispiel eines Cr-Keils als Zwischenschicht gezeigt wurde.

Die aus den PM-FMR Untersuchungen bestimmten Oszillationsperioden und Kopplungsstärken sind in sehr guter Übereinstimmung mit den vom Silber und Chrom als Zwischenschicht her gefundenen Parametern. Dabei hat die PM-FMR gegenüber der konventionellen FMR den Vorteil der Untersuchung von Keilstrukturen und gegenüber dem MOKE-Effekt den Vorteil der größeren Sensitivität und Bestimmungsgenauigkeit bei den Anisotropiekonstanten und der höheren Empfindlichkeit bei kleinen Zwischenschichtaustauschkonstanten und sehr dünnen Keilschichtdicken.

Genau wie bei den Fe-Keilschichten konnten die temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen an den zwischenschichtaustauschgekoppelten Keilsystemen eine sehr genaue quantitative Analyse der Anisotropieparameter und der Konstante  $A_{12}$  liefern. Aus technischen Gründen waren diese Messungen auf den ferromagnetisch koppelnden Teil einer Fe/Ag-Keil/Fe-Probe und auf den Temperaturbereich um Raumtemperatur (210-360 K) beschränkt. Die Zwischenschichtaustauschkonstante an diesem Schichtsystem zeigte dabei einen größeren negativen Temperaturgradienten als die Kristallanisotropie. Der Abfall von  $A_{12}$  mit der Temperatur ist auch nach den theoretischen Betrachtungen von [Stiles, Bruno3] zu erwarten und zeigt sich auch in den wenigen Veröffentlichungen zur Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkonstanten über Edelmetalle [Schäfer2, Heinrich1]. Aus der Ortsauflösung dieser Messung geht weiter hervor, daß sich die Oszillationsperioden der Zwischenschichtaustauschkopplung im hier untersuchten engen Temperaturbereich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht ändert. Die Änderung der Fermioberfläche des Silbers ist also in diesem Temperaturbereich um Raumtemperatur so gering, daß sich keine beobachtbaren Veränderungen der für die Kopplungsperiode wichtigen Spannvektoren ergeben.

**Ausblick:** Die in dieser Arbeit durchgeföhrten FMR-Untersuchungen und Berechnungen sowohl mit Feldmodulation als auch mit thermischer Modulation haben das große Potential dieser Meßtechnik bestätigt. Eine noch feinere Auflösung der bestim

ten Anisotropieparameter und Zwischenschichtkopplungskonstanten wäre nur noch durch den Einsatz sehr aufwendig zu präparierender Doppelkeilsysteme möglich, die einen Ag-Keil und einen Fe-Keil mit jeweils senkrechter Wachstumsrichtung zueinander beinhaltet. Durch das Abrastern einer solchen Probe mittels PM-FMR könnten alle magnetischen Parameter einschließlich Kopplung an einer Probe mit einer Messung von einander separiert werden.

Bei den temperaturabhängigen PM-FMR-Untersuchungen an einer Fe-Keilschicht auf dem Ag-Puffersystem wäre ein Ausbau der Apparatur zu Temperaturen unter 150 K wünschenswert, um mit Fortschreiten der Bandstrukturrechnungen (z.B. [Gay]) eine sehr exakte Vergleichsmöglichkeit der Spin-Bahn-Anteile von Oberfläche und Volumen aus den Rechnungen mit den gemessenen Konstanten zu bekommen, wie dies kürzlich beim Ni/Cu-System im Rahmen der Meß- und Rechengenauigkeit gelungen ist [Farle, Hjortstam].

Die in dieser Arbeit erhaltenen exakten Aussagen legen die Untersuchung anderer magnetischer Keilschichtsysteme und strukturierter Proben auf einer  $\mu\text{m}$ -Skala nahe. Besonders hervorzuheben ist dabei das Fe/Cr-System was auf Grund der besonderen Eigenschaften des Chroms (Antiferromagnetismus, Spindichtewelle, kurzperiodischer Oszillation und spezieller biquadratische Kopplung) mit einem kombinierten Verfahren aus PM-FMR und MOKE-Untersuchungen weiter untersucht werden könnte, um neben einer hohen Genauigkeit eventuelle Unterschiede im domänengeprägten und im gesättigten Verhalten der magnetischen Parameter zu bekommen. Ein weiteres lohnendes Gebiet für die ortsaufgelöste PM-FMR wäre die Untersuchung von magnetischen oder strukturellen Phasenübergängen an geeigneten Keilschichtsystemen wie Fe-Ni-Legierungen in Abhängigkeit von Temperatur und Schichtdicke, um das anisotropie- bzw. spannungsinduzierte Verhalten zu überprüfen.

Mit zusätzlichen mikrowellenfrequenzabhängigen und temperaturabhängigen konventionellen FMR-Untersuchungen wäre eine sichere Bestimmung des temperaturabhängigen nichtintrinsischen Anteils der Resonanzlinienbreite ( $DB_0(T)$ ) möglich.

## 13 Anhang

### 13.1 Proben

Zuerst werden die wichtigsten Herstellungsparameter aller Proben noch einmal zusammengefaßt und anschließend die Anisotropiefelder der jeweils beteiligten Fe-Filme.

Die Herstellungsparameter waren für fast alle untersuchten Proben gleich. Die entsprechenden Abweichungen sind in Tabelle 9 zusammengefaßt:

- GaAs-Substrat: Aus kommerziellem Waver geschnitten und im UHV bei 873 K ausgeheizt.
- Fe-Keimschicht: 0.1 nm dick und mit einer Rate von 0.01 nm/s bei 373 K hergestellt.
- Ag-Pufferschicht: 150 nm dick, mit einer Rate von 0.1 nm/s bei 373 mit abgeschlossener Monolage (RHEED-Oszillation)hergestellt und bei 573 K 1 h im UHV getempert.
- Fe-Schichtsystem: das zu untersuchende magnetische Schichtsystem ist in der Regel mit einer Rate von 0.01 nm/s aufgebracht worden.
- Ag-Deckschicht: ca. 2 nm dick mit 0.01 nm/s hergestellte Abschlußschicht zur Herstellung gleicher Randbedingungen.
- ZnS-Deckschicht: In der HV-Vorkammer zusätzlich mit konventioneller Verdampfung aufgebrachte Schicht zur Optimierung des Reflexionsverhaltens und zum Korrosionsschutz

Tabelle 9: Alle Proben und ihrer wesentlichen Herstellungsparameter

Probenbezeichnung	Fe-Filmdicke (nm)	Abweichungen von den oben angegebenen Eigenschaften
Fe-200a	20	Altes Herstellungsverfahren mit 10 nm Fe-Keimschicht; oben Fe/ZnS-Grenzschicht)
Fe-200b	20	Normale Herstellungsbedingungen, aber Fehler im Substrat
Fe-200c	20	keine Besonderheiten
Fe-100	10	keine Besonderheiten
Fe-50a	5	keine Besonderheiten
Fe-50b	5	Ohne Ausheizen der Ag-Pufferschicht, 295 K Herstellungstemperatur
Fe-40	4	keine Besonderheiten
Fe-25	2.5	295 K Herstellungstemperatur
Fe-20	2	keine Besonderheiten
FeK1	2.2-12.8	keine Besonderheiten
FeAgK1	2 x 3.0	keine Besonderheiten, Ag-Keil: >0.0-1.8 nm

FeCrK	2.0 + 3.0	Ag-Puffer nicht mit Maximum in RHEED-Oszillation abgeschlossen und geringer getempert, Cr-Keil: 0.7-2.8 nm
FeAgFeK	1.5/0-0.144/1.5	keine Besonderheiten, Fe-Konzentrationskeil von bis zu 1 ML in der 8 ML Ag-Zwischenschicht

Es folgen die aus den FMR-Untersuchungen bestimmten Anisotropiefelder aller Fe-Filme bei Raumtemperatur. Nur bei der Probe FeK1 sind die direkt bestimmbar Anisotropiekonstanten angegeben.

Tabelle 10: Die wichtigsten magnetischen Parameter der verwandten Proben

Probe	g-Faktor	$\frac{\mu_0 M - 4K_s}{d_{Fe} M}$ (mT)	$\frac{K_1}{M}$ (mT)	$\frac{K_2}{M}$ (mT)	$\frac{K_u}{M}$ (mT)
Bulk-Eisen	2.088*	2.15**	26.5-28.2***	7.02***	-
Fe-200a	2.09	2.05	27.2	-	1
Keim:	2.08	1.94	22.5	-	8
Fe-200b	2.08	2.059	28.0	8.2	5.92
Fe-200c	2.08	2.063	27.6	7.1	-
Fe-100	2.09	1.999	27.6	7	-
Fe-50a	2.08	1.855	27.6	-	-
Fe-50b	2.08	1.822	27.7	-	0.4
Fe-40	2.08	1.778	27.6	-	-
Fe-25	2.08	1.521	24.8	-	-
Fe-20	2.09	1.331	23.6	-	-
FeK1****	2.08±0.01	$1.70 \pm 0.01 \cdot 10^6$ A/m $0.51 \pm 0.08$ mJ/m <sup>2</sup>	$4.7 \pm 0.1 \cdot 10^4$ J/m <sup>3</sup>	-	Abb. 9-8
FeAgK1	2.09	1.66	27.5	-	-
FeCrK( $d_{Fe}=3$ nm)	2.09	$1.61 \pm 0.02$	$27.4 \pm 0.03$	-	-
FeCrK( $d_{Fe}=2$ nm)	-"-	$1.35 \pm 0.04$	$24.2 \pm 0.04$	-	-

\*[Frait1], \*\* nur  $\mu_0 M$  aus [Landolt], \*\*\*  $K_1$ ,  $K_2$  und  $M$  aus [Landolt], \*\*\*\* Aus den PM-FMR-Meßreihen am Fe-Keil erhaltene Anisotropiekonstanten:  $g$ ,  $M$ ,  $K_s$ ,  $K_1$  und  $K_u$ . Die angegebenen Fehlergrenzen beziehen sich jeweils auch auf die Fe-Einzelschichten.

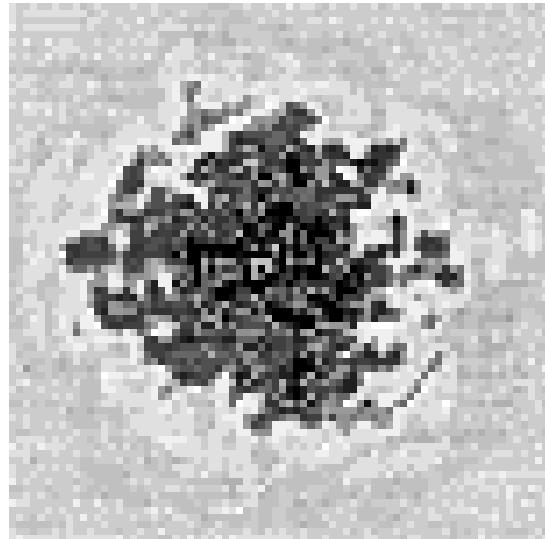


Abb. 13-1: Herstellerabbildung: Strahlintensität in 4cm Entfernung von der Auskoppeloptik.  
Strahldurchmesser ca. 4 mm

## 13.2 Strahlcharakteristik der Kollimationsoptik der Glasfaser

Die Strahlcharakteristik in Abb. 13-1 wurde bei der Berechnung der Eindringtiefe der thermischen Welle in Kapitel 5.3.2.3 zugrundegelegt. Die Graustufenverteilung belegt eine gegenüber einem direkten Laserstrahlprofil gerade zu den Rändern hin erheblich größere Streuung und insgesamt eine nur bedingt gaußförmige Intensitätsverteilung. Die Glasfaseroptik ist für die PM-FMR-Experimente in den Kapiteln 8.2 und 11.4 verwandt worden.

## 13.3 Fokusbestimmung des 17 mm-Objektivs für die Laserdiode

Zur Fokusbestimmung des 17mm-Objektives in Verbindung mit der neuen Glasfaseroptik und der Infrarot-Laserdiode wurde das sogenannte „knife edge“-Verfahren herangezogen bei dem eine scharf abgegrenzte Kante (hier eine Rasierklinge) auf einer Verschiebebühne mit  $2.5 \mu\text{m}$  Schrittweite durch den Fokus des 17 mm-Objektivs gezogen wird. Aus der von einer Photodiode ermittelten Helligkeitsverteilung kann dann die Fokusbreite festgelegt werden. Die Fokallänge und der genaue Brennpunkt des Photoobjektivs bestimmt man, indem die Rasierklinge entlang der optischen Achse verschoben wird. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens findet man in [Geisau]. Dort sind auch die hier verwandten Linsen in Verbindung mit dem He-Ne-Laser durchgemessen worden. Für das 17mm-Objektiv und die 160mm-Linse ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus Tabelle 1 (S.58) erwarteten Werten.

Die Abb. 13-2 zeigt die normierte Diodenspannung für den Fall, daß die Rasierklinge im Brennpunkt des Objektivs durch den Fokus gezogen wird. Der Verlauf der Kurve

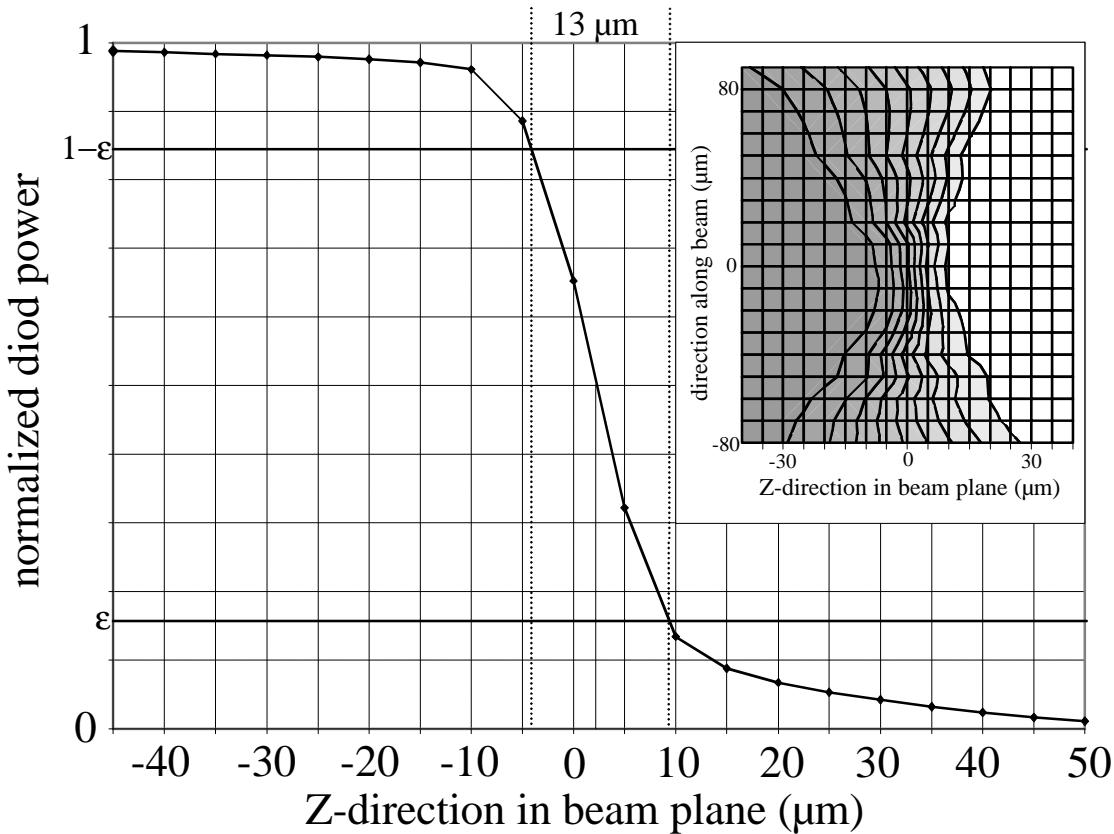


Abb. 13-2: Intensitätsverteilung des „knife edge“-Verfahrens im Fokus des 17mm-Objektivs. Die punktierten Linien bestimmen die Fokusbreite eines gaußförmigen Laserstrahls. Der Einschub zeigt diese Verteilung als Graustufenbild für mehrere Positionen der Rasierklinge entlang der optischen Achse.

zeigt, daß man nur näherungsweise eine Gaußverteilung der Lichtintensität über den Fokus erhält. Dies ist zum einen auf die im Anhang 13.2 gezeigte nicht gaußförmige Strahlverteilung aus der Glasfaser zurückzuführen und zum anderen im Falle des langsam Abklingens der Intensität zwischen  $20 \mu\text{m}$  und  $50 \mu\text{m}$  auf der Z-Achse mit Streulichteffekten zu begründen, die auf Grund des infraroten Lichtes mit der Videokamera nicht mehr aufgelöst werden konnten. Nimmt man für den Fokus des Objektivs in erster Näherung doch eine Gaußverteilung an, so ergibt die Differenz der Z-Achsenwerte der Schnittpunkte der gemessenen Verteilung mit den Geraden  $\epsilon$  und  $1-\epsilon$  den Bereich des Fokus an, der eine Intensität größer als  $1/e^2$  aufweist [Geisau, Bronstein].

Der so bestimmte Laserfokus beträgt  $13 \mu\text{m}$ . Selbst wenn man auf Grund der Verteilung einen großen Fehler einbezieht, ist der Laserfokus auf jeden Fall  $< 20 \mu\text{m}$ , was für die in dieser Arbeit benötigte Fokussierung vollständig ausreicht. Mit diesem Wert ist man aber weit von dem theoretisch möglichen Wert von  $4 \mu\text{m}$  entfernt. Dies ist auf die  $0.1^\circ$  große Aufweitung des Strahls aus der Glasfaserauskopplung und das 14-linsige

Objektiv zurückzuführen, dessen Vergütung nicht auf den infraroten Bereich ausgelegt ist.

Der Einschub in Abb. 13-2 ergibt, daß die Fokuslänge nur etwa  $50 \mu\text{m}$  beträgt. Dies ist ca. die Hälfte der theoretisch erwarteten Länge (Tabelle 1 S.58). Der Grund für diese Abweichung ist zum einen wieder durch das nicht ganz parallel einfallende Laserlicht und durch die Charakteristik des 17mm-Photoobjektives gegeben, das durch das Viellinsensystem einen immer gleichen Fokusabstand von 36 mm hat (Infrarotindex auf Entfernungseinstellung). Das Einhalten dieser geringen Fokuslänge im Experiment kann durch ein Autokollimationsverfahren (z.B. beschrieben in [Walcher]) ständig überprüft werden, da die Probe das Laserlicht zum Teil reflektiert. Das Objektiv kann auf einem eigenen Verschiebereiter auch entlang der optischen Achse auf einer  $\mu\text{m}$ -Skala verschoben werden.

### 13.4 Darstellung von Anisotropiefeldern und Hochfrequenzsuszeptibilität in den wichtigsten Probenanordnungen im Resonatorkoordinatensystem

Dieser Anhang gibt einen detaillierteren Überblick über die Berechnung der in Kapitel 5 angegebenen Hochfrequenzsuszeptibilitätskomponenten für die beiden verwandten Probenanordnungen im Resonator.

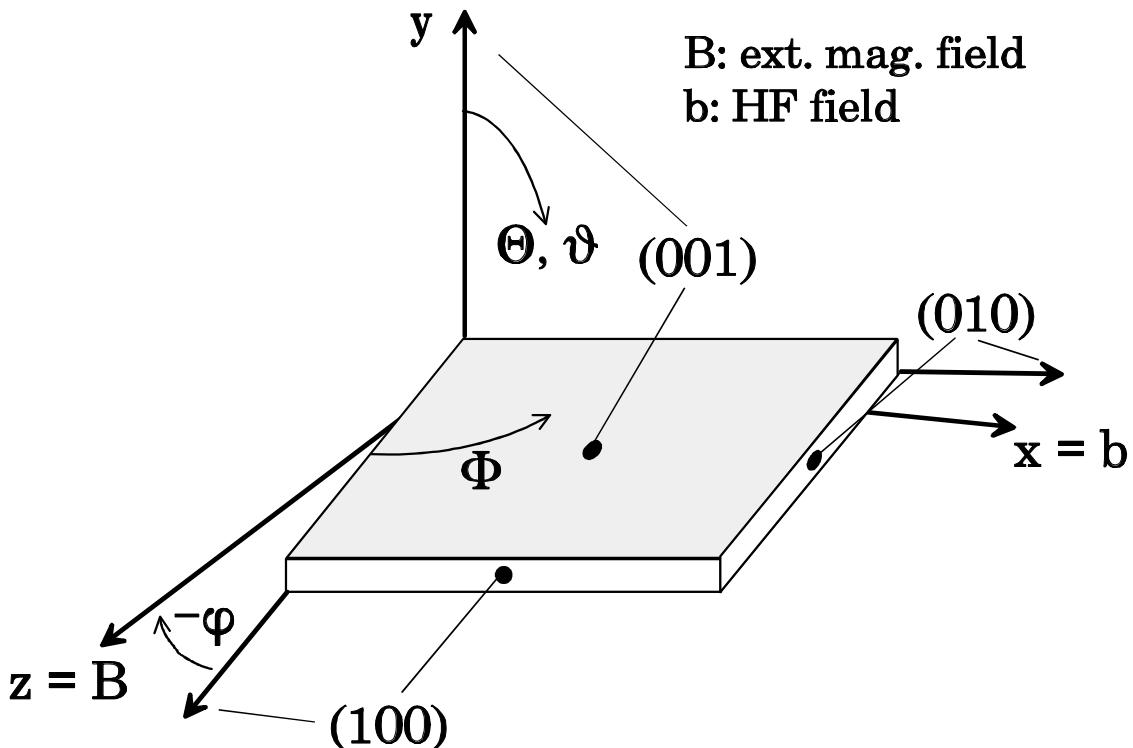


Abb. 13-3: Resonatorkoordinatensystem mit Bezug zum Probenkoordinatensystem für den Fall, daß sich das externe und das hochfrequente B-Feld in der Probenebene befindet („ $b_{||}$ “-Konfiguration).

Ausgehend von der Bewegungsgleichung (5.16)

$$0 = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} -i\mathbf{w} + d_{11} & d_{12} - \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_z} & d_{13} - \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_y} \\ d_{21} + \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_z} & -i\mathbf{w} + d_{22} & d_{23} - \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_x} \\ d_{31} - \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_y} & d_{32} - \frac{i\omega}{|\bar{M}_s|} \cdot M_{s_x} & -i\mathbf{w} + d_{33} \end{bmatrix} - \mathbf{g} \begin{pmatrix} 0 \\ b_1 M_{s_z} \\ b_1 M_{s_y} \end{pmatrix} \quad (13.1)$$

für die Hochfrequenzkomponenten erhält man je nach Anordnung der Proben im Resonator unterschiedliche Ergebnisse für die Meßgröße  $c''_{xx}$ . Dazu müssen zunächst die Matrixelemente  $d_{ij}$  der obigen Gleichung für die jeweilige Meßanordnung bestimmt werden. Im folgenden werden die beiden Resonatoranordnungen nacheinander behandelt:

### „ $b//$ -Anordnung:

Zunächst ist es notwendig, die Anisotropiebeiträge zur freien Energie im Resonatorkoordinatensystem wie es in Abb. 13-3 gezeigt ist aufzustellen. Hierbei sind nur die wesentlichen Beiträge: Entmagnetisierungsfeld, Oberflächenanisotropie und Kristallanisotropie für einen dünnen Fe-Film berücksichtigt worden.

$$F_K = \frac{1}{2} \left( \frac{4K_s}{M^2 d} - \mathbf{m}_0 \right) M_{001}^2 + \frac{K_1}{M^4} (M_{100}^2 M_{010}^2 + M_{010}^2 M_{001}^2 + M_{001}^2 M_{100}^2) \quad (13.2)$$

Für alle weiteren Rechnungen dieses Anhangs werden die folgenden beiden Konstanten eingeführt, die jeweils den Anisotropiebeitrag senkrecht zur Filmebene und in der Filmebene bezeichnen.

$$K_{\perp} = \frac{4K_s}{d M_s^2} - \mathbf{m}_0 \quad ; \quad K_{\parallel} = \frac{2K_1}{M_s^4} \quad (13.3)$$

Mit der Umrechnung der Magnetisierungskomponenten des Probensystems in die des Resonatorsystems:

$$\begin{aligned} M_{100} &= M_y \sin j + M_z \cos j \\ M_{010} &= -M_y \cos j + M_z \sin j \\ M_{001} &= M_x \end{aligned} \quad (13.4)$$

ergibt sich für die Ableitung der freien Energien nach den Magnetisierungskomponenten

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial M_x} &= K_{\perp} M_x + K_{\parallel} (M_z^2 + M_z^2) M_x \\ \frac{\partial F}{\partial M_y} &= K_{\parallel} (a_3 M_y^3 + a_1 M_y M_z^2 + 3a_2 M_z M_y^2 - a_2 M_z^3 + M_y M_x^2) \\ \frac{\partial F}{\partial M_z} &= K_{\parallel} (a_2 M_y^3 - 3a_2 M_y M_z^2 + a_1 M_z M_y^2 - a_2 M_z^3 + M_z M_x^2) \end{aligned} \quad (13.5)$$

Hier sind die  $a_i$  zusammengesetzt aus den Winkelfunktionen des Azimutwinkels des externen Magnetfeldes  $\mathbf{j}$ :

$$\begin{aligned} a_1 &= \cos^4(\mathbf{j}) - 4\sin^2(\mathbf{j})\cos^2(\mathbf{j}) + \sin^4(\mathbf{j}) \\ a_2 &= \sin(\mathbf{j})\cos^3(\mathbf{j}) - \sin^3(\mathbf{j})\cos(\mathbf{j}) \\ a_3 &= 2\sin^2(\mathbf{j})\cos^2(\mathbf{j}) \end{aligned} \quad (13.6)$$

Setzt man die Anisotropiefeldkomponenten  $F_{Mi} = \partial F / \partial M_{si}$  in die Bewegungsgleichung aus (5.15) ein:

$$\begin{aligned} iwe^{iwt} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} &= -\mathbf{g} \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ M_{s_z} b_1 e^{iwt} - M_{s_x} B \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_y B \\ -m_x B \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{iwt} \right. \\ &\quad \left. + \begin{pmatrix} m_y e^{iwt} F_{M_z} - (M_{s_z} + m_z e^{iwt}) F_{M_y} \\ (M_{s_z} + m_z e^{iwt}) F_{M_x} - (M_{s_x} + m_x e^{iwt}) F_{M_z} \\ (M_{s_x} + m_x e^{iwt}) F_{M_y} - m_y e^{iwt} F_{M_x} \end{pmatrix} \right] \\ &\quad + \frac{iwa}{|\vec{M}_s|} e^{iwt} \begin{pmatrix} -M_{s_z} m_y \\ M_{s_z} m_x - M_{s_x} m_z \\ M_{s_x} m_y \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (13.7)$$

erhält man für die Matrixelemente  $d_{ij}$  aus Gleichung (5.18) die folgenden Komponenten (vergleiche (5.19)):

$$\begin{aligned} d_{12} &= -\mathbf{g} [B + K_{\parallel} (4a_2 M_{s_y}^3 + a_1 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (2a_1 - 3a_2 + 3a_3) M_{s_z} M_{s_x}^2 + a_3 M_{s_x}^3)] \\ d_{21} &= -\mathbf{g} \left[ -B + K_{\parallel} ((1 - a_3) M_{s_z}^3 + 3a_2 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (1 - a_1) M_{s_z} M_{s_x}^2 - a_2 M_{s_x}^3) \right. \\ &\quad \left. + K_{\perp} M_{s_z} \right] \\ d_{13} &= -\mathbf{g} K_{\parallel} (-4a_2 M_{s_z}^3 + (3a_2 + 2a_1 + 3a_3) M_{s_z}^2 M_{s_x} + a_1 M_{s_z} M_{s_x}^2 + a_3 M_{s_x}^3) \\ d_{31} &= -\mathbf{g} [-K_{\perp} M_{s_x} + K_{\parallel} (-a_2 M_{s_z}^3 + (a_1 - 1) M_{s_z}^2 M_{s_x} + 3a_2 M_{s_z} M_{s_x}^2 + (a_3 - 1) M_{s_x}^3)] \end{aligned} \quad (13.8)$$

Für die beiden letzten Gleichungen ist die spezielle Gleichgewichtslage der Magnetisierung in der Probenebene schon berücksichtigt:

$$\begin{aligned} M_{s_x} &= M \sin(\mathbf{j} - \Phi) \\ M_{s_y} &= 0 \\ M_{s_z} &= M \cos(\mathbf{j} - \Phi) \end{aligned} \quad (13.9)$$

mit der Bedingung :

$$MB \sin(\mathbf{j}) \sin(\Phi) \sin(\Phi - \mathbf{j}) = K_1 \sin(4\Phi)$$

$\Phi$  ist auch hier wieder der Gleichgewichtsazimutwinkel der Magnetisierung bezüglich der [100]-Kristallrichtung.

Die Lösung der Gleichung (5.16) bzw. (13.1) für den Imaginärteil der ersten Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors ist nach (5.17)

$$\mathbf{c}_{xx}'' = \frac{\operatorname{Re}(X)\operatorname{Im}(Y) - \operatorname{Im}(X)\operatorname{Re}(Y)}{\operatorname{Re}(Y)^2 + \operatorname{Im}(Y)^2} \quad (13.10)$$

mit den beiden Determinanten aus (5.18)

$$\begin{aligned} X_{\parallel} &= \frac{\mathbf{a}\mathbf{w}^2}{|\vec{M}_s|} \left[ (d_{13} - d_{31})M_{s_y} + (d_{21} - d_{12})M_{s_z} \right] + i[(1 + \mathbf{a}^2)\mathbf{w}^3 - (d_{13}d_{31} + d_{21}d_{12})\mathbf{w}] \\ Y_{\parallel} &= \mathbf{a}\mathbf{w}^2 \mathbf{g} |\vec{M}_s| + i\mathbf{w}\mathbf{g} (d_{12}M_{s_z} - d_{13}M_{s_y}) \end{aligned} \quad (13.11)$$

Für das PM-FMR-Signal ist die Bestimmung der thermischen Ableitung von  $\mathbf{c}_{xx}''$  in dieser Anordnung notwendig. Hierzu müssen alle temperaturabhängigen Größen ( $M$ ,  $K_1$  und  $K_s$ ) berücksichtigt werden, was zur Folge hat, daß die Gleichung (3.10) partiell nach der Temperatur abgeleitet werden muß. Der wichtigste Aspekt, der bei diesen Ableitungen berücksichtigt werden muß, ist die Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichtsazimutwinkels der Magnetisierung, der in den Ableitungen der Magnetisierungskomponenten aus (13.9) auftritt:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \frac{2 \frac{\partial M}{\partial T} B \sin(\Phi - \mathbf{j}) + \frac{\partial K_1}{\partial T} \sin(4\mathbf{j})}{4(K_1 \sin^2(2\Phi) - MB \cos(\Phi - \mathbf{j}))} \quad (13.12)$$

### „ $b_{\perp}$ -Anordnung“:

Für viele winkelabhängige FMR-Untersuchungen in der Probenebene ist die zweite Resonatorgeometrie aus Kapitel 5.2 günstiger. Daher werden die Berechnungsergebnisse für die „ $b_{\perp}$ -Anordnung hier angegeben.

Die Lage der Koordinatensysteme ist analog zum vorherigen Aufbau in Abb. 13-4 dargestellt. Das Hochfrequenzfeld  $b_1$  steht bei dieser Anordnung senkrecht zur Filmebene parallel zu  $M_{sx}$ . Daraus folgt für die Anisotropiefeldkomponenten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial M_x} &= K_{\parallel} (a_3 M_x^3 + a_1 M_x M_z^2 + 3a_2 M_z M_x^2 - a_2 M_z^3 + M_x M_y^2) \\ \frac{\partial F}{\partial M_y} &= K_{\perp} M_y + K_{\parallel} (M_x^2 + M_z^2) M_y \\ \frac{\partial F}{\partial M_z} &= K_{\parallel} (a_3 M_z^3 - 3a_2 M_x M_z^2 + a_1 M_z M_x^2 + a_2 M_x^3 + M_z M_y^2) \end{aligned} \quad (13.13)$$

Die Bezeichnungen sind alle jeweils genauso wie bei der ersten Anordnung gewählt. Die Komponenten der Magnetisierung im Resonatorkoordinatensystem ergeben sich aus Abb. 13-4:

$$\begin{aligned}
 M_{s_x} &= 0 \\
 M_{s_y} &= M \sin(j - \Phi) \\
 M_{s_z} &= M \cos(j - \Phi) \\
 \text{mit der Bedingung :} \\
 MB \sin(j) \sin(\Phi) \sin(\Phi - j) &= K_1 \sin(4\Phi)
 \end{aligned} \tag{13.14}$$

Mit der gleichen Rechnung wie im ersten Teil des Abschnitts ergeben sich die folgenden Matrixelemente für die Gleichung (5.16)/(13.1):

$$\begin{aligned}
 d_{12} &= -g \left[ B - K_{\perp} M_{s_z} + K_{\parallel} ((a_3 - 2)M_{s_z}^3 - 3a_2 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (a_1 - 2)M_{s_z} M_{s_x}^2 + a_2 M_{s_x}^3) \right] \\
 d_{21} &= -g \left[ B + K_{\parallel} ((2a_1 - a_3)M_{s_z}^3 + 3a_2 M_{s_z}^2 M_{s_x} + (3a_3 - a_1)M_{s_z} M_{s_x}^2 + 2a_2 M_{s_x}^3) \right] \\
 d_{23} &= -g K_{\parallel} (-4a_2 M_{s_z}^3 + (3a_1 + 3a_3)M_{s_z}^2 M_{s_x} + 3a_2 M_{s_z} M_{s_x}^2 + (2a_1 + a_3)M_{s_x}^3) \\
 d_{32} &= -g \left[ K_{\perp} M_{s_x} + K_{\parallel} (-a_2 M_{s_z}^3 + (2 + a_1)M_{s_z}^2 M_{s_x} + 3a_2 M_{s_z} M_{s_x}^2 + (2 + a_3)M_{s_x}^3) \right]
 \end{aligned} \tag{13.15}$$

Die Determinanten, die nach Gleichung (5.17)/(13.10) die Hochfrequenzsuszeptibilitätskomponente bilden, lauten für diese Resonatoranordnung:

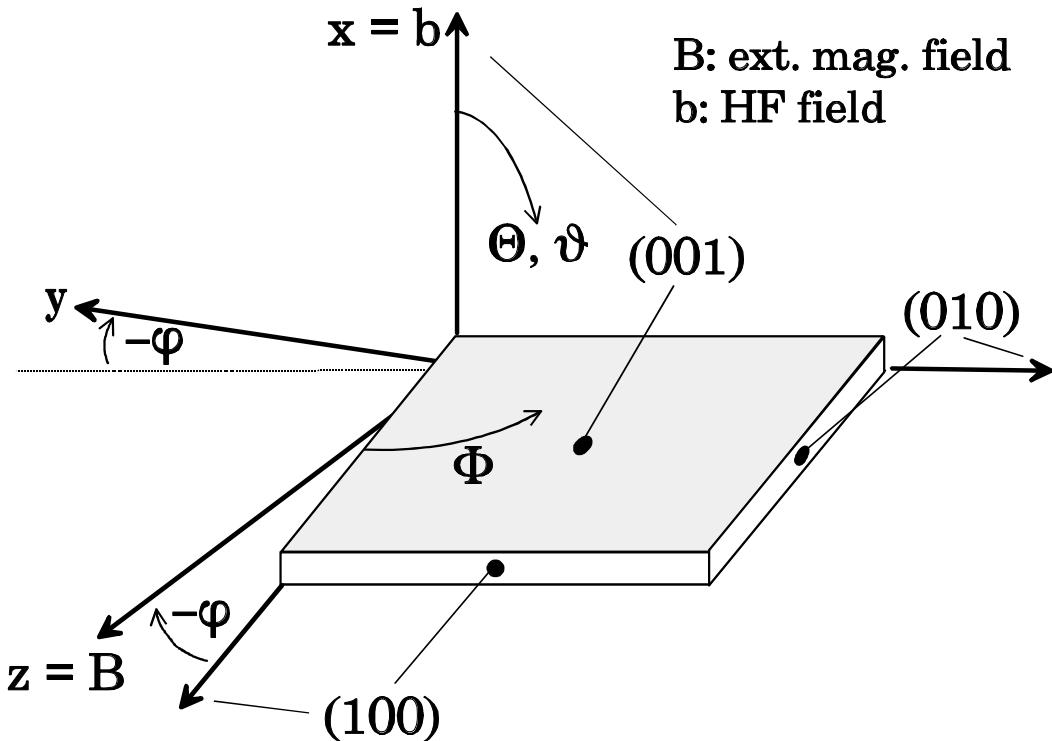
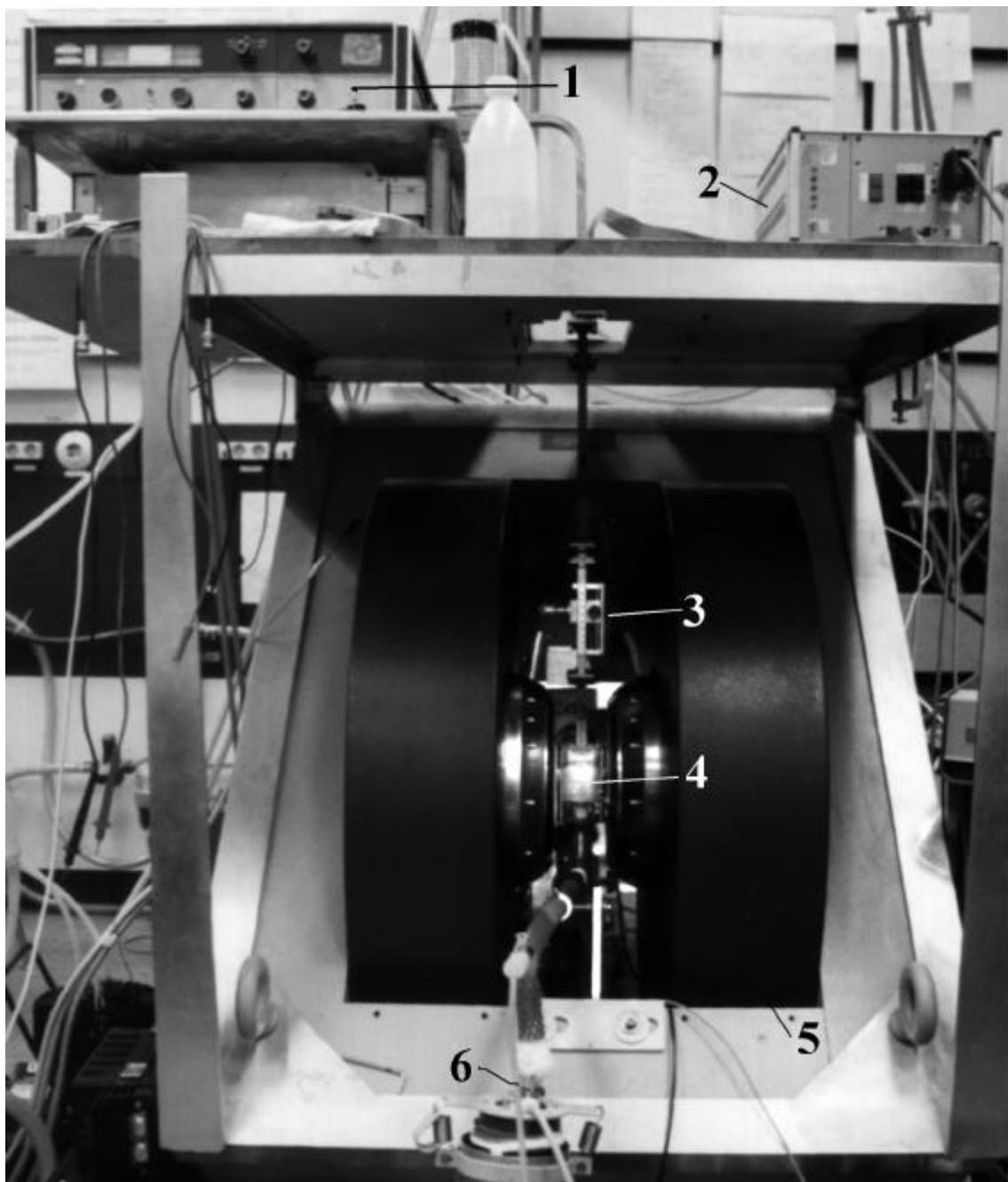


Abb. 13-4: Resonatorkoordinatensystem mit Bezug zum Probenkoordinatensystem für den Fall, daß sich das externe B-Feld in der Probenebene befindet und daß das Hochfrequenzfeld parallel zur Probennormalen steht („ $b_{\perp}$ “-Konfiguration).

$$\begin{aligned} X_{\parallel} &= \frac{\mathbf{a}\mathbf{w}^2}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \left[ (d_{32} - d_{23})M_{s_y} + (d_{21} - d_{12})M_{s_z} \right] + i[(1 + \mathbf{a}^2)\mathbf{w}^3 + (d_{32}d_{23} + d_{21}d_{12})\mathbf{w}] \\ Y_{\parallel} &= \frac{\mathbf{a}\mathbf{w}^2}{|\bar{\mathbf{M}}_s|} \mathbf{g}M_{s_z}^2 + i\mathbf{w}\mathbf{g}d_{12}M_{s_z} \end{aligned} \quad (13.16)$$

Mit den in diesem Anhang angegebenen Gleichungen lassen sich die  $\mathbf{c}_{xx}''(B)$ -Spektren berechnen, wenn man mit einem speziell für die jeweilige Anordnung erstellten PASCAL-Programm aus den Gleichgewichtsbedingungen (2.9) alle physikalischen Lösungen für den Gleichgewichtswinkel  $\Phi$  der Magnetisierung bestimmt und für variables externes Feld  $B$  in die jeweilige Gleichung (5.17) einsetzt. Die so berechneten Spektren sind im Kapitel 5.2 ausführlich diskutiert.

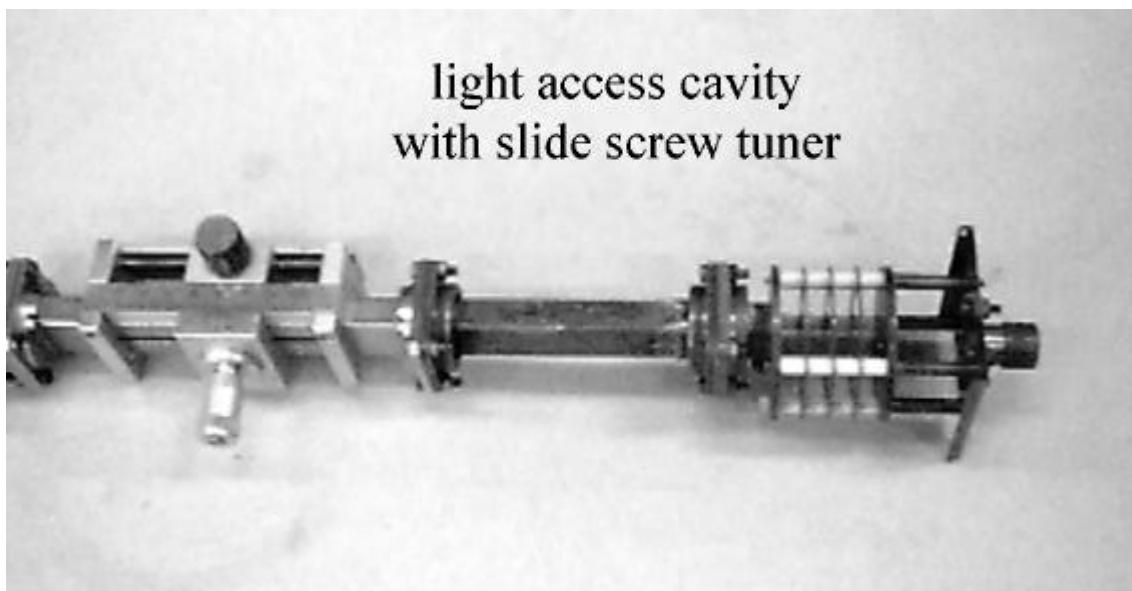
### 13.5 Photos des PM-FMR-Aufbaus



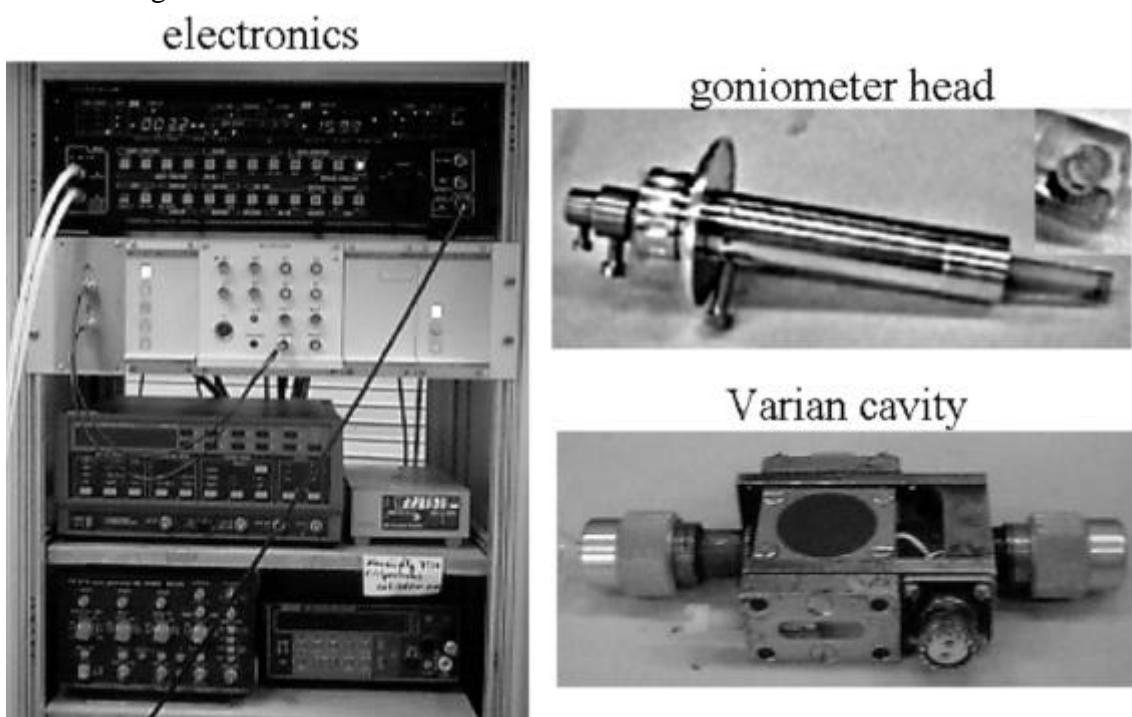
Das erste Bild dieses Anhanges zeigt einen Überblick über den wichtigsten Teil der FMR-Anlage, die in diesem Photo für temperaturabhängige PM-FMR-Untersuchungen aufgebaut ist. Die mit Zahlen gekennzeichneten Geräte sind:

- 1: Mikrowellenbrücke (Schema vergleiche Abb. 4-3)
- 2: Schrittmotorsteuerung für winkelabhängige Messungen (hier nicht benutzt)
- 3: „slide screw tuner“ zur optimalen Anpassung des Zylinderresonators (vergleiche nächstes Photo)

- 4: Zylinderresonator mit Abschirmung für temperaturabhängige Messungen (ohne Abschirmung siehe nächstes Photo)
- 5: Elektromagnet (in dieser Konfiguration bis 1.5 T)
- 6: Teile der Stickstofftemperatureinheit



Das zweite Photo zeigt den offenen Zylinderresonator ohne Abschirmung und Glas-einsatz mit dem „slide screw tuner“ zur optimalen Anpassung des Resonators. Probenhalterungen oder Temperatureinheit können an dem rechten Gewinde unterhalb des Re-sonators angeschraubt werden.



Der linke Teil des Photos zeigt die wichtigsten Geräte der Meßelektronik von oben nach unten:

- Lock-In-Verstärker,
- IEEE-Interface mit verschiedenen variablen Signaleingängen unter anderem auch ein Heterodynkonverter für Modulationsfrequenzen von 50 kHz bis 10 MHz,
- Frequenzgenerator und Hallsonde
- Funktionsgenerator und Digitalmultimeter

Auf der rechten Seite des Photos sind der Zweiachsen-Goniometerkopf und einer der beiden Varian-Resonatoren dargestellt, die für die winkelabhängigen konventionellen FMR-Untersuchungen verwandt wurden.

## Abbildungsverzeichnis

<b>Abb. 2-1:</b> Prinzip der ferromagnetischen Resonanz mit Mikrowellenresonator. In der einfachsten Form präzidiert der Magnetisierungsvektor $\vec{M}$ in der Probe um die Richtung des äußeren Magnetfeldes $\vec{B}$ . Die Probe ist vergrößert dargestellt: sie befindet sich in der Mitte des Resonators im Bereich maximalen Mikrowellenfeldes ( $\bar{b} * e^{i\omega t}$ ) dessen prinzipielle Feldlinienverteilung für eine TE <sub>102</sub> -Modenform durch die gestrichelten Linien angedeutet ist.....	6
<b>Abb. 2-2:</b> Gedämpfte Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors ohne HF-Wechselfeld [Skrotskii]. .....	8
<b>Abb. 3-1:</b> Symmetrie der untersuchten Proben.....	16
<b>Abb. 3-2:</b> Einfluß der Kristallanisotropie für bcc Eisen mit $K_I > 0$ auf eine kugelförmige Energieoberfläche (z.B. der Zeeman Energieanteil der FMR) [Prinz1].....	20
<b>Abb. 3-3:</b> Modell der Bedeckung einer (001)-Ag-Oberfläche mit Stufenkante zum Eisen.....	24
<b>Abb. 3-4:</b> Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der Probenebene. Rechts oben: Schnitt durch die Vorderfläche bei $j = 45^\circ$ .....	28
<b>Abb. 3-5:</b> Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der (110)-Ebene senkrecht zur Probenebene. .....	31
<b>Abb. 3-6:</b> Feldabhängigkeit der Mikrowellenfrequenz für die Rotation des externen Magnetfeldes in der (110)-Ebene senkrecht zur Probenebene. .....	32
<b>Abb. 3-7:</b> Polardiagramme der drei winkelabhängigen FMR-Untersuchungen.....	34
<b>Abb. 3-8:</b> Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung in Abhängigkeit von Größe und Orientierung des externen Magnetfeldes für einen Fe-Film.....	35
<b>Abb. 3-9:</b> Schematische Darstellung der Geometrie einer Dreifachschicht (analog zu Abb. 3-1). Schichten von oben nach unten: 1. magnetische Schicht, nichtmagnetische Zwischenschicht und 2. magnetische Schicht. .....	39
<b>Abb. 3-10:</b> Änderung der Zustandsdichte für ein einfaches „quantum well“ (aus [Stiles], modifiziert). Der Ursprung der Energieskala ist an die Oberkante des „well“ gelegt. Für negative Energien findet man gebundene Zustände, deren Lage in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke durch gepunktete Linien dargestellt ist. Für positive Energien beschreibt ein Konturdiagramm die Zustandsdichte als Funktion der Schichtdicke und der Energie. Positive Konturlinien sind durchgezogen negative sind gestrichelt. Der Einschub links verdeutlicht den oszillatorischen Charakter der Energieänderung in Abhängigkeit von der Schichtdicke des „well“. ....	43
<b>Abb. 3-11:</b> Skizze der Brillouinzenonen eines bcc-Gitters und eines fcc-Gitters. Mit den dünnen und gepunkteten Strichen sind die Brillouinzenonen des Bulkmaterials dargestellt. Die dickeren Striche repräsentieren die entsprechenden raumfüllenden Brillouinzenonen für dünne Schichten mit (100)-Oberflächen. Die strichpunktuierten Linien sind Schnittgeraden der Zonenoberflächen.....	45

---

<b>Abb. 3-12:</b> Veranschaulichung der Herkunft der Periodizität des bilinearen Kopplungsparameters für Chrom und Silber. (aus [Stiles]).....	46
<b>Abb. 3-13:</b> Schnitt durch die Fermifläche eines Edelmetalles in der $[1\bar{1}0]$ -Kristallebene. Dicke Linie = Brillouinzone	47
<b>Abb. 4-1:</b> Meßaufbau der konventionellen FMR .....	52
<b>Abb. 4-2:</b> Aufbau eines Rechteckresonators [Schneider]: a) Abmessungen und Verlauf der Wandströme. b) Verteilung der elektrischen und magnetischen Mikrowellenfelder. ....	55
<b>Abb. 4-3:</b> Meßaufbau der PM-FMR mit offenem TE <sub>011</sub> Zylinderresonator.....	57
<b>Abb. 4-4:</b> Feldlinienverteilung eines TE <sub>011</sub> Resonators nach [Schneider] .....	60
<b>Abb. 5-1:</b> Berechnete Spektren von $\mathbf{C}_{xx}''$ für zwei Schichtdicken mit $B \parallel [110]$ und $b_1 \perp (001)$ . Verwandte magnetische Parameter: $f = 9.2$ GHz, $g = 2.09$ , $M_s = 1.71 \cdot 10^6$ A/m, $K_I = 4.8 \cdot 10^4$ J/m <sup>3</sup> , $K_s = 0.55 \cdot 10^{-3}$ J/m <sup>2</sup> .....	68
<b>Abb. 5-2:</b> Berechnete Spektren der Hochfrequenzsuszeptibilität $\mathbf{C}_{xx}''$ für zwei Schichtdicken mit $B \parallel [110]$ und $b_1 \parallel [001]$ . Verwandte magnetische Parameter: $f = 9.2$ GHz, $g = 2.09$ , $M_s = 1.71 \cdot 10^6$ A/m, $K_I = 4.8 \cdot 10^4$ J/m <sup>3</sup> , $K_s = 0.55 \cdot 10^{-3}$ J/m <sup>2</sup> .....	69
<b>Abb. 5-3:</b> Berechnetes feldmoduliertes Hochfrequenzsuszeptibilitätsignal für einen (001)-Fe-Film mit $d_{Fe} = 20$ nm und externem Feld in [110]-Richtung .....	74
<b>Abb. 5-4:</b> Berechnete Winkelabhängigkeit der Amplitude des Ableitungssignals der Hochfrequenzsuszeptibilität für einen (001)-Fe-Film mit $d_{Fe} = 20$ nm.....	75
<b>Abb. 5-5:</b> Winkelabhängigkeit der Amplitude des Ableitungssignals der Hochfrequenzsuszeptibilität berechnet für einen (001)-Fe-Film mit $d_{Fe} = 2$ nm.....	76
<b>Abb. 5-6:</b> Berechnete Änderung der Linienbreite der Ableitungskurve der Hochfrequenzsuszeptibilität für die Rotation der Probe in der Ebene und beide Resonatorkonfigurationen „ $b_\perp$ “ und „ $b_\parallel$ “.....	77
<b>Abb. 5-7</b> Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung und der Kristallanisotropie im einkristallinen Bulk-Eisen [Bozorth] .....	79
<b>Abb. 5-8</b> Berechnetes Spektrum des Temperaturgradienten von $\mathbf{C}_{xx}''$ für die „ $b_\parallel$ “-Anordnung, $B \parallel [110]$ , $d_{Fe} = 20$ nm, magnetische Parameter äquivalent zu Abb. 5-1. ....	80
<b>Abb. 5-9:</b> Berechnete Schichtdickenabhängigkeit des Amplitudenspektrums der Feldableitung (oben) und der Temperaturableitung (unten) der Hochfrequenzsuszeptibilität .....	82
<b>Abb. 5-10:</b> Amplitudenverhalten der thermischen Welle bezüglich des radialen Abstandes von der Heizquelle für die Grenzschicht Ag-GaAs. ....	86
<b>Abb. 5-11:</b> FEM-Berechnungen der Amplitude der thermischen Wellen für unterschiedliche Modulationsfrequenzen und Entfernung von der Probenoberfläche. ....	90
<b>Abb. 5-12:</b> Amplitudenverhalten der thermischen Wellen in der Grenzschicht Ag-GaAs als Funktion des radialen Abstandes vom Mittelpunkt des Laserstrahls. ....	91
<b>Abb. 5-13:</b> Amplitude des PMA-Signals für unterschiedliche Positionen a (maximales $b$ -Feld) und b (maximales $E$ -Feld) einer 5x5 mm <sup>2</sup> großen homogenen Si-Probe im Resonator (c). Die Grauwerte	

sind jeweils für a und b auf die niedrigste (schwarz) bzw. höchste Amplitude (weiß) der jeweiligen Messung normiert. ....	93
<b>Abb. 5-14:</b> PMA-Abtastung von mit Bor dotiertem Silizium (Dosis $10^{15}$ cm $^{-2}$ ) links ohne Al-Abdeckung rechts mit einem 150 nm dicken Al-Film. ....	95
<b>Abb. 6-1:</b> Schematischer Aufbau der Proben am Beispiel eines einzelnen Fe-Films. $T_g$ ist die Temperatur während des Aufwachsens, $r$ ist die Aufwachsrate. ....	100
<b>Abb. 6-2:</b> Schematischer Aufbau einer Fe/Ag-Keil/Fe-Probe am Beispiel der Probe FeAgK1 (vergleiche Kapitel 11), rechts: Skizze zur Angabe der Keilorientierung.....	102
<b>Abb. 6-3:</b> Probenherstellung des IFF4 am Forschungszentrum Jülich; Abbildung leicht modifiziert entnommen aus [Wolf2]: Von rechts nach links: Vorkammer (HV) zur Substratvorbereitung und zur Herstellung der ZnS-Abdeckung; Hauptkammer (UHV) zum epitaktischen Wachstum der Ag-, Fe- und Cr-Filme und zur Wachstumskontrolle mit RHEED (Kap.6.3.1); Analysekammer (UHV) zur Untersuchung der Filmoberflächen mit SPALEED (Kap. 6.3.3) und zur Tiefenanalyse mit AES in Verbindung mit einer Sputterquelle. ....	103
<b>Abb. 6-4:</b> Geometrie einer typischen RHEED-Anordnung. Der auftreffende Elektronenstrahl hat einen Winkel $\theta_b$ zur Bildschirmnormalen und einen Winkel ( $\pi/2 - \theta$ ) zur Probennormalen. Im k-Raum auf der linken Seite ist der einfallende Wellenvektor $\vec{k}_0$ und der reflektierte Vektor $\vec{k}_f$ auf der Ewald-Kugel: Der resultierende Wellenvektor senkrecht zur Schichtnormalen (Tangente zur Ewald-Kugel) ist $\vec{g}_n$ , aus [Arrott] .....	106
<b>Abb. 6-5:</b> Typische RHEED-Aufnahme einer Ag (001)-Oberfläche. a): schematisiertes ideales RHEED-Muster. b): schematisiertes RHEED-Muster einer leicht rauen Oberfläche. c): reale RHEED-Bilder einer getemperten (001)-Ag-Pufferoberfläche mit zwei unterschiedlichen Belich-tungen (Messungen durchgeführt von J.A. Wolf) .....	107
<b>Abb. 6-6:</b> Geometrie eines typischen LEED-Aufbaus [Ibach] .....	109
<b>Abb. 6-7:</b> LEED-Abbildung einer (111) fcc Ni-Oberfläche [Ibach].....	109
<b>Abb. 6-8:</b> Konstruktion der LEED-Reflexe einer (001)-Oberfläche .....	110
<b>Abb. 6-9:</b> SPALEED-Auswertung einer (001)-Ag-Pufferschicht. links: Halbwertsbreiten des (00)-LEED-Reflexes in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. rechts: zwei Spot-Profile bei 62 eV und bei 81 eV. $0^\circ$ und $90^\circ$ stehen für zwei senkrechte Profilrichtungen äquivalent zur [110]-Kristallrichtung. Messungen von J.A. Wolf.....	112
<b>Abb. 6-10:</b> RBS-Messung in Abhängigkeit der eingestrahlten $\alpha$ -Teilchenenergie an einem 50 nm Fe-Film auf dem Puffersystem (Abschnitt. 6.1.1). Die Untersuchung wurde von Herrn Schmidt und Herrn Mantl am ISI der KFA-Jülich ausgeführt.....	114
<b>Abb. 7-1:</b> Oben: typisches konventionelles FMR-Spektrum eines 20 nm Fe-Films mit äußerem Magnetfeld B in [110]-Richtung. Unten: PM-FMR-Spektrum in gleicher Orientierung. Die Mikrowellenleistung beträgt für beide Messungen 0.5 mW.....	117
<b>Abb. 7-2:</b> Amplituden-Phasen-Darstellung einer PM-FMR-Linie der Probe Fe200c (Tabelle 5).....	119
<b>Abb. 7-3:</b> Rotationsebenen des externen Feldes im Probenkoordinatensystem.....	121

---

<b>Abb. 7-4:</b> Polardiagramm der winkelabhängigen FMR in der Ebene der Probe Fe-200b.....	123
<b>Abb. 7-5:</b> Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage der Probe Fe-200b mit externem Magnetfeld in der Probenebene. Unten: Gleichgewichtsazimutwinkel $\Phi$ der Magnetisierung.....	125
<b>Abb. 7-6:</b> Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlage der Probe Fe-20 mit externem Magnetfeld in der Probenebene.....	127
<b>Abb. 7-7:</b> Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200b. Das externe Magnetfeld wurde von der [110]-Richtung in die [001]-Richtung gedreht. Unten: Darstellung der Gleichgewichtswinkel $\Phi$ und $\Theta$ der Magnetisierung .....	129
<b>Abb. 7-8:</b> Oben: Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe-200b mit externem Magnetfeld aus der Probenebene [100] in die senkrechte Orientierung [001] gedreht. Graustufen entsprechen der Signalamplitude (schwarz = maximale Amplitude). Fig. 5a,b ≡ Abb. 7-5 und 7-7 in der Arbeit. Unten: Darstellung der Gleichgewichtswinkel $\Phi$ und $\Theta$ der Magnetisierung.....	131
<b>Abb. 7-9:</b> Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen der Probe Fe20 mit externem Magnetfeld aus der Probenebene [100] in die senkrechte Orientierung [001] gedreht.....	135
<b>Abb. 7-10:</b> Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienlage.....	142
<b>Abb. 7-11:</b> Temperaturabhängigkeit der effektiven aus der konventionellen FMR bestimmmbaren effektiven Anisotropiefelder .....	143
<b>Abb. 7-12:</b> Resonanzlinien für „M-aligned“ und verschiedene Temperaturen aufgetragen gegen das auf das Resonanzfeld normierte Feld.....	145
<b>Abb. 7-13:</b> Temperaturabhängigkeit der Resonanzlinienbreite .....	146
<b>Abb. 7-14:</b> Konventionelles FMR-Spektrum der Probe FE-200b im Q-Band .....	149
<b>Abb. 7-15:</b> FMR-Spektren der Probe Fe-100 bei $f = 48.8$ GHz in einem durch die Probe abgeschlossenen Hohlleiter. $B \parallel [100]$ für die Reonanzlinie bei kleineren Feldern und $B \parallel [110]$ bei höheren Feldern. ....	150
<b>Abb. 7-16:</b> Gegenüberstellung der Linienbreiten der Probe Fe-100 für Messungen im U-Band (oben) und im X-Band (unten).....	151
<b>Abb. 7-17:</b> Frequenzabhängigkeit der Linienlage der „aligned“ Moden mit $B \parallel [110]$ für drei unterschiedlich dicke Proben. Aus der Steigung erhält man den Dämpfungsparameter $a$ . Der Achsenabschnitt ist der nicht intrinsischen Anteil der Linienbreite $DB_0$ .....	153
<b>Abb. 7-18:</b> Winkelabhängigkeit der Linienbreite der Probe Fe-20 im Vergleich mit der intrinsischen Linienbreite von $\partial C''_{xx} / \partial B$ für eine Drehung in der Probenebene.....	154
<b>Abb. 8-1:</b> Vergleich einer konventionellen FMR-Linie (oben) und einer PM-FMR-Linie (unten) .....	158
<b>Abb. 8-2:</b> Abhängigkeit der PM-FMR-Signalamplitude von der Modulationsfrequenz der Probe Fe-200c für $B \parallel [110]$ und die „not aligned“ Mode.....	160
<b>Abb. 8-3:</b> Graustufenbild der PM-FMR-Amplitude in Abhängigkeit vom externen Feld und von der Modulationsfrequenz. Dunkleres Grau heißt größere Amplitude. Rechter Teil mit Heterodynkonverter (Kapitel 4.2) und zehnfacher Verstärkung gemessen. ....	161
<b>Abb. 8-4:</b> Abhängigkeit der PM-FMR-Signalsymmetrie von der Modulationsfrequenz.....	162

---

<b>Abb. 8-5:</b> Einzelnes PM-FMR-Spektrum einer lateralen Probenuntersuchung .....	165
<b>Abb. 8-6:</b> Graustufendarstellung der Ortsauflösung der Resonanzlinienlage der „not aligned“ Mode der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. Eine Graustufe entspricht einem Feldbereich von 0.2 mT .....	166
<b>Abb. 8-7:</b> Graustufendarstellung der Ortsauflösung der Resonanzlinienlage der aligned Mode der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. . Eine Graustufe entspricht einem Feldbereich von 0.2 mT.....	167
<b>Abb. 8-8:</b> Höhenliniendarstellung der Ortsauflösung des Untergrundsignals der PM-FMR (links) und des separat an der Rückseite gemessenen der PMA-Signals des Substrates (rechts) der Probe Fe-200b. Jeder Gitterpunkt entspricht einem Meßpunkt. Die Graustufen sind auf Maximum und Minimum der entsprechenden Untersuchung normiert.....	168
<b>Abb. 9-1:</b> Schematischer Aufbau der Fe-Keilprobe .....	172
<b>Abb. 9-2:</b> Typische PM-FMR-Meßreihe an einer Fe-Keilschicht: Wachstumsrichtung des Keils = $[1\bar{1}0]$ = Abtastrichtung des Lasers; $B \parallel [110]$ . Die Graustufen sollen zur Verdeutlichung der Verteilung der Mikrowellenleistung helfen. Dunkles Grau bedeutet viel Mikrowellenleistung wird reflektiert. ....	173
<b>Abb. 9-3:</b> Überprüfung der Homogenität des Fe-Keils senkrecht zur Keilrichtung. Der Einschub in der Bildmitte zeigt die Position der beiden dargestellten PM-FMR-Linien-abtastungen. Die gefüllten Symbole stellen die Resonanzlinienlagen für $d_{Fe} \approx 3.3$ nm am unteren Rand der Probe dar und die offenen Symbole für $d_{Fe} \approx 10.0$ nm.....	175
<b>Abb. 9-4:</b> PM-FMR-Spektrum in Amplituden-Phasen-Darstellung. Mit $B \parallel [110]$ bei $d_{Fe} = 6.5$ nm im Zylinderresonator aufgenommen. Das Untergrundsignal des GaAs-Substrates ist bereits abgezogen. $f = 9.25$ GHz; $P_{in} = 20$ mW; Laserfokus = 30 $\mu$ m; $f_{mod} = 100$ kHz. ....	178
<b>Abb. 9-5:</b> Resonanzlinienlagen der PM-FMR-Linienabtastung entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils mit $B \parallel [110]$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen der theoretisch angepaßten Linienlage. Die gefüllten Symbole entsprechen den im Schichtdickenbereich des Fe-Keiles liegenden Fe-Einzelschichten aus Kapitel 7 .....	179
<b>Abb. 9-6:</b> PM-FMR-Spektrum in Amplitudendarstellung mit $B \parallel [001]$ bei $d_{Fe} = 6.5$ nm im kurzgeschlossenen Hohlleiter aufgenommen. Das Untergrundsignal des GaAs-Substrates ist bereits abgezogen. $f = 9.35$ GHz; $P_{in} = 160$ mW; Laserfokus = 100 $\mu$ m; $f_{mod} = 100$ kHz. ....	181
<b>Abb. 9-7:</b> Resonanzlinienlagen der PM-FMR-Linienabtastung entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Keils mit $B \parallel [001]$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen der theoretisch angepaßten Linienlage. Die Auflösung der Laserabtastung beträgt 500 $\mu$ m.....	182
<b>Abb. 9-8:</b> Schichtdickenabhängigkeit der uniachsialen Anisotropie. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die berechneten Werte für $K_u$ . Die gestrichelten Linien bestimmen den Fehlerbereich....	185
<b>Abb. 9-9:</b> Vergleich des konventionellen FMR-Signals des Fe-Keils mit den aufsummierten PM-FMR-Amplituden entlang der Wachstumsrichtung des Keils. ....	186
<b>Abb. 9-10:</b> Temperaturabhängigkeit der PM-FMR-Linienlage des Fe-Keils mit $B \parallel [110]$ .....	188

---

<b>Abb. 9-11:</b> Temperaturabhängigkeit der magnetischen Parameter des Fe-Keils .....	190
<b>Abb. 10-1:</b> Effektives senkrecht Anisotropiefeld.....	193
<b>Abb. 10-2:</b> Temperaturabhängige Resonanzlinienlage der Probe Fe-40 (offene Kreise) verglichen mit den Resonanzlinienlagen (gefüllte Kreise), die aus den magnetischen Parametern der Fe-Keilprobe berechnet worden sind .....	195
<b>Abb. 11-1:</b> Skizze der PM-FMR-Untersuchungen an der Probe FeAgK1 .....	197
<b>Abb. 11-2:</b> Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude der Probe FeAg-K1 in Abhängigkeit von der Position entlang der Wachstumsrichtung des Ag-Keils und vom externen Magnetfeld $B \parallel [110]$ . Die gestrichelten Linien A-D markieren die Lage der Einzelspektren in Abb. 11-3. Die dünnen Linien geben die Grenzen der 7 Bereiche an .....	200
<b>Abb. 11-3:</b> PM-FMR-Spektren für unterschiedliche Kopplungsformen .....	201
<b>Abb. 11-4:</b> Zwischenschichtaustauschkopplung der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke .....	205
<b>Abb. 11-5:</b> Temperaturabhängigkeit der PM-FMR-Linienlagen der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke. ....	208
<b>Abb. 11-6:</b> Zwischenschichtaustauschkopplung der Probe FeAgK1 in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Temperatur.....	210
<b>Abb. 11-7:</b> Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkopplung für $d_{\text{Ag}} = 1.0 \text{ nm}$ der Probe FeAgK1. ....	211
<b>Abb. 11-8:</b> PM-FMR-Untersuchung der Zwischenschichtaustauschkopplung an der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe. ....	213
<b>Abb. 11-9:</b> Graustufendarstellung der PM-FMR-Amplitude für einen Linienscan entlang der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe. ....	214
<b>Abb. 13-1:</b> Herstellerabbildung: Strahlintensität in 4cm Entfernung von der Auskoppeloptik. Strahl-durchmesser ca. 4 mm .....	229
<b>Abb. 13-2:</b> Intensitätsverteilung des „knife edge“-Verfahrens im Fokus des 17mm-Objektivs. Die punktierten Linien bestimmen die Fokusbreite eines gaußförmigen Laserstrahls. Der Einschub zeigt diese Verteilung als Graustufenbild für mehrere Positionen der Rasierklinge entlang der optischen Achse. ....	230
<b>Abb. 13-3:</b> Resonatorkoordinatensystem mit Bezug zum Probenkoordinatensystem für den Fall, daß sich das externe und das hochfrequente B-Feld in der Probenebene befindet („ $b_{\parallel}$ “-Konfiguration).....	231
<b>Abb. 13-4:</b> Resonatorkoordinatensystem mit Bezug zum Probenkoordinatensystem für den Fall, daß sich das externe B-Feld in der Probenebene befindet und daß das Hochfrequenzfeld parallel zur Probennormalen steht („ $b_{\perp}$ “-Konfiguration).....	235

## Tabellenverzeichnis

<b>Tabelle 1:</b> Fokusdurchmesser $D_f = 2r_f = 2fI / pr_L$ und Rayleighlänge $Z_R = pr_f^2 / I$ der benutzten Linsen für die in dieser Arbeit verwandten Laser [Siegman].....	58
<b>Tabelle 2:</b> Parameter der einzelnen Materialien für die thermischen Messungen .....	87
<b>Tabelle 3:</b> Elementunterteilung für die FEM-Berechnung. Die grau unterlegten Element-reihen sind mit Ag-Parametern versehen worden, wobei die ersten 10 Elementreihen ZnS sind.....	88
<b>Tabelle 4:</b> Bandlücke von ZnS und GaAs. ( $1 \text{ eV} \hat{=} 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ; Sichtbares Licht: $1.5 \text{ eV} < h\nu < 3.1 \text{ eV}$ ; He-Ne-Laser: $633 \text{ nm} \hat{=} 1.94 \text{ eV}$ ) .....	89
<b>Tabelle 5:</b> Fe-Einzelschichten.....	120
<b>Tabelle 6:</b> Aus den winkelabhängigen Parametern bestimmte magnetische Parameter der Fe-Einzelschichten .....	138
<b>Tabelle 7:</b> Berechnete magnetische Parameter der Fe-Keilprobe * Literaturwerte aus [Landolt]; bzw. **[Gradmann], *** [Heinrich1] .....	183
<b>Tabelle 8:</b> Effektive Anisotropiefelder der Fe/Cr-Keil/Fe-Probe.....	212
<b>Tabelle 9:</b> Alle Proben und ihrer wesentlichen Herstellungsparameter.....	227
<b>Tabelle 10:</b> Die wichtigsten magnetischen Parameter der verwandten Proben .....	228

## Literaturverzeichnis

<b>Aamodt</b>	L.C. Aamodt, J. C. Murphy, <i>J. Appl. Phys</i> 52 (1981) 4903 .....	86, 87
<b>Arrott</b>	A.S. Arrott, Chapter 5.1 in Vol.1 of <i>Ultrathin Magnetic Structures</i> , Eds. J.A.C. Bland and B. Heinrich, Springer-Verlag Berlin (1994) .....	106, 242
<b>Barnas</b>	J. Barnas, P. Grünberg, <i>J. Magn. Magn. Matt.</i> 121, 326 (1993).....	49
<b>Bennett</b>	A.J. Bennett, B.R. Cooper, <i>Phys. Rev. B</i> 3, 1642 (1971).....	2
<b>Benson</b>	M. Benson, D.L. Mills, <i>Phys. Rev.</i> 178, 839 (1969) .....	17
<b>Bland</b>	J.A.C. Bland, B. Heinrich, Chapter 1.1 in Vol.1 of <i>Ultrathin Magnetic Structures</i> , Eds. J.A.C. Bland and B. Heinrich, Springer-Verlag Berlin (1994) .....	49
<b>Bödecker</b>	P. Bödecker, Dissertation Ruhr-Universität-Bochum (1996).....	48
<b>Bozorth</b>	R.M. Bozorth, <i>J. Appl. Phys.</i> 8, (1937) 575.....	36, 79, 80, 128, 241
<b>Bruno1</b>	P. Bruno, <i>J.Appl. Phys.</i> 64, 3153 (1988) .....	22
<b>Bruno2</b>	P. Bruno, C. Chappert, <i>Phys. Rev. Lett.</i> 67, 1602 (1991) .....	42, 47
<b>Bruno3</b>	P. Bruno, C. Chappert, <i>Phys. Rev. B</i> 46, 261 (1992), ausführlicher in der Beschreibung des theoretischen Modells .....	42, 46, 211, 218, 225
<b>Bruno4</b>	P. Bruno, <i>J. Magn. Magn. Matt.</i> 121, 248 (1993).....	42, 48
<b>Celinski</b>	Z. Celinski, B. Heinrich, <i>J. Appl. Phys.</i> 70, 5935 (1993).....	37, 38, 147, 152
<b>Chamel</b>	M. Chamel, R. Chiault, and Y. M. d'Aubigne, <i>J. Phys. E. Scientif. Instr.</i> 9, 87 (1976).....	59
<b>Chappert</b>	C. Chappert, P. Bruno, <i>J. Appl. Phys.</i> 64, 5736 (1988).....	22, 25, 139, 141, 148, 153, 223
<b>Chikazumi</b>	S. Chikazumi, <i>Physics of Magnetism</i> , Verlag Krieger, Malabar (Florida), 167 (1986) .....	23
<b>Chu</b>	W.K. Chu, J.W.Mayer, M.A. Nicolet, <i>Backscattering Spectrometry</i> , Academic Press, 233 (1978) .....	115
<b>Cochran</b>	J.F. Cochran, J.M. Rudd, M. From, B. Heinrich, W. Bennett, W. Schwarzacher, W.F. Engelhoff, <i>Phys. Rev. B</i> 45, 4676 (1992).....	153
<b>Connolly</b>	J.W.D. Connolly, <i>Int. J. Quantum Chem.</i> 2, 257 (1968).....	18
<b>Cowley</b>	J.M. Cowley, <i>Diffraction physics</i> , North Holland Verlag, Amsterdam (1975) .....	108
<b>Daalderop</b>	G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly, M.F.H. Schuurmans, <i>Phys. Rev. B</i> 41, 11919 (1990) .....	18
<b>Damon</b>	R.W. Damon, J.R. Eshbach, <i>J. Chem. Solids</i> 19, 308 (1961) .....	147
<b>Demokritov</b>	S. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grümberg, W. Zinn, I.K. Schuller, <i>Phys. Rev. B</i> 49 (rap. com.), 720 (1994) .....	49
<b>Duff</b>	K.J. Duff, T.P. Das, <i>Phys. Rev. B</i> 3, 192 (1971).....	38
<b>Edwards</b>	D.M. Edwards, Procedings, NATO advanced research workshop on magnetic properties and structures of ultrathin layered systems, Cargèse, 1992 .....	48
<b>Etienne</b>	P. Etienne, J. Massies, F. Nguyen-Van-Dau, A. Bartélémy, A. fert, <i>Appl. Phys. Lett.</i> 55, 2239 (1989) .....	3, 99
<b>Farle</b>	M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A.N.Anisimov, W.Platow, K. Babertschke, <i>Phys. Rev. B</i> 55(6), 3708 (1997) .....	226

---

<b>Feher</b>	G. Feher,Bell Syst. Tech. J. 36, 449 (1954).....	62, 64
<b>FEM</b>	FEM für Praktiker, <i>Methode der Finiten Elemente</i> , Anleitung zu ANSYS 5.0, Expert Verlag (1994).....	86, 87, 88, 90, 91, 92, 163
<b>Frait1</b>	Z.Frait, D. Fraitová, Chapter 1, in <i>Spin Waves and Magnetic Excitations</i> , Volume 2 (ed. A.S. Borovik-Romanov, S.K. Sinha) Elsevier Science Amsterdam (1988).....	12, 38, 138, 146, 228
<b>Frait2</b>	Z.Frait, D. Fraitová, C. Dufour, P. Mangin, G. Marchal, IEEE Transaction on Magnetics 30(2), 711 (1994) .....	3, 13, 191
<b>Frait3</b>	Z. Frait, D. Fraitová, J. Magn. Magn. Mat. 15-18, 1081 (1980) .....	153, 157
<b>Frait4</b>	Z. Frait, Berechnung mit numerischem Programm auf Grundlage von (Frait1) .....	146
<b>Frait5</b>	Z. Frait, private Diskussion .....	38, 140, 156
<b>Franck</b>	F.C. Franck, J.H. van der Merwe, Proc. Roy. Soc. London A198, 216 (1949) .....	25
<b>Gay</b>	J.G. Gay, R. Richter, J. Appl. Phys. 61, 3362 (1987) .....	19, 21, 226
<b>Geisau</b>	O. v. Geisau, R. Meckenstock, F. Schreiber, J. Pelzl, U. Seidel, H.G. Walther, J. de Physique IV, Vol. 4, C7-133 (1994) .....	61, 92, 95, 98, 229, 230
<b>Geisau1</b>	O. v. Geisau, Dissertation, Ruhr-Universität-Bochum, (1993) .....	72, 87, 97
<b>Gradmann</b>	U. Gradmann, <i>Magnetism in Ultrathin Transition Metal Films</i> , Handbook of Magnetic Materials, Vol. 7, Elsevier Science Publishers B.V. (1993) .....	2, 3, 14, 21, 137, 144, 183, 191, 223, 246
<b>Griffith</b>	J.H.E. Griffith, Nature 158, 670 (1946) .....	7
<b>Grünberg1</b>	P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986).....	2, 41
<b>Grünberg2</b>	P. Grünberg private Mitteilung und unveröffentlichte Ergebnisse.....	202, 213
<b>Grünberg3</b>	P. Grünberg, A. Füss, Q. Leng, R. Schreiber, J. A. Wolf, Proc of work shop on <i>Magnetism and Structure in Systems of Reduced Dimension</i> ,Cargese 1992, Seite 87 in NATO ASI series B (1993) .....	212
<b>Grünberg4</b>	P. Grünberg, S. Demokritov, A. Füss, M. Vohl, J. A. Wolf, J. Appl. Phys. 69, 4789 (1991) .....	213, 219
<b>Han</b>	Z.L. Han, S. Hardcastle, G.R. Harp, H. Li, X.D. Wang, J. Zhang, B.P.Tonner, Surf. Sci. 258, 313 (1991).....	108
<b>Harms</b>	K. Harms, Diplomarbeit, Ruhr-Universität-Bochum, (1997) .....	54, 72, 143, 144, 145, 177
<b>Hathaway</b>	K.B. Hathaway, Chapter 2.1 in Vol.2 of <i>Ultrathin Magnetic Structures</i> , Eds. J.A.C. Bland and B. Heinrich, Springer-Verlag Berlin (1994).....	2
<b>Heinrich1</b>	B. Heinrich, J.F. Cochran, Adv. in Phys. 42.5, 523 (1993) .....	.... 1f, 11, 14, 21, 37, 136ffff, 152, 154, 156f, 183f, 194, 204, 206, 210, 218, 222, 225, 246
<b>Heinrich2</b>	B. Heinrich, K.B. Urquhart, J.R. Dutcher, S.T.Purcell, J.F. Cochran, A.S. Arrott, D.A. Steigerwald, W.F. Engelhoff (Jr.), J. Apl. Phys. 63, 3863 (1988).....	47, 111

- 
- Heinrich3** B. Heinrich, S.T. Purchelle, J.R. Dutcher, J.F. Cochran, A.S. Arrott, Phys. Rev. B 38, 12879 (1988).....18, 25, 101, 112, 185
- Heinrich4** B. Heinrich, Z. Celinski J.F. Cochran, A.S. Arrott, K. Myrtle, J. Appl. Phys. 70, 5769 (1991).....23, 24, 101, 139, 152, 184
- Heinrich5** B. Heinrich, J.F.Cochran, R. Hasegawa, J. Appl. Phys. 57, 3690 (1985).....147
- Heinrich6** B. Heinrich, K.B. Urquhart, A.S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle, S.T. Purcell, Phys. Rev. Let. 59, 1756 (1987).....152, 153, 157
- Hellwege** K.H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, Springer, 275ff (1988) .....9, 47, 80
- Henzler1** M.Henzler, Apl. Phys. 9, 11 (1976).....110
- Henzler2** M.Henzler, Apl. Phys. A 34, 205 (1984).....111
- Hoon** private Mitteilung, wird veröffentlicht in J. Magn. Magn. Mat. ....7
- Hjortstam** O. Hjortstam, K. Baberschke, J.M. Wills, B. Johanson, O. Eriksson, Phys. Rev. B 55(22), 15026 (1997).....226
- Ibach** H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (1981).....109, 242
- Jackson** J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Auflage, de Gruyter, Berlin New York (1983) .....,17, 63
- JacksonII.** W.B. Jackson, N.M. Amer, A.C. Boccara, D. Fournier, Appl. Optics 20 (1981) 1333 ....86
- Jansen** H.J.F. Jansen, Phys. Rev B 38, 8022 (1988) .....1
- Kambersky** V. Kamberský, Czech. J. Phys., B26 (1976) 1366.....38
- Kasuya** T. Kasuya, Prog. Theoret. Phys. (Japan) 16, 45 (1956).....2, 42
- Kiepert** W. Kiepert, H.-J. Obreamski, R. Meckenstock, J. Pelzl, D. Fournier, U. Zammit, Supplement to Vol.6 of Progress in Natural Science, S.515, Verlag Taylor & Francis, London and Washington (1996) .....61, 93, 94, 98
- Kittel** C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 7. Auflage, Oldenburg (1988) .....,11, 42, 80, 89
- Kittel2** C. Kittel, *Quantentheorie der Festkörper*, 3. Auflage, Oldenburg (1989) .....12
- Knorr** T.G. Knorr, R.W. Hoffmann Phys. Rev. 113.....24
- Kordecki** R. Kordecki, Dissertation, Ruhr-Universität-Bochum, (1991) .....87, 97, 177
- Korenman** V. Koreman, R.E. Prange, Phys. Rev., B6 (1972) 2769 .....39
- Krebs1** J.J. Krebs, B.T. Jonker, G.A. Prinz, J. Appl. Phys. 61, 2596 (1987).....99
- Kuchling** H. Kuchling, Taschenbuch der Physik, Verlag Harri Deutsch, 6. Auflage, Thun und Frankfurt (1984) .....190
- Kurowski** D. Kurowski, R. Meckenstock, J. Pelzl, K. Brand, P. Sonntag, P. Grünberg, J. Appl. Phys. 81(8) (1997) 5243 .....140, 186
- Landau** L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Phys. Zeitschrift der Sowjetunion 8, 153 (1935).....7, 8

- 
- Landolt** Landolt-Boernstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Series Volume III19a *Magnetic Properties of Metals*, Springer (1986) ..... 36, 87, 105, 137, 138, 183, 228, 246
- Layadi** A. Layadi, *FMR in Multilayer Magnetic Thin Films*, Dissertation Carnegie Mellon University, Pittsburgh, Pennsylvania, USA (1989) ..... 38, 216
- Leng** Q. Leng, V. Cros, M. Schäfer, A. Fuß, P. Grünberg, W. Zinn, J. Magn. Magn. Mat. 126, 367 (1993) ..... 201, 204, 205, 206, 217
- Massies** J. Massies, N.T. Linh, J. Crystal Growth 56, 25 (1982) ..... 99, 185
- Maznev** A.A. Maznev, J. Hartmann, M. Reichling, J. Appl. Phys. 78 (1995) 5266 ..... 85, 86
- Meckenstock** R. Meckenstock, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1991) ..... 95
- Meckenstock2** R. Meckenstock, K. Harms, O. v. Geisau, J. Pelzl, J. Magn. Magn. Mat. 148, 139 (1995) ..... 143, 144, 145
- Merwe** J.H. van der Merwe, J. Appl. Phys. 34, 117+123 (1963) ..... 25
- Néel** L. Néel, J. Phys. Rad. 15, 225 (1954) ..... 2, 18, 20, 21, 191
- Netzelmann** U. Netzelmann, Dissertation, Ruhr-Universität-Bochum, (1986) ..... 53
- Neubauer** M. Neubauer, Dissertation Universität Göttingen, ersch. als ..... 22, 105, 186
- Oliver** S.A. Oliver, C. Vittoria, E. Schloemann, H.J. van Hook, R.W. Tustison, J. Appl. Phys. 63(8), 3820 (1988) ..... 7
- Orth** T. Orth, U. Netzelmann, J. Pelzl, Appl. Phys. Lett. 53, 1979 (1988) ..... 2, 97
- Orth2** T. Orth, Diplomarbeit, Ruhr-Universität-Bochum, (1989) ..... 59, 60
- Patton** C.E. Patton, C.H. Wilts, F.B. Humphrey, J. Appl. Phys. 38, 1358 (1967) ..... 147
- Pflaum** J. Pflaum, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1995) ..... 71, 118
- Polder** G. Polder, Phil. Mag. 40, 99 (1949) ..... 8
- Poole** C. Poole, Electron Spin Resonance, Mac Graw Hill, New York (1967) ..... 11, 55, 62, 64
- Prinz1** G.A. Prinz, Chapter 1 in Vol.2 of *Ultrathin Magnetic Structures*, Eds. J.A.C. Bland and B. Heinrich, Springer-Verlag Berlin (1994) ..... 1, 10, 20, 25, 100, 139, 240
- Prinz2** G.A. Prinz, G.T. Rado, J.J. Krebs, J. Appl. Phys. 53, 2087 (1982) ..... 13, 139
- Purcell** S.T. Purcell, H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.B. Zeper, W. Hoving, J. Appl. Phys. 69, 5640 (1991) ..... 147, 148, 154
- Purcell2** S.T. Purcell, B. Heinrich, A.S. Arrott, J. Appl. Phys. 64, 5337 (1988) ..... 153, 157
- Rado1** G.T. Rado, Phys. Rev. B 26, 295 (1982) ..... 13
- Rado2** G.T. Rado, J.R. Weertman, J. Phys. Chem. Solids 11, 315 (1959) ..... 12, 13
- Reimer** L. Reimer, G. Pfefferkorn, *Raster-Elektronenspektroskopie* Springer Verlag, 51 (1977) 108
- Rosencwaig** A. Rosencwaig, A. Gersho, J. Appl. Phys. 47, 64 (1976) ..... 84, 159, 160, 169
- Rudd** J.M. Rudd, J.F. Cocheran, K.B Urquhart, K. Myrtle, B. Heinrich, J. Appl. Phys. 63(8), 3811 (1988) ..... 11, 153
- Ruderman** M.A. Ruderman, C. Kittel, Phys. Rev. 96, 99 (1954) ..... VI, 2, 42
- Ryssel** H. Ryssel, I. Ruge, *Implantationstechnik* B.G. Teubner Verlag, Stuttgart (1978) ... 108, 113

<b>Salazar</b>	A. Salazar, A. Sanchez-Lavega, J. Fernandez, J. Appl. Phys. <b>65</b> (1989) 4150.....	86
<b>Schäfer1</b>	M. Schäfer, Dissertation Universität Köln, (1995).....	99, 102, 203, 212
<b>Schäfer2</b>	M. Schäfer, S. Demokritov, S. Müller-Pfeifer, R. Schäfer, M. Schneider, P. Grünberg, W. Zinn, J. Appl. Phys. <b>77</b> , 6432 (1995) .....	49, 203, 205, 210, 212, 218, 225
<b>Schneider</b>	F. Schneider, M. Plato, <i>Elektronenspinresonanz Experimentelle Technik</i> , Thiemig-Taschanbuch Band 40 (1971).....	55, 60, 241
<b>Siegman</b>	A.E. Siegman, <i>An Introduction to Lasers and Masers</i> , McGraw Hill, New York (1971).....	58, 246
<b>Skrotskyii</b>	G.V. Skrotskyii, L.V. Kurbatov, <i>Phenomenological Theory of Ferromagnetic Resonance in Ferromagnetic Resonance</i> (ed. S.V. Vonsovskii) Pergamon (1966) .....	8, 9, 240
<b>Slater</b>	J.C. Slater, Rev. Mod. Phys. <b>18</b> , (1946) 441 .....	62
<b>Slonczewski1</b>	J.C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. <b>67</b> , 3172 (1991).....	49, 203, 217
<b>Slonczewski2</b>	J.C. Slonczewski, J. Appl. Phys. <b>73</b> , 5957 (1993).....	49, 203
<b>Smit1</b>	J. Smit, H.P.J. Wijn, Adv. in Electr. <b>6</b> , 70 (1954) .....	10, 40
<b>Smit2</b>	J. Smit, H.G. Beljers, Phil. Res. Rep. <b>10</b> , 113 (1955) .....	10, 40
<b>Smith</b>	D.O. Smith, M.S. Cohen, G.P. Weiss, J. Appl. Phys. <b>31</b> , 1755 (1960).....	24
<b>Sparks2</b>	M. Sparks, R. Loudon, C. Kittel, Phys. Ref. <b>122</b> , 791 (1961).....	147
<b>Stiles</b>	M.D. Stiles, Phys. Rev. B <b>48</b> , 7238 (1993) .....	42, 43, 45, 46, 47, 204, 211, 213, 218, 225, 240, 241
<b>Touloukian</b>	Touloukian, <i>Thermophysical Properties of Matter</i> , Plenum Verlag, New York (1977) ....	87
<b>Varian</b>	VARIAN Associates Analytical Instrument Division, Palo Alto, Kalifornien USA, <i>Model E-112 EPR System</i> , Pub. nr. 87-125-044 (1979) .....	62, 64, 71, 72
<b>Vonsovskii</b>	S.V. Vonsovskii, <i>Ferromagnetic Resonance</i> , Pergamon (1960) .....	10
<b>Walcher</b>	Walcher, <i>Praktikum der Physik</i> , Teubner Verlag (1989) .....	231
<b>Wolf1</b>	J.A. Wolf, Q. Leng, R. Schreiber, P. Grünberg, and W. Zinn, J. Magn. Magn. Mater. <b>121</b> , 253 (1993).....	3
<b>Wolf2</b>	J.A. Wolf, Dissertation Universität Köln, erschienen als Bericht des Forschungszentrums Jülich Nr. 2743, (1993) .....	22, 25, 99, 100, 103, 104, 110, 111, 242
<b>Wolf3</b>	Dr. A. Wolf und Techniker R. Schreiber KFA-Forschungszentrum Jülich (private Mitteilung).....	89
<b>Wolf5</b>	A. Wolf, private Mitteilung, RHEED-Bilder, die den gleichen Sachverhalt an anderen Proben verdeutlichen findet man in Abb. 2.6 der Dissertation von Wolf [Wolf2].....	141
<b>Vleck</b>	van Vleck, Phys. Rev. <b>52</b> , 1178 (1937) .....	18
<b>Yosida</b>	K.Yosida, Phys. Rev. <b>106</b> , 893 (1957) .....	2, 42

## Publikationsliste R. Meckenstock

- 1: R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, E. Becker, G. Dumpich and G. Suran,  
"Spin wave resonance in FeNi multilayers", *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 281-284 (1991).
- 2: R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, E. Becker, G. Dumpich and S. Nikitov, "Ferromagnetic resonance investigations of spin waves in FeNi multilayers", *J. Appl. Phys.* **70** (10), 6418-20 (1991).
- 3: E. C. da Silva, R. Meckenstock, R. Kordecki and J. Pelzl,  
"Investigacoes de filmes finos multi-camadas epitaxiais de ferro por resonancia ferromagnetica", *Analys do 10. CBECIMAT, Vol.II*, 878-880 (1992)
- 4: R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl and S. Nikitov,  
"Investigation of surface and bulk spin wave modes in as-prepared and annealed FeNi-multilayers by spin wave resonance", *J. Appl. Phys.* **73**, 6359-6361 (1993).
- 5: D. Kurowski, R. Meckenstock, R. Kordecki, A. Soliman, J. Pelzl and K. Brand,  
"Spin wave resonance of Ni-implanted permalloy films", *J. Appl. Phys.* **73**, 7004-7006 (1993).
- 6: R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl, S. Nikitov, and J.C. Lodder,  
"Investigation of bulk and surface spin wave modes FeNi- multilayers by spin wave resonance", *J. Magn. Magn. Mat.* **121**, 524-527 (1993).
- 7: E. C. da Silva, R. Meckenstock, O. von Geisau, R. Kordecki, J. Pelzl, J.A. Wolf and P. Grünberg,  
"Ferromagnetic resonance investigations of anisotropy fields in Fe(100) epitaxial layers", *J. Magn. Magn. Mat.* **121**, 524-527 (1993).
- 8: F. Schreiber, A. Soliman, P. Bödecker, R. Meckenstock, K. Bröhl, J. Pelzl,  
„Magnetic in plane anisotropy of MBE grown Co/Cu (111) superlattices“, *J. Magn. Magn. Mat.* **135**, 215-220 (1994).
- 9: R. Meckenstock, O. von Geisau, F. Schreiber, E. C. da Silva, and J. Pelzl  
"Photothermally modulated ferromagnetic resonance investigations of epitaxially grown thin Fe (001) films", *J. de Phys. IV*, Volume 4, Seite C7-663(1994)
- 10: O. von Geisau, R. Meckenstock, F. Schreiber, and J. Pelzl  
"Spatially resolved photomodulated microwave absorption and thermal wave images of boron doped silicon", *J. de Phys. IV*, Volume 4, Seite C7-133(1994)
- 11: A. Soliman, F. Schreiber, R. Meckenstock, P. Bödeker, K. Bröhl, J. Pelzl  
“Ferromagnetic Resonance Studies of Anisotropies in Co/Cu(111) Multilayers”, *phys. stat. sol. (b)* **186**, 437 (1994)
- 12: R. Meckenstock, K. Harms, O. von Geisau, and J. Pelzl,  
"Temperature Dependent FMR Investigations on Epitaxial Fe (001) Films with Different Thicknesses", *J. Magn. Magn. Mat.* **148**, 139-240 (1995)

- 13: R. Meckenstock, O. von Geisau, J. A. Wolf, and J. Pelzl  
 „Conventional and Photothermally Modulated FMR Investigations of Anisotropy Fields in an Epitaxial Fe (001) Film“, *J. Appl. Phys.* **77** (12), 6424 (1995).
- 14: R. Meckenstock, O. von Geisau, J. Pelzl  
 „locally Resolved Investigation of Magnetic Properties in Wedged Structures using the Photothermally Modulated Ferromagnetic Resonance Technique“, *IEEE Transaction on Magnetics* **31** (6), 3847-3849 (1995)
- 15: R. Meckenstock, K. Harms, O. von Geisau, J. Pelzl  
 „Locally Resolved Photothermally Modulated Ferromagnetic Resonance Investigation of Magnetic Anisotropies in a (001) Fe Wedge Film“, *J. Appl. Phys.* **79** (11), 8607 (1996)
- 16: R. Meckenstock, K. Harms and J. Pelzl  
 „Photothermal characterization of nanoscaled magnetic materials“, Supplement to Vol.6 of *Progress in Natural Science*, S.243, Verlag: Taylor & Francis, London and Washington (1996)
- 17: M. Kaack, Su Jun, A. Rausch, R. Meckenstock, F. Schreiber, J. Thoen, J. Pelzl,  
 „Investigation of structural and magnetic phase transitions in films by photothermally modulated ferromagnetic resonance“, Supplement to Vol.6 of *Progress in Natural Science*, S.247, Verlag: Taylor & Francis, London and Washington (1996)
- 18: W. Kiepert, H.-J. Obreamski, R. Meckenstock, D. Fournier, U. Zammit, J. Pelzl  
 „Photothermally modulated optical and microwave response from ion implanted semiconductors“, Supplement to Vol.6 of *Progress in Natural Science*, S.515, Verlag: Taylor & Francis, London and Washington (1996)
- 19: R. Meckenstock and J. Pelzl  
 „Investigation of Anisotropy Effects on Interlayer Exchange Coupling by Locally Resolved Photothermally Modulated Ferromagnetic Resonance“, to appear in *J. Appl. Phys.* **81** (8), 15. April (1997)
- 20: D. Kurowski, R. Meckenstock, J. Pelzl, K. Brand, P. Sonntag, P. Grünberg  
 „ferromagnetic resonance and x-ray diffraction of ion irradiated Ag/Fe/Ag-(001)-films“, to appear in *J. Appl. Phys.* **81** (8), 15. April (1997)
- 21: R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Frait  
 „Investigation of Anisotropy Effects and Interlayer Exchange Coupling by Locally Resolved Photothermally Modulated Ferromagnetic Resonance“, to appear in the published conference proceedings of the MRS spring meeting (1997)

## **Tagungsteilnahmen**

### *Nationale Tagungen*

- 1.-7. Jährliche Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
in Münster oder Regensburg, 1990-1996 (1995 Berlin)  
(jeweils 1-2 Poster)
- 8.-12. Workshop des Sonderforschungsbereichs (SFB) 166  
in Riezlern, 1991, 1992, 1993, 1995, 1997  
(jeweils 1 Vortrag)
- 13.,14. Begutachtung zur drei jährigen Verlängerung des SFB 166  
Duisburg Oktober 1992 und 1995  
(jeweils ein Poster mit Vortrag für die Begutachter)
- 15., 16. Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) „Drei-Königs-Treffen“ Magnetismus  
dünner Schichten  
Bad Honnef 3.-5.1. 1995 und 1996  
(jeweils 1 Poster)
17. DFG-Rundgespräch "Magnetische Resonanz an räumlich begrenzten Strukturen"  
Hirschegg, 15. - 20.9.1996  
(Vortrag)

### *Internationale Tagungen*

1. Topical CAMST (Community Action on Magnetic Storage Technology) Meeting on FMR  
Bochum, 27. - 29.5.1991  
(Poster)
2. 12<sup>th</sup> E- MRS (European material research society) Symposium on magnetic ultra thin films multilayers and surfaces  
Lyon Frankreich, 7.-10.9.1992  
(2 Poster)
3. Workshop "Linear and non-linear spin-wave excitations in magnetic films and spheres: Theory and experiment"  
Darmstadt, 14.12.1992  
(Vortrag)
4. 8ITMP<sup>3</sup> (7<sup>th</sup> International Topical Meeting on Photoacoustic and Photothermal Phenomena)  
Pointe-a-Pitre, Guadeloupe (F), 22. - 25.1.1994  
(Poster)

5. International Colloquium to the 14<sup>th</sup> E-MRS Symposium on Magnetic Ultrathin Films Multilayers and Surfaces  
Düsseldorf, 29.8.-2.9.1994  
(Poster)
6. INTERMAG 95 (International Magnetics Conference)  
San Antonio, Texas (USA), 18.-21.4.1995  
(3 Poster)
7. 41<sup>th</sup> MMM 96 (Conference on Magnetism and Magnetic Materials)  
Atlanta, Georgia (USA), 12.-15.11.1996  
(2 Poster)

**Lebenslauf:**

30.4.1965	Geboren in Essen als Sohn von Frieda (geb. Böing) und Ulrich Meckenstock
1971-1975	Besuch der Grundschule an der Von Einemstraße in Essen
1975-1984	Besuch des Maria-Wächtler Gymnasiums in Essen Abschluß: Abitur
Okt. 1984-Okt. 1985	Grundwehrdienst in Schleswig-Holstein
Okt. 1985	Beginn des Physik Studiums an der Ruhr-Universität Bochum
Febr. 1988	Vordiplom in Physik
März 1989	Anfang der Diplomarbeit inklusive Hauptpraktikum
1989-1991	Während des Semesters studentische Hilfskraft
Okt. 1991	freier Mitarbeiter im Sonderforschungsbereich SFB 166
Dez. 1991	Diplomprüfung an der Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr- Universität Bochum erfolgreich abgelegt Thema der Diplomarbeit: „Ferromagnetische Resonanz an Eisen-Nickel-Stapelschichten“
Jan. 1992	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Experimentalphysik VI der Fakultät für Physik und Astronomie
Jan. 1993	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im SFB 166 Projekt G3
Okt. 1996	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik der Ruhr- Universität Bochum

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. J. Pelzl bedanken, insbesondere für die intensive Betreuung und Förderung dieser Arbeit und für seine ständige Diskussionsbereitschaft.

Ein besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. P. Grünberg und den Doktoren M. Schäfer und J.A. Wolf sowie dem Techniker R. Schreiber am Institut für Festkörperforschung 4 des Forschungszentrums Jülich für die Überlassung und Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Proben. Ohne ihre exzellenten Proben wäre eine so detaillierte und exakte Untersuchung der magnetischen Eigenschaften nicht möglich gewesen.

Weiterhin möchte ich mich bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit bedanken. Hervorheben möchte ich dabei Herrn Dipl.-Ing. K. Harms und Herrn Dipl.-Phys. D. Kurowski, bzw. Herrn Dipl.Phys. W. Kiepert, die mich bei der Messung einiger Fe-Einzelschichten, bzw. bei den Berechnungen mit dem finite Elemente-Programm unterstützt haben.

Mein Freund und Kollege Dr. O. von Geisau war wesentlich für das hervorragende Arbeitsklima während dieser Arbeit verantwortlich. Ihm sei besonders für die Beratung bei einigen Computerprogrammen und für die kritische Durchsicht dieser Arbeit gedankt.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwandt habe.

Bochum August 1997 .....