

**Ferromagnetische Resonanz  
an ultradünnen magnetischen  
Einfach- und Mehrfachlagen  
der 3d-Übergangsmetalle  
– Statik und Dynamik**

im Fachbereich Physik  
der Freien Universität Berlin  
eingereichte Dissertation

vorgelegt von  
Jürgen Lindner

November 2002

**Lindner, Jürgen:**

Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle – Statik und Dynamik / Jürgen Lindner. – Als Ms. gedr.. – Berlin : dissertation.de – Verlag im Internet GmbH, 2003  
Zugl.: Berlin, Freie Univ., Diss., 2003  
ISBN 3-89825-606-5

- 1.Gutachter: Prof. Dr. K. Baberschke
- 2.Gutachter: Prof. Dr. P. Fumagalli

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

**Copyright dissertation.de – Verlag im Internet GmbH 2003**

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, auf Datenträgern oder im Internet und der Übersetzung, vorbehalten.

Es wird ausschließlich chlorfrei gebleichtes Papier (TCF) nach DIN-ISO 9706 verwendet.  
Printed in Germany.

dissertation.de - Verlag im Internet GmbH  
Pestalozzistraße 9  
10 625 Berlin

URL: <http://www.dissertation.de>

Meinen Eltern



# Kurzfassung

In dieser Arbeit werden ultradünne magnetische Filme und Schichtstrukturen der 3d-Übergangsmetalle mittels Ferromagnetischer Resonanz untersucht.

Zwei gekoppelte Filme (Zweifachlage) bilden den Prototyp von Vielfachschichten, die bereits für zahlreiche technische Anwendungen Verwendung finden. Sie sind daher von fundamentalem Interesse. Für die Messungen werden einerseits zwei durch eine Kupfer-Zwischenschicht getrennte Nickel-Filme verwendet (symmetrisches System) und andererseits asymmetrische Systeme, bei denen ein Nickel-Film durch Kobalt ersetzt wird. Sowohl Filmpräparation und -charakterisierung als auch die Messungen werden im Ultrahochvakuum durchgeführt. Es ist daher möglich, den Einfluß der Zwischenschicht sowie der weiteren magnetischen Schicht schrittweise am *gleichen System* zu untersuchen. Durch Aufbringen eines zweiten magnetischen Films kann somit die Interlagenkopplung „eingeschaltet“ werden. Somit ist die direkte Beobachtung der Auswirkungen auf das Resonanzsignal des unteren Filmes möglich. Das Verhalten beider Systeme kann mittels einer makroskopischen Beschreibung, die auf Landau-Lifschitz-Gleichungen für die Bewegungen der Magnetisierungsvektoren basiert, beschrieben werden. Man findet zwei Eigenmoden: Bei der sog. akustischen Mode präzedieren die Magnetisierungen beider Filme in Phase, bei der optischen dagegen  $180^\circ$  außer Phase. Es wird gezeigt, wie aus der Analyse dieser Moden die Kopplung in absoluten Einheiten (Energie/Teilchen) ermittelt werden kann. Für die untersuchten Zweifachlagen liegt die Kopplungsstärke im Bereich von einigen  $\mu\text{eV}/\text{Atom}$  bis zu  $100 \mu\text{eV}/\text{Atom}$ . Im Gegensatz zu den meisten anderen Meßmethoden, die für Messungen an gekoppelten Systemen verwendet werden, liefert Ferromagnetische Resonanz Ergebnisse für antiferro- und für ferromagnetisch gekoppelte Systeme in absoluten Energieeinheiten. Es wird demonstriert, daß die *in situ* Methode entscheidende Vorteile im Fall von stark gekoppelten Systemen hat. Die Ergebnisse sind im einzelnen: (i) Die oszillatorische Kopplung wird für Zwischenschichtdicken im Bereich von 2 – 10 Atomlagen in  $\mu\text{eV}/\text{Atom}$  bestimmt. Die Oszillation besteht aus zwei Perioden (2,6 und 5,9 Atomlagen), die theoretisch vorhergesagt wurden. (ii) Die Kopplung zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit. Es wird *erstmalig experimentell* gezeigt, daß diese in einem weiten Bereich einem  $T^{3/2}$ -Gesetz folgt. Das bedeutet, daß der Hauptbeitrag der  $T$ -Abhängigkeit aufgrund thermisch angeregter Spinwellen in den magnetischen Schichten entsteht. (iii) Die kürzere Periode wird durch

erhöhte Grenzflächenrauigkeit stark unterdrückt. Die Grenzflächenmorphologie wird dabei mittels Rastertunnelmikroskopie sowie Elektronenbeugung quantitativ untersucht. (iv) Eine Deckschicht auf der Zweifachlage kann das Vorzeichen der Kopplung ändern. Dabei wird die Deckschicht an demselben System lagenweise erhöht. (v) Wie Messungen der Linienbreite zeigen, wird die Dämpfung der Magnetisierungen durch die Kopplung beeinflusst. Dabei weist die optische Mode eine stärkere Linienverbreiterung als die akustische auf. (vi) Es ist bekannt, daß am Phasenübergang die Linienbreite der Resonanzlinie aufgrund von Spinfluktuationen ansteigt. In gekoppelten Systemen wird dieser Anstieg verändert. Zweifachlagen mit stärkerer Kopplung weisen einen schwächeren Anstieg auf. Daraus folgt, daß das Kopplungsfeld die Fluktuationen unterdrückt.

In Erweiterung der Messungen an Zweifachschichten werden Eisen/Vanadium-Vielfachschichten mit unterschiedlichen Verhältnissen der Eisen- und Vanadiumschichtdicken diskutiert. Es zeigt sich, daß die grundlegenden Ergebnisse der Prototyp-Zweifachlagen auf die Vielfachschichten übertragen werden können. Zusätzlich wird bei diesem System der  $g$ -Faktor entlang verschiedener Kristallrichtungen bestimmt. Dabei wird eine Methode verwendet, mit der durch Messungen des Resonanzfeldes über einen großen Frequenzbereich von 1 – 70 GHz die nötige Genauigkeit erreicht werden kann. Die gemessenen  $g$ -Faktoren hängen vom Verhältnis der Eisen- zu den Vanadiumschichtdicken ab und variieren im Bereich von 2,09 – 2,26. Die Linienbreite als Funktion der Frequenz zeigt zusätzlich zum linearen Gilbert-Term einen Beitrag mit nicht-linearer Frequenzabhängigkeit. Letzterer entsteht durch Zwei-Magnonen Streuprozesse und wird durch die frequenzabhängigen Messungen quantitativ mit theoretischen Rechnungen verglichen.

# Abstract

In this work ultrathin magnetic films and multilayered structures based on 3d-metals are investigated via Ferromagnetic Resonance.

Two coupled films (magnetic bilayer) are the prototype of a multilayer, which are used in various technical applications. The measurements are either carried out using structures consisting of two Ni-layers separated by a Cu spacer layer (symmetrical system) or using asymmetrical systems in which one Ni-film is substituted by a Co-layer. The film preparation as well as the measurements are performed under ultrahigh vacuum conditions. Thus, it is possible to stepwise investigate the influence of the spacer layer and the second magnetic film on the same system. By depositing the second magnetic layer one can „switch on“ the coupling. Therefore, a direct observation concerning the changes of the resonance signal of the bottom film is achieved. The behavior of the systems can be modelled via a macroscopic description using the Landau-Lifshitz-equation of motion for the magnetizations of the two films. Two eigenmodes are found: Within the so-called acoustical mode the two film magnetizations precess in-phase, whereas for the optical mode they rotate  $180^\circ$  out-of-phase. It is shown how the coupling strength can be extracted from the modes in absolute energy units (energy/particle). For the systems within this work the coupling ranges from a few  $\mu\text{eV}/\text{atom}$  up to  $100 \mu\text{eV}/\text{atom}$ . In contrast to most of the other experimental methods used to study interlayer coupling, Ferromagnetic Resonance allows for the determination of the coupling strength for antiferromagnetically as well as for ferromagnetically coupled systems. It is demonstrated that the *in situ* approach has enormous advantages. The results in detail are: (i) The oscillatory coupling for spacer thicknesses in the range 1 – 10 atomic layers is determined in  $\mu\text{eV}/\text{atom}$ . (ii) The coupling shows a strong temperature dependence. It is shown *for the first time* that this dependence follows a  $T^{3/2}$ -law over a wide temperature range. This implies that the main source for the dependence arises from thermally excited spin waves within the ferromagnetic layers. (iii) For rough interfaces the short period of the coupling is strongly reduced. The morphology of the interfaces is quantitatively studied via Scanning-Tunneling Microscopy in combination with electron spectroscopy. (iv) A capping layer on top of the coupled system can change the sign of the coupling. This effect is investigated by successively increasing the cap-layer thickness in steps of atomic layers. (v) As measurements of the linewidth reveal, the coupling influences the damping properties within the

magnetic films. The optical mode shows a stronger broadening compared to the acoustical one. (vi) It is known that the linewidth exhibits an increase at the curie-point due to spin-fluctuations. In coupled systems this increase is affected by the interaction between the films. Systems with stronger coupling present a much weaker increase. Thus, the coupling field acts to suppress the spin-fluctuations.

In extend to the magnetic bilayer systems Fe/V-multilayers, having different relative contents of Fe and V, are investigated. It is shown that the basic concept of Ferromagnetic Resonance in the prototype bilayers can be translated to the multilayer case. Moreover, the  $g$ -value along different crystallographic directions is determined for the multilayers. In order to achieve a high precision a method based on measurements of the resonance field at various frequencies. The  $g$ -values depend on the relative amount of Fe compared to V. The values vary between 2.09 – 2.26. The linewidth as function of the frequency presents, in addition the usual Gilbert-damping, a contribution being non-linear in frequency. This contribution is shown to arise from two-magnon-scattering. Furthermore, it is quantified and compared to theory.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme . . . . .	5
2.2. Grundlagen der FMR an dünnen Filmen . . . . .	13
2.3. Interlagenkopplung . . . . .	21
<b>3. Experimentelle Methoden</b>	<b>25</b>
3.1. Ferromagnetische Resonanz . . . . .	25
3.2. Magneto-optischer Kerr-Effekt . . . . .	32
3.3. Elektronenbeugung und -spektroskopie . . . . .	37
<b>4. Substratcharakterisierung und Probenpräparation</b>	<b>43</b>
4.1. Nickel- und Kobalt-Filme auf Cu(001) . . . . .	43
4.2. Nickel-Filme auf Re(0001) . . . . .	52
4.3. Fe/V-Multilagen auf MgO(001) . . . . .	54
<b>5. FMR an ultradünnen Einfachlagen</b>	<b>57</b>
5.1. Theorie der FMR an ultradünnen Filmen . . . . .	57
5.2. Bestimmung von Anisotropiekonstanten am Beispiel von Ni/Re(0001) . . . . .	69
5.3. Das System Ni/Cu(001) . . . . .	72
5.4. Das System Co/Cu(001) . . . . .	86
<b>6. FMR an gekoppelten ultradünnen Zweifachlagen</b>	<b>93</b>
6.1. Theorie der FMR in gekoppelten ultradünnen Filmen . . . . .	93
6.2. <i>In situ</i> Bestimmung von $J_{\text{inter}}$ . . . . .	101

6.3. Kopplung als Funktion der Zwischenschichtdicke . . . . .	104
6.4. Einfluß von Rauigkeit in der Zwischenschicht . . . . .	109
6.5. Kopplung als Funktion einer Deckschicht . . . . .	111
6.6. Temperaturabhängigkeit der Kopplung . . . . .	113
6.7. Einfluß der Mikrowellenfrequenz . . . . .	120
6.8. Einfluß auf die Linienbreite: Spin-Fluktuationen . . . . .	123
<b>7. FMR an gekoppelten ultradünnen Fe/V-Multilagen</b>	<b>127</b>
7.1. Interlagenkopplung . . . . .	130
7.2. Magnetische Anisotropie, Magnetisierung . . . . .	135
7.3. Frequenzabhängigkeit der Linienbreite: 2-Magnonen Streuung . . . . .	146
<b>8. Der g-Tensor in Ferromagneten</b>	<b>153</b>
8.1. g-Faktor in ferromagnetischen Festkörpern . . . . .	153
8.2. Messung der g-Tensorkomponenten in Fe/V-Multilagen . . . . .	155
<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>163</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>167</b>
A.1. Umrechnung von Größen und Einheiten . . . . .	167
A.2. Kerr-Effekt Messung mit einem PEM . . . . .	168
A.3. Magnetfeld- und Temperaturkalibrierung . . . . .	172
A.4. Messung und Auswertung der FMR-Daten . . . . .	179
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>185</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>189</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>191</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>201</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>205</b>
<b>Danksagung</b>	<b>207</b>

# 1. Einleitung

Eine weitreichende Entdeckung im Dünnschichtmagnetismus ist die Interlagenkopplung in Vielfachschichten<sup>1</sup>: Zwei (oder mehr) dünne Filme wechselwirken über eine genügend dünne nicht-magnetische Zwischenschicht. Der erste experimentelle Nachweis dieser Kopplung gelang Grünberg, der zeigte, daß diese Wechselwirkung antiferromagnetisch sein kann [1]. Seit dieser Entdeckung ist die Interlagenkopplung Objekt intensiver Forschung. Die Tatsache, daß sich in bestimmten gekoppelten Vielfachschichtsystemen durch Anlegen eines äußeren Feldes der elektrische Widerstand um bis zu einige 100% verändern läßt (GMR: „Giant Magnetoresistance“) [2], macht diese Systeme auch für die Anwendung als magnetische Datenspeicher, Schreib-/Lese-Köpfe in Festplatten oder in der Sensortechnik interessant.

**Ziele und Fragestellungen der Arbeit** Trotz des breiten Anwendungsfeldes in der Technologie, sind viele fundamentale Fragestellungen in gekoppelten Schichtsystemen nicht völlig geklärt: (i) Welche intrinsischen Mechanismen bestimmen die Temperaturabhängigkeit der Interlagenkopplung? (ii) Welchen Einfluß haben Deckschichten, die bei Vielfachschichten in der Anwendung stets als Schutzschichten gegen Oxidation verwendet werden müssen? (iii) Welche Prozesse bestimmen die intrinsische magnetische Dämpfung in Vielfachschichten, die das Ummagnetisieren der Schicht bestimmt? (iv) Wie groß ist die Interlagenkopplung in absoluten Energieeinheiten? Die Tatsache, daß die letzte Frage für viele Systeme noch ungeklärt ist, hängt damit zusammen, daß fast alle Meßtechniken keine absolute Bestimmung der Kopplung erlauben. Eine Methode, die eine Messung für ferro- *und* antiferromagnetisch gekoppelte Systeme ermöglicht, ist die Ferromagnetische Resonanz (FMR). Ziel dieser Arbeit war es, durch FMR-Untersuchungen an gekoppelten ultradünnen Filmen obige Fragen zu beantworten. Dazu sollte zunächst ein geeignetes Prototyp-System aus zwei magnetischen Filmen gefunden werden, an dem gezielt intrinsische Abhängigkeiten der Kopplung untersucht werden können. Die Filmpräparation *und* die FMR-Messungen wurden dabei *in situ* im Ultrahochvakuum (UHV) durchgeführt. Dies hat den Vorteil, daß zuerst der noch ungekoppelte untere Film und in einem zweiten Schritt dann das gekoppelte System gemessen werden kann. Somit wird der Einfluß der Kopplung *direkt* beobachtet. Im Hinblick auf obige Fragestellungen wurde die Kopplung als

---

<sup>1</sup>Im Text werden diese auch als Multilagenn bezeichnet.

Funktion der Zwischenschichtdicke, einer Deckschicht, der Temperatur sowie der Rauigkeit der Grenzfläche zur Zwischenschicht betrachtet. Um quantitative Aussagen über die Ober- und Grenzfläche der untersuchten Systeme machen zu können, wurden ergänzende Untersuchungen mittels Rastertunnelmikroskopie (STM: „Scanning Tunneling Microscope“) durchgeführt. Da das Wachstum der Filme entscheidend für die magnetischen Eigenschaften der Zweifachlagen<sup>2</sup> ist, wurden erstmals Ni-Filme, die mit Sauerstoff als „Surfactant“ gewachsen wurden, durch UHV-FMR charakterisiert. Eine separate Betrachtung galt der Linienbreite des Resonanzsignals, um die Frage zusätzlicher, durch die Kopplung induzierter Dämpfungsmechanismen zu behandeln.

Abschließend sollte gezeigt werden, daß das Konzept der FMR an Prototyp-Zweifachlagen prinzipiell auch auf Vielfachschichten übertragen werden kann. Dazu wurden Fe/V-Vielfachschichten untersucht, die aufgrund der in den V-Lagen induzierten Momente große Beachtung erlangt haben [3]. An diesem System wurde auch der  $g$ -Faktor durch frequenzabhängige Messungen im Intervall von 1 – 70 GHz bestimmt und mit Ergebnissen aus Röntgen-Zirkulardichroismus-Messungen (XMCD: „X-Ray Magnetic Circular Dichroism“) aus unserer Gruppe verglichen. Zusätzlich konnte der Hauptbeitrag der magnetischen Dämpfung in den Fe/V-Proben identifiziert werden.

**Grundsätzliches zur FMR** Absorption von Energie im Mikrowellenbereich durch einen Ferromagneten im externen Feld, d. h. FMR, wurde zum ersten Mal bereits 1911 durch Arkad'yev experimentell nachgewiesen [4]. 1923 diskutierte Dorfman theoretisch die Möglichkeit, durch ein Mikrowellenfeld Übergänge zwischen den durch ein magnetisches Feld aufgespaltenen Zeeman-Niveaus zu erzeugen. Seine Überlegungen waren gleichzeitig eine einfache qualitative Erklärung der Experimente von Arkad'yev. Eine quantitative Theorie wurde jedoch erst 1931 von Landau und Lifschitz entwickelt [5]. Die Bewegung der Magnetisierung wird dabei durch eine klassische Bewegungsgleichung (Landau-Lifschitz-Gleichung) beschrieben, in der auch Dämpfungsterme berücksichtigt werden können. Die eindeutige experimentelle Bestätigung der Vorhersagen Landau's gelang rund 15 Jahre später durch Griffiths [6] und parallel durch Zavoiskii [7]. Bei der Analyse ergaben sich jedoch unnatürlich hohe Werte des  $g$ -Faktors der Proben verglichen mit dem für freie Elektronen. Dies lag an der Tatsache, daß in den Resonanzgleichungen nur das externe Feld verwendet wurde. Aufbauend auf einer Arbeit von Bloch über die theoretische Beschreibung der Kernspinresonanz (NMR: „Nuclear Magnetic Resonance“) erweiterte Kittel die Formeln von Landau [8,9]. Er berücksichtigte dabei in einem klassischen Bild die Einflüsse der inneren Entmagnetisierungs- und Anisotropiefelder im Ferromagneten. Damit konnte der Widerspruch der anomal großen  $g$ -Faktoren erklärt werden. Man

---

<sup>2</sup>Als Zweifachlage wird in dieser Arbeit ein System aus zwei ultradünnen magnetischen Filmen bezeichnet, die durch eine nicht-ferromagnetische Zwischenschicht getrennt sind.

---

mußte in den Resonanzformeln nur das externe durch das interne Feld  $H^{int}$  ersetzen. Polder und van Vleck gaben eine quantenmechanische Ableitung der Resonanzgleichungen [10,11], die die klassisch abgeleiteten Formeln unverändert bestätigten. Dies liegt an den großen Quantenzahlen [12]. Es folgten zahlreiche theoretische und experimentelle Arbeiten [13–17], so daß die FMR aus heutiger Sicht als etablierte und gut verstandene Meßmethode angesehen werden muß. Mit zunehmender Probenqualität wurde, neben dem Resonanzfeld, die Linienbreite der Signale mehr und mehr untersucht. Diese gibt bei reinen Proben Auskunft über die intrinsischen Dämpfungsmechanismen [18–24]. Seit den achtziger Jahren entwickelte sich mit dem Aufkommen der ultradünnen Filme mit Dicken von nur wenigen Atomlagen ein neues Feld für die FMR. Die Eigenschaften eines ultradünnen Films können sich erheblich von denen des Volumenkristalls unterscheiden. Das große Verhältnis von Oberflächen- zu Volumenatomen bewirkt bei ultradünnen Filmen, daß viele Eigenschaften – wie etwa die magnetische Anisotropie – stark von der Oberfläche bestimmt werden. So kann sich das Vorzeichen der Anisotropie und damit die leichte Magnetisierungsrichtung sogar umkehren, wenn man die Filmdicke unter einen Grenzwert reduziert. Dieser Effekt wurde mittels FMR gefunden [25] und konnte theoretisch erklärt werden [26]. Das zeigte auch, daß die FMR empfindlich genug ist, Filme von nur einer Atomlage zu detektieren und führte dazu, daß die FMR auch im Dünnsfilmbereich eingesetzt wurde [23,27–29]. Aufgrund ihres relativ aufwendigen apparativen Aufbaus verglichen mit anderen Techniken wie beispielsweise Apparaturen zur Messung des Magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE), gibt es jedoch immer noch vergleichsweise wenig FMR-Untersuchungen. Erste Ansätze zum Verständnis der FMR in gekoppelten Strukturen wurden in [30] gemacht, wo theoretisch und experimentell dünne magnetische Filme auf einem ferromagnetischen Substrat betrachtet wurden. Es zeigte sich, daß die direkte Kopplung an der Grenzfläche zum Auftreten von zwei Resonanzmoden führt. Auch für die Interlagenkopplung zweier ferromagnetischer Filme konnten zwei Resonanzmoden nachgewiesen werden, die mittels einer makroskopischen Theorie auf der Basis von Landau-Lifschitz-Gleichungen für die Magnetisierungen der beiden Filme beschrieben werden können [23,31–33].

**Bisherige Untersuchungen an 3d-Elementen mittels UHV-FMR** FMR-Experimente im UHV werden von unserer Gruppe schon seit rund 20 Jahren durchgeführt. Dies ermöglicht, die Filme ohne Deckschichten zu untersuchen. Dabei wurden im wesentlichen Einfachfilme auf Metallsubstraten untersucht. In [34] wurden Nickel-Filme auf W(110) untersucht. Am Phasenübergang wurde aufgrund der Spin-Fluktuationen ein Ansteigen der Linienbreite beobachtet, aus dem der kritische Exponent der Magnetisierung ( $\beta$ ) ermittelt wurde. Untersuchungen am System Co/W(110) wurden in [35] durchgeführt, es ergab sich aber, daß hier die Struktur des Substrates einen sehr großen Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften der Kobalt-Filme hat. In [36] wurden Nickel-Filme auf Cu(001) untersucht, deren epitaktisches

Wachstum gut verstanden ist [37–41]. Ein Hauptpunkt in [36] war die Untersuchung der Anisotropiekonstanten, die mittels FMR absolut bestimmt werden können. Ni/Cu(001) zeigt einen Reorientierungsübergang der leichten Richtung der Magnetisierung [42,43]. Diese Eigenschaft des Ni/Cu(001)-Systems ist durch ein Zusammenspiel aus Volumen- und Oberflächenanisotropie erklärbar, wobei der entscheidende Beitrag durch die tetragonale Verspannung des Ni-Films zustande kommt [42,44–47]. Eine Übersicht von Resultaten der *in situ* FMR an Einfach-Filmen ist in der Habilitationsschrift von Prof. Farle (Universität Duisburg) [29] zu finden. Die ersten *in situ* Messungen an gekoppelten Zweifachlagen sind in [48,49] beschrieben, jedoch wurden die Spektren nur qualitativ diskutiert. In der vorliegenden Arbeit werden erstmals *in situ* Messungen an gekoppelten Systemen quantitativ analysiert.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kap. 2 werden die Grundlagen der FMR in ultradünnen Filmen erläutert. Die experimentellen Methoden und die jeweiligen Meßgrößen werden in Kap. 3 eingeführt. In Kap. 4 wird die *in situ* Präparation der Substrate und der magnetischen Filme und Mehrfachsichten beschrieben. Kapitel 5 beinhaltet die Ergebnisse für einzelne Ni- und Co-Filme auf Cu(001) sowie für Ni-Filme auf Re(0001). In Kap. 6 werden die Resultate für die gekoppelten Zweifachlagen diskutiert, und Kap. 7 faßt die Ergebnisse für die Vielfachsichten zusammen. Die Bestimmung des  $g$ -Tensors in den Vielfachsichten wird in Kap. 8 diskutiert. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung sowie einem Ausblick (Kap. 9). Im Anhang befinden sich Umrechnungstabellen für Einheiten, Kalibrierungsmessungen sowie eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus für die MOKE-Messungen. Zusätzlich werden die zur Datenerfassung sowie -analyse verwendeten Computer-Programme erklärt.

Abschließend noch einige Hinweise zur Notation: (i) Die Gleichungen in dieser Arbeit wurden zur Verwendung von CGS-Einheiten geschrieben, denn gerade für magnetische Einheiten ist das CGS-System noch sehr gebräuchlich. Umrechnungsfaktoren der wichtigsten magnetischen Einheiten in das SI-System findet man im Anh. A.1. (ii) Skalare werden in dieser Arbeit *kursiv*, Vektoren kursiv mit Pfeil dargestellt ( $\vec{a}$ ). Matrizen und Tensoren werden fett und groß ( $\mathbf{a}$ ) geschrieben. Komplexe Größen erhalten eine Tilde ( $\tilde{a}$ ), die konjugiert komplexe Größe einen hochgestellten Stern ( $\tilde{a}^*$ ) und Operatoren werden durch ein Dach gekennzeichnet ( $\hat{a}$ ). (iii) Als Abkürzungen werden die gebräuchlichsten Ausdrücke verwendet, selbst wenn es sich um englischsprachige handelt. So wird beispielsweise das Rastertunnelmikroskop mit STM bezeichnet. (iv) Die Filmdicke wird in Monolagen-Äquivalenten (ML) gemessen. Eine ML entspricht einer lückenlosen Bedeckung von gerade einer Atomlage. Im Text wird die Filmdicke durch tiefgestellte Indizes angegeben, z. B. bezeichnet Cu<sub>5</sub>Ni<sub>9</sub>/Cu(001) ein System, bei dem zunächst 9 ML Ni und dann 5 ML Cu auf einem Cu(001)-Einkristall deponiert wurden.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme

Magnetische Anisotropie beschreibt den Umstand, daß sich die Grundzustandsenergie eines magnetisches Systems bei Rotation der Magnetisierung verändert. Der Effekt ist i. allg. sowohl bei Drehung relativ zur externen Form der Probe (Formanisotropie) als auch zu den kristallographischen Achsen des Materials (intrinsische, magneto-kristalline Anisotropie) zu beobachten. Richtungen mit minimaler Energie, entlang derer die Magnetisierung ohne äußeres Feld zeigt, heißen leichte Richtungen. Richtungen maximaler Energie heißen schwere Richtungen. Die Magnetische Anisotropieenergie (MAE) ist definiert als die Arbeit  $W_{MAE}$ , die benötigt wird, um die Magnetisierung aus der leichten in eine andere Richtung zu drehen. Erfolgt diese Drehung bei konstanter Temperatur  $T$ , so kann die MAE als Differenz der freien Energie  $F$  zwischen der leichten und der Endrichtung geschrieben werden. Dies folgt, da für ein geschlossenes System (kein Teilchenaustausch)  $dF = -dW - SdT$  ( $S$  ist die Entropie) gilt [50], was bei konstanter Temperatur zu  $dF = -dW$  wird. Dann folgt mit  $dW = dW_{MAE}$   $F_2 - F_1 = \int_1^2 dW_{MAE} = MAE$ . 1 und 2 stehen dabei für den Anfangs- (leichte Richtung) und den Endzustand. Zur Analyse der FMR-Messungen muß ein Ausdruck für  $F$  gegeben sein (siehe Kap. 2.2). Dieser kann bei bekannter Struktur des untersuchten Systems aus allgemeinen Symmetrieüberlegungen phänomenologisch abgeleitet werden. Im folgenden wird zuerst auf die Ursachen der magnetischen Anisotropie eingegangen, dann werden die Ausdrücke der freien Energie für die relevanten Systeme diskutiert.

**Ursachen der MAE** Die wichtigste Wechselwirkung zwischen magnetischen Momenten in einem Ferromagneten ist die Austauschwechselwirkung, denn diese bewirkt das Auftreten der spontanen Magnetisierung unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$ . Sie hängt nur vom Winkel zweier benachbarter magnetischer Momente  $\vec{\mu}_i, \vec{\mu}_j$  ab, nicht jedoch von der relativen Orientierung ihrer Bindungsachse im Kristall und somit nicht von den Ortskoordinaten. Die Austauschwechselwirkung kann daher kein Anlaß für Anisotropien sein. Mikroskopisch gibt es genau zwei Ursachen für die MAE: (i) Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten und (ii) Spin-Bahn(LS)-Kopplung der Spins an das Gitter. Quantenmechanisch sind die beiden

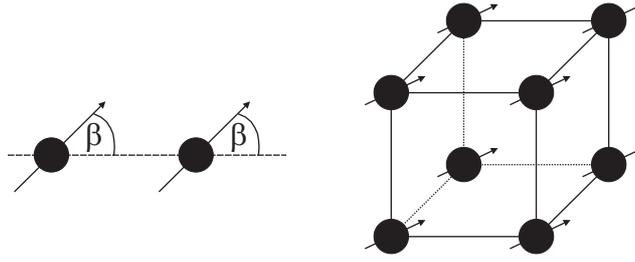
Wechselwirkungen relativistische Korrekturen zum Hamiltonoperator des Spinsystems, die die Rotationsinvarianz der Spinquantisierungsachse aufheben. Trotz der Tatsache, daß Dipol-Dipol- und LS-Kopplung viel schwächer als die Austauschwechselwirkung sind ( $\approx 1 - 100 \mu\text{eV/Atom}$  im Vergleich zu  $\approx 0,1 \text{ eV/Atom}$ ), koppeln sie daher die magnetischen Momente an den Ortsraum. Zu (i): Ein magnetischer Dipol  $\vec{\mu}_i$  erzeugt am Ort  $\vec{r}_i$  das Magnetfeld:

$$H_i(\vec{r}_i) = \frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} \quad (2.1)$$

Ein anderer Dipol  $\vec{\mu}_j$  im Abstand  $\vec{r}_{ij}$  vom ersten hat in dessen Feld die Energie  $E_{Dip} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{H}_i$ :

$$E_{Dip} = \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{ij}^5} \quad (2.2)$$

Aufgrund der regelmäßigen Anordnung der Dipole im Gitter ist die Verbindungsachse  $\vec{r}_{ij}$  der Momente mit den Kristallachsen verbunden. Damit hängt aber die Wechselwirkungsenergie über  $\vec{r}_{ij}$  von der relativen Orientierung der Kristallachsen zur Richtung der magnetischen Momente bzw. der Magnetisierung ab und erzeugt eine Anisotropie. Zu (ii): Die Bahnbewegungen der Elektronen eines festen Aufatoms werden durch die im Kristall vorhandenen elektrischen Felder der benachbarten Atome beeinflusst. Aufgrund der periodischen Anordnung der Atome spiegelt sich die Gitterstruktur in der Symmetrie der elektrischen Felder wieder. Über die LS-Kopplung können die magnetischen Momente und damit die Magnetisierung an die durch das periodische Gitter bestimmten Bahnbewegungen der Elektronen und damit an das Kristallgitter ankoppeln. Eine vereinfachte theoretische Beschreibung liefert die Störungstheorie. Hier wird die LS-Kopplung ( $\hat{H} = -\xi \hat{L} \cdot \hat{S}$ ) gegenüber der Austauschaufspaltung als Störung betrachtet [51]. Sie führt für uniaxiale Systeme in 2. Ordnung und für kubische Systeme in 4. Ordnung Störungstheorie zu einer Energiekorrektur. In dieser Näherung gilt  $\text{MAE} = \alpha \frac{\xi}{4\mu_B} \Delta\mu_L$ , d. h., die Anisotropie ist der Differenz des Bahnmomentes proportional. Die leichte Richtung ist danach diejenige, in der das Bahnmoment und damit das magnetische Moment  $\mu$  am größten ist. In den Parameter  $\alpha$  geht die Bandstruktur ein. Störungstheoretische Ansätze haben zwar den Vorteil geringen Aufwandes, liefern jedoch aufgrund der vereinfachenden Annahmen oft falsche (meist zu große) Werte. Bessere Werte liefern ab initio Methoden, die die LS-Kopplung vollrelativistisch berücksichtigen. Hier wird direkt die Energiedifferenz des Systems zwischen zwei kristallographischen Richtungen berechnet. Dabei muß jedoch die Genauigkeit der Berechnung der totalen Energie des Systems, die im Bereich  $1000 \text{ eV/Atom}$  liegt, äußerst groß sein, weil die Anisotropieenergie nur den sehr kleinen Beitrag von einigen  $\mu\text{eV/Atom}$  zur Gesamtenergie liefert. In den letzten 10 – 15 Jahren wurden erhebliche Fortschritte erzielt [47,52]. Man kann sich in einem von van Vleck entwickelten phänomenologischen Paarwechselwirkungsmodell [53] das Auftreten der Anisotropie plausibel machen. Dazu wird, ohne die mikroskopischen Mechanismen kennen zu müssen, angenommen, daß die Energie  $E_{Paar}$  zweier Momente vom Winkel  $\beta$ , gemessen gegen die Bindungsachse, abhängt. Durch die starke Austauschwechselwirkung



**Abb. 2.1.:** Paar und einfach kubisches Gitter aus magnetischen Atomen.

sollen alle Momente parallel ausgerichtet sein. Abb. 2.1 zeigt dies schematisch für ein Paar aus magnetischen Momenten sowie für eine einfach kubische Einheitszelle. Man entwickelt die Paarenergie in Legendre-Polynome:

$$E_{Paar}(\cos \beta) = A + B \left( \cos^2 \beta - \frac{1}{3} \right) + C \left( \cos^4 \beta - \frac{6}{7} \cos^2 \beta + \frac{3}{35} \right) + \dots \quad (2.3)$$

Der erste Term hängt nicht von  $\beta$  ab, er enthält daher die Austauschenergie. Im zweiten Term ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung enthalten. Dies sieht man, wenn man  $B = -\frac{3\mu^2}{r^3}$  setzt. Dann hat der zweite Term die Form  $E_{Dip} = -\frac{3\mu^2}{r^3} \left( \cos^2 \beta - \frac{1}{3} \right)$ , was der oben diskutierten Wechselwirkungsenergie von Dipolen für den Spezialfall gleicher Dipole entspricht ( $\vec{\mu}_i = \vec{\mu}_j = \vec{\mu}$ ). Im folgenden soll die Anisotropieenergiedichte, d. h. die auf das Volumen normierte Anisotropieenergie  $F_{kub}$  für das einfach kubische Gitter aus Abb. 2.1 berechnet werden.  $F_{kub}$  ergibt sich, wenn man die Paarenergien über alle Paare aufsummiert. Dabei sollen nur nächste Nachbarn berücksichtigt werden sowie die ersten drei Glieder der Entwicklung aus Glg. (2.3). Es seien weiterhin  $(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$  die Richtungskosinus der Magnetisierung, d. h. die Projektionen der Magnetisierung auf die kristallographischen Achsen. Man kann für ein einfach kubisches Gitter und für Atompaaire, deren Bindungsachse entlang der  $x$ -Achse liegt,  $\cos \beta$  durch  $\alpha_x$ , für  $y$ -Paare durch  $\alpha_y$  und für  $z$ -Paare durch  $\alpha_z$  ersetzen. Dann folgt mit der Anzahl der Atome pro Einheitsvolumen  $n$ :

$$\begin{aligned} F_{kub} = \sum_i E_{Paar} &= n \left[ A + B \left( \alpha_x^2 - \frac{1}{3} \right) + C \left( \alpha_x^4 - \frac{6}{7} \alpha_x^2 + \frac{3}{35} \right) \right. \\ &\quad + A + B \left( \alpha_y^2 - \frac{1}{3} \right) + C \left( \alpha_y^4 - \frac{6}{7} \alpha_y^2 + \frac{3}{35} \right) \\ &\quad \left. + A + B \left( \alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) + C \left( \alpha_z^4 - \frac{6}{7} \alpha_z^2 + \frac{3}{35} \right) \right] \\ &= nC (\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4) + \text{const} \\ &= -2nC (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2) + \text{const} \\ &= K_4 n (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2) + \text{const} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Für die Anisotropie interessiert im folgenden nur der winkelabhängige Term in  $F_{kub}$ , die Konstante wird gleich Null gesetzt.  $F_{kub}$  ist dann  $F_{kub} = K_4 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2)$ . Nimmt man

weitere Glieder aus Glg. (2.3) bei der Berechnung von  $F_{kub}$  mit, so ergeben sich weitere nicht verschwindende Terme, die jedoch weitaus kleiner sind, als der  $K_4$ -Term (siehe Glg. (2.8)). Dazu folgendes: (i) Aufgrund der kubischen Symmetrie heben sich die  $B$ -Terme weg. Insbesondere gilt dies auch für die im  $B$ -Term enthaltene Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Für andere Symmetrien (z. B. hexagonale Kristalle) erhält man aber durchaus nicht-verschwindende quadratische Terme [54]. (ii) Es wurde eine unendliche Ausdehnung der Probe angenommen. An Oberflächen wird die Dipolsumme verändert, was zu Korrekturtermen führt. Diese sind jedoch klein [55] und werden im folgenden vernachlässigt. (iii) Die Annahme, daß alle Momente parallel ausgerichtet sind, ist aufgrund der kurzen Reichweite der Austauschwechselwirkung nur für einen gewissen Bereich innerhalb der sog. Lorentz-Kugel um den betrachteten Dipol gegeben. Aufgrund der großen Reichweite der Dipol-Dipol-Wechselwirkung spürt der Dipol jedoch auch die Felder der weiter entfernten. Diesen Einfluß kann man in einer Kontinuumsnäherung mittels des Entmagnetisierungsfeldes beschreiben, das von den Dipolen an den Probenenden erzeugt wird. Es hängt somit von der Probenform ab und führt zur Formanisotropie. Das Entmagnetisierungsfeld eines Rotationsellipsoids ist gegeben durch  $\vec{H}_{Dip} = -\mathbf{N}\vec{M}$ . Der Tensor zweiter Stufe  $\mathbf{N}$  ist der Entmagnetisierungstensor. Für diesen gilt  $\text{Spur } \mathbf{N} = 4\pi$ . Es sei nun angenommen, daß die Koordinatenachsen mit den Hauptachsen des Ellipsoids zusammenfallen, so daß  $\mathbf{N}$  diagonal ist. Für eine Scheibe mit verschwindender Dicke haben die Elemente auf der Diagonalen die Werte  $N_x = N_y := N_{\parallel} = 0$  und  $N_z := N_{\perp} = 4\pi$ . Ein dünner Film mit einer Dicke von einigen ML und der lateralen Ausdehnung von einigen mm kann in guter Näherung als eine solche Scheibe beschrieben werden. Man erhält für die magnetostatische Energiedichte der Scheibe:

$$F_{Dip} = \frac{1}{2V} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{Dip} dV = 2\pi M^2 \cos^2 \theta \quad (2.5)$$

$V$  ist das Probenvolumen und  $\vec{M}$  wurde in Polarkoordinaten angegeben ( $M_z = M \cos \theta$ ). Unter Berücksichtigung eines in der Filmebene isotropen Entmagnetisierungsfaktors würde man  $F_{Dip} = 2\pi (N_{\parallel} - N_{\perp}) M^2 \cos^2 \theta$  erhalten. Die Formanisotropie favorisiert stets eine leichte Magnetisierungsrichtung in der Filmebene und nimmt mit größerer Magnetisierung schnell zu.

**Phänomenologische Beschreibung** Alle in dieser Arbeit verwendeten Proben besitzen tetragonale Symmetrie und werden in (001)-Orientierung gemessen. Für alle folgenden Betrachtungen wird das in Abb. 2.2 gezeigte kartesische Koordinatensystem zugrunde gelegt, dessen Achsen mit den  $\langle 100 \rangle$ -Richtungen übereinstimmen. Die Magnetisierung der Probe und das externe Feld werden durch Polarkoordinaten beschrieben. Dabei bezeichnen Winkel mit Index H die Orientierung des externen Magnetfeldes  $\vec{H}_0$ . Die Azimutwinkel  $\varphi$  und  $\varphi_H$  werden von der  $[100]$ -Richtung in der Probenebene gemessen, die Polarwinkel  $\theta$  und  $\theta_H$  von der  $[001]$ -Richtung. Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Anisotropie nach ihrer Ursache eingeteilt.

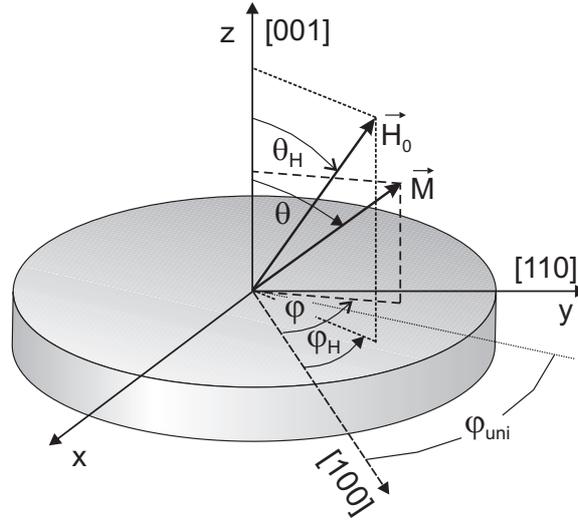


Abb. 2.2.: Koordinatensystem zur Beschreibung der dünnen Filme.

Unabhängig von den physikalischen Mechanismen kann man die Anisotropie auch nach ihrer Symmetrie einteilen.

**Uniaxiale Symmetrie** Der einfachste Fall magnetischer Anisotropie ist die uniaxiale Anisotropie. Hier existiert eine Vorzugsrichtung (c-Achse) im Kristall. Diese liege zunächst parallel zur z-Achse des Koordinatensystems in Abb. 2.2. Man entwickelt nun die freie Energie nach den Richtungskosinus  $\alpha_i = \vec{M}/M \cdot \vec{e}_i$  ( $i = x, y, z$ ) der Magnetisierung bezüglich der kubischen  $\langle 100 \rangle$ -Kristallachsen. Aufgrund der zweizähligen Symmetrie dürfen in der Entwicklung keine ungeraden Potenzen vorkommen, da solche Ausdrücke nicht invariant gegenüber einer Änderung des Vorzeichens eines der  $\alpha_i$  (Drehung der Magnetisierung um  $180^\circ$ ) sind. Die ersten nicht verschwindenden Terme sind:

$$F_{uni,\perp} = -K_{2\perp} \alpha_z^2 - K_{4\perp} \alpha_z^4 = -K_{2\perp} \cos^2 \theta - K_{4\perp} \cos^4 \theta \quad (2.6)$$

Der Index  $\perp$  deutet an, daß die uniaxiale Achse senkrecht zur Filmebene orientiert ist. Außerdem wurden die  $\alpha_i$  in Polarkoordinaten gemäß Abb. 2.2 geschrieben ( $\alpha_x = \sin \theta \cos \varphi$ ,  $\alpha_y = \sin \theta \sin \varphi$  und  $\alpha_z = \cos \theta$ ). Für  $K_{i\perp} > 0$  hat  $F_{uni,\perp}$  ein Minimum, falls  $\vec{M}$  in + oder – Richtung der c-Achse liegt ( $\theta = 0$  bzw.  $\pi$ ). Sind die  $K_{i\perp}$  negativ, ist die c-Achse eine harte Richtung und das System ist stabil, falls  $\vec{M}$  sich in der durch  $\theta = \pi/2$  gegebenen Ebene befindet. Ein Polardiagramm der Glg. (2.6) unter Vernachlässigung von  $K_{4\perp}$  ist in Abb. 2.3 für  $K_{2\perp} > 0$  (a) und  $K_{2\perp} < 0$  (b) gezeichnet. Der Abstand der Oberfläche zum Ursprung des Koordinatensystems gibt den Wert von  $F_{uni}$  in der entsprechenden Richtung an. Man erkennt deutlich die entsprechen Energieminima für das entsprechende Vorzeichen von  $K_{2\perp}$ . Ein Beispiel für ein System mit uniaxialer Anisotropie ist ein Co Volumenkristall. Die leichte Richtung liegt hier parallel zur c-Achse, die durch die strukturelle c-Achse der hcp-Struktur definiert ist. Die Wer-

Metall	$M$ (kG)	$T_C$ (K)	$K_{2\perp}$ ( $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ )	$K_{4\perp}/K_4$ ( $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ )
Fe	1,707	1043	0	3,5
Co	1,400	1388	31,1	9,9
Ni	0,510	627	0	-0,4

**Tabelle 2.1.:** Magnetisierung und Anisotropien von Fe, Co und Ni im Volumen nach [56]. Die Werte der Anisotropien gelten bei Raumtemperatur, die für  $M$  bei 0 K.

te der Anisotropiekonstanten bei Raumtemperatur sowie der Sättigungsmagnetisierung und der Curie-Temperatur für Fe, Co und Ni zeigt Tab. 2.1 Befindet sich die uniaxiale  $c$ -Achse innerhalb der Filmebene gegeben durch den Winkel  $\varphi_u$ , so gilt in erster Ordnung mit  $\varphi' := \varphi - \varphi_u$ :

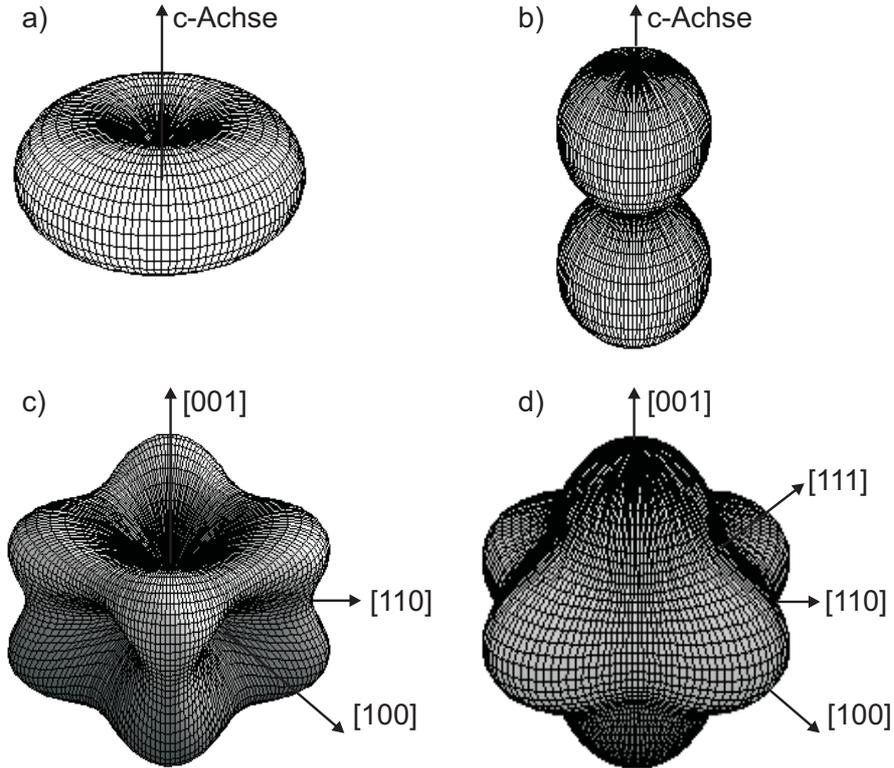
$$\begin{aligned} F_{uni,\parallel} &= -K_{2\parallel}\alpha_x^2 = -K_{2\parallel}\sin^2\theta\cos^2(\varphi - \varphi_u) & (2.7) \\ &= -K_{2\parallel}\sin^2\theta[1 - \sin^2(\varphi - \varphi_u)] = -\frac{K_{2\parallel}}{2}[\cos 2(\varphi - \varphi_u) + 1]\sin^2\theta \end{aligned}$$

Erneut ist für  $K_{2\parallel} > 0$  die  $c$ -Achse die leichte Richtung, nur liegt diese nunmehr in der Filmebene.

**Kubische Symmetrie** Für Kristalle mit kubischer Struktur verschwinden in der Entwicklung nach den  $\alpha_i$  gemischte Terme wie z. B.  $\alpha_x\alpha_y$  sowie sämtliche  $\alpha_i$  mit ungerader Potenz, da sie nicht invariant gegenüber Symmetrieeoperationen in kubischer Umgebung sind. Der erste mögliche Term ist daher  $c_x\alpha_x^2 + c_y\alpha_y^2 + c_z\alpha_z^2$ . Da sich die Terme aber auch bei Austausch zweier  $\alpha_i$  (Tausch der äquivalenten kubischen Achsen) nicht verändern dürfen, folgt  $c_x = c_y = c_z := K_2$ . Für den resultierenden Ausdruck gilt  $K_2(\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2) = K_2$ , d. h., wie erwartet, liefert der uniaxiale  $K_2$ -Term einen konstanten Wert und führt daher nicht zu einer Anisotropie. Die erste erlaubte Kombination ist daher  $K_4(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2)$ . Aufgrund der Relation  $1 - 2(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) = \alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4$  braucht man  $\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4$  nicht zu berücksichtigen, so daß die nächste Kombination  $\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2$  ist. Insgesamt folgt dann:

$$F_{kub} = K_4(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2) + K_6(\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2) + K_8(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2)^2 \quad (2.8)$$

Meist werden jedoch Terme  $K_i$  mit  $i > 6$  vernachlässigt, da die höheren Ordnungen deutlich kleiner sind. Berücksichtigt man nur den  $K_4$ -Term, und liegt die Magnetisierung parallel zu einer der kubischen Achsen, etwa zur  $[100]$ -Richtung, so ist  $\alpha_x = 1$ ,  $\alpha_y = \alpha_z = 0$ . Dann wird  $F_{kub} = 0$ . Liegt die Magnetisierung parallel zur  $[111]$ -Richtung, so ist  $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = 1/\sqrt{3}$  und  $F_{kub} = 1/3K_4$ . Bei positivem Vorzeichen von  $K_4$  ist daher die  $[100]$ -Richtung die leichte, bei negativem Vorzeichen die  $[111]$ -Richtung. In Tab. 2.1 erkennt man, daß die kubischen Systeme Fe und Ni deutlich kleinere Anisotropien besitzen als Co. Der negative (positive)  $K_4$ -Term bei Ni (Fe) zeigt, daß die  $\langle 111 \rangle$  ( $\langle 100 \rangle$ )-Richtungen die leichten sind. Dies ist auch in den



**Abb. 2.3.:** Polarplot der freien Energie für ein uniaxiales System mit a)  $K_2 > 0$  und b)  $K_2 < 0$  sowie einen kubischen Kristall in (001)-Orientierung mit c)  $K_4 > 0$  und d)  $K_4 < 0$ . Zur besseren Darstellung wurden zu den freien Energien jeweils konstante, d. h. winkelunabhängige Terme addiert.

Polardiagrammen der Abb. 2.3(c) und (d) zu erkennen. Mit den Richtungskosinus in Polarkoordinaten erhält man für  $F_{kub}$ :

$$F_{kub} = K_4 \sin^2 \theta - \frac{1}{8} K_4 (\cos 4\varphi + 7) \sin^4 \theta \quad (2.9)$$

**Tetragonale Symmetrie** Der Ausdruck für tetragonale Systeme ist gegeben durch:

$$F_{tet} = -K_2 \alpha_z^2 - \frac{1}{2} K_{4\perp} \alpha_z^4 - \frac{1}{2} K_{4\parallel} (\alpha_x^4 + \alpha_y^4) \quad (2.10)$$

Aufgrund der tetragonalen Verzerrung entsteht eine Vorzugsrichtung, und nur noch zwei der drei kubischen Achsen sind äquivalent. Daher erscheint ein  $K_2$ -Term und der  $K_4$ -Term spaltet in einen Beitrag senkrecht ( $K_{4\perp}$ ) sowie einen Term parallel zur Filmebene ( $K_{4\parallel}$ ) auf. Setzt man  $K_2 = 0$  und  $K_{4\perp} = K_{4\parallel}$ , so erhält man mit der bereits oben benutzten Beziehung  $1 - 2(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) = \alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4$  wieder den Ausdruck für kubische Symmetrie (Glg. (2.8)). Einsetzen der  $\alpha_i$  in Polarkoordinaten liefert:

$$F_{tet} = -K_{2\perp} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta \quad (2.11)$$

Die Polarplots für tetragonale Symmetrie ähneln denen für kubische, nur ist die Energiefläche entlang der z-Achse ([001]) gestaucht oder gedehnt.

Im Hinblick auf die FMR-Messungen muß noch der Zeeman-Term aufgrund eines externen Feldes berücksichtigt werden. Für diesen gilt in Polarkoordinaten:

$$F_{Zee} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 = -MH_0 [\cos \theta_H \cos \theta + \sin \theta_H \sin \theta \cos (\varphi_H - \varphi)] \quad (2.12)$$

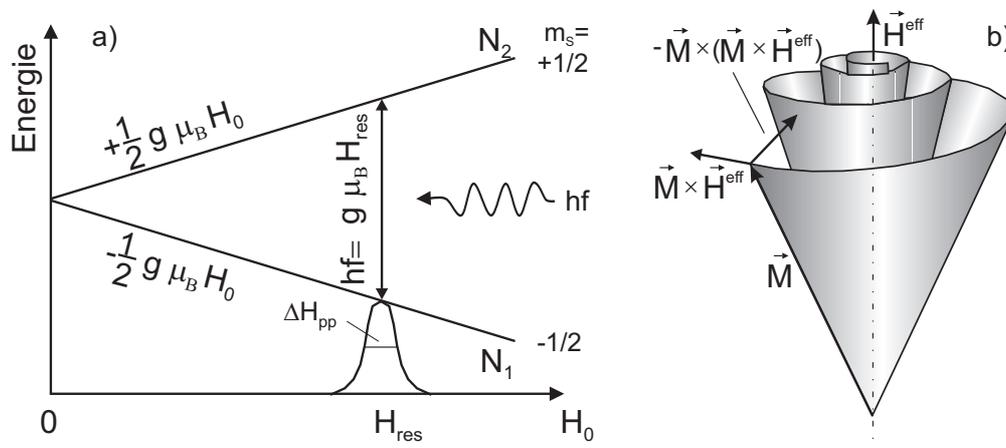
Beschränkt man  $\vec{H}_0$  und  $\vec{M}$  auf eine beliebige Ebene senkrecht zur Filmebene ( $\varphi_H = \varphi$ ), dann gilt  $F_{Zee} = -MH_0 \cos (\theta_H - \theta)$ . Liegen  $\vec{H}_0$  und  $\vec{M}$  in der Filmebene ( $\theta_H = \theta = \pi/2$ ), so ist  $F_{Zee} = -MH_0 \cos (\varphi_H - \varphi)$ . Der Zeeman-Term ist der einzige, der nur vom äußeren Magnetfeld abhängt. Über ihn hat man letztlich die Möglichkeit FMR-Experimente bei konstanter Mikrowellenfrequenz und variablem Feld durchzuführen. Damit ist der endgültige Ausdruck für die freie Energiedichte eines dünnen Filmes mit tetragonaler (als Spezialfall kubischer) Symmetrie aufgrund von Glg. (2.12), (2.10) und (2.5):

$$F = - MH_0 [\cos \theta_H \cos \theta + \sin \theta_H \sin \theta \cos (\varphi_H - \varphi)] + (2\pi M^2 - K_{2\perp}) \cos^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta - K_{2\parallel} \cos^2 (\varphi - \varphi_u) \sin^2 \theta \quad (2.13)$$

In [26] wurde theoretisch gezeigt, daß man für dünne Filme die Anisotropiekonstanten als Summe aus einem Volumen- und einem Oberflächenbeitrag schreiben kann, der mit der reziproken Filmdicke skaliert, d. h.  $K_i = K_i^V + \frac{K_i^{S_1} + K_i^{S_2}}{d}$ . Dabei sind  $S_1$  und  $S_2$  die beiden Grenzflächen des Films. Meist werden hierzu nur die direkten Grenzschichten gezählt, jedoch ist dies nicht zwingend. Bei einem dünnen Film mit geringer werdender Filmdicke wird die Oberflächenanisotropie immer wichtiger. Unterscheidet sich diese von der Volumenanisotropie, kann sich das Verhalten des dünnen Films im Vergleich zum Volumen drastisch ändern. Angemerkt sei noch, daß der Volumenterm  $K_i^V$  nicht die von Volumenkristallen bekannte Anisotropie sein muß. Für Ni/Cu(001) wurde beispielsweise gezeigt, daß ein im Volumenkristall verbotener  $K_2^V$ -Term aufgrund der Verspannungen im Film entsteht und positives Vorzeichen hat, was gemäß Glg. (2.6) zu der beim Ni/Cu(001)-System beobachteten senkrechten leichten Magnetisierungsrichtung führt [36]. Abschließend soll erklärt werden, wann ein Film als „ultradünn“ zu bezeichnen ist. Dazu wird von einem System mit uniaxialer Oberflächenanisotropie ausgegangen, die als  $F_S = -K_2^S \cos^2 \theta$  geschrieben wird.  $K_2^S$  sei positiv, so daß sich die Momente an der Oberfläche parallel zur Filmmormalen einzustellen versuchen. Im Inneren des Films sei die Anisotropie klein, so daß hier der einzige Beitrag zur Anisotropie durch die Formanisotropie  $F_{Dip} = 2\pi M^2 \cos^2 \theta$  gegeben ist. Diese bevorzugt die Ausrichtung der Momente parallel zur Filmebene. Die Frage ist nun, ab welcher Filmdicke es möglich ist, daß sich die Momente im Innern des Films parallel, diejenigen an der Oberfläche jedoch senkrecht zur Filmebene einstellen können. Die Momente werden nicht abrupt von der einen zur anderen Einstellung wechseln, es wird vielmehr einen Übergangsbereich geben, in dem sie sich kontinuierlich von der einen in die andere Richtung drehen. Um dies

zu berücksichtigen, muß die Austauschwechselwirkung zwischen den Momenten in Betracht gezogen werden, die bei nicht paralleler Ausrichtung benachbarter Momente, d. h. räumlich variierender Magnetisierung  $\vec{M}$ , einen Energiebeitrag liefert. Dieser ist für eine Heisenberg-Austauschwechselwirkung durch  $F_{ex} = \frac{A_{ex}}{M^2} \left[ (\nabla \vec{M}_x)^2 + (\nabla \vec{M}_y)^2 + (\nabla \vec{M}_z)^2 \right]$  gegeben [57].  $A_{ex}$  ist die Austausch-Steifigkeitskonstante. In dem konkreten Beispiel gilt  $F_{ex} = A_{ex} \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2$ . Die Summe der Energien  $F_S + F_{Dip} + F_{ex}$  ist ein Funktional des Winkels  $\theta$ , der wiederum eine Funktion der z-Koordinate ist. Durch Variationsrechnung kann man die Funktion  $\theta(z)$  finden, für die die Energie ein Minimum ist. Dies wurde in [23] getan. Dabei konnte gezeigt werden, daß der Übergangsbereich, in dem  $\theta$  als Funktion von  $z$  variiert, durch die Größe  $\delta_{ex} = \sqrt{\frac{A_{ex}}{2\pi M^2}}$  gegeben ist. Ist der Film also dünner als die sog. Austauschlänge  $\delta_{ex}$  müssen alle Momente über die Filmdicke *parallel* ausgerichtet sein. Solche Filme nennt man ultradünn. Man kann dann insbesondere den Term  $F_{ex}$  in den Resonanzgleichungen vernachlässigen, d. h. Austauschfeldeffekte *innerhalb* des Filmes spielen keine Rolle. Für Fe, Co und Ni liegt  $\delta_{ex}$  im Bereich 3 – 7 nm.

## 2.2. Grundlagen der FMR an dünnen Filmen



**Abb. 2.4.:** a) Grundprinzip der FMR (EPR) am Beispiel eines zweifach entarteten Energieniveaus, das im Feld in die beiden Niveaus mit  $m_S = 1/2$  und  $-1/2$  aufspaltet. Zwischen den Niveaus können magnetische Dipolübergänge durch ein elektromagnetisches Feld der Frequenz  $g\mu_B H_0$  erzeugt werden. b) Präzession der Magnetisierung unter dem Einfluß eines Magnetfeldes und Dämpfung.

Zunächst sei ein Festkörper gegeben, in dessen Kristallgitter paramagnetische Atome eingebaut sind, die nicht wechselwirken sollen. Die Atome können somit als quasi isoliert angesehen werden. Die Spins und die Bahnbewegungen der einzelnen Elektronen des  $n$ -ten Atoms erzeugen jeweils einen Drehimpuls, der für das  $i$ -te Elektron mit  $\hat{s}_{n,i}$  bzw.  $\hat{l}_{n,i}$  bezeichnet wird. Bei Russell-Saunders-Kopplung ergibt sich der Gesamtspin des Atoms aus  $\hat{S}_n = \sum_i \hat{s}_{n,i}$  und der

Gesamtbahndrehimpuls aus  $\hat{L}_n = \sum_i \hat{l}_{n,i}$ . Der totale Drehimpuls  $\hat{J}_n$  des Atoms ist dann durch  $\hat{J}_n = \hat{S}_n + \hat{L}_n$  gegeben. Dieser führt zu einem magnetischen Moment  $\hat{\mu}_n = -g_{J_n} \mu_B / \hbar \hat{J}_n$ .  $\mu_B$  ist das Bohrsche Magneton,  $g_{J_n}$  ist der Landésche  $g$ -Faktor des  $n$ -ten Atoms. Im folgenden soll es sich um gleiche Atome handeln, d. h.  $g_{J_n} := g_J$ . Für reinen Bahnmagnetismus ( $J = L$ ) ist  $g_J = 1$ , für reinen Spinmagnetismus ( $J = S$ ) ist  $g_J = 2$ . In einem externen Magnetfeld  $\vec{H}_0$  spalten die Energiezustände zu gegebenem  $J$  in  $2J + 1$  äquidistante Niveaus mit der Energie  $E(m_J) = m_J g_J \mu_B H_0$  auf (Zeeman-Effekt).  $m_J$  ist die magnetische Quantenzahl des Zustandes. Da sich zwei aufeinanderfolgende  $m_J$ 's jeweils um 1 unterscheiden, sind die Abstände der Zeeman-Niveaus  $\Delta E = g_J \mu_B H_0$ . In Abb. 2.4(a) ist die Aufspaltung eines zweifach entarteten Niveaus mit  $S = 1/2$  beispielhaft gezeigt. Durch ein zum statischen Feld senkrechtes elektromagnetisches Wechselfeld der Frequenz  $f$  können zwischen den Niveaus magnetische Dipolübergänge (M1) induziert werden, falls  $hf = g_J \mu_B H_0$  ist. Daraus erhält man die Resonanzbedingung für einen verdünnten Paramagneten (Larmor-Präzession):

$$\omega = \gamma H_0, \quad (2.14)$$

mit  $\omega = 2\pi f$  und dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma = g_J \mu_B / \hbar$  ( $\gamma/2\pi = 2.8$  GHz/kOe für  $g_J = 2$ ). Es spielt prinzipiell keine Rolle, ob man  $\omega$  oder  $H_0$  variiert, um die Resonanzbedingung zu erfüllen. Bei den meisten experimentellen Apparaturen koppelt man jedoch die Mikrowelle mit *festem*  $\omega$  in einen Resonator mit gegebener Resonanzfrequenz ein, in dem sich die Probe befindet, und variiert das externe Magnetfeld  $H_0$  (siehe Kap. 3.1). Dann definiert das Feld, bei dem Absorption stattfindet, das Resonanzfeld  $H_{res}$ . Die Anzahl der Spins, die detektiert werden, liegt im Bereich  $10^{10} - 10^{14}$  [58]. Dabei steigt die Empfindlichkeit bei höheren Frequenzen an. Da große Frequenzen aufgrund von Glg. (2.14) jedoch auch große Magnetfelder erfordern, muß ein Kompromiß gefunden werden. Für Elektronen ohne Bahndrehimpuls, d. h.  $g_J = 2$  erhält man bei der in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Frequenz von  $f = 9$  GHz Resonanzfelder von ca. 3 kOe. Diese können problemlos mit einem einfachen Elektromagneten erzeugt werden (siehe Kap.3.1 und Anh. A.3). Im Unterschied zu den bisher betrachteten quasi-freien Atomen muß in einem Ferromagneten die starke Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden. Diese führt zu einer großen resultierenden Magnetisierung und damit zu starken *internen* Feldern. Zusätzlich wird das interne Feld durch die in Kap. 2.1 diskutierten Anisotropiefelder beeinflusst. In der Resonanzformel muß daher das externe Feld  $\vec{H}_0$  um das zunächst unbekannte interne Feld  $\vec{H}_{\mu_n}^{int}$  am Ort des  $n$ -ten magnetischen Momentes erweitert werden. Damit erhält man die Resonanzgleichung für ferromagnetische Substanzen. Man bezeichnet die resonante Absorption von Mikrowellenstrahlung im Bereich 1 – 100 GHz durch einen *Ferromagneten* mit FMR. Gilt  $\vec{H}_{\mu_n}^{int} = \vec{H}_0$  heißt der Effekt EPR („Electron Paramagnetic Resonance“). Aufgrund der großen Anzahl detektierter Spins und der damit verbundenen hohen Quantenzahlen ist zu erwarten, daß sowohl eine quantenmechanische Beschreibung des Resonanzprozesses als auch eine klassische aufgrund des Korrespondenzprinzips identische Resultate liefern [12]. Betrachtet man

den Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}_n$  als klassischen Vektor mit kontinuierlichen Einstellmöglichkeiten, so ist die zeitliche Änderung von  $\vec{J}_n$  durch das ausgeübte Drehmoment  $\vec{D}_n = \frac{d\vec{J}_n}{dt} \hbar$  gegeben. Das Drehmoment auf das von  $\vec{J}_n$  erzeugte Moment  $\vec{\mu}_n$  ist  $\vec{\mu}_n \times (\vec{H}_{\mu_n}^{int} + \vec{H}_0 + \vec{h}_{\mu_n}^{rf})$ . Dabei ist  $\vec{h}_{\mu_n}^{rf}$  das magnetische Hochfrequenzfeld aufgrund der Mikrowelle. Mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma = |\frac{\vec{\mu}_n}{\vec{J}_n \hbar}|$  folgt dann:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}_n}{dt} = \vec{\mu}_n \times (\vec{H}_{\mu_n}^{int} + \vec{H}_0 + \vec{h}_{\mu_n}^{rf}) \quad (2.15)$$

Durch Aufsummieren der magnetischen Momente erhält man das makroskopische interne Feld  $\vec{H}^{int} = \sum_n \vec{H}_{\mu_n}^{int}$ , das am totalen magnetischen Moment  $\vec{\mu}_t = \sum \vec{\mu}_n$  angreift. Berücksichtigt man dann, daß die Magnetisierung  $\vec{M}$  das magnetische Moment pro Volumen  $V$  darstellt ( $\mu_t/V$ ) und nimmt ein homogenes Mikrowellenfeld  $\vec{h}_{rf}$  über die gesamte Probe an, erhält man:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}^{eff}) \quad (2.16)$$

Dabei wurde die Abkürzung  $\vec{H}^{eff} = \vec{H}^{int} + \vec{H}_0 + \vec{h}_{rf}$  benutzt. Die Beziehung Glg. (2.16) heißt Landau-Lifschitz-Gleichung. Sie folgt auch bei streng quantenmechanischer Ableitung [11].

**Dämpfung** Bis jetzt wurde keine Dämpfung der Präzessionsbewegung der Magnetisierung berücksichtigt.  $\vec{M}$  würde somit für alle Zeiten um die Richtung des internen Feldes präzedieren, und es wäre selbst durch Erhöhen des extern angelegten Feldes nicht möglich die Magnetisierung parallel zur Feldrichtung zu stellen, d. h. die Probe zu sättigen. Quantenmechanisch ausgedrückt heißt dies, daß die durch die Mikrowelle angeregten Zustände im Niveau  $N_2$  der Abb. 2.4(a) eine unendlich lange Lebensdauer besitzen. Ohne Relaxationsmechanismen würde man deshalb eine Delta-Funktion beim Resonanzfeld erwarten. Es existieren jedoch diverse Wege, über die die angeregten Zustände wieder in den Grundzustand relaxieren können. Dadurch wird die Resonanzlinie verbreitert. Linienverbreiterung aufgrund der endlichen Lebensdauer nennt man homogen. Je kürzer die Lebensdauer  $\Delta t$  des angeregten Zustandes ist, um so breiter wird die Resonanzlinie. Die endliche Lebensdauer führt gemäß  $\Delta E \Delta t \approx \hbar$  zu einer Energieunschärfe des Niveaus und damit gilt für die Frequenzbreite der Resonanzlinie  $\Delta f \approx \frac{1}{2\pi \Delta t}$ . Daraus folgt für die Breite der Linie bei konstanter Frequenz  $\Delta H = \left(\frac{\partial H}{\partial f}\right) \Delta f$ . Meist wird als Linienbreite die volle Breite bei halbem Maximalwert verwendet und mit  $\Delta H_{pp}$  bezeichnet. Für eine Lebensdauer von  $\Delta t = 10^{-9}$  s erhält man mit Glg. (2.14) und  $g = 2$  eine Linienbreite von rund 100 Oe. Die verschiedenen mikroskopischen Mechanismen, die in metallischen Filmen den Hauptbeitrag zur Dämpfung liefern, werden in Kap. 5.1 beschrieben. Verbreiterungen aufgrund von Einflüssen der Meßapparatur heißen inhomogen. Ein Beispiel ist etwa ein über die Probe inhomogenes Magnetfeld. Um die Relaxationsprozesse phänomenologisch beschreiben zu können, muß man einen Dämpfungsterm in die Landau-Lifschitz-Gleichung einführen,

der dafür sorgt, daß sich  $\vec{M}$  nach einer gewissen Zeit in die Feldrichtung bewegt. Ein solcher Term wurde zuerst von Landau und Lifschitz diskutiert, indem zum Drehmoment  $\vec{M} \times \vec{H}^{eff}$  der zusätzliche Beitrag

$$\vec{R} = \frac{\eta}{M} \left[ \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) \right] \quad (2.17)$$

addiert wurde.  $\eta$  ist dabei ein dimensionsloser Parameter, der die Stärke der Dämpfung beschreibt. Der Vektor  $\vec{R}$  zeigt zur Richtung des effektiven Feldes und zieht die Magnetisierung somit in dessen Richtung (Abb. 2.4(b)). Die Landau-Lifschitz-Gleichung mit Dämpfung lautet dann:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) + \frac{\gamma \eta}{M} \left[ \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) \right] \quad (2.18)$$

Löst man diese Gleichung nach  $\gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right)$ , so erhält man  $\gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) = \frac{d\vec{M}}{dt} - \frac{\gamma \eta}{M} \left[ \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) \right]$ . Setzt man dies auf der rechten Seite der Glg. (2.18) im zweiten Summanden ein, so folgt:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) + \frac{\eta}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) - \frac{\gamma \eta^2}{M^2} \left\{ \vec{M} \times \left[ \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) \right] \right\} \quad (2.19)$$

Vernachlässigt man den Term  $\propto \eta^2$ , da  $\eta$  für die meisten Stoffe zwischen 0,01 – 0,1 liegt, so erhält man:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \left( \vec{M} \times \vec{H}^{eff} \right) + \frac{\eta}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.20)$$

Der Dämpfungsterm in dieser Gleichung wurde von Gilbert eingeführt und heißt Gilbert-Dämpfungsterm. Er ist für kleine Dämpfungsparameter  $\eta$  mit dem Term nach Landau und Lifschitz identisch. Der Gilbert-Term wird auch in dieser Arbeit verwendet. Dabei wird wie üblich der Dämpfungsparameter als  $G := \eta\gamma M$  geschrieben.  $G$  ist dann der sog. Gilbert-Dämpfungsparameter und hat die Einheit Hz.

**Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung für einfache Fälle** (i) Zunächst sei nur ein externes Feld parallel zur z-Achse angelegt  $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_z$ . Es seien keine Mikrowelle ( $\vec{h}_{rf} = 0$ ), keine Dämpfung ( $\eta = 0$ ) und keine internen Felder ( $\vec{H}^{int}$ ) vorhanden. Für die Magnetisierung nimmt man eine Zeitabhängigkeit  $\propto e^{i\omega t}$  an und setzt  $\vec{M} = (m_x \vec{e}_x + m_y \vec{e}_y + m_z \vec{e}_z) e^{i\omega t} + M_S \vec{e}_z$ , d. h., die statische z-Komponente stimme fast mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  überein. Man erhält dann mit Glg. (2.20):

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -\gamma H_0 m_y \\ i\omega m_y &= \gamma H_0 m_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Nach Auflösen nach den  $m_i$  folgt  $\omega := \omega_0 = \gamma H_0$  und damit  $m_y = -im_x$ . Damit gilt  $\vec{M} = (m_x \vec{e}_x - im_x \vec{e}_y) e^{i\omega_0 t} + M_S \vec{e}_z$ . Mit  $-i = e^{-i\pi/2}$  erhält man für den Realteil  $\vec{M} =$

$m_x \cos \omega_0 t \vec{e}_x + m_x \sin \omega_0 t \vec{e}_y + M_S \vec{e}_z$ , d. h., die Magnetisierung dreht sich in einer Kreisbahn um die durch das Feld gegebene z-Achse mit der Frequenz  $\omega_0 = \gamma H_0$  (Larmor-Frequenz). Dies entspricht der Glg. (2.14).

(ii) Die Situation sei die gleiche wie in (i), nur seien zusätzlich ein Mikrowellenfeld  $\vec{h}_{rf} = (h_{rf,x} \vec{e}_x + h_{rf,y} \vec{e}_y + h_{rf,z} \vec{e}_z) \cdot e^{i\omega t}$  und ein Gilbert-Dämpfungsterm vorhanden. Letzterer sei wieder durch den dimensionslosen Parameter  $\eta$  gegeben. Es folgt aus Glg. (2.20);

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= -(\gamma H_0 + i\omega\eta) m_y - \gamma M_S h_{rf,y} \\ i\omega m_y &= \gamma M_S h_{rf,x} + (\gamma H_0 + i\omega\eta) m_x \\ i\omega m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Dabei wurden Produkte aus den kleinen Größen  $h_{rf,i}$  und  $m_i$  vernachlässigt. Erneut ist  $m_z = 0$ . Es werden die folgenden Fälle der Glg. (2.22) betrachtet:

(a)  $\vec{h}_{rf} = 0$ , d. h., es gibt kein Mikrowellenfeld, jedoch ist  $\eta \neq 0$ . Nach Auflösen der Glg. (2.22) nach den  $m_i$  gilt nun  $\omega = \frac{\omega_0}{1-i\eta}$  und damit erneut  $m_y = -im_x$ . Es folgt dann  $\vec{M} = (m_x \vec{e}_x - im_x \vec{e}_y) \exp(i\frac{\omega_0}{1+i\eta^2}t) \cdot \exp(-\eta\frac{\omega_0}{1+i\eta^2}t) + M_S \vec{e}_z$ . Dabei wurde  $\omega$  in Real- und Imaginärteil zerlegt. Wieder bewegt sich also die Magnetisierung auf einer Kreisbahn um die z-Achse. Die Bewegung ist aber gedämpft, d. h., x- und y-Komponente werden immer kleiner, bis  $\vec{M}$  parallel zur z-Achse gerichtet ist. Damit ergibt sich unter dem Einfluß der Dämpfung eine spiralförmige Bahn, die in Abb. 2.4(b) dargestellt ist.

(b)  $\eta = 0$ , es gibt jedoch ein Mikrowellenfeld, das in y-Richtung schwingen soll ( $\vec{h}_{rf} = h_{rf,y} \vec{e}_y$ ). Man erhält aus Glg. (2.22) sofort  $m_y = -i\frac{\omega}{\omega_0} m_x$  und damit  $m_x = i\frac{\gamma M_S \omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \cdot h_{rf,y}$ . Läuft die Frequenz des Mikrowellenfeldes gegen die Larmor-Frequenz ( $\omega = \omega_0$ ), so wachsen  $m_x$  und das um  $\pi/2$  phasenverschobene  $m_y$  rasch an (die Divergenz kommt von der Vernachlässigung der Dämpfung). Dies bedeutet, daß der Winkel zwischen  $\vec{M}$  und der z-Richtung anwächst, was einer Energiezunahme des Systems entspricht. Das System entnimmt diese Energie dem Strahlungsfeld und somit ist die Vergrößerung des Öffnungswinkels das klassische Analogon zur Anregung in das energetisch höhere Niveau  $N_2$  (siehe Abb. 2.4).

(c)  $\eta \neq 0$  und  $\vec{h}_{rf} \neq 0$ . Die Lösung für die zeitabhängigen Komponenten ist dann:

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{-i\omega\gamma M_S}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2} h_{rf,y} - \frac{(\omega_0 + i\omega\eta) \gamma M_S}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2} h_{rf,x} \\ m_y &= \frac{i\omega\gamma M_S}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2} h_{rf,x} - \frac{(\omega_0 + i\omega\eta) \gamma M_S}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2} h_{rf,y} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Mit den Abkürzungen

$$\tilde{\chi} = \frac{(\omega_0 + i\omega\eta) \omega_M}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2}, \quad \tilde{\kappa} = \frac{\omega \omega_M}{(\omega_0 + i\omega\eta)^2 - \omega^2}, \quad \omega_M = -\gamma M_S \quad (2.24)$$

kann man den Zusammenhang zwischen den zeitabhängigen Magnetisierungskomponenten und dem Mikrowellenfeld in Matrixform schreiben:

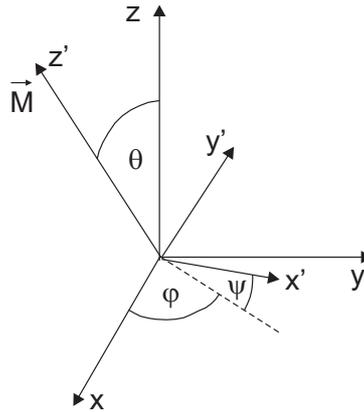
$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \chi \cdot \begin{pmatrix} h_{rf,x} \\ h_{rf,y} \\ h_{rf,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\chi} & -i\tilde{\kappa} & 0 \\ i\tilde{\kappa} & \tilde{\chi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_{rf,x} \\ h_{rf,y} \\ h_{rf,z} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$\chi$  ist der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor. Man erhält aus Glg. (2.25) für Real- und Imaginärteile der komplexen Elemente  $\tilde{\chi}$  und  $\tilde{\kappa}$ :

$$\begin{aligned} \chi' &= \frac{\omega_M \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_M \omega^2 \eta^2 \omega_0}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \eta^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \eta^2}, & \chi'' &= \frac{\omega_M \omega \eta [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \eta^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \eta^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \eta^2} \\ \kappa' &= \frac{-\omega_M \omega [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \eta^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \eta^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \eta^2}, & \kappa'' &= \frac{2\omega_0 \omega^2 \eta \omega_M}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \eta^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \eta^2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Die Realteile beschreiben die Dispersion, die Imaginärteile die Absorption. Ohne Dämpfung ( $\eta = 0$ ) verschwinden daher die Imaginärteile. Alle 4 Einträge von  $\chi$  sind vom externen Feld abhängig und haben ihr Maximum bei  $\omega = \omega_0$  und damit beim Resonanzfeld  $H_0$ . Ist man also an einer Messung der Resonanzlinie interessiert, so braucht man nicht den gesamten Tensor  $\chi$  zu bestimmen. Es reicht vielmehr, eine der Komponenten zu ermitteln. In dieser Arbeit wurde in Absorption gemessen. Der Zusammenhang zwischen der in einer Probe absorbierten Mikrowellenleistung und  $\chi$  kann aus dem Pointingschen Satz hergeleitet werden [59]. Falls sich die Probe an einem Ort mit maximalem  $\vec{h}_{rf}$ -Feld der Frequenz  $\omega$  befindet, gilt für die absorbierte Leistung  $P = -\frac{\omega}{2} \cdot \text{Im} \left( \vec{h}_{rf}^* \cdot (\chi + 1) \cdot \vec{h}_{rf} \right)$  [59]. Benutzt man in x- bzw. y-Richtung linear polarisierte Mikrowellen, d. h.  $\vec{h}_{rf} = h_{rf,x} \vec{e}_x \cdot e^{i\omega t}$  bzw.  $\vec{h}_{rf} = h_{rf,y} \vec{e}_y \cdot e^{i\omega t}$ , so folgt für die beiden Fälle  $P = \frac{\omega}{2} \chi'' h_{rf,x(y)}^2$ . Daß das Ergebnis für beide Polarisierungen gleich ist, gilt i. allg. nur bei dem hier diskutierten Beispiel, in dem  $\vec{M}$  auf einer Kreisbahn präzediert. Nur dann sind die Diagonalkomponenten von  $\chi$  identisch. Liegen jedoch Anisotropien vor, präzediert  $\vec{M}$  auf einer ellipsenförmigen Bahn (siehe Kap. 5), so daß dann  $\chi_{xx} \neq \chi_{yy}$  wird. Dann muß zur Messung von  $\chi_{xx}(\chi_{yy})$  eine in x-(y)Richtung polarisierte Welle verwendet werden. Durch Messung der Mikrowellenabsorption als Funktion des externen Feldes mittels linear polarisierter Mikrowellen kann somit der Imaginärteil der Diagonalkomponente von  $\chi$  *parallel* zum Mikrowellenfeld ermittelt werden (siehe auch Kap. 3.1). Um die Nicht-Diagonalelemente von  $\chi$  zu bestimmen, muß das Mikrowellenfeld eine x- und eine y-Komponente haben, wie man an der Formel für  $P$  sehen kann.

**Allgemeine Resonanzformel** Eine einfache Methode zur Berechnung der Resonanzfrequenz bzw. des Resonanzfeldes wurde von Smit und Beljers und unabhängig von Suhl entwickelt [60,61]. In dieser Beschreibung wird die Bewegungsgleichung anstatt durch das effektive Feld  $H^{eff}$  durch die freie Energie  $F$  ausgedrückt. Der Vorteil besteht darin, daß es



**Abb. 2.5.:** Eulersche Winkel zur Beschreibung der Drehung von Koordinatensystemen.

oft leichter ist, die Form von  $F$  aus Symmetrieüberlegungen zu gewinnen (siehe oben). Zum gleichen Ergebnis wie [60,61] gelangte Gilbert durch Lösen einer Lagrange-Gleichung für die Bewegung der Magnetisierung [62]. Die Magnetisierung wird dabei als klassischer Kreisel mit Trägheitsmoment  $I$  betrachtet. Abbildung 2.5 zeigt nun den Übergang von dem raumfesten  $(x, y, z)$ -Koordinatensystem in ein anderes kartesisches System  $(x', y', z')$ , in dem sich die  $z'$ -Achse mit der Magnetisierung mitbewegt. Die Transformation kann eindeutig durch die drei sog. Eulerschen Winkel  $\varphi, \theta, \psi$  beschrieben werden. Die kinetische Energie  $E_{kin}$  ist dann gegeben durch  $E_{kin} = \frac{I}{2} (\dot{\chi} + \dot{\varphi} \cos \theta)^2$ . Damit ergibt sich die Lagrange-Funktion des Systems zu  $L = E_{kin} - E_{pot}(\varphi, \theta)$ , wobei  $E_{pot}$  die potentielle Energie ist. Die Lagrange'sche Bewegungsgleichung ist  $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$ , wobei die  $q_i$  die verallgemeinerten Koordinaten, d. h. im konkreten Fall  $\varphi, \theta$  und  $\psi$ , sind. Man erhält dann die drei Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[ I (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta) \cos \theta \right] + \frac{\partial E_{pot}}{\partial \varphi} &= 0 \\ I (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta) \dot{\varphi} \sin \theta + \frac{\partial E_{pot}}{\partial \theta} &= 0 \\ \frac{d}{dt} \left[ I (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta) \right] &= 0 \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die letzte Gleichung zeigt, daß  $I (\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta) = \text{const}$  ist. Dies ist gerade der Drehimpuls der Magnetisierung ausgedrückt im  $(x', y', z')$ -System wie beispielsweise in [63] gezeigt wird. Gemäß der Landau-Lifschitz-Gleichung ist der Drehimpuls der Magnetisierung gleich  $M_S/\gamma$  und damit ergibt sich für die zwei übrigen Lagrange-Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{M_S}{\gamma} \dot{\theta} \sin \theta &= \frac{\partial F}{\partial \varphi} \\ -\frac{M_S}{\gamma} \dot{\varphi} \sin \theta &= \frac{\partial F}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Dabei wurde berücksichtigt, daß  $E_{pot}$  durch die freie Energie  $F$  des Systems gegeben ist. Man nimmt nun an, daß die Präzession auf nur kleine Änderungen  $\delta\theta$  bzw.  $\delta\varphi$  um die Gleichge-

wichtslage  $(\theta^0, \varphi^0)$  beschränkt ist. Dann gilt  $\theta = \theta^0 + \delta\theta$ ,  $\varphi = \varphi^0 + \delta\varphi$ . Man kann die ersten Ableitungen der freien Energie um die Gleichgewichtsposition nach  $\delta\varphi$  und  $\delta\theta$  entwickeln und sich dabei auf die linearen Terme beschränken:

$$F_\theta = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\varphi}\delta\varphi, \quad F_\varphi = F_{\varphi\theta}\delta\theta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi \quad (2.29)$$

Dabei müssen die Ableitungen an den Gleichgewichtspositionen, d. h.  $F_{\theta\theta}|_{\theta^0}$  usw., gebildet werden. Man sucht nach periodischen Lösungen  $\delta\theta, \delta\varphi \sim \exp(i\omega t)$ , da die Schwankungen um die Gleichgewichtsposition durch die periodische Anregung des Mikrowellenfeldes mit der Frequenz  $\omega$  verursacht werden. Damit gilt  $\dot{\theta} = i\omega\delta\theta$  und  $\dot{\varphi} = i\omega\delta\varphi$ . Berücksichtigt man noch, daß für kleine Schwankungen  $\sin(\theta^0 + \delta\theta) = \sin\theta^0 \cos\delta\theta + \cos\theta^0 \sin\delta\theta \approx \sin\theta^0 + \cos\theta^0\delta\theta \approx \sin\theta^0$  gilt, so erhält man aus Glg. (2.28):

$$\left( \frac{i\omega M_S}{\gamma} \sin\theta^0 - F_{\varphi\theta} \right) \delta\theta - F_{\varphi\varphi}\delta\varphi = 0 \quad (2.30)$$

$$\left( -\frac{i\omega M_S}{\gamma} \sin\theta^0 - F_{\varphi\theta} \right) \delta\varphi - F_{\theta\theta}\delta\theta = 0 \quad (2.31)$$

Der Faktor  $\exp(i\omega t)$  wurde dabei bereits gekürzt und es wurde ausgenutzt, daß gemäß des Schwarzschen Lemmas  $F_{\varphi\theta} = F_{\theta\varphi}$  gilt, da die freie Energiedichte stetige partielle zweite Ableitungen besitzt. Man kann dieses homogene Gleichungssystem in Matrixform schreiben:

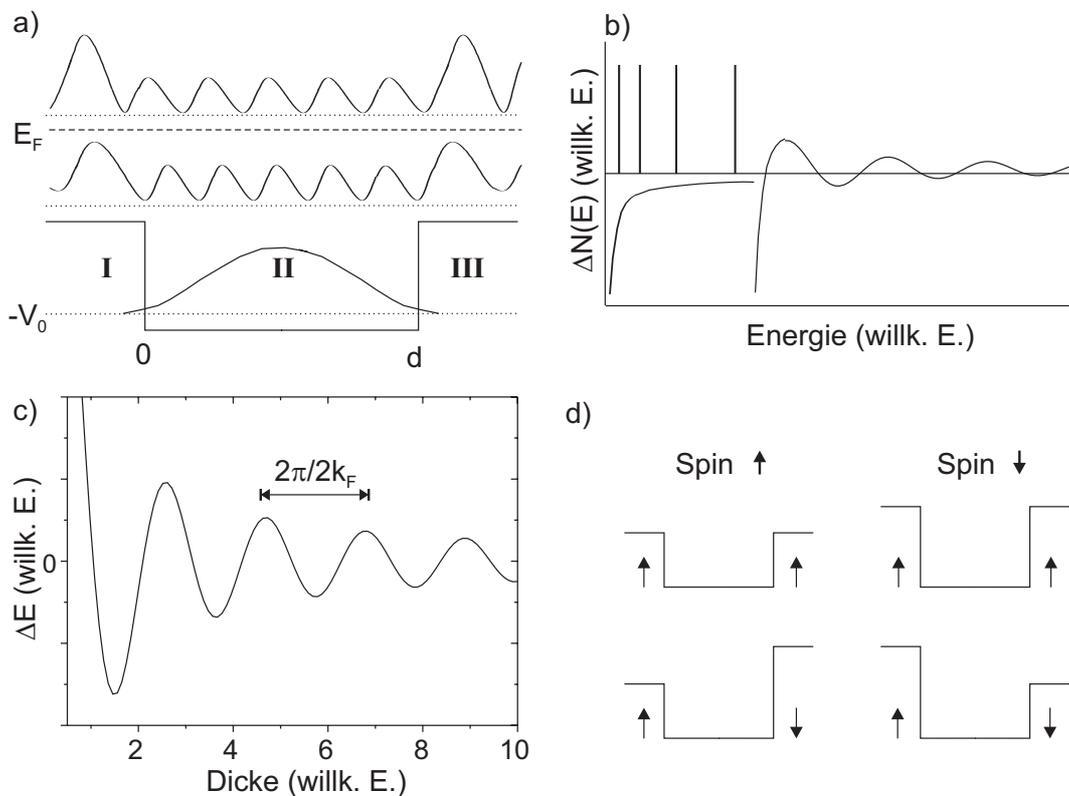
$$\begin{pmatrix} F_{\varphi\theta} + \frac{i\omega}{\gamma} \cdot M_S \sin\theta^0 & F_{\varphi\varphi} \\ F_{\theta\theta} & F_{\varphi\theta} - \frac{i\omega}{\gamma} \cdot M_S \sin\theta^0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \delta\theta \\ \delta\varphi \end{pmatrix} = 0 \quad (2.32)$$

Dieses Gleichungssystem hat eine Lösung, falls die Koeffizientendeterminante gleich Null ist, d. h.  $F_{\theta\varphi}^2 - F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} + \omega^2\gamma^{-2}M_S^2 \sin^2\theta^0 = 0$ . Dies führt schließlich zu der folgenden Bedingung für die Resonanzfrequenz:

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \frac{(F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)}{M^2 \sin^2\theta^0} = 0 \Rightarrow \frac{\omega}{\gamma} = \frac{1}{M_S \sin\theta^0} \sqrt{(F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)} \quad (2.33)$$

Voraussetzung ist also, daß man einen Ausdruck für die freie Energiedichte  $F$  des Systems und die Gleichgewichtsposition von  $\vec{M}$  kennt. Nach Einsetzen des konkreten Ausdrucks für  $F$ , erhält man durch Auflösen der Gleichung nach dem externen Feld eine Gleichung für das Resonanzfeld  $H_{res}$ . Das Verfahren nach Smit, Beljers und Suhl ist sehr allgemein und gilt daher als Standardmethode. Wie in [64] demonstriert wird, kann die Methode so erweitert werden, daß sie einen Ausdruck für die Suszeptibilität und damit die ganze FMR-Linienform einschließlich der Linienbreite liefert, der ebenfalls nur die Ableitungen von  $F$  nach den Winkeln enthält. Schließlich kann die Methode auf gekoppelte Systeme ausgeweitet werden, was in Kap. 6 erläutert wird. Die Glg. (2.33) zeigt, daß mit einer FMR-Messung die Krümmung der Energiefläche von  $F$ , die durch die zweiten Ableitungen gegeben ist, „abgetastet“ werden kann. Dadurch können magnetische Anisotropien (Kap. 5) und Interlagenkopplungen (Kap. 6) sehr empfindlich gemessen werden. Zusätzlich kann über  $\gamma$  der  $g$ -Faktor bestimmt werden (Kap. 8).

## 2.3. Interlagenkopplung



**Abb. 2.6.:** Prinzip der Interlagenkopplung (schematisch) a) Energiezustände im Potentialtopf („quantum well“). b) Änderungen der Zustandsdichte eines Potentialtopfsystems bezogen auf die Volumenzustandsdichte als Funktion der Energie. c) Änderungen der Gesamtenergie eines Potentialtopfes als Funktion der Breite des Topfes. d) Potentialverläufe für „Spin up“ und „Spin down“ Elektronen in einer ferromagnetisch (oben) und antiferromagnetisch (unten) gekoppelten Zweifachlage.

1986 zeigte Grünberg, daß zwei Fe-Schichten über eine Cr-Zwischenschicht antiferromagnetisch koppeln können [1]. Parkin wies den oszillatorischen Charakter der Interlagenkopplung nach [65]. Nach diesen Entdeckungen wurden zahlreiche theoretische Ansätze entwickelt, um das Phänomen zu erklären. Eine Übersicht der verschiedenen Theorien findet man in [66,67]. An dieser Stelle soll eine vereinfachte, Beschreibung des Effekts gegeben werden, die sich an [66] anlehnt. Sie verdeutlicht die entscheidenden Mechanismen. Es wird ein eindimensionaler Potentialtopf („quantum well“) betrachtet (Abb. 2.6(a)). Für Energien  $-V_0 < E < 0$  besitzt das System diskrete Energieeigenwerte, die zu gebundenen Zuständen gehören. Diese entstehen durch konstruktive Interferenz der im Potentialtopf mehrfach reflektierten Wellenfunktionen. In den klassisch verbotenen Regionen I und III fallen die Wellenfunktionen exponentiell ab. Die Tatsache, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in den Regionen I und III  $\neq 0$  ist, bildet die Grundlage zum Verständnis des Tunnelleffekts. Für Energien  $E > 0$  ist das Energiespektrum kontinuierlich, d. h., es existieren zu jeder Energie Streuzustän-

de mit oszillatorischem Verhalten der Wellenfunktionen. Im Gegensatz zu einer klassischen Beschreibung, bei der die Teilchen durch das Potential höchstens abgebremst werden können, ist bei quantenmechanischer Beschreibung der Reflexionskoeffizient i. allg. von Null verschieden. Nur für gewisse Energien, für die gerade ein ganzzahliges Vielfaches der halben de Broglie-Wellenlänge in den Potentialtopf paßt, ist der Reflexionskoeffizient 0. Diese sog. Resonanzen haben gerade die Energieeigenwerte, die gebundene Zustände bei unendlich hohem Potentialtopf hätten. In Abb. 2.6(a) sind ein resonanter sowie ein nicht-resonanter Streuzustand eingezeichnet. Als nächstes muß die Zustandsdichte  $N$  des Quantentrogsystems betrachtet werden. Dabei sei  $n_{I/III}(E)$  die Volumen-Zustandsdichte pro Einheitslänge für das Material, aus dem die Regionen I und III bestehen,  $n_W(E)$  diejenige des Materials aus dem der Potentialtopf besteht. Volumen-Zustandsdichte bedeutet die Zustandsdichte *freier* Elektronen. Die Änderung der Zustandsdichte des Quantentrogsystems verglichen mit der des Volumens ist gegeben durch  $\Delta N(E, d, L) = N(E, d, L) - Ln_{I/III}(E) - dn_W(E)$ . Sind die Regionen I und III halbunendlich, d. h. geht deren Länge  $L$  gegen Unendlich, so sind die Änderungen  $\Delta N$  unabhängig von  $L$ . Daher wird ab jetzt nur noch  $\Delta N(E, d)$  betrachtet. Den schematischen Verlauf von  $\Delta N(E, d)$  zeigt Abb. 2.6(b). Für die gebundenen Zustände bei  $E < 0$  ist die Änderung der Zustandsdichte negativ, da verglichen mit dem Volumen-Material weniger Zustände vorhanden sind. Da die Volumenzustandsdichte für freie Elektronen wie  $\sqrt{E}$  verläuft, zeigt sich dieser funktionale Verlauf auch in  $\Delta N(E, d)$ . Nur bei den scharfen Energiewerten der gebundenen Zustände ergeben sich positive Änderungen im Form von Delta-Funktionen. Für positive Energien findet man ein oszillatorisches Verhalten, wobei die Resonanzen, die den gebundenen Zuständen im unendlich hohen Potentialtopf entsprechen, zu positiven Änderungen der Zustandsdichte führen. Je näher die Energien der Potentialkante bei  $E = 0$  kommen, desto schärfer und größer werden die positiven Zustandsdichteänderungen aufgrund der Resonanzen. Mit breiter werdendem Potentialtopf ändern sich einerseits die Positionen der Delta-Funktionen (Energieeigenwerte) für negative Energien, andererseits verschieben sich auch die Energiewerte der Resonanzen, so daß sich bei fester Energie als Funktion der Potentialtopfbreite Resonanzen mit nicht-resonanten Zuständen abwechseln. Dies führt dann ebenfalls zu oszillatorischen Änderungen der Zustandsdichte. Die Schwankungen in der Zustandsdichte machen sich auch bei der totalen Energie des Systems bemerkbar, die man erhält, wenn man die Zustände bis zum Fermi-Niveau auffüllt. In [66] wird gezeigt, daß für den Grenzfall großer Potentialtopfbreiten die Energieänderungen durch folgenden Ausdruck gegeben sind:

$$\Delta E(d) = \frac{\hbar}{\pi} \frac{v_F}{2} |R|^2 \frac{1}{d} \sin(2k_F d) \quad (2.34)$$

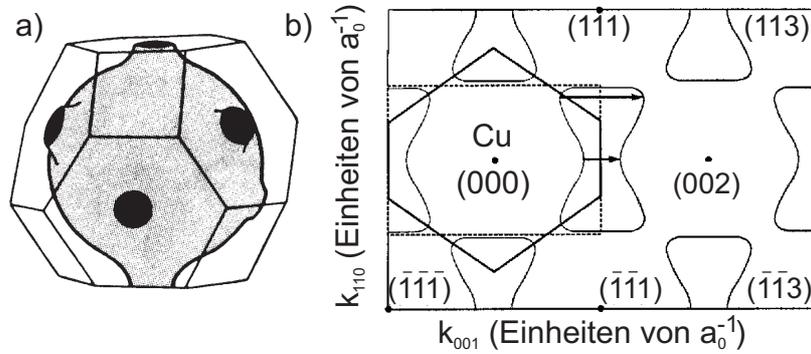
$v_F = \hbar k_F / m_e$  ist die Fermigeschwindigkeit der freien Elektronen (Masse  $m_e$ ) im Volumen und  $|R|$  der Reflexionskoeffizient an den Potentialkanten. Die Funktion ist in Abb. 2.6(c) dargestellt. Man sieht, daß die Periode der Oszillationen durch die Wellenzahl  $k_F$  an der Fermikante, und die Amplitude durch den Reflexionskoeffizienten gegeben wird. Elektronen an der Fermi-Kante

tragen also am meisten zu den Oszillationen bei. Energieoszillationen dieser Art entstehen immer, wenn freie Elektronen durch eine räumliche Störung in einen Bereich eingeschränkt werden („electron confinement“). In Metallen, deren Elektronen fast frei sind, erwartet man daher die größten Effekte. Das „electron confinement“ kann im Experiment durch möglichst scharfe Grenzflächen verschiedener Metalle realisiert werden. Bedeckt man etwa einen dünnen Film mit einer nur wenige Atomlagen dicken Schicht eines anderen Metalls, so lassen sich die Oszillationen der Zustandsdichte direkt mittels Photoemission nachweisen [68]. In dieser Arbeit werden Zweifachschichten untersucht, bei denen zwei ferromagnetische Filme durch eine Kupferschicht getrennt sind. Die Elektronen in der Zwischenschicht befinden sich daher ebenfalls in einem Potentialtopf, nur sind die Potentiale an den Grenzflächen zu den Ferromagneten spinabhängig. Dies ist schematisch in Abb. 2.6(d) angedeutet. Die ferromagnetischen Filme können entweder parallel (ferromagnetisch (FM)) oder antiparallel (antiferromagnetisch (AFM)) zueinander stehen, und es müssen jeweils zwei Spin-Richtungen unterschieden werden („Spin up“ und „down“). Daraus ergeben sich die vier in Abb. 2.6 dargestellt Potentialverläufe, für die jeweils unterschiedliche Energieoszillationen als Funktion der Zwischenschichtdicke auftreten. Unter der Annahme identischer Ferromagneten führen aus Symmetriegründen die beiden Spin-Konfigurationen bei antiparalleler Stellung der zwei Magnetisierungen  $\vec{M}_1$  und  $\vec{M}_2$  zu den gleichen Oszillationen. Des Weiteren ist die Periode der Oszillation für *alle* Konfigurationen die gleiche, da sie nur vom Zwischenschichtmaterial abhängt. Aufgrund der unterschiedlichen Potentialbarrieren sind jedoch die Reflexionskoeffizienten verschieden, so daß sich unterschiedliche Amplituden ergeben. Die (oszillatorische) Energie für den FM Fall ist durch die Summe der beiden oberen Konfigurationen in Abb. 2.6(d) gegeben, die Energie für den AFM Fall durch die beiden (energiegleichen) unteren. Die Differenz der Energie für AFM und FM Stellung der Magnetisierungen definiert die Interlagenkopplung  $J_{inter}(d)$ . Je nach Dicke der Zwischenschicht koppeln die beiden Ferromagneten aufgrund des oszillatorischen Charakters von  $J_{inter}$  abwechselnd parallel und antiparallel. Die Formel des oben diskutierten eindimensionalen Modells gilt auch hier.  $|R|^2$  muß nur durch die Differenz  $|\Delta R|^2$  der Reflexionskoeffizienten für FM und AFM Ausrichtung der Magnetisierungen unter Berücksichtigung der beiden Spinrichtungen ersetzt werden [66]. Handelt es sich nun um pseudomorph gewachsene Zweifachlagen, in denen alle Schichten die gleiche Gitterkonstante in der Ebene besitzen, bleibt bei der Streuung der Impuls *parallel* zur Grenzfläche erhalten, d. h., der für die Kopplung verantwortliche Wellenvektor liegt immer entlang der Schichtnormalen. Dann kann das zweidimensionale Problem in viele eindimensionale „quantum wells“ zerlegt werden. Jedes „well“ gibt einen Beitrag zur Energie des Systems, der mit der Zwischenschichtdicke oszilliert. In [66] wird gezeigt, daß sich nach Integration über die parallelen Wellenvektoren  $k_{\parallel}$  die meisten dieser Anteile wegmitteln. Es tragen nur Zustände mit einem  $k_{\parallel}^{\alpha}$  zu  $J_{inter}$  bei, für die der Fermivektor  $k_{F\perp}$  stationär ist [66]. Es kann dann auch mehrere Oszillationsperioden geben, und der allgemeine Ausdruck für die

Interlagenkopplung ist:

$$J_{inter}(d) \propto \frac{1}{d^2} \sum_j \Delta R_a \Delta R_b \sin(k_{F\perp,j} \cdot d + \phi_j) \cdot F(T) \quad (2.35)$$

$a$  und  $b$  bezeichnen die beiden, i. allg. nicht identischen Grenzflächen. Die  $1/d^2$ -Abhängigkeit stammt von der Integration über  $k_{\parallel}$  ebenso wie die Phasen  $\phi_j$ . Die Periode der Kopplung hängt nach Glg. (2.35) über die  $k_{F\perp,j}$  von der Gestalt der Fermifläche ab, die Stärke der Kopplung wird im wesentlichen durch die Spinasymmetrie der Reflexionskoeffizienten gegeben.  $F$  ist eine Funktion, die die Temperaturabhängigkeit der Kopplung beschreibt. Dieser Anteil wird in Kap. 6.6 diskutiert. Abbildung 2.7 zeigt die Fermifläche von Cu in der ersten Brillouinzone des fcc-Gitters. Sie ähnelt aufgrund der gefüllten d-Schale stark der Fermikugel freier Elektronen; nur existieren entlang der  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen „Hälsen“, über die die Fermiflächen benachbarter Brillouinzone verbinden. Einen Schnitt durch die Fermifläche aus (a) in der  $(\bar{1}10)$ -Ebene zeigt Abb. 2.7(b). Die beiden Pfeile zeigen die Verbindungsvektoren der Fermifläche in  $(001)$ -Richtung. Diese entsprechen den Perioden von 2,56 ML und 5,88 ML. Die lange Periode (*kurzer* Pfeil im  $k$ -Raum) entspricht fast dem Wert für freie Elektronen (5,99 ML) eines fcc-Kristalls [69]. Die kurze Periode wird hingegen stark von den „Hälsen“ der Fermifläche beeinflusst und weicht vom freien Elektronenwert ab (4,58 ML). Die Erweiterung der FMR-Resonanzgleichungen auf gekoppelte Filme wird in Kap. 6 diskutiert.



**Abb. 2.7.:** a) Cu Fermifläche innerhalb der ersten Brillouinzone (aus [70]). b) Querschnitt durch die Fermifläche aus (a) in der  $(\bar{1}10)$ -Ebene (aus [69]).

## 3. Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die wichtigsten experimentellen Methoden, die in dieser Arbeit verwendet wurden, näher erklärt. Dabei wird insbesondere auf die entsprechenden Meßgrößen eingegangen.

### 3.1. Ferromagnetische Resonanz

Die zentrale Meßmethode dieser Arbeit ist die FMR. Es wurde bereits in Kap. 2.2 gezeigt, daß die Meßgröße die Hochfrequenzsuszeptibilität  $\tilde{\chi}$  ist. Gibt man eine ferromagnetische Probe in einen Hohlraumresonator, in den Mikrowellenstrahlung eingekoppelt wird, so ändern sich die Absorption der Mikrowelle und die Resonanzfrequenz des belasteten Resonators im Vergleich zum leeren. Die Änderung der Resonanzfrequenz ist proportional zum Realteil von  $\tilde{\chi}$  und kann direkt als Frequenzverstimmung gemessen werden. Mit der Änderung in der Absorption geht eine Veränderung in der Resonatorgüte einher, die mit einer Änderung der Mikrowellenreflexion am Resonator verknüpft ist. Befindet sich die Probe in Resonanz, absorbiert sie zusätzlich Energie aus dem Mikrowellenfeld. Die Variation der Güte als Funktion eines externen Magnetfeldes, die sich als feldabhängige Mikrowellenreflexion äußert, kann daher zur Messung des Resonanzsignals benutzt werden. Im folgenden wird zunächst auf die verwendeten Resonatortypen und deren Eigenschaften eingegangen. Danach wird ein Zusammenhang zwischen der Änderung der Resonatorgüte und der reflektierten Mikrowellenleistung hergestellt. Dabei sieht man, daß die Reflexion proportional zum Imaginärteil der Hochfrequenzsuszeptibilität, d. h. zu  $\chi''$ , ist. Am Schluß wird der konkrete experimentelle Aufbau erläutert.

**Verwendete Resonatortypen** Für die Messungen wurden Zylinder- sowie Rechteckresonatoren verwendet. Allgemein wird ein leerer Hohlraumresonator, der über ein Loch mit einem Hohlleiter verbunden ist, durch drei Gütefaktoren gekennzeichnet: die unbelastete Güte des leeren Resonators  $Q_u^R$ , die äußere Güte  $Q_e$  sowie die belastete Güte  $Q_l$ :

$$Q_u^R = \frac{2\pi f_0 E_R}{P_i}, Q_e = \frac{2\pi f_0 E_R}{P_e}, Q_l = \frac{2\pi f_0 E_R}{P_i + P_e} \quad (3.1)$$

Dabei ist  $E_R$  die im Resonator mit Resonanzfrequenz  $f_0$  gespeicherte Energie,  $P_i$  die im Innern dissipierte Leistung und  $P_e$  die von der Kopplungsblende zurückgestrahlte Leistung. Die im Resonator gespeicherte Energie des hochfrequenten Magnetfeldes ist  $E_R = \frac{1}{8\pi} \int_{\text{Resonator}} h_{rf}^2 dV$ . Damit gilt:

$$Q_u^R = \frac{\omega_0 \int_{\text{Resonator}} h_{rf}^2 dV}{4P_i} \quad (3.2)$$

mit  $\omega_0 = 2\pi f_0$ . Aus den Definitionen folgt  $1/Q_l = 1/Q_u^R + 1/Q_e$ . Die Verluste im Resonator werden durch Absorption in den Resonatorwänden erzeugt und begrenzen die unbelastete Güte  $Q_u^R$  des leeren Resonators. Rechteck- bzw. Zylinderresonator sind so aufgebaut, daß die in Abb. 3.1(a) und (b) gezeigten Moden angeregt werden. Im Rechteckresonator ist dies die sog.  $TE_{102}$ -, beim Zylinderresonator die  $TE_{011}$ -Mode. Allgemein bezeichnet man als  $TE_{mnp}$ -Moden solche, bei denen das elektrische Feld  $\vec{e}_{rf}$  senkrecht zur langen Symmetrieachse des Resonators orientiert ist. Beim Rechteckresonator geben die Indizes  $m$ ,  $n$  und  $p$  gemäß Abb. 3.1(a) die Anzahl der Knotenflächen entlang der Breite  $B_R$  ( $m$ ), der Dicke  $D_R$  ( $n$ ) sowie entlang der Länge  $L_R$  ( $p$ ) des Resonators an (siehe Abb. 3.1(a)). Beim Zylinderresonator geben die Indizes die Anzahl der Knotenflächen in azimuthaler ( $m$ ), radialer ( $n$ ) und entlang der Richtung parallel zur langen Zylinderachse ( $p$ ) an. Die Resonanzfrequenzen der  $TE_{mnp}$ -Moden eines Zylinderresonators als Funktion des Zylinderradius  $R_Z$  und der Zylinderlänge  $L_Z$  bzw. eines Rechteckresonators als Funktion von  $B_R$ ,  $D_R$  und  $L_R$  sind [71]:

$$\omega_{mnp}^{TE} \approx \sqrt{\left(\frac{\gamma_{mn}}{R_Z}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_Z}\right)^2} \text{ Zylinderresonator} \quad (3.3)$$

$$\omega_{mnp}^{TE} \approx \sqrt{\left(\frac{m\pi}{B_R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{D_R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L_R}\right)^2} \text{ Rechteckresonator} \quad (3.4)$$

$\gamma_{mn}$  ist die  $n$ -te Nullstelle der Ableitung der Besselfunktion  $J_m$ . Um die für die Messungen verwendeten Moden der Abb. 3.1 zu erhalten, setzt man in den Gleichungen  $m = 1$ ,  $n = 0$  und  $p = 2$  für den Rechteckresonator bzw.  $m = 0$ ,  $n = 1$  und  $p = 1$  ( $\gamma_{01} = 3,83$ ) für den Zylinderresonator. Abbildung 3.1 zeigt die Vorteile der verwendeten Moden: (i) Für beide Resonatortypen ist das maximale  $\vec{h}_{rf}$ -Feld und gleichzeitig das minimale  $\vec{e}_{rf}$ -Feld im Zentrum lokalisiert. (ii) Die verwendeten Moden erfüllen zudem die Anforderung hoher Güte [71]. (iii) Die  $TE_{011}$ -Mode des Zylinderresonators ist vorteilhaft für winkelabhängige Messungen, da das Drehen der Probe aufgrund der Zylindersymmetrie die Güte nicht verändert. Außerdem verlaufen bei der  $TE_{011}$ -Mode keine  $\vec{e}_{rf}$ -Feldlinien zwischen Wand und Deck- bzw. Bodenplatte des Resonators. Dadurch wird es ermöglicht, die Deck- und Bodenplatte vollständig zu entfernen, ohne die Mode im Resonator zu beeinflussen, wodurch der Zylinderresonator zur Montage an der UHV-Kammer gut geeignet ist (siehe unten).

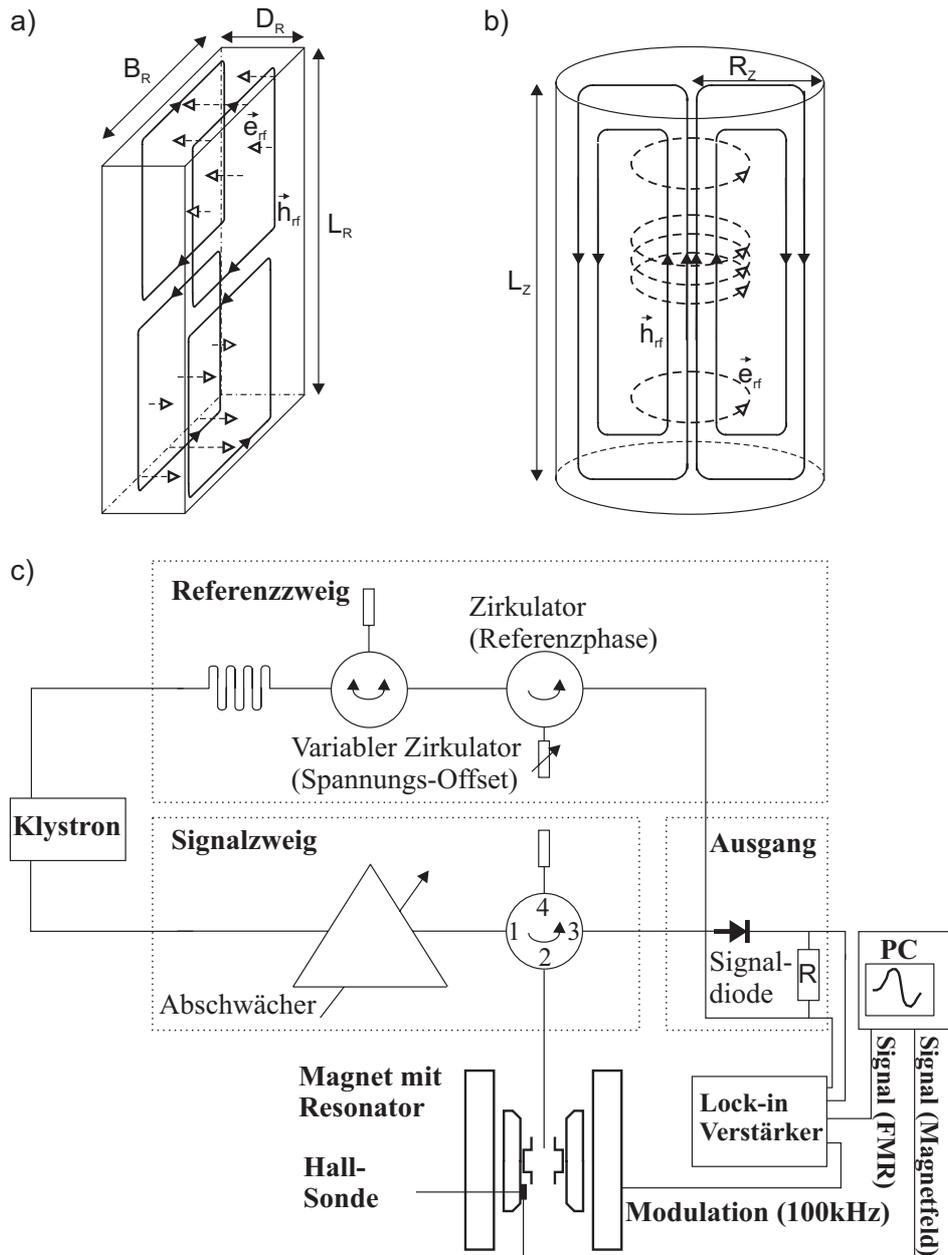
**Messung des Resonanzsignals** Wird in den Resonator eine Probe eingebracht, die sich zuerst noch nicht in Resonanz befinden soll, kommen zu den Verlusten durch Absorption in den Resonatorwänden noch solche in der Probe hinzu. Dann kann die unbelastete Güte als  $\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_u^R} + \frac{1}{Q_u^{\text{Probe}}}$  geschrieben werden. Dies bedeutet, daß die Güte des Resonators durch das Einbringen einer Probe, verglichen mit dem Wert des leeren Resonators  $Q_u^R$ , weiter herabgesetzt werden kann, falls die Probe zusätzlich Energie dissipiert. Handelt es sich um eine metallische Probe und befindet sich diese im Resonator an einer Stelle mit nicht verschwindendem  $\vec{e}_{rf}$ -Feld, werden Wirbelströme erzeugt, die zu einer drastischen Reduktion von  $Q_u^R$  führen. Die Probe darf daher nicht zu groß sein und muß an einem Ort minimalen  $\vec{e}_{rf}$ -Feldes im Resonator platziert werden (für die verwendeten Resonatoren also möglichst im Zentrum, siehe Abb. 3.1). Die bislang angesprochenen Verluste sind unabhängig vom externen Magnetfeld und haben daher während der Messung bei gegebenem Resonator und Probe den konstanten Wert, der durch  $Q_u$  gegeben ist. Im folgenden sei nun angenommen, daß die Probe klein und die Güte des leeren Resonators nur unwesentlich verstimmt ist, d. h.  $Q_u \approx Q_u^R$ . Beim Resonanzfeld absorbiert die Probe jedoch zusätzlich Energie, die für die Präzession der magnetischen Momente benötigt wird. Die Güte in Resonanz nimmt daher gegenüber dem Wert außerhalb der Resonanz um den Betrag  $Q_{res}$  ab und hat dann den Wert  $Q_{u,res} = Q_u^R - Q_{res}$ . Mit Glg. (3.1) und der allgemeinen Definition  $Q_{u,res} = \frac{2\pi f_0 E_R}{P_i + P_{res}}$ , wobei  $P_{res}$  die von der Probe in Resonanz reflektierte Leistung ist, folgt:

$$\frac{Q_{res}}{Q_u^R} = 1 - \frac{Q_{u,res}}{Q_u^R} = 1 - \frac{P_i}{P_i + P_{res}} = \frac{P_{res}}{P_i + P_{res}} \approx \frac{P_{res}}{P_i} \quad (3.5)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Resonanzabsorption der Probe klein gegenüber den Verlusten des leeren Resonators ist. Nun gilt  $P_{res} = \frac{\omega_0}{2} \chi'' \int_{\text{Probe}} h_{rf}^2 dV$ , wobei über das Probenvolumen  $V$  integriert wird. Damit folgt mit Glg. (3.2)

$$\frac{Q_{res}}{Q_u^R} = \frac{\chi'' \int_{\text{Probe}} h_{rf}^2 dV}{\frac{1}{Q_u^R} \int_{\text{Resonator}} h_{rf}^2 dV} = 2\chi'' \eta Q_u^R \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{\int_{\text{Probe}} h_{rf}^2 dV}{\int_{\text{Resonator}} h_{rf}^2 dV} \quad (3.6)$$

Die Änderung der Güte  $Q_{res}$  durch die Resonanz ist damit proportional zum Imaginärteil der Hochfrequenzsuszeptibilität, zur Güte des leeren Resonators und zum Füllfaktor  $\eta$ . Bei homogener Verteilung des hochfrequenten Magnetfeldes im Resonator wäre  $\eta$  einfach durch das Verhältnis von Proben- zu Resonatorvolumen gegeben. Dadurch, daß man die Probe an eine Stelle maximaler  $\vec{h}_{rf}$ -Feldstärke platziert, kann  $\eta$  jedoch um mehrere Größenordnungen erhöht werden, d. h. der Resonator konzentriert das Mikrowellenfeld. Um die Änderung der Güte in Resonanz zu detektieren, wird der in Abb. 3.1(c) dargestellte Aufbau verwendet. Ein Klystron liefert eine frequenz- und leistungsstabile Mikrowellenleistung. Diese wird in den Signal- und den Referenzzweig gekoppelt. Zunächst wird der Signalzweig beschrieben (zum Referenzzweig, siehe weiter unten): Mit einem durchstimmbaren Abschwächer läßt sich die Mikrowellenleistung im Signalzweig regulieren und trifft dann auf einen Zirkulator. In diesem wird der Mikrowelle ein



**Abb. 3.1.:** a)  $TE_{102}$ -Mode im Rechteckresonator. b)  $TE_{011}$ -Mode im Zylinderresonator. c) Schematischer Aufbau der FMR-Meßapparatur

definierter Umlaufsinn aufgeprägt. Deshalb leitet er die am Eingang 1 eintreffende Mikrowelle nur nach 2 weiter, wo sie den Zirkulator wieder vollständig verläßt (über die genaue Funktionsweise von Mikrowellenzirkulatoren siehe etwa [71]). Die bei 2 auslaufende Mikrowelle wird in den Resonator eingekoppelt. Für den Hohlleiter, der einen charakteristischen Wellenwiderstand gegeben durch die Impedanz  $\tilde{Z}_0$  besitzt, stellt der Resonator einen Abschlußwiderstand mit komplexer Impedanz  $\tilde{Z}_R$  dar. Es gibt dann eine in den Resonator einlaufende Welle, die einem räumlich und zeitlich periodischen Strom  $\tilde{I}_1$  und Spannung  $\tilde{U}_1$  entspricht, sowie eine auslaufende Welle, der der Strom  $\tilde{I}_2$  und die Spannung  $\tilde{U}_2$  zugeordnet werden kann. Der Strom am Ort

des Resonators  $\tilde{I}_R$  ist dann  $\tilde{I}_R = \tilde{U}_R/\tilde{Z}_R = \tilde{I}_1 - \tilde{I}_2 = \tilde{U}_1/\tilde{Z}_0 - \tilde{U}_2/\tilde{Z}_0$ . Berücksichtigt man noch, daß die Spannung am Ort des Resonators kontinuierlich sein muß, d. h.  $\tilde{U}_R = \tilde{U}_1 + \tilde{U}_2$ , so erhält man aus den letzten beiden Beziehungen den Spannungs-Reflexionskoeffizienten:

$$\Gamma = \frac{\tilde{U}_2}{\tilde{U}_1} = \frac{\tilde{Z}_R - \tilde{Z}_0}{\tilde{Z}_R + \tilde{Z}_0} = \frac{1 - \frac{\tilde{Z}_0}{\tilde{Z}_R}}{1 + \frac{\tilde{Z}_0}{\tilde{Z}_R}} \quad (3.7)$$

$\Gamma$  ist i. allg. komplex. Der Realteil beschreibt die Amplitudenänderung, der Imaginärteil die Phasenänderung der reflektierten Welle. Slater hat für den Fall eines Resonators als Abschlußimpedanz  $\tilde{Z}_R$  gezeigt, daß  $\frac{\tilde{Z}_0}{\tilde{Z}_R} \approx \frac{Q_e}{Q_u^R}$  gilt. Damit folgt dann für die reflektierte Leistung:

$$P_{ref} = |\Gamma|^2 P_0 = P_0 \left( \frac{Q_u^R - Q_e}{Q_u^R + Q_e} \right)^2 \quad (3.8)$$

Diese reflektierte Leistung gelangt wieder bei Punkt 2 des Zirkulators an, wo sie zum Punkt 3 weitergeleitet wird und dann auf den Mikrowellendetektor trifft. Dieser besteht aus einer Diode, die die eintreffende Mikrowellenleistung über einen Widerstand  $R$  in ein Gleichspannungssignal  $U_{Sig}$  umwandelt. Da die Impedanz des Detektors im Gegensatz zum Resonator nicht optimal angepaßt werden kann, wird ein Teil der eintreffenden Mikrowellenleistung reflektiert und gelangt vom Punkt 3 zum Punkt 4 des Zirkulators. Dort wird dieser Anteil vom genau angepaßten Abschlußwiderstand völlig absorbiert. Die reflektierte Leistung gemäß Glg. (3.8) produziert eine konstante Spannung  $U_0$  über dem Widerstand, da  $Q_e$  den Anteil der reflektierten Mikrowelle darstellt, der von der Eintrittsöffnung des Resonators reflektiert wird und somit nicht von der Probe stammt. Das Resonanzsignal führt dagegen zu einer feldabhängigen Änderung der Güte  $Q_{res}$ , die sich als Spannungsänderung  $\Delta U_{Sig}$  am Widerstand  $R$  äußert. Für diese gilt:

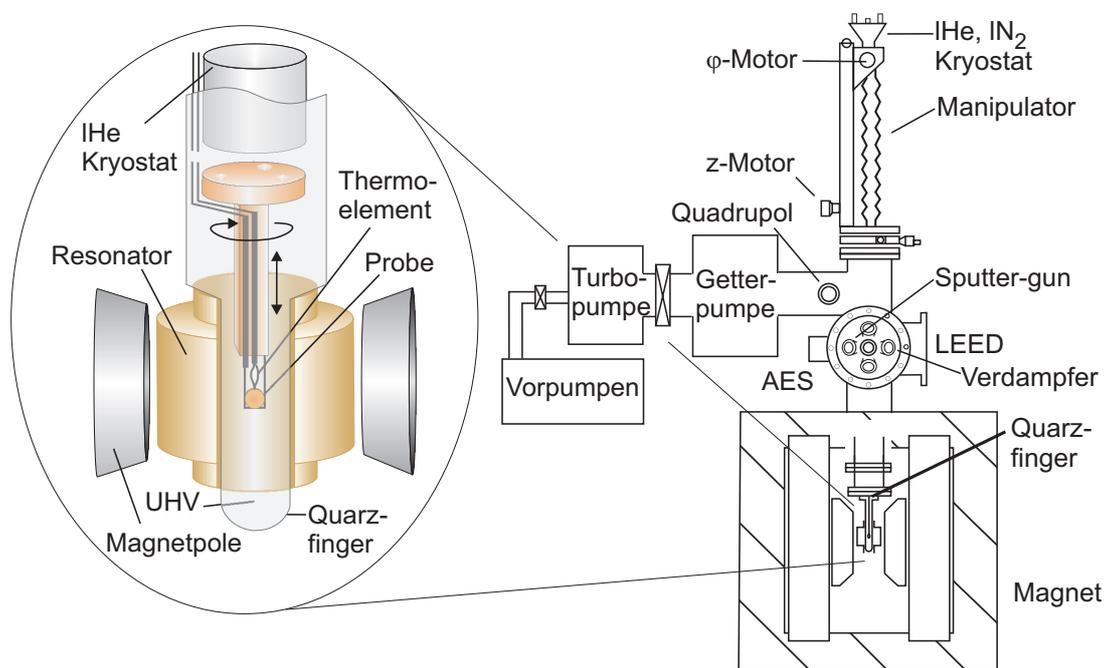
$$\Delta U_{Sig} = \frac{\partial U_{Sig}}{\partial P_{ref}} \cdot \Delta P_{ref} = \frac{\partial U_{Sig}}{\partial P_{ref}} \cdot \frac{\partial P_{ref}}{\partial Q_u^R} Q_{res} \quad (3.9)$$

Dieser Ausdruck wurde in [58] ausgewertet. Es ergibt sich  $\Delta U_{Sig} \propto \frac{Q_e Q_{res}}{(Q_e + Q_{res})^2} \sqrt{P_0}$ . Um maximale Spannung am Detektor zu erhalten, muß  $Q_e = Q_u^R$  sein, wie man durch Ableiten der letzten Beziehung nach  $Q_e$  sehen kann. Dies bedeutet, daß der Resonator möglichst so an den Mikrowellenkreis angekoppelt werden muß, daß außerhalb des Resonanzfeldes sämtliche eingekoppelte Mikrowellenleistung im Resonator absorbiert wird, d. h., daß der Reflexionskoeffizient  $\Gamma$  gleich Null ist. Man spricht dann von kritischer Kopplung. Setzt man die Bedingung für maximale Spannung in die Gleichung ein, so erhält man für das gemessene Signal:

$$\Delta U_{Sig}^{max} \propto \frac{Q_{res}}{Q_u^R} \sqrt{P_0} = \chi'' \eta Q_u^R \sqrt{P_0} \quad (3.10)$$

Der bisher diskutierte Aufbau hat jedoch einen Nachteil. Da bei kritischer Kopplung außerhalb der Resonanz kein Signal zum Detektor gelangt, arbeitet dieser i. allg. nicht in seinem

empfindlichsten und vor allem linearen Arbeitsbereich. Um die Detektor-Diode optimal zu betreiben, wird daher ein Teil der vom Klystron gelieferten Mikrowellenleistung ausgekoppelt und über einen Referenzarm (siehe Abb. 3.1) direkt zu der Diode geleitet. Dadurch erhält diese stets eine Vorspannung. Der Betrag der Spannung kann im Referenzarm eingestellt werden (siehe „Spannungs-Offset“ in Abb. 3.1). Man muß auch gewährleisten, daß die Mikrowellen aus Signal- und Referenzarm an der Diode phasengleich sind. Dazu kann im Referenzarm die Phase der Mikrowelle verschoben werden („Referenzphase“ in Abb. 3.1). Selbst bei optimalen Bedingungen sind die Resonanzsignale der dünnen Filme und damit die detektierten Spannungsänderungen sehr klein. Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, wird das externe Magnetfeld über kleine Magnetfeldspulen in den Resonatoren durch ein Wechselfeld der Frequenz 100 kHz moduliert, so daß ein Lock-In Verstärker zur Detektion verwendet werden kann. Die maximalen Modulationsamplituden betragen etwa 20 Oe. Um ein Übermodulieren und die damit verbundene Änderung der wahren Linienform des Signals zu verhindern, sollte die Amplitude nicht größer als die Linienbreite des Signals sein. Für die Signale der dünnen Filme mit Linienbreiten von mindestens 100 Oe spielt dies keine Rolle. Für die Fe/V-Multilagen bei tiefen Temperaturen mit Linienbreiten unter 50 Oe wurden kleinere Amplituden gewählt.



**Abb. 3.2.:** Aufbau der FMR-Kammer.

**Experimenteller Aufbau** In Abb. 3.2 ist der *in situ* Aufbau gezeigt, mit dem die FMR-Messungen durchgeführt wurden. Dabei befindet sich die Probe innerhalb einer Ultrahochvakuumkammer, die am unteren Ende in einem Quarzfinger endet. Die Kammer wurde im Rahmen

der Diplomarbeit von A. Hahn [35] aufgebaut. Durch Änderungen des Pumpensystems konnte der mittels einer Ionisations-Meßröhre gemessene Basisdruck im Vergleich zu [35] deutlich auf  $5 \cdot 10^{-11}$  mbar verbessert werden. Das Pumpensystem besteht aus einem Vorpumpenstand, der einen Vordruck von ca.  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar erzeugt, einer Turbomolekularpumpe sowie einer Ionengetterpumpe. Letztere ermöglicht das Messen bei durch ein Ventil abgetrennter Turbomolekularpumpe, so daß Schwingungen reduziert werden können. Die ultradünnen Filme und Mehrfachlagen werden durch Elektronenstoßverdampfung hergestellt (siehe Kap. 4). Dazu wurde ein 4-fach Verdampfer der Firma Oxford Applied Research verwendet. Die Proben können mittels Elektronenbeugung sowie Auger-Elektronenspektroskopie charakterisiert werden (zu den Techniken, siehe Kap. 3.3). Die Analyse des Restgases in der Kammer sowie kontrolliertes Dosieren von Gasen über Leckventile kann mit einem Quadrupolmassenfilter durchgeführt werden. Mit einem motorgesteuerten Manipulator kann die Probe von der Filmpräparationsebene in den Quarzfinger gefahren werden. Von außen können am Quarzfinger die Mikrowellenresonatoren angebracht werden, und über auf dem Laborboden befestigte Schienen kann ein Elektromagnet über Resonator und Quarzfinger geschoben werden. Die Feldeichungen des Magneten findet man in Anh. A.3. Somit befindet sich die komplette FMR-Meßapparatur außerhalb des Ultrahochvakuums. Die Probe kann innerhalb des Resonators mittels des Manipulators gedreht werden, so daß die Ausrichtung des externen Magnetfeldes variiert werden kann. Dadurch werden winkelabhängige Messungen möglich. Die Probenaufhängung ist in der Vergrößerung der Abb. 3.2 gezeigt. Der Cu- bzw. Re-Einkristall hängt in einer Wolfram-Drahtschlaufe aus 0,25 mm dickem Wolfram-Draht. Die Enden des Drahtes stecken in Kupferröhrchen, die mittels Madenschrauben in einen Kupferquader geschraubt sind. Dieser Quader ist am oberen Ende thermisch leitend mit einem Heliumbad-Kryostaten der Firma Cryovac<sup>©</sup> verschraubt, der sich im Manipulator befindet. Die Probe kann somit gekühlt werden. Obwohl die Temperatur im Kryostaten 4,2 K beträgt, ist die minimale Proben temperatur, die mit einem in einer Vertiefung angebrachten Pallaplat-Thermoelement gemessen wird, aufgrund der Verluste (hauptsächlich an der Drahtschlaufe) zwischen 45 – 50 K. Die Drahtaufhängung wird jedoch benötigt, da zu viel Material innerhalb des Resonators dessen Güte stark herabsetzt. Das Heizen der Probe erfolgt resistiv über einen Stromfluß durch den Wolfram-Draht. Durch eine Regelschleife, die den Stromfluß in Abhängigkeit der Proben temperatur regelt, kann man die gewünschte Proben temperatur innerhalb von  $\pm 0.5$  K einstellen. Mit Strömen von ca. 3 A können so auch die zum Reinigen der Probe benötigten Temperaturen von 830 K erreicht werden. Die konkrete Messung der Proben temperatur sowie die Eichungen des Pallaplat-Thermoelements findet man in Anh. A.3.

Die *ex situ* Messungen wurden mit den gleichen Elektromagneten durchgeführt, jedoch wurde ein Oxford-Flow-Kryostat verwendet, der schematisch in Abb. 3.3 gezeigt ist. Die verschiedenen Resonatoren können auf dem Kryostaten montiert und der gesamte Aufbau zwischen

den Magnetpolen plaziert werden. Der Kryostat selbst besteht aus einem doppelwandigen, vakuumisolierten Probenrohr aus Quarzglas, in das die Probe hineingeschoben werden kann. Es existieren verschiedene Probenhalter, mit denen die Probe gegenüber dem externen Magnetfeld gedreht werden kann. Steht die Probe aufrecht im Probenrohr, so kann die Winkelabhängigkeit von der Filmebene zur Filmnormalen gemessen werden. Liegt die Probe flach im Probenrohr, ist es möglich, die Winkelabhängigkeit in der Probenebene zu ermitteln. Über eine Düse kann mittels eines He-Hebers flüssiges Helium in das Probenrohr gebracht werden, so daß temperaturabhängige Messungen möglich sind. Die Probentemperatur wird über eine um die Helium Austrittsdüse angebrachte Heizwendel erhöht. Die Messung der Temperatur erfolgt über ein an der Düse angebrachtes NiCr/NiAl-Thermoelement und ein Pallaplat-Thermoelement, das sich direkt im Probenhalter befindet. Die Eichungen der Thermoelemente findet man in Anh. A.3. Über einen Durchflußregler, der den He-Fluß des aus dem Kryostaten abgepumpten He-Gases und die Heizleistung der Heizwendel regelt, kann die Temperatur auf  $\pm 0.2$  K konstant gehalten werden.

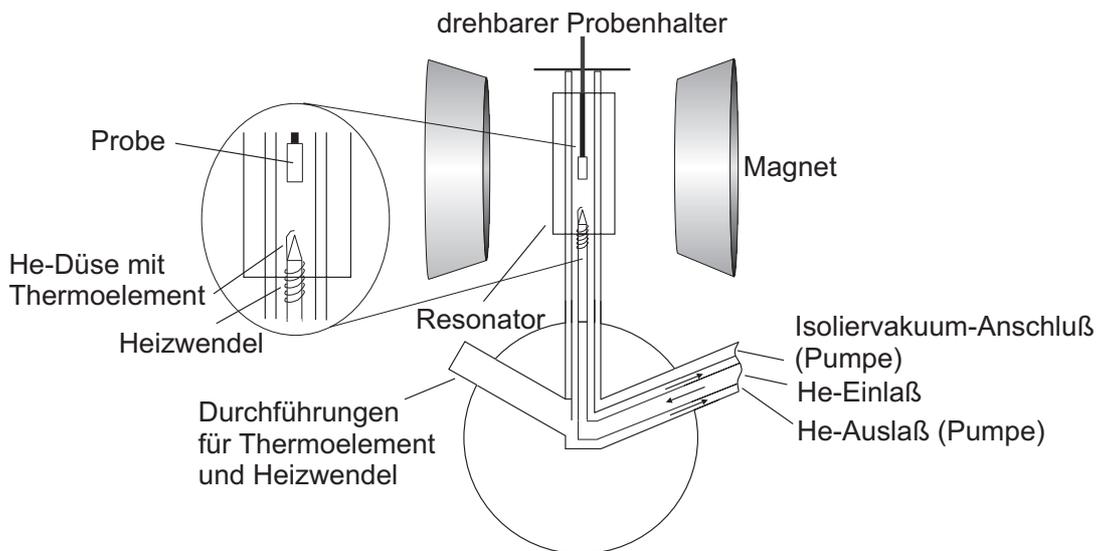


Abb. 3.3.: Aufbau des Oxford-Flow-Kryostats.

## 3.2. Magneto-optischer Kerr-Effekt

In der Magneto-Optik werden Erscheinungen beschrieben, die durch Wechselwirkung von polarisierten elektro-magnetischen Wellen mit Materie bei Anwesenheit eines Magnetfeldes entstehen. Bei Transmission von linear polarisiertem Licht durch Bleiborsilikatglas beobachtete Faraday 1845 eine Drehung der Polarisationssebene um einen Winkel  $\theta_F$ , falls in Strahlrichtung ein Magnetfeld angelegt wird. In absorbierenden Medien erhält die Welle zusätzlich eine elliptische Polarisation bzw. eine Elliptizität  $\eta_F$ , die definiert ist als das Verhältnis von großer

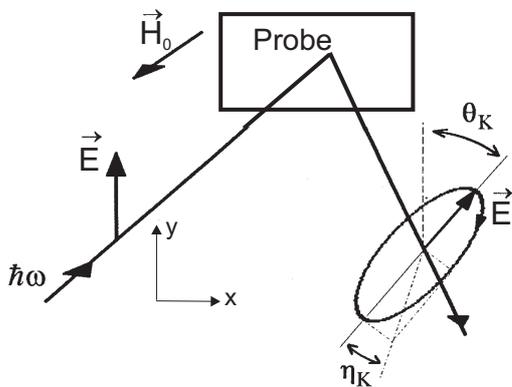


Abb. 3.4.: Definition von Rotation und Elliptizität

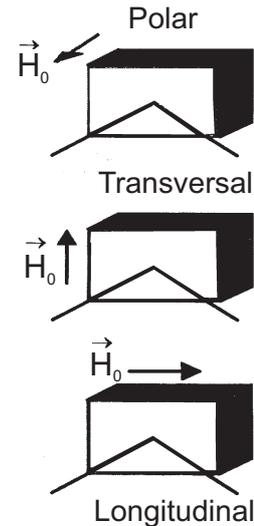


Abb. 3.5.: Verschiedene experimentelle Anordnungen beim Magneto-optischen Kerr-Effekt

zu kleiner Hauptachse der Ellipse. Dieser Faraday-Effekt ist proportional zur durchstrahlten Schichtdicke  $d$ . Der Kerr-Effekt wurde 1877 von John Kerr entdeckt. Hier tritt die Drehung der Polarisationsachse  $\theta_K$  (Rotation) bzw. die Elliptizität  $\eta_K$  in Reflexion auf. Dies ist schematisch in Abb. 3.4 gezeigt, in der der einfallende Lichtstrahl parallel zur y-Achse linear polarisiert ist, d. h., sein  $\vec{E}$ -Vektor schwingt in einer festen Ebene definiert durch y-Achse und der Ausbreitungsrichtung der Welle. Eine übliche Bezeichnungsweise dieses linearen Polarisationszustands, die auch im folgenden benutzt wird, lautet s-polarisiert ( $\vec{E}_s$ ), da die Welle senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist. Parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht heißt p-polarisiert ( $\vec{E}_p$ ). Man unterscheidet nun je nach Stellung des externen  $\vec{H}_0$ -Feldes drei verschiedene Meßanordnungen (siehe Abb. 3.5). Steht das Feld senkrecht zur Probenoberfläche, so spricht man vom polaren Kerr-Effekt. Liegt das Feld in der Probenebene, so nennt man dies longitudinaler Kerr-Effekt, falls das Feld parallel zur Einfallsebene des Lichtes ist und transversaler Kerr-Effekt im Falle, daß es senkrecht zur Einfallsebene orientiert ist. Faraday- und Kerr-Effekt treten in ferro- und nicht ferromagnetischen Materialien auf. Der Unterschied ist zum einen die Größe des Effekts. In Ferromagnetika beträgt die Rotation beispielsweise für Eisen  $380000^\circ$  pro Zentimeter, während die Drehung der Polarisationsachse bei Quarz nur  $2^\circ$  pro Zentimeter ist. Zum anderen sind  $\theta_{F,K}$  und  $\eta_{F,K}$  bei nicht ferromagnetischen Stoffen proportional zum externen  $H_0$ -Feld. Bei Ferromagnetika hingegen sind beide Größen proportional zur spontanen Magnetisierung. Die Tatsache, daß die großen Werte für  $\theta_{F,K}$  und  $\eta_{F,K}$  an die ferromagnetische Phase gebunden sind, zeigt sich am Verschwinden der Effekte oberhalb von  $T_C$ . Mißt man also die Größen  $\theta_{F,K}$  und  $\eta_{F,K}$ , so hat man ein sehr empfindliches Verfahren, um die Magnetisierung der Probe zu bestimmen. Abhängig von der verwendeten Geometrie (polar, longitudinal) ist man nur auf die entsprechende Komponente der Magnetisierung empfindlich.

Jedoch ist zu bemerken, daß der absolute Wert der Meßgrößen  $\eta_{F,K}$  und  $\theta_{F,K}$  zunächst nur proportional zur Magnetisierung ist. Um mittels Kerr-Effekt Messungen die Magnetisierung einer Probe absolut zu bestimmen, muß man berücksichtigen, daß  $\eta_K$  und  $\theta_K$  von den optischen Eigenschaften des untersuchten Materials abhängen. Eine Absolutmessung bedingt daher eine Kalibrierung durch eine Volumen-Probe mit bekannter Magnetisierung. Sind die optischen Eigenschaften des dünnen Filmes anders als diejenigen des Volumen-Kristalls müssen auch diese bekannt sein. Aufgrund dieser Komplikationen wird der Kerr-Effekt in den meisten Arbeiten (und so auch in dieser) als relative Meßmethode verwendet. Es ist möglich, mittels Kerr-Effekt Messungen Kopplungsfelder zwischen gekoppelten Schichten zu bestimmen. Eine quantitative Bestimmung gelingt i. allg. jedoch nur für antiferromagnetische Kopplung: Im ferromagnetischen Fall ist dies nur in speziellen Fällen möglich. In dieser Arbeit wurden daher komplementäre Kerr-Messungen durchgeführt, die aufgrund der Messung im Vakuum an den identischen Systemen vorgenommen werden konnten, so daß ein Vergleich zu den FMR-Messungen durch eine unabhängige Meßmethode möglich ist. Auf die konkrete Durchführung von Kerr-Messungen in gekoppelten Systemen wird in Kap. 6 eingegangen. Im folgenden soll näher auf die Meßgrößen  $\theta_K$  und  $\eta_K$  eingegangen werden, die die Grundlage der Kerr-Messungen bilden. Die Antwort eines Festkörpers auf ein externes elektromagnetisches Feld kann durch den frequenzabhängigen Leitfähigkeitstensor  $\sigma(\omega)$  beschrieben werden. Als Eigenschaftstensor muß  $\sigma$  invariant gegenüber Symmetrieoperationen des Systems sein. Für kubische Symmetrie führt dies zu einem diagonalen Tensor mit identischen Elementen auf der Diagonalen. Das System ist also isotrop bzgl. seiner optischen Eigenschaften. Das Vorhandensein einer Magnetisierung erzeugt jedoch eine Symmetriebrechung und prägt dem System eine axiale Vorzugsrichtung auf. Die Magnetisierung liege wie in Abb. 3.4 gezeigt längs der als z-Achse gewählten Filmmormalen, die gleichzeitig die [001]-Richtung des Systems sein soll. Es entfallen dann diejenigen Symmetrieoperationen der kubischen Symmetrie, die die Ausrichtung der Magnetisierung ändern würden. Dies ist etwa die dreizählige Rotationssymmetrie um die [111]-Achse. Es ergibt sich dann ein Tensor der Form

$$\sigma(\omega) = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{xx} & \tilde{\sigma}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\sigma}_{xy} & \tilde{\sigma}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\sigma}_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

mit i. allg. komplexen Elementen  $\tilde{\sigma}_{ij}$ . Diese Struktur gilt auch dann, wenn der Magnetismus ausschließlich durch den Spin hervorgerufen wird, wie dies für viele Übergangsmetalle der Fall ist. Dies liegt daran, daß der Spin über die Spin-Bahn-Wechselwirkung an den Ortsraum gekoppelt ist, so daß Magnetisierung und Kristallgitter nicht unabhängig voneinander betrachtet werden können. Das Auftreten von Nicht-Diagonalelementen ist somit eine Folge der Symmetriereduzierung durch das Vorhandensein einer Magnetisierung, die durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung an den Ortsraum gekoppelt wird. Der Leitfähigkeitstensor hat also nur drei

unabhängige Elemente. Man kann den Tensor diagonalisieren, indem man für den elektrischen Feldstärkevektor  $\vec{E}$  keine kartesischen Koordinaten  $E_x$ ,  $E_y$  und  $E_z$ , sondern die Linearkombinationen  $E_x + iE_y$  und  $E_x - iE_y$  sowie  $E_z$  benutzt. Dies entspricht dem Übergang zu rechts zirkular und links zirkular polarisierten Wellen (siehe Anh. A.2). Wie in Anh. A.2 gezeigt wird, kann man eine einfallende Lichtwelle stets in zwei sich überlagernde links zirkular und rechts zirkular polarisierte Teilwellen zerlegen. Die Elemente des diagonalen Leitfähigkeitstensors sind unter Verwendung der zirkularen Wellen gegeben durch  $\tilde{\sigma}_+ = \tilde{\sigma}_{xx} - i\tilde{\sigma}_{xy}$  und  $\tilde{\sigma}_- = \tilde{\sigma}_{xx} + i\tilde{\sigma}_{xy}$  sowie  $\tilde{\sigma}_z = \tilde{\sigma}_{zz}$ . An Stelle des Leitfähigkeitstensors kann auch der Dielektrizitätstensor benutzt werden, da für dessen Elemente die Relation  $\tilde{\epsilon}_{ij} = 1 + \frac{i}{\omega \epsilon_0} \tilde{\sigma}_{ij}$  ( $\omega$ : Frequenz) gilt. Schließlich kann über  $\tilde{n}_{ij} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_{ij}}$  auch der Brechungsindex (der dann ebenfalls ein Tensor wird) zur Beschreibung der Reaktion des Festkörpers auf die einfallende Lichtwelle dienen<sup>1</sup>. Die Amplitude und Phase der reflektierten zirkular polarisierten Lichtwellen kann durch die Fresnel-Gleichungen bzw. den Fresnel-Koeffizienten  $\varrho$  beschrieben werden [72]. Im folgenden soll nun angenommen werden, daß die Lichtwelle senkrecht auf die Probe trifft. In diesem Fall sind die komplexen Fresnel-Koeffizienten, die als Verhältnis von reflektierter ( $E_{\pm}^r$ ) zu einfallender Amplitude ( $E_{\pm}^i$ ) definiert sind, für links zirkular (-) bzw. rechts zirkular (+) polarisierte Wellen durch den Ausdruck  $\tilde{\varrho} = \frac{E_{\pm}^r}{E_{\pm}^i} = \frac{\tilde{n}_{\pm}-1}{\tilde{n}_{\pm}+1}$  gegeben. Dabei ist  $\tilde{n}$  der jeweilige komplexe relative Brechungsindex. Behandelt man nun die Reflexion der beiden zirkular polarisierten Teilstrahlen getrennt mittels der Fresnel-Gleichungen, so kann man Amplitude und Phase der reflektierten Wellen berechnen. Durch Addieren der beiden reflektierten Teilwellen kann dann die ausfallende Welle ermittelt werden. Diese Rechnung findet man beispielsweise in [73]. Definiert man den sog. komplexen Kerr-Winkel als  $\tilde{\theta}_K = \theta_K + i\eta_K$ , so folgt als Resultat, daß die folgenden Beziehungen gelten:

$$\theta_K = -\text{Im} \left( \frac{\tilde{\rho}_+ - \tilde{\rho}_-}{\tilde{\rho}_+ + \tilde{\rho}_-} \right) \quad \text{und} \quad \eta_K = -\text{Re} \left( \frac{\tilde{\rho}_+ - \tilde{\rho}_-}{\tilde{\rho}_+ + \tilde{\rho}_-} \right) \quad (3.12)$$

Häufig benutzt man linear polarisiertes Licht für Kerr-Effekt Experimente. In Anh. A.2 wird gezeigt, daß auch linear polarisiertes Licht als Basis zum Erzeugen aller anderen Polarisationszustände dienen kann. Führt man den Basiswechsel aus, so gilt  $\tilde{\theta}_K = \frac{\tilde{\rho}_{ps}}{\tilde{\rho}_{ss}}$ . In dieser Basis gibt  $\tilde{\rho}_{ss}$  das Verhältnis der Amplituden von einfallendem s-polarisiertem zu ausfallendem s-polarisiertem Licht an,  $\tilde{\rho}_{ps}$  gibt entsprechend das Verhältnis der Amplituden von einfallendem p-polarisiertem zu ausfallendem s-polarisiertem Licht an. Dann gilt auch  $\theta_K = \text{Re} \left( \frac{\tilde{\rho}_{ps}}{\tilde{\rho}_{ss}} \right)$  sowie  $\eta_K = \text{Im} \left( \frac{\tilde{\rho}_{ps}}{\tilde{\rho}_{ss}} \right)$ . Man kann schließlich  $\theta_K$  und  $\eta_K$  anstatt durch die komplexen Fresnel-Koeffizienten auch durch

<sup>1</sup>Dabei wurde die relative Permeabilität  $\tilde{\mu}_{ij}$  gleich Eins gesetzt und erscheint daher nicht im Ausdruck von  $\tilde{n}_{ij}$ , d. h., die Wechselwirkung des  $\vec{B}$ -Feldes der Lichtwelle wird vernachlässigt. Im optischen Frequenzbereich ist dies zulässig, da die Larmor-Präzession der magnetischen Momente den hohen Frequenzen nicht mehr folgen kann.

die komplexen Brechungsindizes ausdrücken. Man erhält [74]:

$$\theta_K = -Im \left( \frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \right) \text{ und } \eta_K = -Re \left( \frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \right) \quad (3.13)$$

Man erkennt an dieser Gleichung, daß für das Auftreten des Kerr-Effekts eine Differenz zwischen dem Brechungsindex für rechts und links zirkular polarisiertes Licht vorhanden sein muß, die letztlich durch die Nicht-Diagonalelemente in den oben diskutierten Tensoren entsteht. Abschließend sei noch bemerkt, daß sich der komplexe Kerr-Winkel (und damit die Größen  $\theta_K$  und  $\eta_K$ ) in longitudinaler und polarer Geometrie um den Faktor  $\tan \varphi_2$  unterscheidet, d. h., es gilt  $\tilde{\theta}_K^{long} \propto \tan \varphi_2 \tilde{\theta}_K^{pol}$  [75].  $\varphi_2$  ist der Brechungswinkel, der in die Probe eintretenden Welle. Da für Metalle der Brechungsindex i. allg. groß ist, ist  $\varphi_2$  und damit  $\tan \varphi_2$  klein, typischerweise gilt  $\tan \varphi_2 \approx 1/10$ . Damit ist der polare Kerr-Effekt bei senkrecht magnetisierten Proben um den Faktor 10 größer als für in der Ebene magnetisierte Proben. Abb. 3.6 zeigt die Messung des Magneto-optischen Kerr-Effekts an der in dieser Arbeit verwendeten UHV-Kammer, die in Kap. 3.1 beschrieben wurde. Der Helium-Neon-Laser (La) mit Polarisator (P) wird auf die Probe gerichtet, die sich in dem Quarzglasfinger, über den an Stelle des Mikrowellenresonators ein Spulenpaar montiert werden kann, befindet. Die Magnetfeldkalibrierung sowie die Bauzeichnung der Spule findet man in Anhang A.3. Die Spule kann auch um  $90^\circ$

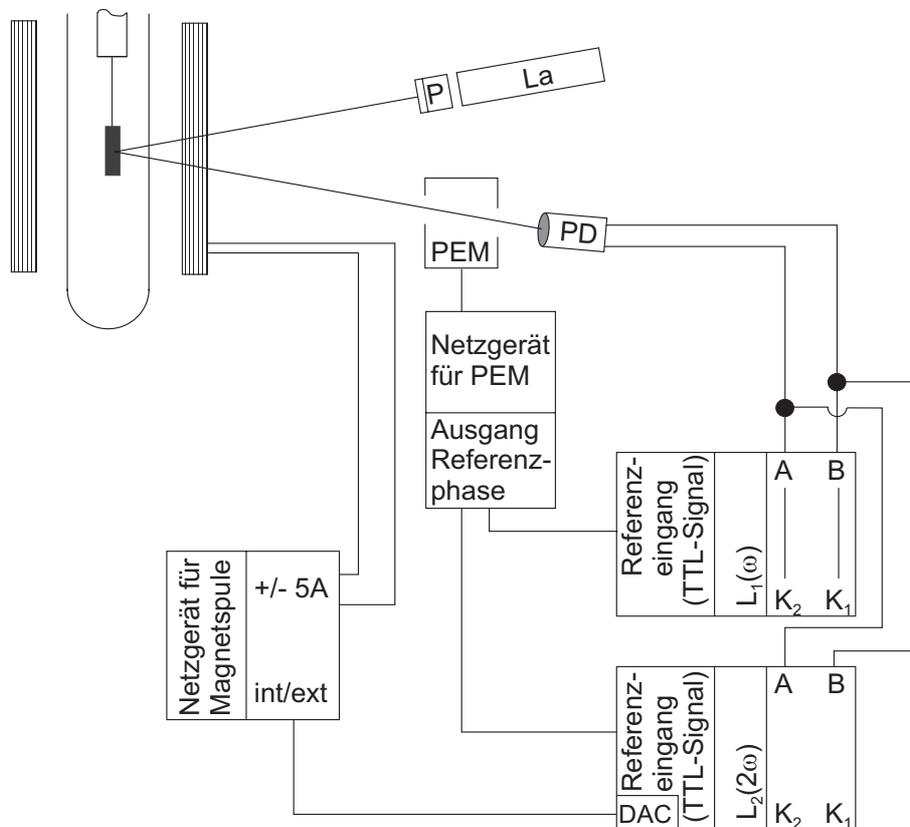


Abb. 3.6.: Messung des polaren Magneto-optischen Kerr-Effekts an der FMR-Kammer.

gedreht angebracht werden, so daß man in longitudinaler und in polarer Geometrie (Abb. 3.6) messen kann. Sind größere Magnetfelder erforderlich, kann auch der Elektromagnet, der für die FMR-Messungen benutzt wird, verwendet werden. Der reflektierte Strahl trifft zunächst auf einen sog. Photoelastischen Modulator (PEM) und dann auf die Photodiode (PD). Der PEM moduliert das Meßsignal, indem er eine zeitlich periodische Oszillation der Kerr-Rotation und der Kerr-Elliptizität in das reflektierte Lichtsignal einführt. Die Photodiode wandelt dann dieses Signal in ein Wechsellspannungssignal um, das danach mit der Lock-In Technik gemessen werden kann. Der komplette Aufbau ist computergesteuert. Dabei kommunizieren die Geräte über GPIB mit einem PC. Eine mathematische Behandlung des Aufbaus und des Meßprozesses sowie die Funktionsweise des PEM's kann in Anhang A.2 nachgelesen werden.

### 3.3. Elektronenbeugung und -spektroskopie

Elektronen mit kinetischen Energien zwischen 10 – 1000 eV eignen sich zur Untersuchung von Festkörperoberflächen, da ihre mittlere freie Weglänge in vielen Materialien im Bereich von 1 – 10 Monolagen liegt. Diese geringe Eindringtiefe macht die Oberflächenempfindlichkeit der Elektronenspektroskopie aus. Fällt ein Elektronenstrahl der Primärenergie  $E_p$  auf eine Oberfläche, so treten verschiedene Prozesse auf. Bei geringen Energien findet man die Sekundärelektronen. Diese entstehen durch inelastische Stöße der Primärelektronen mit gebundenen Elektronen, die den Festkörper dann verlassen können. Da bei jedem Stoß nur ein geringer Teil der kinetischen Energie auf die Sekundärelektronen übertragen wird, kann ein Primärelektron mehrere Sekundärelektronen erzeugen, so daß die meisten detektierten Elektronen Sekundärelektronen sind. Ein geringer Anteil der Primärelektronen wird ohne Energieverlust reflektiert und erzeugt den Peak der elastischen Elektronen bei  $E = E_p$ . Der Bruchteil der elastisch reflektierten Elektronen beträgt lediglich einige %. Die elastisch reflektierten Elektronen werden an dem periodischen Kristallgitter gebeugt und können daher zur Erzeugung von Beugungsbildern der Oberflächen verwendet werden. Je nach Energie der Primärelektronen bezeichnet man diesen Effekt als Beugung langsamer Elektronen (LEED: Low Energy Electron Diffraction) oder als Beugung von Elektronen mittlerer bzw. hoher Energie (MEED: Medium Energy Electron Diffraction bzw. RHEED: Reflective High Energy Electron Diffraction). Bei mittleren Energien oberhalb der Sekundärelektronen findet man einzelne Peaks auf einem ansonsten glatten Untergrund. Diese stammen von Auger-Prozessen (siehe unten) sowie von charakteristischen Energieverlusten der Primärelektronen (sog. Verlustpeaks). Kleine Energieverluste im Bereich von 100 meV entstehen z. B. dadurch, daß die Elektronen an der Oberfläche adsorbierte Teilchen zu Schwingungen anregen oder Oberflächenphononen erzeugen. Verluste bis ca. 50 eV stammen von Anregungen der Valenzelektronen des Festkörpers, wobei Einzelelektronenanregungen oder auch Anregungen von kollektive Schwingungen (Plasmonen) in Frage

kommen. Anregungen von Rumpfniveaus führen zu Verlustenergien  $> 50$  eV. Bei Veränderung der Primärenergie verschieben sich die Verlustpeaks, wobei sie aufgrund der festen Werte für die Verlustenergien immer die gleichen relativen Abstände zueinander und zum Primärpeak haben. Die Auger-Peaks verschieben sich jedoch auch bei Änderung der Primärenergie nicht, wodurch sie leicht von den Verlustpeaks unterschieden werden können. Im folgenden wird auf die zur Oberflächencharakterisierung verwendete Auger-Elektronen Spektroskopie und auf die elastische Beugung von Elektronen eingegangen.

**Auger-Elektronen Spektroskopie** Beim Auger-Prozeß ionisiert im ersten Schritt ein einfallendes Primärelektron ein Atom der Oberfläche durch Entfernen eines Elektrons aus einer inneren Schale. Das ionisierte Atom kann nun über zwei verschiedene Prozesse wieder in den Grundzustand relaxieren [76]: (i) Ein Elektron aus einer höheren Schale fällt in das Rumpfloch unter der Aussendung eines Röntgen-Photons. (ii) Das Rumpfloch wird durch ein Elektron der äußeren Schale gefüllt, die Energie wird jedoch auf ein Elektron der äußeren Schale übertragen, welches das Atom verläßt (Auger-Prozeß). Das Auger-Elektron wird dabei eindeutig durch die Schale der primären Ionisation, die Schale des Elektrons, das das Rumpfloch füllt und schließlich diejenige Schale, aus der das emittierte Elektron stammt, klassifiziert (Beispiel:  $KL_1L_{III}$ -Elektron). Beide Mechanismen (i) und (ii) sind element-spezifisch, da die frei werdenden Energien, die auf das Auger-Elektron bzw. das Röntgen-Photon übertragen werden, durch die element-spezifische Struktur der Atom-Rumpfniveaus bestimmt sind. Die Detektion der Auger-Elektronen hat den Vorteil der höheren Oberflächensensitivität. Die Röntgen-Quanten stammen zwar aus einer maximalen Tiefe, die der Eindringtiefe der Primärelektronen entspricht, jedoch ist die Energie der Primärelektronen mindestens um den Faktor 3 größer als die der Auger-Elektronen. Dadurch bestimmt nicht die Eindringtiefe der Primärelektronen sondern vielmehr die Austrittstiefe der Auger-Elektronen die Oberflächenempfindlichkeit. Die Auger-Messung liefert daher eine empfindliche Bestimmung der chemischen Zusammensetzung einer Oberfläche. Zusätzlich kann eine Messung von Materialmengen durchgeführt werden, da die Anzahl der emittierten Auger-Elektronen  $N(E)$  proportional zur Anzahl der angeregten Oberflächen-Atome ist. Durch Messen des Verhältnisses von einem Auger-Peak des Filmmaterials zu einem bei einer anderen Energie gelegenen Substrat-Peak läßt sich die Filmdicke bestimmen. Es muß jedoch beachtet werden, daß eventuelle Änderungen des Wachstumsmodus (z. B. ein Übergang von lagenweisem zu 3-dimensionalem Wachstum) eine solche Bestimmung verfälschen kann. Für die AUGER Messungen wurde ein Cylindrical Mirror Analyzer (CMA) verwendet, dessen Funktionsweise in [77] erklärt wird

**Elektronenbeugung** Gegeben sei ein zweidimensionale Oberflächengitter mit den Gittervektoren  $\vec{R}_i = m_i \vec{a}_1 + n_i \vec{a}_2$ , wobei  $m_i$  und  $n_i$  ganze Zahlen und  $\vec{a}_i$  die primitiven Translationen des Gitters sind. Ein Elektronenstrahl mit Wellenvektor  $\vec{k}_i = (2\pi/\lambda_e) \cdot \vec{s}_i$  ( $\vec{s}_i$ : Einheitsvektor

in Einfallrichtung) soll auf die Oberfläche einfallen. Man erhält bei elastischer Streuung ohne Energieverlust einen gebeugten Strahl mit Wellenvektor  $\vec{k}_f = (2\pi/\lambda_e) \cdot \vec{s}_f$  ( $\vec{s}_i$ : Einheitsvektor in Ausfallrichtung), der sich aus der Überlagerung der Streuwellen an den einzelnen Gitterpunkten ergibt. Dabei ist die vom  $i$ -ten Gitterpunkt ausgehende Welle  $A_i$  von der des Gitterpunktes bei  $\vec{R}_0 = 0$  nur durch einen Phasenfaktor verschieden. Der Wegunterschied vom 0-ten zum  $i$ -ten Gitterpunkt ist  $\Delta s = \vec{R}_i \cdot \vec{s}_f - \vec{R}_i \cdot \vec{s}_i = \vec{R}_i \cdot (\vec{s}_f - \vec{s}_i)$ , d. h., der Phasenunterschied ist  $\Delta\varphi = \vec{R}_i \cdot (\vec{k}_f - \vec{k}_i)$ . Man kann dann für die auslaufende Streuwelle des  $i$ -ten Atoms schreiben  $A_i = F \cdot e^{i\Delta\varphi} = F \cdot e^{i(\vec{k}_f - \vec{k}_i) \cdot \vec{R}_i}$ .  $F$  ist die Amplitude der Streuwellen. Diese hängt vom Aufbau der Basis des Gitters und vom Streuvermögen der Basisatome ab.  $F$  heißt Strukturfaktor. Mit  $\vec{K} := \vec{k}_f - \vec{k}_i$  gilt dann für die Intensität  $I$  des gebeugten Strahls:

$$I = \left| \sum_i A_i \right|^2 = |F|^2 \cdot \left| \sum_i e^{i(\vec{K} \cdot \vec{R}_i)} \right|^2 = |F|^2 \cdot |G|^2 \quad (3.14)$$

Der Strukturfaktor bestimmt die Intensität der Reflexe, der zweite Faktor heißt Gitterfaktor und bestimmt die Richtung der Reflexe. Setzt man für die Gittervektoren  $\vec{R}_i$  ein, wobei die ganzen Zahlen  $m_i$  und  $n_i$  für ein endliches Oberflächengitter jeweils von 1 bis zu einem maximalen Index  $M$  bzw.  $N$  laufen, so folgt:

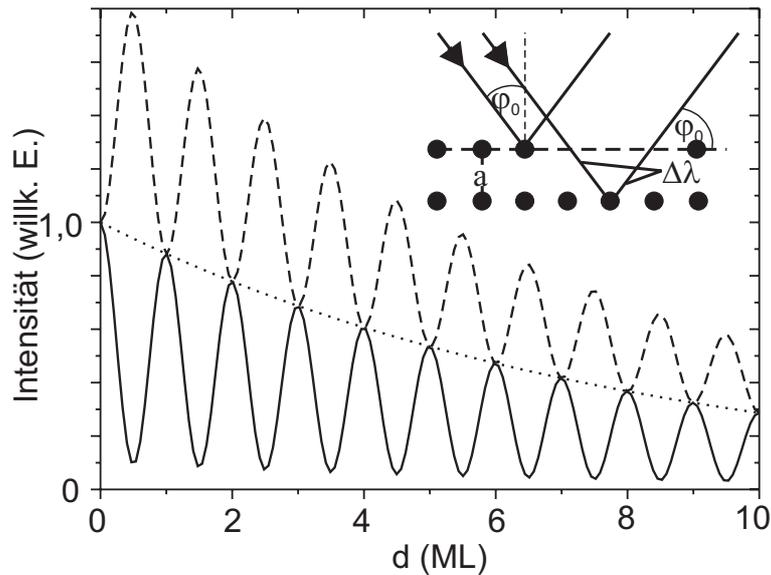
$$|G|^2 = \left| \sum_i e^{i[\vec{K} \cdot (m_i \vec{a}_1 + n_i \vec{a}_2)]} \right|^2 = \left| \sum_i e^{i\vec{K} \cdot m_i \vec{a}_1} \right|^2 \cdot \left| \sum_i e^{i\vec{K} \cdot n_i \vec{a}_2} \right|^2 \quad (3.15)$$

Die Summen der geometrischen Reihen können berechnet werden [76] mit dem Ergebnis:

$$\left| \sum_i e^{i\vec{K} \cdot m_i \vec{a}_1} \right|^2 = \frac{\sin^2 \left( M \cdot \vec{K} \cdot \vec{a}_1 / 2 \right)}{\sin^2 \left( \vec{K} \cdot \vec{a}_1 / 2 \right)} \Rightarrow |G|^2 = \frac{\sin^2 \left( M \cdot \vec{K} \cdot \vec{a}_1 / 2 \right)}{\sin^2 \left( \vec{K} \cdot \vec{a}_1 / 2 \right)} \cdot \frac{\sin^2 \left( M \cdot \vec{K} \cdot \vec{a}_2 / 2 \right)}{\sin^2 \left( \vec{K} \cdot \vec{a}_2 / 2 \right)} \quad (3.16)$$

Für  $\vec{K} \cdot \vec{a}_1 = 2\pi \cdot h_1$  und  $\vec{K} \cdot \vec{a}_2 = 2\pi \cdot h_2$  ( $h_1$  und  $h_2$  sind ganze Zahlen) verschwinden in Glg. (3.16) Zähler und Nenner der beiden Faktoren. Man kann jedoch durch zweimaliges Anwenden der Regel von d'Hospital<sup>2</sup> (siehe z. B. [78]) zeigen, daß im Grenzwert  $\lim_{\vec{K} \cdot \vec{a}_1(\vec{a}_2) \rightarrow 2\pi \cdot h_1(h_2)} |G|^2 = M^2 \cdot N^2$  ist. Die Nullstellen der Nenner stellen somit Bedingungen für maximale Intensität dar, und man erhält die Laue-Bedingungen. Schreibt man zunächst formal für den Vektor  $\vec{K} = h_1 \vec{a}_1^* + h_2 \vec{a}_2^*$  und vergleicht mit den Laue-Bedingungen, so erhält man  $\vec{a}_i \cdot \vec{a}_j^* = 2\pi \cdot \delta_{ij}$  mit dem Kronecker-Symbol  $\delta_{ij}$ . Dieses sind die Definition der primitiven Translationen des reziproken Gitters, so daß man  $\vec{K}$  als reziproken Gittervektor  $\vec{G}$  identifizieren kann. Da  $\vec{K}$  die Richtung der gestreuten Welle angibt, folgt daraus, daß maximale Intensität nur in Richtungen von reziproken Gittervektoren auftritt bzw. daß  $\vec{K}$  parallel zur Oberfläche auf diskrete Werte beschränkt ist. Im folgenden wird auf die Intensität der Beugungsreflexe

<sup>2</sup>Die Regel von d'Hospital besagt : Sind  $f(x)$  und  $g(x)$  differenzierbar, so gilt :  $\lim_{x \rightarrow a} f(x)/g(x) = \lim_{x \rightarrow a} f'(x)/g'(x)$



**Abb. 3.7.:** Simulation von MEED-Oszillationen erzeugt durch destruktive Interferenz an Stufen (durchgezogene Linie) und konstruktiver Interferenz (gestrichelte Linie). Das kleine Bild zeigt den Mechanismus der Oszillationen. Die gepunktete Linie stellt eine Dämpfung der Oszillationen aufgrund von diffuser Streuung an Fehlstellen dar.

eingegangen. Wie bereits angesprochen, wird diese durch den Formfaktor  $F$ , d. h. durch den Aufbau der Basis, bestimmt. Aus einer Messung der Intensität als Funktion der Elektronenenergie (I/V-LEED) kann daher der genaue Aufbau der Basis und der Lagenabstand ermittelt werden. Die Berechnung von  $F$  für die Elektronenbeugung zur Simulation der gemessenen LEED-Intensitäten ist jedoch relativ aufwendig [76]. Dies liegt am großen Wirkungsquerschnitt für langsame Elektronen in Festkörpern, so daß Vielfachstreuung eine entscheidende Rolle spielt. Eine einfachere Interpretation läßt die Variation der Spotintensität während des Filmwachstums zu. Oszilliert diese – man spricht je nach der verwendeten Elektronenenergie von MEED- bzw. RHEED-Oszillationen – so kann dies für viele Systeme mit einem lagenweisen Wachstum verknüpft werden. Liegt ein dreidimensionales Wachstum vor, führt dies zu vermehrter diffuser Streuung, so daß die Spotintensität mit der Aufdampfzeit abfällt, d. h., die Intensität verläuft gemäß  $I_{3D}(d) = e^{-\frac{\Omega}{(\tau+1)(1-\Omega)}d}$ .  $d$  ist die Dicke des aufgebracht Materials in ML-Äquivalenten,  $\tau$  die Eindringtiefe der Elektronen in ML und  $\Omega$  die Wahrscheinlichkeit für eine völlig ungeordnete Schicht. Die Unordnung kann dabei durch Inseln, aber auch durch den Einbau von Fehlstellen oder Versetzungen entstehen. Der Verlauf von  $I_{3D}$  ist als gepunktete Linie in Abb. 3.7 aufgetragen. Es wurden  $\Omega = 0, 2$  und  $\tau = 1\text{ML}$  gewählt. Eine Erhöhung von  $\Omega$  würde zu einer schnelleren Abnahme der Intensität führen. Das Entstehen von Oszillationen bei lagenweisem Wachstum ist im kleinen Bild in Abb. 3.7 erklärt. Selbst bei lagenweisem Wachstum müssen bei nicht kompletten ML monoatomare Inseln auf der Oberfläche entstehen. Erst bei vollständig gefüllter ML entsteht wieder eine glatte Schicht. Die Inseln führen

zum Auftreten von monoatomaren Stufen. Die Reflexion an einer mit Stufen besetzten Oberfläche führt nun zu Gangunterschieden der an den verschiedenen Netzebenen gestreuten Wellen, wie dies in Abb. 3.7 gezeigt ist. Der Gangunterschied der unter  $\varphi_0$  einfallenden Welle beträgt  $\Delta\lambda = 2a \cos \varphi_0$ , wobei  $a$  der Interlagenabstand ist. In Abb. 3.7 ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel, d. h., man betrachtet den (00)-Spot. Beobachtet man die Oszillationen also unter einem die Interferenz-Bedingung erfüllenden Winkel  $\varphi_0$ , so kommt es je nach Gangunterschied zu destruktiver ( $\Delta\lambda = (2n - 1) \lambda_e/2$ ) oder konstruktiver ( $\Delta\lambda = n\lambda_e/2$ ) Interferenz. Da die Stufendichte ungefähr bei halben ML-Bedeckungen am größten ist, ist dort die Spotintensität am kleinsten für destruktive und am größten für konstruktive Interferenz. Die Periode der Oszillationen entspricht gerade einer ML. Berücksichtigt man noch die Zunahme der Filmrauigkeit bzw. den Einbau von Fehlstellen (siehe oben), so führt dies zu dem folgenden Ausdruck der Intensität

$$I_{Stufe}(d) = I_0 \left( 1 \pm \Gamma \frac{1 - \cos 2\pi d}{2} \right) e^{-\frac{\Omega}{(\tau+1)(1-\Omega)}d} \quad (3.17)$$

$\Gamma$  gibt die gewichtete Stufendichte an. Bilden sich große Inseln und daher eine geringe Stufendichte, führt dies also zu kleineren Amplituden. Abbildung 3.7 zeigt das Verhalten der Spotintensität gemäß Glg. (3.17).  $\Gamma$  wurde zu 0,9 angesetzt, was einer großen Stufendichte entspricht. Die Einhüllende ist durch den bereits diskutierten Exponentialterm gegeben (gepunktete Kurve), der die zunehmende Rauigkeit beschreibt. Welche der beiden Kurven man beobachtet, hängt von der Einstellung des Einfallswinkels  $\varphi_0$  ab. Für die MEED-Messungen wurde die Elektronenkanone des CMA's verwendet, mit der eine maximale Elektronenenergie von 5 keV realisiert werden kann. Der Elektronenstrahl fällt streifend auf die Probe ein, die senkrecht dazu bedampft wird (siehe auch den Aufbau der UHV-Kammer in Abb. 3.2). Die gebeugten Elektronen treffen auf den LEED-Schirm, wo die Spot-Intensität mit einer Digitalkamera gemessen und mit einem PC angezeigt werden kann.



# 4. Substratcharakterisierung und Probenpräparation

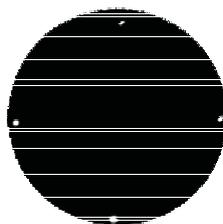
Für die Untersuchungen auf Kupfer wurde ein zylinderförmiger Einkristall in (001)-Orientierung mit einer Dicke von ca. 2 mm und einem Radius von 5 mm verwendet. Für die Messungen auf Rhenium wurde ein Re(0001)-Einkristall mit gleichen Maßen verwandt, so daß der in Kap. 3.1 beschriebene Probenhalter für beide Substrate benutzt werden konnte. Kupfer kristallisiert in fcc-Struktur mit einer Volumengitterkonstanten von  $a_{Cu} = 0,361$  nm. Daraus resultiert für die (001)-Fläche ein Lagenabstand von  $a_{Cu}/2 = 0,1805$  nm. Rhenium besitzt hingegen eine hcp-Struktur. Die Gitterkonstante in der Ebene ist  $a_{Re} = 0,276$  nm. Der Lagenabstand der (0001)-Ebenen ist 0,223 nm. Im Gegensatz zum weichen Metall Kupfer mit einem relativ niedrigen Schmelzpunkt von 1358 K ist Rhenium sehr hart und hat mit 3459 K den dritthöchsten Schmelzpunkt aller chemischen Elemente nach Kohlenstoff und Wolfram. In diesem Kapitel wird die Präparation der Substrate sowie die der Filme erläutert. Dabei wird insbesondere die unterschiedliche Art und Weise der Oberflächenpräparation von dem 3d-Metall Kupfer und dem 5d-Metall Rhenium deutlich.

## 4.1. Nickel- und Kobalt-Filme auf Cu(001)

**Präparation des Substrates** Um Verunreinigungen oder einen Film von der Substratoberfläche zu beseitigen, wird der Kupfer-Einkristall mit  $Ar^+$ -Ionen hoher Energie (0,5–3 keV) geätzt. Diese als „Sputtern“ bezeichnete Technik, bei der die obersten Schichten abgetragen werden, wird standardgemäß zum Reinigen der Probe verwendet [79]. Die Abtragrate  $\dot{r}$  in  $cm \cdot s^{-1}$  ist gegeben durch:

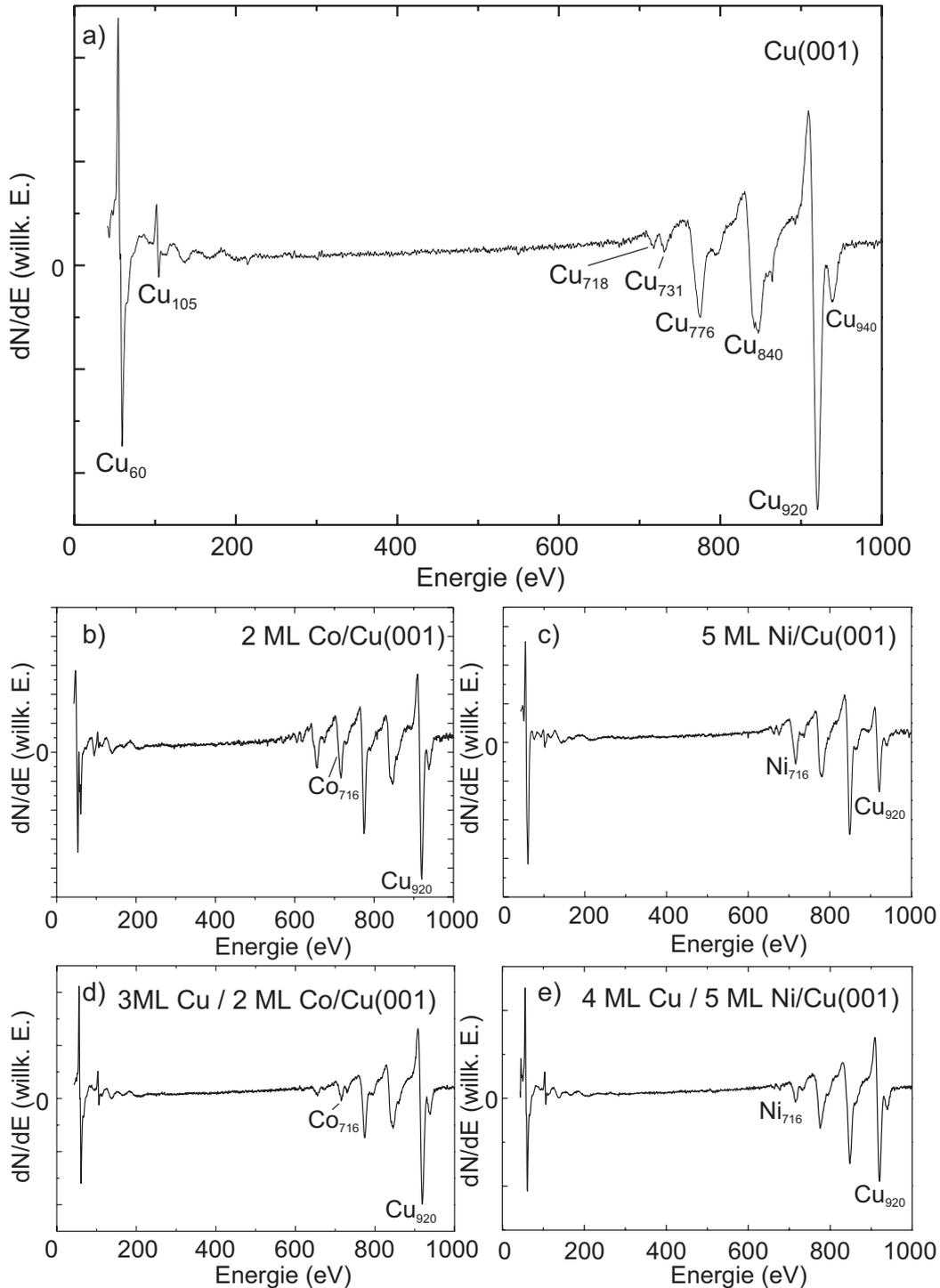
$$\dot{r} = S \cdot \frac{j}{e \cdot \rho \cdot N_A / m_{at}} \quad (4.1)$$

Hier ist  $S$  die Anzahl Atome, die pro Ion abgetragen werden. Der Wert von  $S$  liegt für viele Elemente im Bereich 1 – 10.  $j$  ist der Ionenstrom pro Fläche ( $A/cm^2$ ),  $e$  die Elektronenladung,  $N_A$  die Avogadro-Konstante,  $\rho$  die Dichte des beschossenen Materials und  $m_{at}$  dessen Atomgewicht in Gramm.  $j$  kann durch Messen des über die Probe abfließenden Neutralisationsstromes



**Abb. 4.1.:** LEED-Bild des Cu(001)-Kristalls bei einer Elektronenenergie von 47 eV.

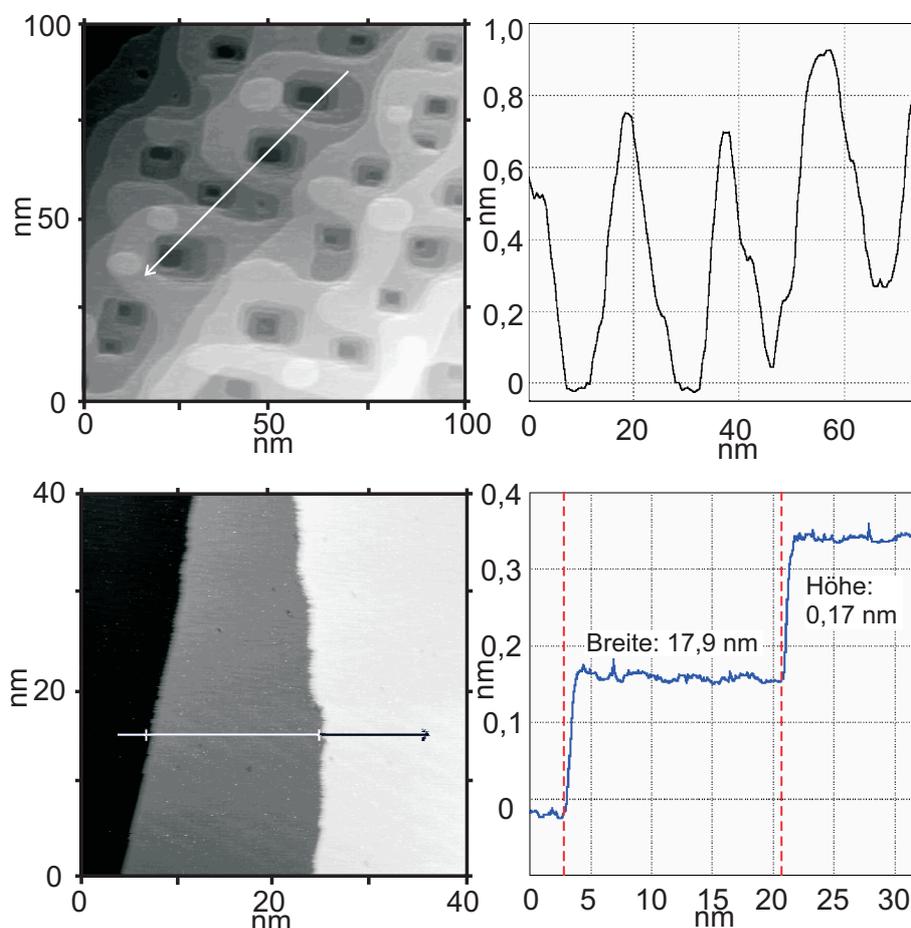
bestimmt werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte lagen im Bereich von  $j = 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Nimmt man  $S = 1$  an, dann kann die Abtrage rate mittels Glg. (4.1) zu  $\approx 0,05 \text{ \AA}/\text{s}$  abgeschätzt werden, d. h. in 30 s wird ca. 1 ML Kupfer abgetragen (aufgrund der ähnlichen Parameter von Ni und Co gilt die Abschätzung auch für diese Elemente). Um die durch das Ionenätzen erzeugte Rauhmigkeit zu beseitigen, wurde der Cu-Kristall nach jedem Zyklus für 10 min bei  $T = 830 \text{ K}$  getempert. Diese in [79,80] näher untersuchte Prozedur führt zu gut geordneten Oberflächen mit geringer Rauhmigkeit. Eine LEED-Aufnahme eines präparierten Cu(001)-Kristalls bei 47 eV ist in Abb. 4.1 gezeigt. Man erkennt scharfe  $1 \times 1$  LEED-Reflexe und eine geringe Hintergrundintensität. Das läßt auf eine geringe Rauhmigkeit schließen, die zu diffuser Streuung führen würde. Die chemische Zusammensetzung der Oberfläche kann mittels Auger-Elektronen Spektroskopie geprüft werden. Ein Auger-Spektrum eines sauberen Cu(001)-Kristalls zeigt Abb. 4.2(a), in der die Cu-Peaks samt Energie gekennzeichnet sind. Verunreinigungen durch C (272 eV) und O (503 eV) liegen unterhalb der Detektionsgrenze, die für den verwendeten Aufbau typischerweise 1 % beträgt. Die lokale Oberflächenmorphologie ist schließlich in Abb. 4.3 dargestellt. Die obere STM-Aufnahme zeigt den Cu(001)-Kristall nach dem Ionenätzen durch  $\text{Ar}^+$ -Ionen mit einer Energie von 0,5 keV. Man erkennt Krater, die im Mittel 4 – 5 ML tief sind und Kantenlängen von 20 nm haben (siehe auch Rauhmigkeitsprofil rechts oben). Die Kratergröße ist bei gegebener Ionenrate und -energie charakteristisch für einen Cu(001)-Kristall, d. h., die Krater entstehen durch kinetische Diffusions-Prozesse der durch die  $\text{Ar}^+$ -Ionen erzeugten Primärdefekte („Löcher“), die entscheidend durch die Oberflächeneigenschaften geprägt sind. Das Entstehen der Krater wurde in [79] näher untersucht. Die untere STM-Aufnahme in Abb. 4.3 zeigt die Cu(001)-Oberfläche nach dem Tempern. Die Krater verschwinden, woraus folgt, daß sie nicht die thermodynamisch stabile Oberflächenmorphologie darstellen, sondern – wie bereits angesprochen – durch kinetische nicht-Gleichgewichtsprozesse entstehen. Man erhält nach dem Tempern vielmehr große Terrassen, die durch monoatomare Stufen voneinander getrennt sind. Die mittlere Terrassenbreite für einen gut präparierten Cu(001)-Kristall kann man aufgrund von STM-Aufnahmen an verschiedenen Kristall-Positionen abschätzen. Sie beträgt rund 30 nm. Das Rauhmigkeitsprofil rechts in Abb. 4.3 zeigt, daß die Stufenhöhe 0,17 nm beträgt. Dieser Wert



**Abb. 4.2.:** Auger-Spektren des Cu(001)-Kristalls bzw. von Ni- und Co-Filmen.

ist etwas kleiner als der (001)-Lagenabstand eines Cu-Volumenkristalls (0,1805 nm). Allein aufgrund der STM-Messung kann der kleinere Lagenabstand nicht als signifikant bezeichnet werden, da die Genauigkeit von Abstandsmessungen mittels STM typischerweise 0,01 nm ist und von vielen Parametern wie Temperatur, Eichung der Piezoelemente oder Wechselwirkungen der Spitze mit der Probenoberfläche beeinflusst werden kann. Durch I/V-LEED Messungen,

deren Fehler in der Größenordnung von 0,001 nm liegen, konnte jedoch eine Kontraktion der obersten Kupfer-Lage nachgewiesen werden [39].



**Abb. 4.3.:** STM-Aufnahmen des Cu(001)-Kristalls nach dem Sputtern (oben) bzw. nach dem Tempern (unten). Die Rauigkeitsprofile rechts entsprechen den in den STM-Bildern angedeuteten Linien.

**Filmpräparation** Da das Wachstum von Fe/Cu(001) aufgrund von strukturellen Phasenübergängen und damit verbundenen Änderungen der magnetischen Eigenschaften kompliziert ist [41,81] – was die immer noch durchgeführten Arbeiten jüngeren Datums zeigen [82] – wurden in dieser Arbeit auf Ni und Co basierende Filme und Zweifachschichten untersucht. Das Wachstum beider Systeme auf Cu(001) ist gut verstanden [37,39–41,83–85]. Beide Systeme wachsen bei Raumtemperatur in stabilen fcc-Phasen mit tetragonaler Verzerrung (fct, „face centered tetragonal“) auf [41]. Der nächste Nachbarabstand für Cu beträgt 0,256 nm, für Ni und Co 0,249 nm bzw. 0,250 nm. Damit ergeben sich Fehlanpassungen von 2,5 % für Ni/Cu(001) und 2,0 % für Co/Cu(001), so daß die Systeme bis hin zu Filmdicken von 15 ML und mehr pseudomorph wachsen [39,41]. Die Abstände zwischen den Lagen liegen für beide Systeme bei etwa 0,17 nm und sind damit kleiner als derjenige für einen Cu-Volumenkristall (0,1805 nm). Die

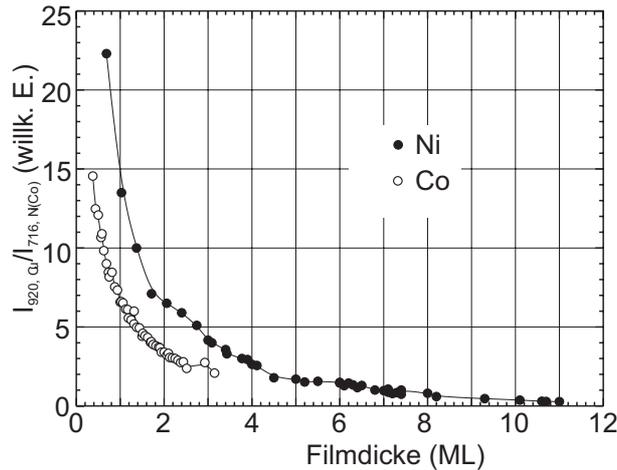


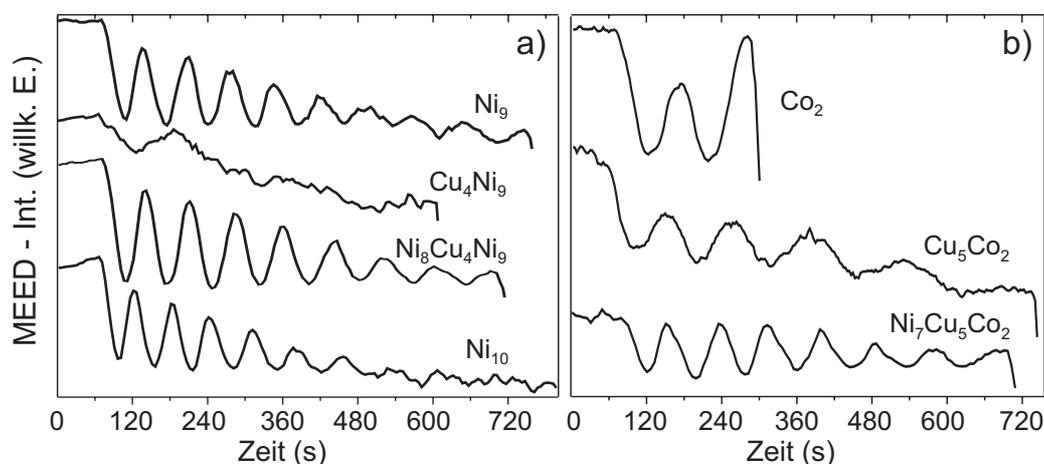
Abb. 4.4.: Auger-Filmdickenkalibrierung für Ni (gefüllte Kreise) und Co (offene Kreise).

Expansion *in* der Filmebene wird also durch eine Kontraktion senkrecht zu dieser kompensiert, wobei das Volumen der Einheitszelle erhalten bleibt.

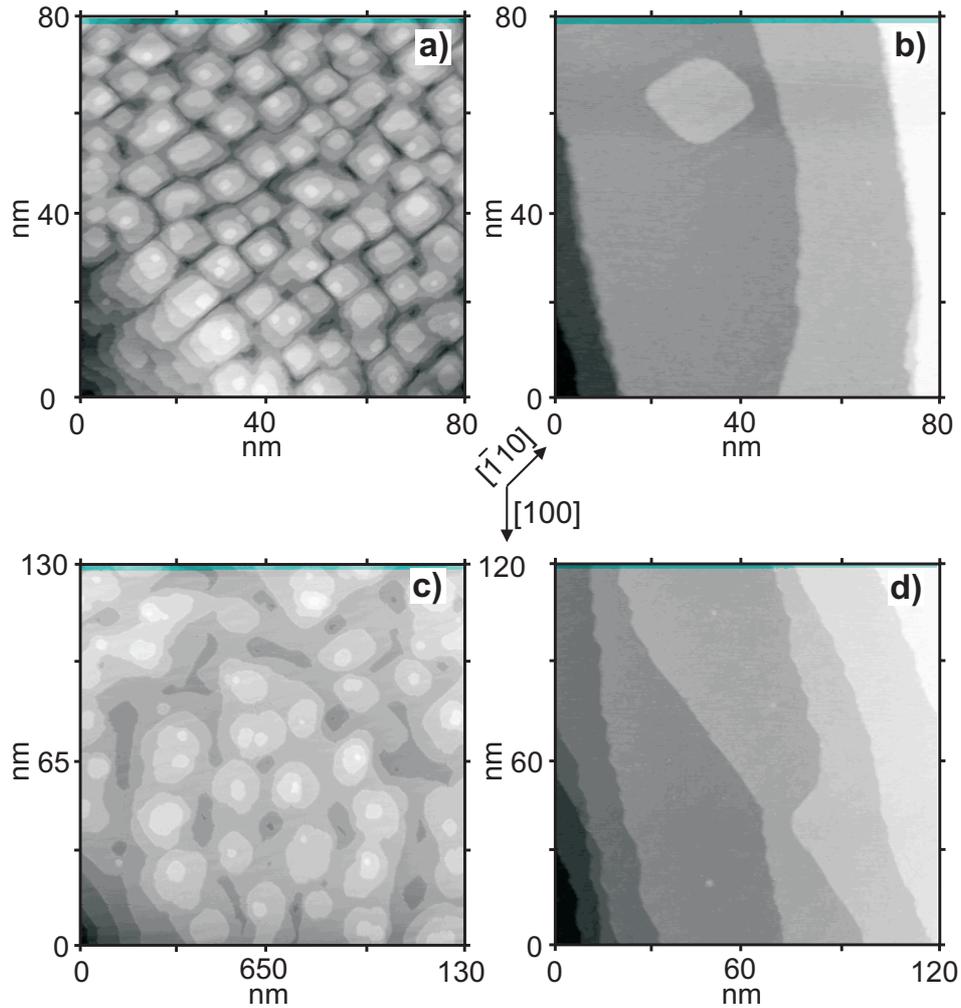
Die Präparation der Filme wurde im UHV durch Elektronenstoßverdampfung durchgeführt. Dazu wurde ein kommerzieller Vierfach-Verdampfer der Firma Oxford Applied Research verwendet, in den maximal vier verschiedene 2 mm dicke Metallstäbe bzw. mit dem Verdampfgut gefüllte Ta-Tiegel montiert werden können. Für die Elemente Ni und Co wurden Stäbe, Cu wurde aus einem Tiegel verdampft. Der Druck während des Verdampfens betrug  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar für Co und Ni bzw.  $3 \cdot 10^{-10}$  mbar im Fall von Cu. Der Öffnungswinkel des durch den Verdampfer erzeugten Strahlkegels aus Atomen mit thermischer Energie ist so groß, daß das Cu(001)-Substrat, das sich in ca. 7 cm Entfernung befindet, homogen bedampft wird. Die Filmdicke wurde durch die in Kap. 3.3 diskutierten MEED-Oszillationen während des Verdampfprozesses kontrolliert und bestimmt. Zusätzlich wurde die Dicke der Filme mittels Auger-Elektronenspektroskopie ermittelt, so daß zwei unabhängige Messungen vorliegen. Wie in Kap. 3.3 diskutiert, basiert die Auger-Methode auf dem Vergleich der Intensitäten von Film- und Substratpeaks, die sich nicht überlagern. In Abb. 4.2(b) und (c) sind Auger-Spektren von einem 5 ML Ni- bzw. einem 2 ML Co-Film gezeigt. Die Peaks bei tiefen Energien überlagern sich mit den Cu-Substratpeaks so stark, daß diese nicht zur Dickenbestimmung geeignet sind. Auch bei hohen Elektronenenergien überlagern sich die meisten Peaks. Die einzig verwendbaren sind die eingezeichneten bei 920 eV (Cu-LMM) und bei 716 eV (Ni- bzw Co-LMM). Mißt man das Verhältnis der Peakintensitäten von Film- zu Substratpeak (oder umgekehrt) als Funktion der Schichtdicke, so findet man bei lagenweisem Wachstum jeweils einen Knick in der Kurve bei komplett gefüllten Atomlagen. Hierdurch erhält man eine absolute Dickenbestimmung [76]. Solche Eichmessungen wurden für Ni- und Co-Filme in unserer Gruppe häufig durchgeführt (siehe z. B. [86,87]), so daß Kurven, in denen das Peakverhältnis als Funktion der Filmdicke aufgetragen ist, vorliegen. Diese Kurven, die in Abb. 4.4 gezeigt sind, konnten somit direkt verwendet

und mit den MEED-Dickenbestimmungen verglichen werden. Die laterale Homogenität der Filme wurde durch Auger-Spektroskopie geprüft, bei der der Elektronenstrahl auf verschiedene Stellen der Probe fokussiert wurde. Dabei lagen die Abweichungen der gemessenen Auger-Intensitäten typischerweise unterhalb von 5 %. Im folgenden soll beispielhaft die Präparation einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_4\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ - und einer  $\text{Ni}_7\text{Cu}_6\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage anhand der MEED-Kurven in Abb. 4.5 erläutert werden. Das Wachstum des in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten  $\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Systems wurde zusätzlich mittels STM untersucht.

**Cu/Ni/Cu/Ni/Cu(001)-System** Die unterste Kurve in Abb. 4.5(a) zeigt die MEED-Intensität während des Aufdampfens von 10 ML Ni bei Raumtemperatur. Man erkennt ausgeprägte Oszillationen, deren Amplitude jedoch mit zunehmender Filmdicke stark abnimmt. Dieses für das System  $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$  bekannte Verhalten deutet auf eine zunehmende Filmrauhigkeit hin (siehe Kap. 3.3) und ist bereits in [37,40] untersucht worden. STM-Messungen zeigen [40], daß die Ni-Filme bei Raumtemperatur bis etwa 5 ML lagenweise wachsen, dann jedoch zunehmend Rauigkeit entwickeln. Ein typisches STM-Bild der Oberflächenmorphologie von 9 ML  $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$  zeigt Abb. 4.6(a). Man erkennt deutlich Pyramiden, deren Kanten parallel zu den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen laufen. Die mittlere Rauigkeit beträgt 0,15 nm [37], die maximale Rauigkeit („peak-to-peak-roughness“) liegt bei  $\approx 0,45$  nm [40]. Mit dem experimentell gefundenen Lagenabstand des Ni-Films von 0,17 nm [39] folgt, daß man auf der Oberfläche 3 – 4 noch nicht geschlossene Ni-Lagen sieht. Man sollte jedoch bedenken, daß die lateralen Dimensionen der Pyramiden verglichen mit der vertikalen Rauigkeit sehr groß sind, denn die mittlere Breite der Pyramiden (gemessen an deren Grundfläche) beträgt für einen 9 ML Film  $\approx 6$  nm und ist damit um den Faktor 40 kleiner als die mittlere Rauigkeit. Die Filmrauhigkeit läßt sich jedoch dramatisch reduzieren, wenn man den Ni-Film bei 420 K für 10 min tempert. Auger-



**Abb. 4.5.:** MEED-Oszillationen während der Präparation einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_4\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ - (links) bzw. einer  $\text{Ni}_7\text{Cu}_6\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage (rechts).



**Abb. 4.6.:** STM Bilder von a) 9 ML Ni und (c) 5 ML Cu auf  $\text{Ni}_9\text{Cu}(001)$ . b) und d) zeigen die Oberflächen von a) und c) nach dem Heizen bei 420 K.

Messungen vor und nach dem Tempern zeigten keine Anzeichen von Interdiffusion. Dies ist in Übereinstimmung mit [88], wo 450 K als untere Grenze für Interdiffusionsprozesse angegeben wird. Das Ergebnis des Temperns zeigt Abb. 4.6(b). Die Pyramiden verschwinden, und man erhält große Terrassen, die die von dem Cu(001)-Substrat vorgegebene maximale Ausdehnung besitzen. An einigen Stellen findet man zusätzlich große Ni-Inseln wie diejenige in Abb. 4.6(b). Zusätzlich zum Heizen des Ni-Films wurde während des Aufdampfens die Substrattemperatur leicht erhöht und der Film bei  $T = 330$  K präpariert. Die Adatome erhalten dadurch eine höhere Energie, die die Diffusion auf der Oberfläche vergrößert und somit lagenweises Wachstum fördert. Eine höhere Temperatur begünstigt allerdings atomare Austauschprozesse an der Grenzfläche zum Substrat [84,85]. Die Aktivierungsenergie und damit die Grenztemperatur, bei der Austauschprozesse stattfinden, ist für einzelne Atome wesentlich geringer als für Grenzflächenatome eines bereits präparierten Films. Selbst für Präparation bei Raumtemperatur finden bei Ni- sowie Co-Filmen solche Prozesse statt. Sie beschränken sich jedoch auf die ersten bei-

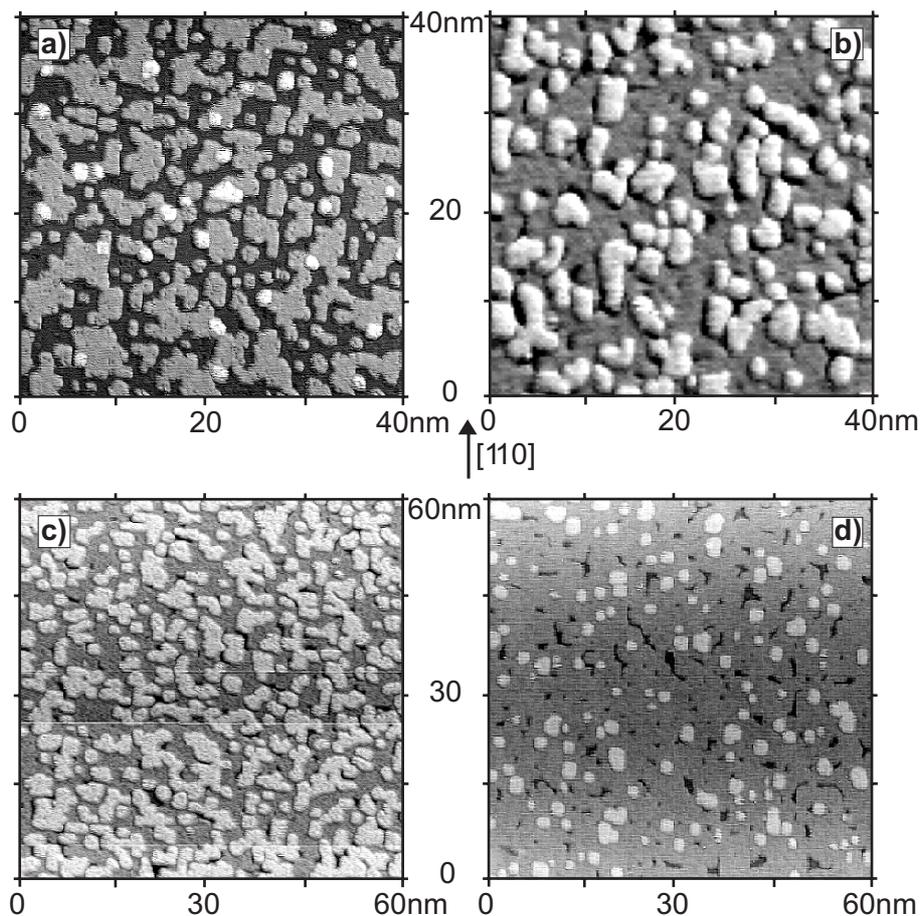
den Lagen [89,90]. Die leichte Erhöhung der Substrattemperatur auf 330 K zeigte keine Auswirkung auf die Auger-Spektren, erst ab ca. 360 K zeigte sich eine signifikante Abnahme der Ni-Intensitäten bezogen auf diejenigen der Cu-Signale. Der Vorteil der leicht erhöhten Substrattemperatur ist in Abb. 4.5(a) (obere MEED-Kurve) dargestellt, in der die während der Deposition von 9 ML Ni bei 330 K aufgenommene MEED-Intensität gezeigt ist. Verglichen mit der Präparation bei Raumtemperatur sind die Amplituden der MEED-Oszillationen bei großen Filmdicken leicht vergrößert. Dadurch kann die Genauigkeit der Filmdickenbestimmung der Ni-Filme, die bei vorhandenen MEED-Oszillationen  $\pm 0,1$  ML beträgt, auf den Bereich 1 – 10 ML ausgedehnt werden.

Im nächsten Schritt wird die Cu-Zwischenschicht präpariert. Die gemessene MEED-Intensität ist erneut in Abb. 4.5(a) gezeigt. Es sind nur sehr schwache Oszillationen zu erkennen, was auf eine große Rauigkeit der Zwischenschicht auf dem Ni-Film schließen läßt. Dies wird durch die STM-Aufnahme eines  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Films in Abb. 4.6(c) bestätigt, die eindeutig 3-dimensionale Inseln zeigt. Diese haben laterale Ausmaße von typischerweise 16 nm und sind damit größer als die Ni-Inseln auf Cu(001). Ihre Kanten verlaufen ebenfalls parallel zu den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen, jedoch ist diese Vorzugsrichtung nicht so klar ausgeprägt wie die der Ni-Inseln auf dem Substrat. Dies kann mit der größeren Dimension der Inseln erklärt werden, d. h., die Cu-Atome haben bei Raumtemperatur eine mittlere freie Weglänge auf der Oberfläche, die kleiner ist als die typische Kantenlänge der Inseln. Somit kann sich die thermodynamisch stabile Inselnform nicht mehr einstellen. Dieser Effekt wurde auch bei Ni/Cu(001) beobachtet [40], jedoch tritt er hier erst bei viel größeren Filmdicken auf. Erst ab Filmdicken von etwa 30 ML und Kantenlängen der Inseln von ca. 8 nm beginnen die Inselkanten runder zu werden. Die Tatsache, daß die Rundung der Kanten bei den Ni-Inseln schon bei kleineren Werten der Kantenlänge auftritt, deutet auf eine geringere Mobilität und damit mittlere freie Weglänge der Ni-Atome auf Cu(001) verglichen mit den Cu-Atomen auf dem Ni-Film hin. Ein weiteres Indiz für die größere Mobilität von Cu zeigt sich in den größeren Inselnflächen im Fall von Cu verglichen mit Ni (Abb. 4.6(a) und (c)). Es sei angemerkt, daß für Co/Cu(001) ebenfalls eine verglichen mit den Co-Atomen höhere Mobilität der Cu-Atome gefunden wurde [84], die durch theoretische Rechnungen in [85,91] bestätigt werden konnte.

Durch Erhöhen der Substrattemperatur konnte keine Verbesserung der MEED-Oszillationen bei Cu erzielt werden, daher ist der Fehler in der Dickenbestimmung für die Cu-Zwischenschichten auf Ni-Filmen größer und liegt bei  $\pm 0,2$  ML. Vor der Deposition des zweiten Ni-Films auf der Zwischenschicht, wurde das System für 10 min bei 420 K getempert, um die Rauigkeit zu reduzieren. Auger-Messungen vor und nach dem Tempern zeigten keine Anzeichen von Interdiffusion. Abbildung 4.2(e) zeigt beispielhaft ein Auger-Spektrum eines mit 4 ML Cu bedeckten 5 ML Ni-Films, das sich nach dem Heizen nicht verändert. Die Oberflächenmorphologie der Cu-Zwischenschicht auf dem Ni<sub>9</sub>-Film nach dem Heizprozeß zeigt Abb. 4.6(d). Die Oberfläche

ist nicht von der des Cu-Substrates zu unterscheiden, d. h., die Zwischenschicht ist erheblich geglättet. Die oberste Ni-Schicht wird erneut bei 330 K in der gleichen Weise wie die untere deponiert. Die entsprechenden MEED-Oszillationen sind in Abb. 4.5(a) am Beispiel von 8 ML Ni zu sehen. Bei dem Film von Abb. 4.5 wurde abschließend noch eine Cu-Deckschicht präpariert (nicht gezeigt in Abb. 4.5). Der Einfluß solcher Deckschichten wird in Kap. 6.5 diskutiert.

**Ni/Cu/Co/Cu(001)-System** In Abb. 4.5(b) sind die MEED-Intensitäten während der Präparation einer  $\text{Ni}_7\text{Cu}_6\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage dargestellt. Die obere Kurve zeigt das Aufbringen von 2 ML Co auf dem Cu(001)-Substrat, das mit ausgeprägten Oszillationen der Spot-Intensität einhergeht. Diese Oszillationen spiegeln das gute Lagenwachstum von Co-Filmen auf Cu(001) wieder [83,92]. Die etwas geringere Intensität der MEED-Intensität nach dem Komplettieren der ersten Co-Lage deutet eine leicht erhöhte Rauigkeit an. In Abb. 4.7 ist die Oberflächenmorphologie bei Raumtemperatur gewachsener Co-Filme auf Cu(001) wiedergegeben. Bei einer Bedeckung von 0,60 ML (a) erkennt man das Cu-Substrat (dunkelgrau), Inseln der ersten Lage (hellgrau) sowie einen ungewöhnlich hohen Anteil an „Doppellageninseln“ (weiß) [92,93]. Diese reduzieren die MEED-Intensität. Neuere STM-Arbeiten zeigen, daß innerhalb der ersten Lage außerdem Austauschprozesse zwischen Co-Atomen und Cu-Substrat-Atomen stattfinden [85,89] In Abb. 4.7 erkennt man deutlich zwei Inseltypen: kleinere sowie Inseln mit großen Flächen. Wie Co-Titrationsexperimente gezeigt haben, bestehen die kleineren hauptsächlich aus Co-Atomen, die größeren bestehen dagegen vorwiegend aus Cu-Atomen [85,89], die am Rand durch Co-Atome begrenzt werden. In Abb.4.7(b) ist die Morphologie für eine Co-Bedeckung von 1,25 ML gezeigt. Man sieht Inseln der zweiten Lage (hellgrau), die auf der ersten geschlossenen Filmlage wachsen. Es sind keine isolierten „Doppelinselformen“ mehr zu erkennen. Aufgrund der durchmischten ersten Lage existieren jedoch dennoch – wie in [89] vorgeschlagen – ferromagnetische Bereiche im Film, die durch nichtferromagnetische Cu-Bereiche getrennt sind. Der Einfluß dieser Bereiche auf die magnetischen Eigenschaften von Co-Filmen mit Dicken  $d < 2$  ML wird in Kap. 5.4 diskutiert. Bei einer Bedeckung von 1,45 ML zeigt sich qualitativ das gleiche Bild wie bei 1,25 ML, die Inselzahl hat jedoch stark zugenommen. Das Zusammenwachsen der Inseln findet ab etwa 1,7 ML statt. In Abb. 4.7(d) ist die Morphologie bei einer Bedeckung von 2,03 ML gezeigt, die ein Bild fast perfekten Lagenwachstums zeigt. Im nächsten Schritt der Zweifachlagenpräparation (mittlere MEED-Kurve in Abb. 4.5) werden 5 ML Cu als Zwischenschicht präpariert. Im Gegensatz zu Cu auf Ni-Filmen zeigen sich klare Oszillationen, was ein glatteres Wachstum von Cu auf Co anzeigt. Da die MEED-Oszillationen bei größeren Filmdicken jedoch deutlich gedämpft sind, wurde der Film analog zum Ni-System zusätzlich für 10 min bei 420 K getempert. Auch hier zeigten Auger-Spektren, die vor und nach dem Temper-Prozeß aufgenommen wurden, keine Anzeichen einer erhöhten Durchmischung von Cu und Co. Abbildung 4.2(d) gibt ein Spektrum eines mit 3 ML Cu bedeckten

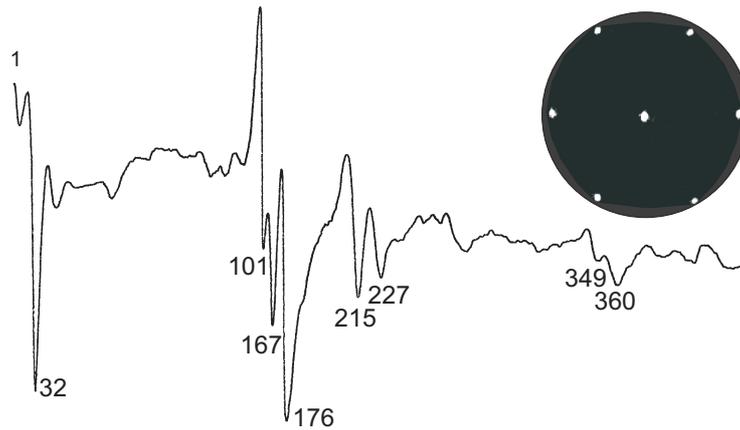


**Abb. 4.7.:** STM-Bilder von Co-Filmen auf Cu(001) für Bedeckungen von a) 0, 60, b) 1, 25, c) 1, 45 und d) 2, 03 ML. Die hohe Genauigkeit der Filmdickenbestimmung resultiert aus einer direkten Bestimmung der Flächen der verschiedenen Lagen (aus [92]).

2 ML Co-Films wieder. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in [83], wo gezeigt wird, daß – wie im Fall von Ni/Cu(001) – die maximale Temperatur, bei der noch keine Interdiffusion festgestellt wurde, 450 K ist. Schließlich ist in der unteren Kurve die Deposition von 7 ML Ni zu sehen, die in gleicher Weise durchgeführt wurde wie bei der oben diskutierten  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_4\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage.

## 4.2. Nickel-Filme auf Re(0001)

**Präparation des Substrat-Kristalls** Der Re(0001)-Kristall wurde zunächst durch wiederholten Beschuß mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen der Energie 3 keV gereinigt. Der Ionenstrom, der über die Probe abfließt, beträgt etwa  $5 - 10 \mu\text{A}$  bei einem Ar-Partialdruck von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Abtrage, d. h. die Größe  $S$  in Glg. (4.1), kleiner als 1 ist. Dadurch ist die Effektivität des Sputterprozesses wesentlich kleiner als bei Kupfer. Daher erfolgt zusätzlich nach jedem Sputterzyklus ein Heizprozeß, bei dem der Kristall auf Temperaturen von maximal



**Abb. 4.8.:** Augerspektrum im Bereich von 0 – 400 eV mit eingezeichneten Re-Peaks sowie LEED-Bild des Re(0001)-Kristalls bei einer Elektronenenergie von 60 eV.

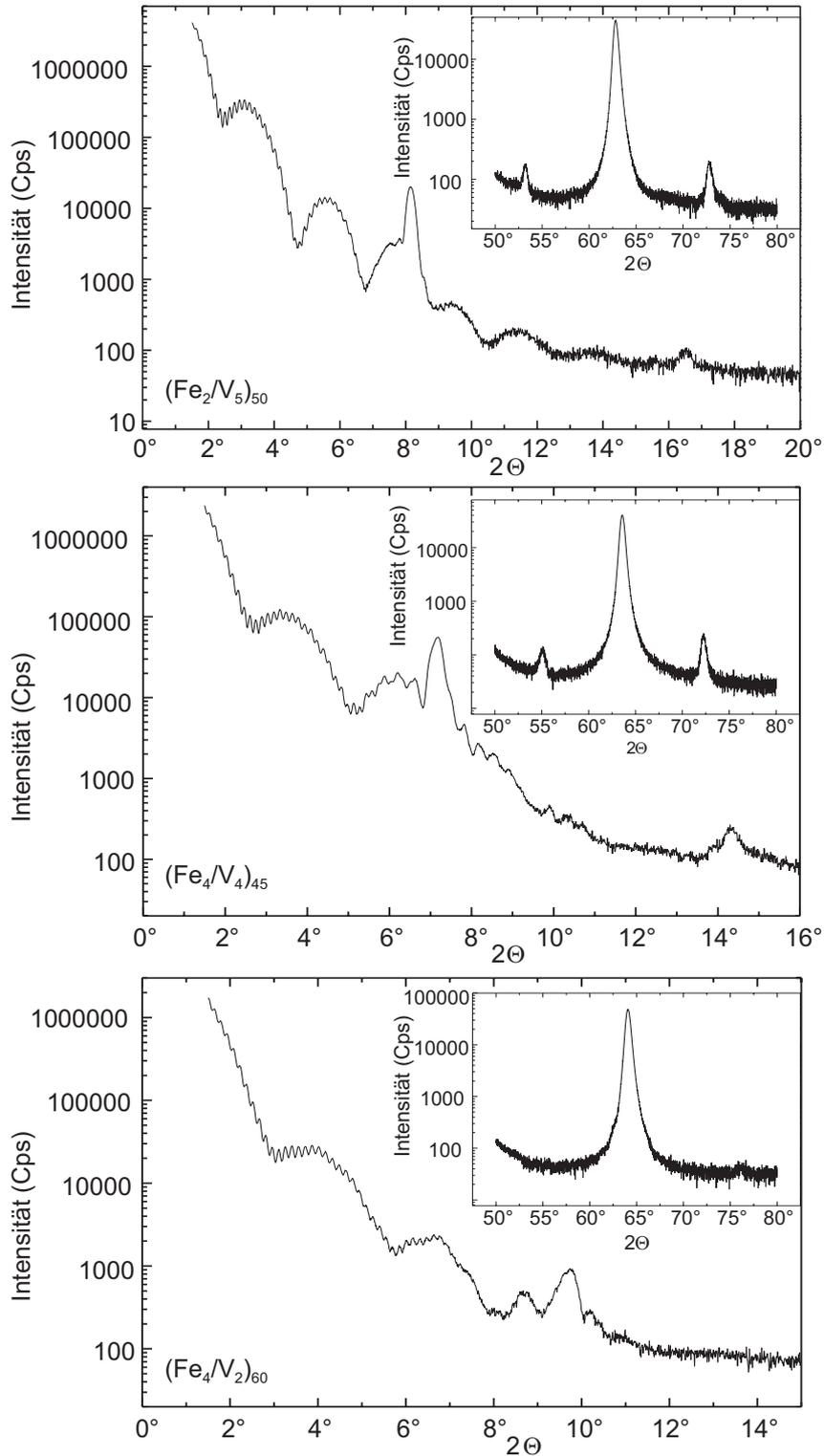
2100 K gebracht wird, wodurch Verunreinigungen von der Oberfläche abdampfen. Derart hohe Temperaturen sind nicht mehr durch resistives Heizen über den Wolfram-Draht möglich, da die erforderlichen Ströme zu hoch wären. Das Heizen erfolgte deshalb durch Elektronenstoß. Hierbei werden Elektronen aus einem Filament durch Anlegen einer Spannung von etwa 1000 V an die Probe auf diese beschleunigt. Die abfließenden Elektronen werden als Strom gemessen, der typischerweise 300 mA beträgt. Die Heizleistungen beträgt dann 300 W, wodurch die hohen Temperaturen leicht erreicht werden können. Zum Messen dieser hohen Proben­temperatur mußte ein Wolfram-Rhenium-Thermoelement verwendet werden, dessen Eichung in Abb. A.6 des Anh. A.3 gezeigt ist. Reinigt man das Substrat in der angegebenen Weise, so zeigen die Augerspektren des Re-Kristalls immer noch Verunreinigungen durch Kohlenstoff, der selbst bei den hohen Temperaturen nicht verdampft. Um den Kohlenstoff zu beseitigen, wird vor dem Heizen Sauerstoff dosiert, der dann bei den hohen Temperaturen mit dem Kohlenstoff zu  $\text{CO}_2$  reagiert, das die Oberfläche verläßt. Auf diese Art kann die Kristalloberfläche sauber präpariert werden. Ein Augerspektrum sowie ein LEED-Bild der Re(0001)-Oberfläche zeigt Abb. 4.8.

**Filmpräparation** Die Nickelschichten auf Re(0001) wurden ebenfalls durch Elektronenstoßverdampfung bei Raumtemperatur hergestellt. Die Dickenkalibrierung erfolgte dabei gemäß der in [94] gezeigten Kurve, in der die Auger-Intensitäten des Ni-Peaks bei 61 eV und die des Re-Peaks bei 32 eV (siehe Abb. 4.8) als Funktion der Filmdicke gemessen wurden. In [94] wurde gezeigt, daß bei einer Filmdicke von 2 ML beide Peaks gerade die gleiche Intensität besitzen, was als Fixpunkt zur Dickenbestimmung dient. Im Gegensatz zum Wachstum der Zwischenschichten der Zweifachlagen ist das Wachstum von Ni auf Re(0001) bereits ausführlich untersucht worden [94,95]. Daher sollen hier nur die wichtigsten Aspekte genannt werden. Die ersten 4–5 ML zeigen ein fast perfektes Lagenwachstum, oberhalb dieser Filmdicke bilden sich dreieckige Inseln. Das Lagenwachstum erscheint zunächst erstaunlich, da die Fehlanpas-

sung der Atomabstände in der Filmebene  $\frac{a_{Re}-a_{Ni}/\sqrt{2}}{a_{Re}} = \frac{0,276 \text{ nm}-0,249 \text{ nm}}{0,276 \text{ nm}} = 9,7 \%$  beträgt. Die Tatsache, daß der Ni-Film den Re-Kristall trotzdem so gut benetzt, hat zwei Gründe: (i) Rhenium ist das chemische Element mit der größten Oberflächenspannung [96]. Aufgrund der viel kleineren Oberflächenspannung von Nickel benetzt dieses daher die Oberfläche, was zu einer Absenkung der Gesamtenergie des Systems führt. (ii) Da 10 Ni-Atomabstände fast genau 9 Re-Abständen entsprechen, bildet sich eine Moiré-Struktur [95], die oberhalb 5 ML, d. h. mit Einsetzen des dreidimensionalen Wachstums, verschwindet. Durch diese Struktur wird die Verspannung in der Filmebene auf den Wert  $\frac{9 \cdot a_{Re}-10 \cdot a_{Ni}/\sqrt{2}}{9 \cdot a_{Re}} = -0,24 \%$  herabgesetzt, und das System kann epitaktisch wachsen. Ein weiterer Vorteil des Systems Ni/Re(0001) ist, daß bei hohen Temperaturen keine Interdiffusion stattfindet [94]. Man kann dadurch auch Filme mit hohen Curie-Temperaturen bis zum Phasenübergang untersuchen.

### 4.3. Fe/V-Multilagen auf MgO(001)

Die Fe/V(001)-Multilagen, die mittels einer Palladium-Deckschicht vor Oxidation geschützt sind, wurden durch P. Blomqvist an der Universität in Uppsala (Schweden) durch „Sputter“-Deposition hergestellt. Als Substrat wurden MgO(001)-Einkristalle verwendet. Details bzgl. der Probenherstellung finden sich in [97–99]. MgO wird in der Literatur häufig zur Herstellung von epitaktischen Fe(001)-Filmen verwendet. Im Gegensatz zu vielen Halbleiter- und Metallsubstraten gibt es zwischen dem Isolator MgO und dem Filmmaterial relativ geringe Wechselwirkung durch Hybridisierung [100,101]. Die Fehlanpassung von Film- und Substratgitter wird dadurch verringert, daß der Fe-Film um  $45^\circ$  verdreht auf dem MgO(001)-Kristall aufwächst, d. h. die [110]-Richtung von Fe in der Filmebene liegt parallel zur [010]-Richtung von MgO (siehe dazu Abb. 7.1 in Kap. 7) [102]. Dies ergibt für Fe/MgO(001) mit der Gitterkonstante für Fe ( $a_{Fe} = 0,287 \text{ nm}$ ) und der Gitterkonstanten für MgO ( $a_{MgO} = 0,421 \text{ nm}$ ) eine Gitterfehlanpassung von  $\frac{a_{MgO}-\sqrt{2}a_{Fe}}{a_{MgO}} = 3,6 \%$ . Der gleiche Zusammenhang zwischen den Kristallrichtungen wurde für das Wachstum von Fe/V-Multilagen gefunden, wie Untersuchungen mittels RHEED, Röntgenbeugung bei kleinen und großen Winkeln, TEM (Transmission Electron Microscopy) [97,99] sowie zusätzlich durchgeführte Mößbauer-Studien (CEMS: Conversion Electron Mössbauer Spectroscopy) [103,104] gezeigt haben. Da die Gitterkonstante von Vanadium  $a_V = 0,303 \text{ nm}$  beträgt, hängt hier die Verspannung im Film stark von der relativen Konzentration der beiden Elemente ab. Das Wachstum für beide Elemente erfolgt lagenweise, die Grenzflächen zeichnen sich durch sehr geringe mittlere Rauigkeiten von  $\pm 0,1 \text{ nm}$  aus [97,99,105]. Ab einer V-Dicke von 16 ML entwickelt sich jedoch ein 3-dimensionales Wachstum, wie RHEED-Messungen ergeben haben [105]. Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse der von P. Blomqvist durchgeführten Röntgenbeugungsmessungen für drei der 4 in dieser Arbeit untersuchten Multilagen. Dabei wird wie üblich die Dicke der individuellen Fe- ( $d_{Fe}$ ) bzw.



**Abb. 4.9.:** Röntgenbeugung an der  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -,  $\text{Fe}_4/\text{V}_4$ - und  $\text{Fe}_4/\text{V}_2$ -Vielfachschicht

V-Schichten ( $d_V$ ) als tiefgestellter Index angegeben. Die tiefgestellte Zahl hinter der Klammer gibt die Anzahl der Wiederholungen der Multilagenperiode  $\Lambda = d_{\text{Fe}} + d_V$  an. In Abb. 4.9 ist die Intensität der reflektierten  $\text{CuK}_\alpha$ -Röntgenstrahlung in einem  $\theta - 2\theta$ -Diagramm für klei-

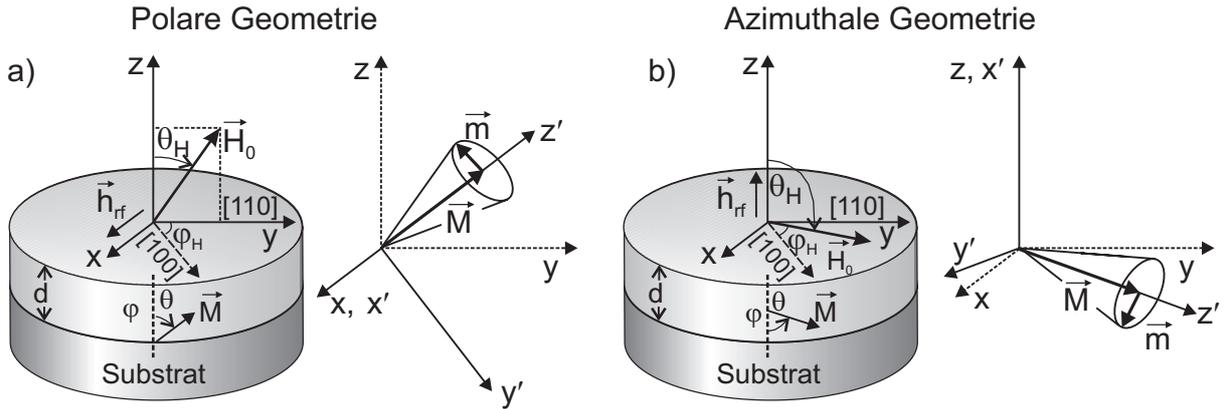
ne sowie für große  $\theta$ -Werte dargestellt.  $\theta$  wird dabei gegen die Filmebene gemessen, d. h., kleine  $\theta$ -Werte bedeuten streifenden Einfall der Röntgenstrahlen. In diesem Fall ist die Längenskala der Messung viel größer als die atomaren Abstände, so daß man Informationen über den chemischen Aufbau der Multilage erhält. Für große  $\theta$ -Werte ist man auf die Abstände auf atomarer Längenskala empfindlich. Dabei sind jedoch nur die Gitterparameter senkrecht zur Probenoberfläche bestimmbar. Die Kleinwinkeldiagramme der Abb. 4.9 zeigen die folgenden Effekte: (i) Man erkennt kleine Oszillationen. Diese sog. Kiessig-Oszillationen stammen von der abwechselnd konstruktiven bzw. destruktiven Interferenz zwischen den an der Grenzfläche Multilage/Luft bzw. Multilage/Substrat reflektierten Teilstrahlen [106]. Aus der Periode der Kiessig-Oszillationen kann man die Gesamtdicke des Films bestimmen. (ii) Man erkennt breitere periodische Oszillationen, die durch Interferenzeffekte aufgrund der Palladium-Deckschicht entstehen. Da diese Schicht dünner ist, als die des gesamten Films, ergibt sich eine größere Periode als bei dem in (i) diskutierten Effekt. (iii) Die Lagenstruktur bedeutet eine periodische Änderung der Elektronendichte und damit des Brechungsindex bzw. der Reflektivität. Bei bestimmten Winkeln ergibt sich daher ebenfalls konstruktive Interferenz durch die Lagenstruktur, und somit erscheinen Multilagenpeaks. Da die Elektronenstruktur für Fe und V ähnlich ist – die Elemente sind im Periodensystem benachbart –, sind keine separaten Peaks aufgrund der V- und Fe-Schichten zu sehen. Aus den Multilagenpeaks läßt sich  $\Lambda$  bestimmen. Für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50^-}$  und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45^-}$ -Multilage sind jeweils zwei Peaks in Abb. 4.9 zu sehen, bei der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60^-}$ -Multilage nur einer. Dazu ist folgendes anzumerken: Das Beugungsbild für kleine Winkel entspricht der Fourier-Transformation der chemischen Modulation der Multilage. Besitzen die Grenzflächen ein sinusförmiges Rauigkeitsprofil, so erwartet man daher nur einen Peak. Scharfe Grenzflächen hingegen (rechteckförmiges Rauigkeitsprofil) führen zu vielen Multilagenpeaks. Die Tatsache, daß bei der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60^-}$ -Multilage nur ein Peak erscheint, deutet daher auf relativ starke Grenzflächenrauigkeit bei dieser Probe hin, die deutlich größer ist als die oben genannten  $\pm 0,1$  ML. Die Messungen bei großen Winkeln zeigen, daß für alle drei Proben aufgrund der bcc-Struktur der (001)-Bragg-Peak verschwindet. Der (002)-Peak hat für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50^-}$  und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45^-}$ -Multilage aufgrund der periodischen Lagenstruktur Satelliten [97], die jedoch bei der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60^-}$ -Probe fehlen, was erneut die schlechtere Lagenstruktur dieser Probe anzeigt. Die Position des (002)-Bragg-Peaks kann zur Bestimmung der über die Fe- und V-Lagen gemittelten senkrechten Gitterkonstanten  $\langle a_{\perp} \rangle$  benutzt werden. Der mittlere Lagenabstand ist aufgrund der bcc-Struktur die Hälfte von  $\langle a_{\perp} \rangle$ . Nimmt der V-Anteil der Multilagen zu, so wird auch  $\langle a_{\perp} \rangle$  größer. Für eisenreiche Multilagen nähert sich  $\langle a_{\perp} \rangle$  hingegen dem Wert von Fe im Volumen an. Die Werte für  $\langle a_{\perp} \rangle$  der drei Multilagen bestätigen dies, sie sind 0,2931 nm, 0,2902 nm und 0,2892 nm für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50^-}$ ,  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45^-}$  bzw. die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60^-}$ -Multilage. Für weitere Analysen der Röntgenbeugungsdaten sei auf [97–99] verwiesen.

# 5. FMR an ultradünnen Einfachlagen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Voruntersuchungen an Einfachlagen zusammengefaßt. Zunächst wird auf die theoretischen Grundlagen der FMR eingegangen, danach werden die experimentellen Ergebnisse für Ni/Re(0001), Ni/Cu(001) und Co/Cu(001) separat vorgestellt. Am Beispiel von Ni/Re(0001) wird die Bestimmung der Anisotropiebeiträge aus temperatur- und winkelabhängigen FMR-Messungen erklärt. Da die magnetischen Anisotropien für Ni- und Co-Filme in [36,87,107] bereits ausführlich mittels *in situ* FMR untersucht wurden, wird für diese Systeme keine vollständige Charakterisierung der MAE gegeben. Es wird vielmehr auf die grundlegenden Eigenschaften der Systeme im Hinblick auf die gekoppelten Filme eingegangen. Dazu muß der in [36,87,107] nicht untersuchte Einfluß einer Cu-Deckschicht auf die magnetischen Eigenschaften ermittelt werden, da diese später die Zwischenschicht bildet. Zusätzlich werden Art und Dicke der beiden magnetischen Filme ermittelt, die eine optimale Untersuchung innerhalb der Zweifachlagen ermöglichen. Schließlich werden die Anisotropien dieser optimalen Einfachfilme genau gemessen, da sie für die Auswertung der FMR-Daten der Zweifachlagen von entscheidender Bedeutung sind (siehe Kap. 6). Im Fall der Ni/Cu(001)-Filme wurde zudem erstmals der Einfluß von Sauerstoff als „Surfactant“ auf die magnetischen Eigenschaften untersucht. Dabei werden die Filme auf einem voroxidierten Cu-Substrat gewachsen.

## 5.1. Theorie der FMR an ultradünnen Filmen

Wie in Kap. 2.2 erläutert, erfolgt die theoretische Beschreibung der FMR in ultradünnen Filmen über zwei alternative Methoden: (i) Man löst die Landau-Lifschitz-Gleichung (Glg. (2.20)) direkt. Hierzu muß das effektive Feld  $\vec{H}^{eff}$  bekannt sein. (ii) Man verwendet die Methode nach Smit und Beljers, die zwar implizit auch die Landau-Lifschitz-Bewegungsgleichung benutzt, jedoch eine allgemeine Lösungsformel angibt. In dieser muß an Stelle von  $\vec{H}^{eff}$  die freie Energie  $F$  bzw. der Anteil von  $F$ , der anisotrop bzgl. der magnetischen Eigenschaften des Systems ist, eingesetzt werden (siehe Ausdrücke für  $F$  in Kap. 2.1). Man erhält dann eine Gleichung für das Resonanzfeld. An dieser Stelle soll jedoch die gesamte Linienform des FMR-Signals bestimmt werden, was auf direkterem Wege mit Methode (i) erreicht wird. In Kap. 3.1 wurde



**Abb. 5.1.:** Koordinatentransformation in ein an die Bewegung der Magnetisierung gekoppeltes System für (links) die polare Geometrie und (rechts) die azimuthale.

gezeigt, daß das mittels FMR gemessene Signal proportional zu den Komponenten des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors  $\chi$  ist. Es wird diejenige Komponente gemessen, die parallel zum Mikrowellenfeld im Resonator am Ort der Probe ist (siehe Kap. 2.2). Zur Simulation des Resonanzsignals muß diese Komponente aus der Landau-Lifschitz-Gleichung berechnet werden. Für den einfachen Fall, daß das externe Magnetfeld entlang einer festen Richtung liegt und keine Anisotropiefelder in der Probe vorhanden sind ( $\vec{H}^{eff} = \vec{H}_0$ ), wurde dies in Kap. 2.2 getan. Jetzt sollen ein variables  $\vec{H}_0$ -Feld und Anisotropiefelder für einen Film mit tetragonaler Symmetrie berücksichtigt werden. Es werden zwei spezielle Situationen unterschieden, die für die verwendeten Meßgeometrien und die untersuchten Proben geeignet sind. Die zugehörigen Koordinatensysteme sind in Abb. 5.1 dargestellt. Im folgenden wird auf die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendete polare Geometrie eingegangen, die in der Literatur wenig diskutiert wird. Der Gang der Rechnung für die azimuthale Geometrie ist analog und wird in der Literatur häufiger behandelt, so daß am Ende nur die Ergebnisse aufgeführt werden.

**Polare Meßgeometrie** Die Messungen in polarer Geometrie werden durch Abb. 5.1(a) beschrieben. Die Winkelbezeichnungen sind analog zu Abb. 2.2. Das externe  $\vec{H}_0$ -Feld wird nur in der y/z-Ebene bewegt ( $\theta_H$  beliebig,  $\varphi_H = 45^\circ$ ). Die z-Richtung liegt parallel zur Filmnormalen, die mit der [001]-Richtung der Probe zusammenfällt, die y-Richtung liegt parallel zur [110]-Richtung. Die Magnetisierung soll auf Bewegungen innerhalb der y/z-Ebene beschränkt sein ( $\theta$  beliebig,  $\varphi = 45^\circ$ ). Da fast alle in dieser Arbeit untersuchten Proben innerhalb der Filmebene leichte Richtungen parallel zu den  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen besitzen, ist diese Annahme meist erfüllt. Nur im Fall der Fe/V-Multilagungen treten leichte Richtungen parallel  $\langle 100 \rangle$  auf. Da diese – verglichen mit der senkrechten Anisotropie – jedoch klein sind, führt selbst ein kleines externes  $\vec{H}_0$ -Feld, das in den FMR-Messungen immer anliegt, zu einer Orientierung der Magnetisierung innerhalb der y/z-Ebene. Im folgenden wird daher angenommen, daß der Gleichgewichtswinkel

der Magnetisierung in der Filmebene durch  $\varphi^0 = 45^\circ$  gegeben ist. Die Probe befindet sich in dieser Geometrie so im Mikrowellenresonator, daß die y-Achse parallel zur Seite mit Länge  $R_Z$  ( $L_R$ ) im Zylinderresonator (Rechteckresonator) ist (siehe Abb. 3.1). Bei den Messungen befindet sich die Probe im Resonatorzentrum. Dort ist das Mikrowellenfeld linear polarisiert. Gemäß der verwendeten Resonatormoden (siehe Abb. 3.1) liegt das Magnetfeld der Mikrowelle dann parallel zur x-Achse des Koordinatensystems in Abb. 5.1(a), d. h.  $\vec{h}_{rf} = h_{rf,x} \vec{e}_x$ . Ausgehend von dem  $(x, y, z)$ -Koordinatensystem geht man in ein anderes über, dessen  $z'$ -Achse sich mit der Richtung der statischen Sättigungsmagnetisierung  $\vec{M}_S$  mitbewegt (siehe kleines Bild der Abb. 5.1(a)). Die  $x'$ -Achse fällt dann mit der x-Achse zusammen. Aufgrund des Mikrowellenfeldes präzediert  $\vec{M}$  um die  $z'$ -Achse. Wenn  $\vec{m}(t) = (m_{x'}, m_{y'}, 0)$  den zeitabhängigen Anteil von  $\vec{M}$  aufgrund der Präzession bezeichnet, kann man  $\vec{M}(t)$  im  $(x', y', z')$ -Koordinatensystem als  $\vec{M}(t) = (m_{x'}(t), m_{y'}(t), M_S)$  schreiben<sup>1</sup>. Die Transformation zwischen den Koordinatensystemen wird dabei durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned} M_x(t) &= m_{x'}(t) \\ M_y(t) &= m_{y'}(t) \cos \theta + M_S \sin \theta \\ M_z(t) &= -m_{y'}(t) \sin \theta + M_S \cos \theta \end{aligned} \quad (5.1)$$

Für die Landau-Lifschitz-Gleichung benötigt man einen Ausdruck für das effektive Feld  $\vec{H}^{eff} = (H_{x'}^{eff}(t), H_{y'}^{eff}(t), H_{z'}^{eff}(t))$  in der Probe, in das die internen Anisotropiefelder  $\vec{H}^{int}$ , das externe Feld  $\vec{H}_0$  und das Mikrowellenfeld  $\vec{h}_{rf} = (h_{rf,x}, 0, 0)$  eingehen. Dieser Ausdruck kann aus der freien Energie  $F$  (Glg. (2.13)) mittels der Beziehung  $dF = -\vec{H}^{eff} \cdot d\vec{M}$  hergeleitet werden. Die Komponenten von  $\vec{H}^{eff}$  sind dann:

$$H_\alpha^{eff} = - \left. \frac{\partial F}{\partial M_\alpha} \right|_{\theta=\theta^0, \varphi=\varphi^0=45^\circ}, \quad \alpha = x', y', z' \quad (5.2)$$

Dabei müssen die Ableitungen an den Gleichgewichtswinkeln ( $\varphi^0 = 45^\circ, \theta^0$ ) der Magnetisierung gebildet werden. Der polare Gleichgewichtswinkel kann aus den Nullstellen der ersten Ableitung der freien Energie  $F$  bestimmt werden, d. h. aus der Gleichung  $\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0$ . Da bei der FMR mit angelegtem Feld gemessen wird, muß der Gleichgewichtswinkel unter Berücksichtigung des externen Feldes bzw. des Zeeman-Termes ermittelt werden. Wird dabei der durch Glg. (2.13) gegebene Ausdruck für  $F$  verwendet, so erhält man für die polare Geometrie ( $\varphi_H = \varphi^0 = 45^\circ$ ) die folgende Bedingung für den Gleichgewichtswinkel:

$$MH_0 \sin(\theta^0 - \theta_H) = 2 \left( -2\pi M^2 - \frac{1}{2} K_{4\parallel} + K_{2\perp} \right) \sin \theta^0 \cos \theta^0 + (K_{4\parallel} + 2K_{4\perp}) \sin \theta^0 \cos^3 \theta^0 \quad (5.3)$$

<sup>1</sup>Da die  $m_{i'}$  klein sein sollen, wird im folgenden  $M_S = |M| = M$  geschrieben.

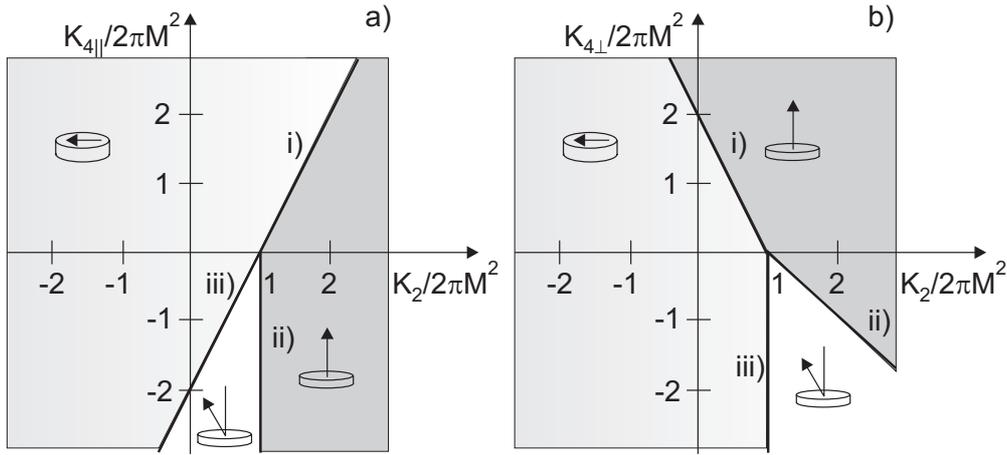
$\theta^0 = 0$	i) $K_{2\perp} + \frac{1}{2}K_{4\perp} - \frac{1}{4}K_{4\parallel} > 2\pi M^2, X > 0$ ii) $K_{2\perp} + K_{4\perp} > 2\pi M^2, X < 0$
$\sin^2 \theta^0 = \frac{K_{2\perp} + K_{4\perp} - 2\pi M^2}{K_{4\perp} + \frac{1}{2}K_{4\parallel}}$	ii) $K_{2\perp} + K_{4\perp} < 2\pi M^2$ und iii) $2\pi M^2 < K_{2\perp} - \frac{1}{2}K_{4\parallel}, X < 0$
$\theta^0 = \pi/2$	i) $K_{2\perp} + \frac{1}{2}K_{4\perp} - \frac{1}{4}K_{4\parallel} < 2\pi M^2, X > 0$ iii) $K_{2\perp} - \frac{1}{2}K_{4\parallel} < 2\pi M^2, X < 0$

**Tabelle 5.1.:** Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung und Stabilitätsbedingungen für deren Auftreten nach [44]. Die Bezeichnungen i) bis iii) beziehen sich auf die Grenzlinien in Abb. 5.2. Zur Abkürzung wurde definiert  $X := K_{4\perp} + (1/2)K_{4\parallel}$ .

Hieraus muß – für ein gegebenes Feld  $\vec{H}_0$  – der polare Gleichgewichtswinkel bestimmt werden, was i. allg. nur numerisch gelingt. Für  $H_0 = 0$  können die möglichen Gleichgewichtswinkel jedoch analytisch angegeben werden. Man erhält dann aus Glg. (5.3) sofort die drei Nullstellen zu (a)  $\theta^0 = 0^\circ$ , (b)  $\theta^0 = 90^\circ$  und (c)  $\cos^2 \theta^0 = (2\pi M^2 - K_{2\perp} + K_{4\parallel}/2) / (K_{4\perp} + K_{4\parallel}/2)$ . Welche Lösung eintritt, hängt von den Werten der Anisotropiekonstanten ab. In Tab. 5.1 sind die Bedingungen für das Eintreten der entsprechenden Gleichgewichtswinkel aufgeführt<sup>2</sup>. Die Bedingungen, die mit i) bis iii) gekennzeichnet sind, bilden die Grenzlinien der in Abb. 5.2 dargestellten Stabilitätsdiagramme. In (a) ist  $K_{4\parallel}$  normiert auf  $2\pi M^2$ , in (b)  $K_{4\perp}$  normiert auf  $2\pi M^2$  als Funktion von  $K_{2\perp}/2\pi M^2$  gezeigt. Für gewisse Kombinationen der Anisotropiekonstanten entstehen Bereiche (weiß), in denen der Gleichgewichtswinkel zu einer gekippten Magnetisierung führt. Diese Bereiche treten nur dann auf, wenn mindestens einer der  $K_4$ -Terme  $\neq 0$  ist. Ansonsten existieren nur die Lösungen  $\theta^0 = 0^\circ$  und  $\theta^0 = 90^\circ$ . Erstere ist für  $K_{2\perp} > 2\pi M^2$ , letztere für  $K_{2\perp} < 2\pi M^2$  stabil (Es sei daran erinnert, daß  $2\pi M^2$  die Formanisotropie darstellt). Für eine detaillierte Diskussion der Stabilitätskriterien sei auf [44] verwiesen.

Ist der Gleichgewichtswinkel für ein festes Feld bekannt, können die Komponenten von  $\vec{H}^{eff}$  berechnet werden. Dazu ist es günstig, die in Kap. 2.1 gegebenen Ausdrücke für die freie Energie zu benutzen, die noch die Richtungskosinus  $\alpha_i = \vec{M}/M \cdot \vec{e}_i, i = x, y, z$  enthalten. In diesen Ausdruck setzt man für  $M$  die Gleichungen. (5.1) ein und kann dann mittels Glg. (5.2) die einzelnen Komponenten bestimmen. Dabei werden Ausdrücke, die quadratisch in den kleinen Größen  $m_{ij}$  sind, vernachlässigt. Die Länge der Magnetisierung soll des weiteren als konstant angesehen werden, d. h., es werden nur transversale Auslenkungen aus der Gleichgewichtsposition, gegeben durch  $M_S$ , angenommen. Daher werden nur Ausdrücke, die zeitlich konstant in  $z'$ -Richtung sind, berücksichtigt, d. h., es existiert keine Komponente des effektiven Feldes in  $z'$ -Richtung. Um eine Linienbreite simulieren zu können, müssen dissipative Prozesse berücksichtigt werden. Dies wird durch Einführung eines Gilbert-Dämpfungsterms in der Landau-

<sup>2</sup>In Tab. 5.1 wurde der Ausdruck für die Nullstelle (c) mittels  $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$  umgeschrieben.



**Abb. 5.2.:** Stabilitätsdiagramme für die leichte Richtung der Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld nach [44]. a)  $K_{4\parallel}$  als Funktion von  $K_{2\perp}$  in Einheiten von  $2\pi M^2$  mit  $K_{4\perp} = 0$ . b)  $K_{4\perp}$  als Funktion von  $K_{2\perp}$  in Einheiten von  $2\pi M^2$  mit  $K_{4\parallel} = 0$ .

Lifschitz-Gleichung getan (siehe Glg. (2.20)). Es sei angemerkt, daß man den Gilbert-Term auch als effektives Feld schreiben kann. Er erhält dann die Form  $\vec{H}_{Gil} = \frac{G}{\gamma M^2} \frac{d\vec{M}}{dt}$  und kann in  $\vec{H}^{eff}$  hineingezogen werden. Setzt man die effektiven Felder in die Landau-Lifschitz-Gleichung ein und macht den Ansatz  $h_{rf,x}, m_{i'} \propto e^{i\omega t}$ , so erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
 \frac{i\omega}{\gamma} m_{x'} + & \left[ H_0 \cos(\theta^0 - \theta_H) + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 2\theta^0 \right. \\
 & \left. + \left( \frac{K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 4\theta^0 + \frac{i\omega G}{\gamma^2 M} \right] m_{y'} = 0 \\
 -\frac{i\omega}{\gamma} m_{y'} + & \left[ H_0 \cos(\theta^0 - \theta_H) + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^2 \theta^0 \right. \\
 & \left. + \left( \frac{2K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^4 \theta^0 - \frac{2K_{4\parallel}}{M} + \frac{i\omega G}{\gamma^2 M} \right] m_{x'} = M h_{rf,x'}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Dabei wurde das sog. effektive Anisotropiefeld  $M_{eff} := 2K_{2\perp}/M - 4\pi M$  eingeführt. Dieses ist die in allen folgenden FMR-Messungen primär diskutierte Anisotropiegröße. Ein positiver (negativer) Wert zeigt eine leichte Richtung senkrecht (parallel) zur Filmebene an. Die  $K_4$ -Terme sind i. allg. wesentlich kleiner. Das Vorzeichen von  $K_{4\parallel}$  bestimmt die leichte Richtung in der Filmebene. Für  $K_{4\parallel} > 0$  sind die  $\langle 100 \rangle$ -, für  $K_{4\parallel} < 0$  die  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen die leichten. In Kap. 3.1 wurde gezeigt, daß das FMR-Signal proportional zu der Komponente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors parallel zum Mikrowellenfeld ist. Für die vorliegende Geometrie ist dies  $\chi_x = \chi_{x'} = m_{x'}/h_{rf,x}$ .  $\chi_x$  kann durch Lösen des Gleichungssystems (5.4) ermittelt

werden. Man erhält:

$$\chi_x = \frac{M \left[ A + \frac{i\omega G}{\gamma^2 M} \right]}{\left[ A + \frac{i\omega G}{\gamma^2 M} \right] \left[ B + \frac{i\omega G}{\gamma^2 M} \right] - \left( \frac{\omega^2}{\gamma^2} \right)} \quad (5.5)$$

Dabei wurden die Abkürzungen

$$A := H_0 \cos \Delta\theta + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 2\theta^0 + \left( \frac{K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 4\theta^0 \quad (5.6)$$

$$B := H_0 \cos \Delta\theta + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^2 \theta^0 + \left( \frac{2K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^4 \theta^0 - \frac{2K_{4\parallel}}{M} \quad (5.7)$$

benutzt. Dabei wurde  $\Delta\theta := (\theta^0 - \theta_H)$  gesetzt. Das Resonanzfeld tritt unter der Bedingung auf, daß  $\chi_x$  maximal wird. Dies ist der Fall, wenn der Realteil des Nenners in der Glg. (5.5) Null wird, wenn also  $AB - \left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = 0$  gilt. Daraus folgt als Bestimmungsgleichung für das Resonanzfeld:

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[ H_0 \cos \Delta\theta + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 2\theta^0 + \left( \frac{K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 4\theta^0 \right] \left[ H_0 \cos \Delta\theta + \left( M_{eff} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^2 \theta^0 + \left( \frac{2K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^4 \theta^0 - \frac{2K_{4\parallel}}{M} \right] \quad (5.8)$$

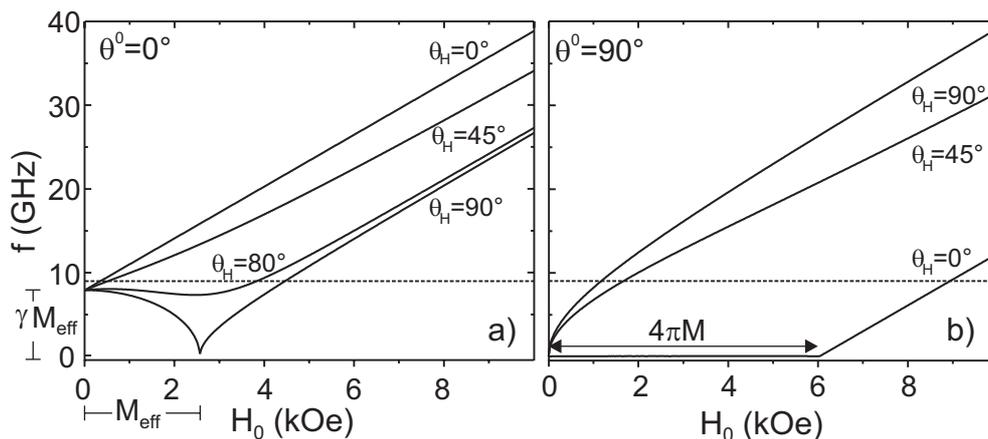
Die Beziehung zwischen Frequenz und externem Feld heißt in der Literatur Dispersionskurve, sollte jedoch nicht mit der Abhängigkeit der Frequenz vom Wellenvektor verwechselt werden. Die Spezialfälle für parallele Orientierung von externem Feld und Magnetisierung in der Filmebene entlang der [110]-Richtung ( $\theta_H = \theta^0 = 90^\circ$ ) bzw. senkrecht zur Filmebene ( $\theta_H = \theta^0 = 0^\circ$ ) unter Vernachlässigung der  $K_4$ -Terme sind:

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = H_{0\parallel} (H_{0\parallel} - M_{eff}), \quad \vec{H}_0 \text{ in der Filmebene} \quad (5.9)$$

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = H_{0\perp} + M_{eff}, \quad \vec{H}_0 \text{ senkrecht zur Filmebene} \quad (5.10)$$

Diese Gleichungen können immer dann verwendet werden, falls das externe Feld entweder in der leichten Magnetisierungsrichtung anliegt oder groß genug ist, um die Magnetisierung in Feldrichtung zu zwingen.

Abbildung 5.3 zeigt die Dispersionskurve für (a) ein System mit leichter Richtung senkrecht zur Filmebene ( $\theta^0 = 0^\circ$ ) und (b) einem System mit leichter Magnetisierungsrichtung parallel zur Filmebene ( $\theta^0 = 90^\circ$ ). Dabei wurden die meist kleinen  $K_4$ -Terme vernachlässigt und es wurde  $f = \omega/2\pi$  aufgetragen. Um eine leichte Richtung in der Filmebene zu erzeugen, reicht es aus, in  $M_{eff}$  das Formanisotropiefeld  $4\pi M$  zu berücksichtigen, da ein  $K_{2\perp}$ -Term nur additiv wirkt, nicht jedoch die Form der Winkelabhängigkeit beeinflusst. In (b) wurde daher  $M_{eff} = 4\pi M$  gesetzt. Für  $M$  wurde die Magnetisierung eines Ni Volumenkristalls bei Raumtemperatur gewählt (0,485 kG). Um eine senkrechte leichte Richtung zu erzeugen, muß  $M_{eff} > 0$  sein, d. h.,



**Abb. 5.3.:** Dispersionskurven für einen ultradünnen Film bei verschiedenen Orientierungen des externen Feldes gegeben durch  $\theta_H$  für a) eine leichte Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene ( $\theta = 0^\circ$ ) und b) eine leichte Richtung in der Filmebene ( $\theta = 90^\circ$ ).

es muß ein  $K_{2\perp}$ -Term eingeführt werden, was in Abb. 5.3(a) getan wurde. Der Winkel des externen Feldes  $\vec{H}_0$  ist in Abb. 5.3 als Parameter für einige Orientierungen angegeben. Die Resonanzfelder kann man aus den Schnittpunkten der horizontalen Linie der Meßfrequenz mit der Dispersionskurve ablesen. Für die in dieser Arbeit am häufigsten verwendete Frequenz im X-Band (9 GHz) ist diese Linie eingezeichnet. Befindet sich die leichte Richtung des Systems in der Filmebene (b), so existiert stets ein Schnittpunkt. Liegt das Feld parallel zur leichten Richtung ( $\theta_H = 90^\circ$ ), schiebt gemäß Glg. (5.9) das effektive Anisotropiefeld die Resonanz zu kleinen Feldern. Dreht man das externe Feld in die Senkrechte, so wandert das Signal langsam zu höheren Feldern und hat für  $\theta_H = 0^\circ$  ein Maximum. Die Kurve entlang der schweren Richtung des Systems wird dann durch Glg. (5.10) beschrieben. Der Punkt, bei dem die Dispersionskurve  $\neq 0$  wird, ist gerade dann gegeben, wenn das externe Feld den Wert  $4\pi M$  hat, d. h., wenn das Feld die Magnetisierung ganz in die schwere Richtung gedreht hat. Für den Fall einer leichten Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene (Abb. 5.3(a)), existiert in der leichten Richtung ( $\theta_H = 0^\circ$ ) nur dann ein Schnittpunkt mit der Linie der Meßfrequenz  $f$ , falls  $\gamma M_{eff} < f$  ist. In diesem Fall erhält man auch für jeden Winkel des externen Feldes eine einzelne Resonanzlinie, die sich bei Drehung von  $\vec{H}_0$  in Richtung der Filmebene zu größeren Feldwerten verschiebt. Gilt jedoch  $\gamma M_{eff} > f$ , so wird in der leichten Richtung gar keine Linie mehr beobachtet (der Schnittpunkt der  $f$ -Linie mit der Frequenzachse liegt oberhalb desjenigen der Dispersionskurve). Man sieht, daß die Detektion eines Signals nur in einem schmalen Winkelbereich um  $\theta_H = 90^\circ$ , d. h. um die *schwere* Richtung, möglich ist, so daß keine komplette Winkelabhängigkeit mehr gemessen werden kann. Man erkennt außerdem, daß in dem schmalen Winkelbereich zwei Schnittpunkte der Dispersionskurve mit der  $f$ -Linie vorhanden sind, da die Dispersionskurve zunächst einen Bereich mit negativer Steigung besitzt und dann,

ausgehend von einem Minimum, einen Bereich mit positiver Steigung. Dieses Verhalten kann man so verstehen: Bei kleinen externen Feldern präzediert die Magnetisierung nicht um das externe Feld, sondern vielmehr um das stärkere interne Anisotropiefeld. Die negative Steigung der Dispersionskurve ist typisch für diesen Fall, was auch bei Zweifachlagen gültig bleibt (siehe Kap. 6.1). Ist das externe Feld gerade so groß wie das Anisotropiefeld  $M_{eff}$ , so sind Feld und Magnetisierung parallel und  $M$  präzediert um die externe Feldrichtung. Die Dispersionskurve zeigt eine positive Steigung. Die beiden Bereiche führen somit zu der Situation, daß man auch bei einem Einzelfilm zwei Resonanzlinien erwartet, falls dessen senkrechtes Anisotropiefeld groß wird. Dieses Verhalten kann in den mit Cu bedeckten Ni-Filmen und den auf der voroxidierten Cu-Oberfläche gewachsenen Ni-Filmen (siehe Kap. 5.3) beobachtet werden. Es sei noch einmal gesagt, daß diese Situation nur bei senkrechter Anisotropie ( $M_{eff}$  bzw.  $K_{2\perp} > 0$ ) auftritt. Mit größer werdender Anisotropie verschiebt sich (i) der Schnittpunkt der Dispersionskurve mit der Frequenzachse zu größeren Werten und (ii) das scharfe Minimum zu höheren Feldwerten. Daher wird ab einem gewissen (von der Meßfrequenz abhängigen)  $M_{eff}$ -Wert das Minimum so scharf sein, daß eine geringe Abweichung des externen Feldes von der Filmmormalen dazu führt, daß auch in der schweren Richtung kein Signal mehr zu beobachten ist. Dieses Verhalten tritt bei den Ni-Filmen auf der oxidierten Cu-Fläche auf (siehe Kap. 5.3).

Um die Linienform des Resonanzsignals zu erhalten, ersetzt man in Glg. (5.5) das externe Feld  $H_0$  durch  $H_{res} + \delta H$  (man betrachtet eine kleine Abweichung vom Resonanzfeld  $H_{res}$ ). Setzt man dies in Glg. (5.5) ein, benutzt die Resonanzgleichung in der Form  $AB - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = 0$  und berücksichtigt nur Terme linear in  $\delta H + (\omega G/\gamma^2 M)$ , so folgt:

$$\chi_x = \frac{M}{A_{H_{res}} + B_{H_{res}}} \frac{B_{H_{res}} + \delta H - i \frac{\omega G}{\gamma^2 M}}{\delta H - i \frac{\omega G}{\gamma^2 M}} \quad (5.11)$$

$A$  und  $B$  müssen bei  $H_0 = H_{res}$  gebildet werden. In Kap. 2.2 wurde gezeigt, daß man mit dem in der Arbeit verwendeten Aufbau den Imaginärteil von  $\chi_x$  mißt. Dieser folgt zu:

$$\chi_x'' = \frac{2MB_{H_{res}}}{A_{H_{res}} + B_{H_{res}}} \frac{1}{\Delta H} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{H_0 - H_{res}}{\Delta H}\right)^2} \quad (5.12)$$

Dieser Gleichung kann man die folgenden Aussagen entnehmen: (i) Das Signal ist – wie erwartet – proportional zur Magnetisierung des Films. Außerdem ist es proportional zu  $\frac{B_{H_{res}}}{A_{H_{res}} + B_{H_{res}}}$ . Man kann zeigen, daß dieser Ausdruck gerade *die Hälfte* des sog. Elliptizitätsfaktors  $\epsilon$  ist [108].  $\epsilon$  beschreibt die Abweichung der Präzessionsbewegung der Magnetisierung von einer Kreisbahn und ist als  $\epsilon := \frac{2m_{x'}^2}{m_{x'}^2 + m_{y'}^2}$  definiert [108]. Je größer also die Komponente der zeitabhängigen Magnetisierung (in dem hier behandelten Fall  $m_{x'}$ ) verglichen mit der dazu senkrechten ( $m_{y'}$ ) ist, desto größer ist das Signal. Insbesondere ist die Intensität Null, falls keine Komponente in Richtung des Mikrowellenfeldes vorhanden ist. (ii) Die Signalform für einen dünnen Film ist eine Lorentz-Linie mit Halbwertsbreite  $\Delta H = \frac{\omega G}{\gamma^2 M}$  und einem Maximum bei  $H_{res}$ . Die

Halbwertsbreite  $\Delta H$  der Linie ist proportional zum Gilbert-Dämpfungsfaktor, der daher aus der Linienbreite ermittelt werden kann. Mißt man – wie auch in dieser Arbeit – die Ableitung von  $\chi''$ , so erhält man eine differenzierte Lorentz-Linie, für deren „peak-to-peak“-Linienbreite  $\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}}\Delta H$  gilt [28]. Damit folgt:

$$\Delta H_{pp}(\omega) = \Delta H_0 + \Delta H_{pp}^{Gil} = \Delta H_0 + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M(H_0, T)} \omega \quad (5.13)$$

$\Delta H_0$  ist der im Experiment nicht vermeidbare inhomogene Beitrag. Er entsteht durch die Meßapparatur und wird als frequenzunabhängig angenommen. Die Glg. (5.13) zeigt, daß ein phänomenologisch eingeführter Gilbert-Term zu einer linearen Frequenzabhängigkeit von  $\Delta H_{pp}$  führt. Dabei ist es egal, welcher mikroskopische Prozeß die Dämpfung bewirkt. Die Bedingung ist jedoch, daß der Mechanismus in der Gilbert-Form geschrieben werden kann (dies gilt nicht für alle mikroskopischen Mechanismen, siehe Kap. 7.3). Man kann des weiteren zeigen, daß ein Gilbert-Term zu der folgenden Winkelabhängigkeit der Linienbreite führt [24]:

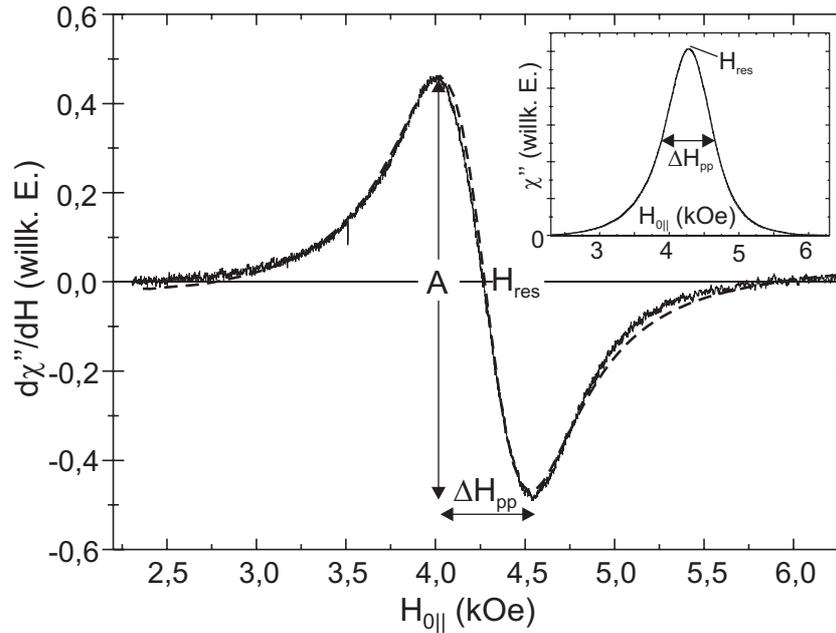
$$\Delta H_{pp}^{Gil} \approx \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M} \frac{\omega}{\cos(\alpha^0 - \alpha_H)} \quad (5.14)$$

Dabei steht  $\alpha^0$  für die Gleichgewichtswinkel  $\theta^0$  bzw.  $\varphi^0$ . Für eine Drehung des externen Feldes in der Probenebene ist also  $\alpha_H = \varphi_H$ , für die Drehung in einer Ebene senkrecht zu dieser ist  $\alpha_H = \theta_H$ . Nach dieser Gleichung ist die Linienbreite immer dann gering, wenn Magnetisierung und das externe Feld parallel sind. Dies ist beispielsweise in der leichten Richtung der Fall. Dreht man das externe Feld jedoch in eine schwere Richtung, so kommt es zu einem Öffnungswinkel zwischen  $\vec{M}$  und  $\vec{H}_0$  und damit zu einem Anstieg der Linienbreite, der durch den Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung eindeutig gegeben ist. Die Winkelabhängigkeit von  $\Delta H_{pp}$  wird in Kap. 7.3 diskutiert.

In Abb. 5.4 ist ein experimentell gemessenes FMR-Signal eines  $\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Films gezeigt. Wie bereits erwähnt, wird aufgrund der Feldmodulation bei der Messung (siehe Kap. 3.1) die Ableitung von  $\chi''$  nach dem externen Feld gemessen. Eine an die Meßkurve angepaßte (abgeleitete) Lorentzlinie ist gestrichelt gezeichnet. Man erkennt die gute Übereinstimmung mit der theoretisch erwarteten Linienform. Aus dem Fit erhält man das Resonanzfeld  $H_{res}$  (Nulldurchgang der Kurve), die Breite der Linie  $\Delta H_{pp}$  sowie die Intensität  $I$  des Signals, die für eine Lorentz-Linie in guter Näherung als  $I = A \cdot \Delta H_{pp}^2$  gegeben ist. Die numerisch integrierte FMR-Linie zeigt das kleine Bild.  $\Delta H_{pp}$  und  $H_{res}$  sind eingezeichnet.

**Azimuthale Meßgeometrie** Die Magnetisierung und das externe Feld sind in dieser Geometrie auf die Filmebene beschränkt ( $\theta_H = \theta^0 = 90^\circ$ ). Die Rechnung verläuft analog zum Fall der polaren Geometrie, was ausführlich in [23] behandelt wird. Für die Dispersionsrelation gilt hier [23]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[ H_0 \cos(\varphi^0 - \varphi_H) + \frac{2K_{4||}}{M} \cos 4\varphi^0 \right] \left[ H_0 - M_{eff} + \frac{K_{4||}}{2M} (3 + \cos 4\varphi^0) \right] \quad (5.15)$$



**Abb. 5.4.:** Experimentelles FMR-Spektrum eines  $\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Films mit Fit (gestrichelt). Das kleine Bild zeigt das Spektrum nach numerischer Integration.

Diese Geometrie, mit der die Winkelabhängigkeit in der Filmebene gemessen wird, ist bei den *in situ* Experimenten nicht möglich. Die Glg. (5.15) wird daher erst bei den Messungen an den Fe/V-Vielwandschichten in Kap. 7 verwendet.

**FMR-Linienbreite** Jetzt soll auf die mikroskopischen Beiträge zur FMR-Linienbreite eingegangen werden, welche Auskunft über Dämpfungsmechanismen gibt. Es ist jedoch i. allg. nicht immer leicht, die verschiedenen Beiträge zu trennen, da es prinzipiell viele mikroskopische Ursachen für Dämpfung geben kann. Im folgenden werden die wichtigsten Mechanismen in metallischen 3d-Ferromagneten diskutiert. Eine generelle Übersicht findet man in [109]. Allgemein muß man Gilbert-artige und nicht Gilbert-artige Dämpfungsterme unterscheiden. Erstere lassen sich in die phänomenologische Form des Ausdruckes in Glg. (2.20) bringen. Gilbert-Terme führen notgedrungen zu einer linearen Abhängigkeit der Linienbreite von der Mikrowellenfrequenz (siehe oben). Es gibt jedoch nicht Gilbert-artige Terme, die zu einer nicht linearen Frequenzabhängigkeit führen und daher prinzipiell nicht in der Gilbert-Form geschrieben werden können. Ein solcher Prozeß ist die in Kap. 7.3 diskutierte 2-Magnonen-Streuung. Alle Beiträge, die im folgenden erläutert werden, sind Gilbert-artig. Ein in der Literatur bereits früh diskutierter Beitrag zur Linienbreite in Metallen ist die sog. „exchange-conductivity“-Dämpfung [110]. In elektrisch leitenden Stoffen, insbesondere also in Metallen, wird das hochfrequente Mikrowellenfeld aufgrund des Skin-Effektes rasch gedämpft. Dabei ist die Eindringtiefe durch die „Skin“-Tiefe  $\delta_{\text{skin}} = \sqrt{c^2/2\pi\omega\mu\sigma}$  gegeben, wenn  $\omega$  die Mikrowellenfrequenz,  $\mu$  die Permeabilität und  $\sigma$

die Leitfähigkeit der Probe ist. Die Dämpfung der Mikrowelle führt zu einer inhomogenen Verteilung der präzedierenden Magnetisierung innerhalb der Probe. Die dadurch entstehenden Verkippungen der magnetischen Momente gegeneinander führen zu einem Energiebeitrag aufgrund der Austauschwechselwirkung, die dann in der Landau-Lifschitz-Gleichung durch den Term  $F_{ex} = \frac{A_{ex}}{M^2} \left[ (\nabla \vec{M}_x)^2 + (\nabla \vec{M}_y)^2 + (\nabla \vec{M}_z)^2 \right]$  berücksichtigt werden muß (siehe Kap. 2.1). Dieser Term führt dann zu einer von  $A_{ex}$  und  $\sigma$  abhängigen Dämpfung. Die in dieser Arbeit betrachteten Filme sind jedoch ultradünn (für eine genaue Definition dieses Begriffes, siehe Kap. 2.1). Die typischen Dicken liegen selbst für die Zweifachlagen unterhalb 5 nm. Die Filme sind damit dünner als die Skin-Tiefe, die für die betrachteten 3d-Metalle bei 9 GHz im Bereich von 30 – 40 nm liegt. Man kann daher eine homogene Feldverteilung in der Probe annehmen, so daß der „exchange-conductivity“-Beitrag keine Rolle spielt. Selbst bei homogener Feldverteilung werden jedoch Wirbelströme erzeugt, die auch ohne Verkippung der Momente zu einer Dämpfung der Präzession führen. Durch Integration der Maxwell-Gleichungen über die Dicke  $d$  der Probe erhält man einen Gilbert-artigen Dämpfungsbeitrag  $G_{Wirbel} \propto (M_S \gamma)^2 \sigma d^2$  [111]. Aufgrund der sehr geringen Dicke der ultradünnen Filme ist jedoch auch der Beitrag der Wirbelströme bei homogener Feldverteilung sehr klein. Der weitaus wichtigste Gilbert-artige Beitrag wird durch inkohärente Streuung der itineranten Leitungselektronen an Magnonen und Phononen verursacht [20,111]. Durch die Wechselwirkung mit den Magnonen bzw. Phononen der Energie  $\hbar\omega_q$  ( $q$ : Wellenzahl) wird aus dem Elektron mit der Energie  $\epsilon_{k,s}$  ( $k$ : Wellenzahl,  $s$ : Spinzustand) aufgrund der Energieerhaltung ein Elektron-Loch-Paar mit der Energie  $\epsilon_{k+q,s'}$  erzeugt. Es existieren zwei prinzipiell verschiedene Streumechanismen: (i) Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren mit „Spin-Flip“, d. h., das Elektron macht einen Interbandübergang. Die „Spin-Flip“-Streuung mittels Phononen kann nur bei vorhandener Spin-Bahn-Wechselwirkung entstehen. Nur dann sind nämlich die stationären Zustände der itineranten Elektronen mit Spinindex  $\uparrow$  und  $\downarrow$  nicht orthogonal zueinander, so daß die Streuwahrscheinlichkeit zwischen beiden  $\neq 0$  ist [20]. Die Spin-Flip-Rate kann abgeschätzt werden und beträgt  $\Gamma_{SF} = (f - 2)^2 \cdot \tau^{-1}$  [20].  $\tau$  ist die Lebensdauer des angeregten Elektron-Loch-Paares. Die durch die „Spin-Flip“-Streuung bewirkte Dämpfung ist Gilbert-artig und beträgt  $G \propto N(E_F) (g - 2)^2 \tau^{-1}$  ( $N(E_F)$ : Zustandsdichte am Ferminiveau). Damit ist die Dämpfung proportional zur Abweichung des  $g$ -Faktors vom freien Elektronenwert. Dies zeigt die entscheidende Rolle der LS-Kopplung bei der Dämpfung in Metallen. (ii) Spin-erhaltende Streuung, bei der das Elektron einen Intradbandübergang macht. Auch dieser Prozeß wird durch die LS-Kopplung vermittelt. In ferromagnetischen Metallen ändert sich die Form der Fermiflächen für die verschiedenen Spinzustände, wenn die Magnetisierungsrichtung verändert wird [20]. Die angeregte FMR-Mode (Spinwelle mit  $k = 0$ ) führt daher zu einer in Zeit und Raum periodischen Variation der Fermifläche. Der Versuch der itineranten Elektronen, die Verschiebung der Fermi-Fläche auszugleichen, stellt einen dissipativen Prozeß dar, der zu einer Gilbert-artigen Dämpfung der Form  $G \propto N(E_F) \xi^2 (g - 2)^2 \tau$

führt.  $\xi$  ist die Spin-Bahn-Wechselwirkungskonstante. Man erkennt, daß die Prozesse (i) und (ii) proportional zur inversen Lebensdauer  $\tau^{-1}$  bzw. zu  $\tau$  direkt sind. Da  $\tau$  mit sinkender Temperatur anwächst, erwartet man bei mittleren Temperaturen ein Minimum in der Linienbreite, das tatsächlich auch beobachtet wird ([112] und Kap. 5.2).

**Allgemeine Bemerkungen** Abschließend noch einige Bemerkungen: (i) In den Resonanzgleichungen treten die Anisotropien als Feldwerte  $K_i/M$  bzw.  $M_{eff}$  auf. Diese Felder sind intrinsische Eigenschaften der Filme. Vergrößert man den Film, *ohne* seine physikalischen Eigenschaften zu verändern, also etwa lateral, so ändern sich die Anisotropiefelder nicht, sie hängen nicht vom Volumen des Filmes ab. Da die Anisotropiefelder das Resonanzfeld bestimmen, ist auch dieses unabhängig von der Anzahl der magnetischen Teilchen, die an der Resonanz teilnehmen. *Ist  $M$  bekannt, mißt man daher mittels des Resonanzfeldes Energiedichten ( $K_i$ )!* Insbesondere braucht man bei der Umrechnung der Energiedichten auf Energien/Teilchen lediglich die Teilchendichte zu kennen, nicht jedoch die Gesamtzahl der Teilchen. Dies steht beispielsweise im Gegensatz zu Magnetisierungsmessungen, bei denen man die genaue Teilchenzahl kennen muß.

(ii) Da die Magnetisierung nicht direkt mittels FMR absolut bestimmt werden kann, wurden in früheren Arbeiten die Volumenmagnetisierungen verwendet, um die  $K_i$  zu bestimmen [34,36,107]. In dieser Arbeit wurden Magnetisierungswerte von *in situ* SQUID-Messungen aus [113–115] verwendet. Für die dicken Ni-Filme sind die Abweichungen von der Volumenmagnetisierung gering [115], jedoch zeigt sich bei sehr geringen Schichtdicken, wie sie bei den untersuchten Co-Filmen auftreten, ein deutlicher Einfluß auf die Magnetisierung auch bei  $T = 0$  K [114].

(iii) Da bei der FMR stets ein externes Feld angelegt wird, sind präzise Messungen von  $T_C$  aufgrund der induzierten Magnetisierung problematisch. Je nach System ist der Effekt der induzierten Magnetisierung klein oder – wie bei ultradünnen Co-Filmen – in der Größenordnung von mehreren 10 K. Die in dieser Arbeit ermittelten  $T_C$ -Werte können anhand von Tab. 5.2, in der typische Werte der relevanten Systeme aus anderen Arbeiten aufgeführt sind, mit den Literaturwerten verglichen werden. Man sieht jedoch, daß auch die Literaturwerte schwanken. Für die Ni-Filme beträgt die Schwankung 5%, für die Co-Filme streuen die Daten sogar um 15%.

(iv) Bestimmt man die Anisotropiekonstanten bei fester Temperatur  $T$ , so kann dies für dünne Filme zu fehlerhaften Aussagen führen, wie in [116] diskutiert wird. Die Ursache ist der bei dünnen Filmen auftretende „finite-size“ Effekt, der zu einem Ansteigen der Ordnungstemperatur  $T_C$  als Funktion der Filmdicke führt. Erst bei einer gewissen Dicke erreicht das System seine Volumen-Ordnungstemperatur. Ursache ist die am Phasenübergang divergierende Korrelationslänge. Die korrelierten, fluktuierenden Bereiche werden durch die Dicke des Films auf 2 Dimensionen beschränkt, was zu der Reduktion der Ordnungstemperatur führt. Die relevante

System	$T_C$ (K) ohne Cu-Deckschicht	$T_C$ (K) mit Cu-Deckschicht
Co <sub>2</sub>	380, [83,88,117,118]	300, [83,118,119]
Ni <sub>7</sub>	410, [36,88]	
Ni <sub>8</sub>	430, [88]	390
Ni <sub>9</sub>	440, [88]	420

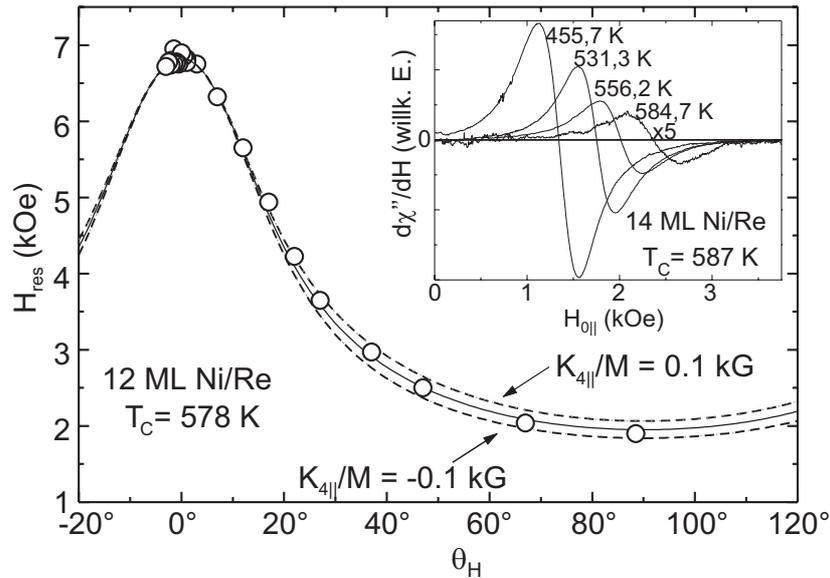
**Tabelle 5.2.:** Durchschnittliche  $T_C$ -Werte der in den Zweifachlagen verwendeten Ni- und Co-Filme. Die Streuung in verschiedenen Messungen beträgt für die Ni-Filme 5%, bei den Co-Systemen 15%.

Größe bei einem Vergleich ultradünner Systeme *muß* daher die reduzierte Temperatur  $t = T/T_C$  sein. Dies gilt auch bei der Bestimmung von Reorientierungsschichtdicken, denn diese resultieren letztlich von den Anisotropiewerten des Systems.

## 5.2. Bestimmung von Anisotropiekonstanten am Beispiel von Ni/Re(0001)

Die typische Vorgehensweise zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten und die Untersuchung der Linienbreite  $\Delta H_{pp}$  soll am Beispiel des Systems Ni/Re(0001) erläutert werden. Dieses System wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals mittels UHV-FMR untersucht [120]. Das Wachstum des Systems wurde in Kap. 4 auf Basis der Untersuchungen in [94,95] diskutiert. Es eignet sich aufgrund der geringen Interdiffusion zwischen Ni- und Re-Atomen zur Messung bis hin zu hohen Temperaturen. Zur Analyse werden die Gleichungen aus Kap. 5.1 für einen (001)-orientierten Film verwendet, obwohl die Ni-Filme in (111)-Orientierung aufwachsen. Dies ist gerechtfertigt, wenn nur der  $K_{2\perp}$  sowie der  $K_{4\perp}$  betrachtet werden.

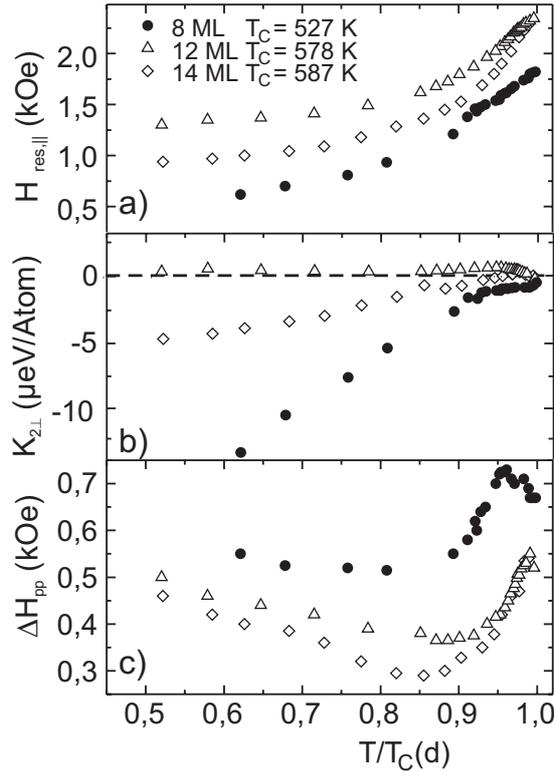
**Analyse des Resonanzfeldes** Typische FMR-Spektren des Systems am Beispiel eines 14 ML Ni-Films zeigt das kleine Bild in Abb. 5.5. Die Messungen wurden mit externem Feld parallel zur Filmebene bei einer Mikrowellenfrequenz von 9 GHz durchgeführt. Die Signale zeigen die erwartete Lorentzform. Durch einen Fit analog zu Abb. 5.4 kann man daher sehr genau das Resonanzfeld  $H_{res}$ , die Linienbreite  $\Delta H_{pp}$  sowie die Intensität  $I$  der Linie bestimmen. Mit ansteigender Temperatur nimmt  $I$  aufgrund der Proportionalität zur Filmmagnetisierung ab (man beachte, daß das Spektrum bei 584,7 K mit dem Faktor 5 multipliziert wurde). In Übereinstimmung mit [94] liegt das  $T_C$  des Films bei etwa 590 K. Die Linienbreite nimmt dabei in der Nähe von  $T_C$  stark zu (siehe unten).  $H_{res}$  verschiebt sich mit steigender Temperatur zu höheren Werten, was gemäß Glg. (5.9) einer Reduktion der Filmanisotropie entspricht. Die Anisotropieabnahme führt zu einer Verringerung von  $M_{eff}$ . Im paramagnetischen Grenzfall ( $M_{eff} = 0$ ) erhält man aus Glg. (5.9) den Ausdruck der Larmorpräzession (siehe Glg. (2.14)



**Abb. 5.5.:** Polare Winkelabhängigkeit für 12 ML Ni/Re(0001). Das kleine Bild zeigt FMR-Spektren mit externem Feld in der Filmebene für verschiedene Temperaturen.

in Kap. 2.2). Das Resonanzfeld für diesen Fall ohne Anisotropie hängt von der verwendeten Mikrowellenfrequenz ab. Bei 9 GHz beträgt der isotrope Grenzwert im Fall von Ni mit einem Volumen  $g$ -Faktor von 2,21 ca. 2,9 kOe. Bei abnehmender Anisotropie nähert sich  $H_{res}$  diesem Wert. Die Tatsache, daß der isotrope Grenzwert nicht ganz erreicht wird, liegt an der durch das angelegte Feld induzierten Magnetisierung, die selbst in der paramagnetischen Phase eine Formanisotropie hervorruft. Bei dünnen Co-Filmen ist dieser Effekt sehr groß (siehe unten). Bei diesen weicht das Resonanzfeld daher in der Nähe von  $T_C$  beträchtlich vom isotropen Wert ab. Im Falle des Ni-Films auf Re wird jedoch der isotrope Wert fast erreicht (siehe auch Abb. 5.6). Ein nicht verschwindender  $M_{eff}$ -Beitrag in Glg. (5.9) verschiebt das Resonanzfeld relativ zum isotropen Wert (siehe Diskussion im Zusammenhang mit Abb. 5.3). Je nach Vorzeichen von  $M_{eff}$  erhält man positive oder negative Verschiebungen. Die  $H_{res}$ -Werte der FMR-Spektren des 14 ML Ni-Films sind alle zu kleineren Feldwerten verschoben. Dies zeigt daher einen negativen Wert von  $M_{eff}$  an und bedeutet, daß man entlang der leichten Richtung mißt, die also in der Filmebene liegt.

Um die Anisotropiebeiträge quantitativ zu ermitteln, wird das Resonanzfeld als Funktion des Winkels des externen Feldes gemessen. Die polare Winkelabhängigkeit eines 12 ML Ni-Films bei  $T = 525$  K, gemessen gegen die Filmmnormale ist im Hauptbild der Abb. 5.5 wiedergegeben. Aus dem für diesen Film gemessenen  $T_C$  erhält man die reduzierte Temperatur zu  $t = T/T_C = 0,91$ . Die maximale Verschiebung zu kleineren Resonanzfeldern aufgrund von  $M_{eff}$  bzw. das minimale Resonanzfeld wird für  $\theta_H = 90^\circ$  beobachtet. Dies zeigt auch für diesen Film eindeutig eine leichte Richtung in der Filmebene an. Ein Fit der Daten mittels der aus Glg. (5.8) gewonnenen Theoriekurve führt zu der durchgezogenen Linie, die ausgezeichnet mit



**Abb. 5.6.:** a)  $H_{res,||}$ , b)  $K_{2\perp}$  und c)  $\Delta H_{pp}$  als Funktion der reduzierten Temperatur für verschiedene Ni-Filme auf Re(0001).

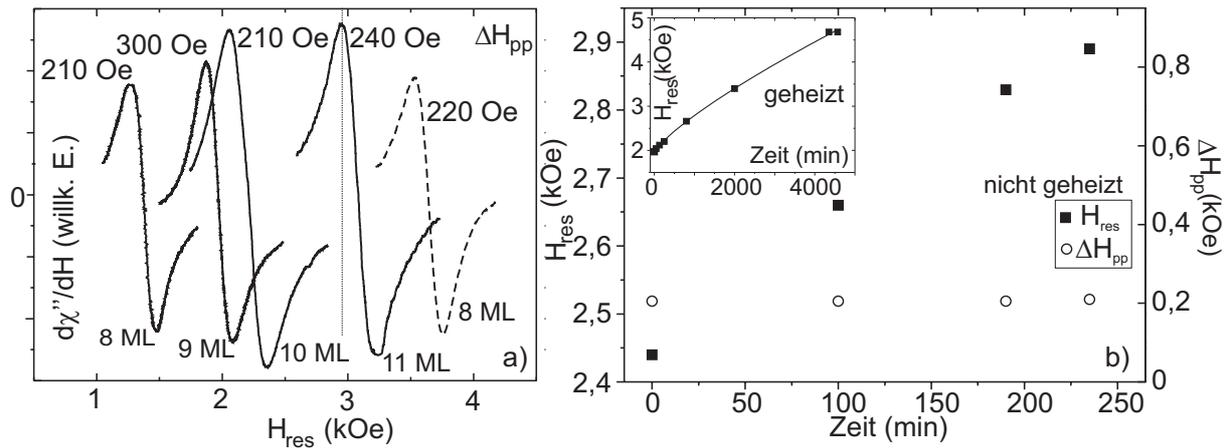
den Meßwerten übereinstimmt. Aus den Fitparametern lassen sich unter Verwendung der Ni-Volumenmagnetisierung direkt die Anisotropiekonstanten bestimmen. Dabei muß der Wert von  $M$  bei der gleichen reduzierten Temperatur verwendet werden, d. h.  $M(t = 0,91) = 503$  G. Man erhält  $K_{2\perp} = 1,1(1) \mu\text{eV/Atom}$  und  $K_{4\perp} = 1,0(2) \mu\text{eV/Atom}$ . Beide Werte liegen in der Größenordnung der Ni-Volumenanisotropie (siehe Tab. 2.1 in Kap. 2.1). Insbesondere ist keine Erhöhung von  $K_{4\perp}$  durch eine Verspannung im Film mehr zu beobachten. Das positive Vorzeichen von  $K_{2\perp}$  deutet eine *intrinsische* leichte Magnetisierungsrichtung parallel zur Filmnormalen an. Wie auch bei Ni im Volumen ist daher die [111]-Richtung die leichte. Die Tatsache, daß die Magnetisierung dennoch in der Filmebene liegt, kommt von dem großen Beitrag der Formanisotropie zu  $M_{eff}$ , der denjenigen der intrinsischen Anisotropie überwiegt. Das volumenartige Verhalten deutet darauf hin, daß der Film bereits komplett relaxiert ist. Dies stimmt gut mit den in [95] durchgeführten STM-Untersuchungen überein. Dort wurde aus dem Verschwinden der Moiré-Struktur (siehe Kap. 4) eine kritische Dicke von etwa 5 ML ermittelt, ab der sich die Verspannung im Films abgebaut. Der Abbau verläuft jedoch nicht schlagartig, sondern langsam bis hin zu Bedeckungen von ca. 8 ML. Wie für ein System mit (111)-Orientierung erwartet, ist der Fit mit  $K_{4||} = 0$  am besten. Die in Abb. 5.5 durch gestrichelte Linien dargestellten Fitkurven sind solche mit  $K_{4||} = \pm 0,2 \mu\text{eV/Atom}$ .  $K_{4||}$  muß daher kleiner sein als dieser Wert.

Für verschwindende bzw. sehr kleine  $K_{4\parallel}$ -Terme kann die Temperaturabhängigkeit von  $K_{2\perp}$  mittels Glg. (5.9) analysiert werden. In diesem Fall ist es nicht nötig, die komplette Winkelabhängigkeit zu messen, da in Glg. (5.9) außer  $K_{2\perp}$  selbst nur noch die Magnetisierung und das Resonanzfeld in der Filmebene auftreten. Durch Messen der Resonanzfelder als Funktion der Temperatur kann man dann  $K_{2\perp}$  ermitteln (für  $M$  wurde wiederum der Ni Volumenwert verwendet). Die Resonanzfelder als Funktion der reduzierten Temperatur sind in Abb. 5.6(a) für drei Filmdicken gezeigt. Für alle Filme läuft das Resonanzfeld bei hohen Temperaturen gegen den isotropen Grenzwert. Dies zeigt, daß die leichte Richtung der Filme stets in der Filmebene liegt. Der aus den Resonanzfeldern berechnete  $K_{2\perp}(T)$ -Verlauf ist in Abb. 5.6(b) dargestellt. Man erkennt erneut die oben bereits erwähnten volumenartigen kleinen Anisotropiewerte für den 12 ML Film. Der dünnere *und* der dickere Film zeigen negative  $K_{2\perp}$ -Werte. Die mehrfachen Vorzeichenwechsel von  $K_{2\perp}$  wurden in [120] mit strukturellen Veränderungen im Film durch die Relaxation in die Volumenstruktur erklärt. Wie aus den STM-Messungen in [95] hervorgeht, stimmen die gezeigten Filmdicken mit dem Bereich überein, in dem die Relaxation abläuft. Diese wirkt sich drastisch auf die magnetische Anisotropie des Films aus.

**Analyse der Linienbreite** Die Linienbreite der drei Filme ist in Abb. 5.9(c) wiedergegeben. Man erhält für die beiden dickeren Filme einen ähnlichen Verlauf,  $\Delta H_{pp}$  für den 8 ML Film ist jedoch beträchtlich größer. Abgesehen davon stimmt jedoch der qualitative Verlauf bei allen Filmen überein. Zu tiefen Temperaturen hin steigt die Linienbreite leicht an, was mit der in Kap. 5.1 diskutierten Zunahme der Interbandübergänge mit Spin-Flip bei tiefen Temperaturen zusammenhängen kann. Bei höheren Temperaturen findet man ein Minimum, und bei  $T_C$  erkennt man einen Anstieg in der Linienbreite aufgrund von Spin-Fluktuationen (siehe Kap. 5.1). Man beachte, daß die Signale auch in der paramagnetischen Phase gemessen werden konnten, in der  $\Delta H_{pp}$  wieder abfällt. Das unterschiedliche Verhalten des dicken und des dünnen Films hängt vermutlich mit der bei 8 ML noch nicht gänzlich verschwundenen Moiré-Struktur der dünnen Filme zusammen, die mittels STM nachgewiesen werden konnte [95]. Diese verspannte Phase der Filme scheint eine große inhomogene Linienbreite zu erzeugen. Dies ist wahrscheinlich auch der Grund dafür, warum für Filmdicken kleiner als 6 ML kein Resonanzsignal detektiert werden konnte.

### 5.3. Das System Ni/Cu(001)

Im folgenden werden die Ergebnisse der Voruntersuchungen an Ni-Filmen auf Cu(001) vorgestellt. Es wird an reinen Ni-Filmen untersucht, wie die Adsorption von Restgasen im Vakuum die Resonanzlinie beeinflusst. Dann wird gezeigt, wie dieser i. allg. unerwünschte Effekt gezielt ausgenutzt werden kann, um die magnetischen Eigenschaften der Filme zu manipulieren. Dabei



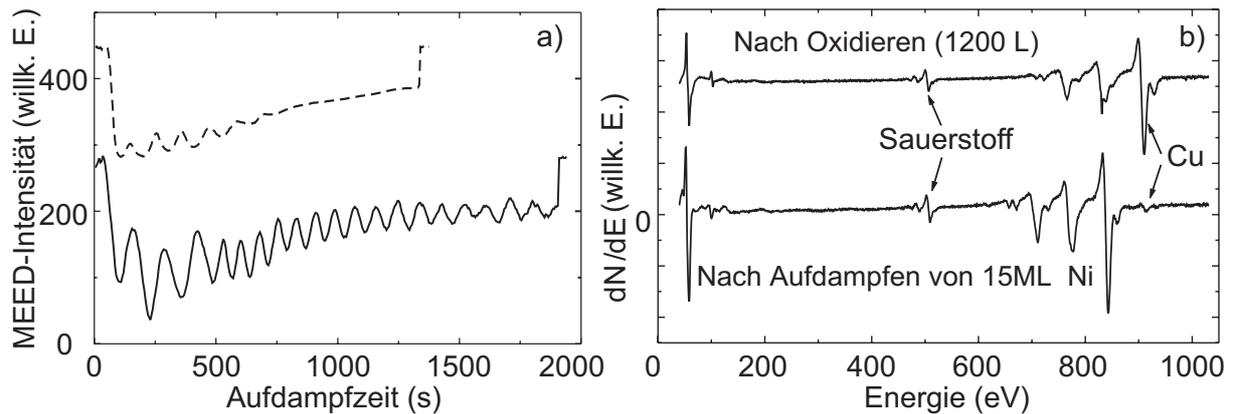
**Abb. 5.7.:** a) FMR-Spektren bei Raumtemperatur, 9 GHz und externem Feld parallel zur [110]-Richtung in der Probenebene für Ni-Filme mit Dicken zwischen 8 – 11 ML im Vergleich mit einem Spektrum eines Ni<sub>8</sub>-Films aus [36] (gestrichelt). b) Zeitabhängigkeit des Resonanzfeldes und der Linienbreite für einen Ni<sub>9</sub>-Film, der nach der Präparation nicht geheizt wurde. Das kleine Bild zeigt das Verhalten für einen getemperten Ni<sub>9</sub>-Film.

wird das Wachstum mittels Sauerstoff als „Surfactant“ beeinflusst. Abschließend wird dann der Einfluß einer Cu-Deckschicht diskutiert, da diese innerhalb der gekoppelten Systeme als Zwischenschicht verwendet wird.

Erste UHV FMR-Messungen an ultradünnen Ni-Filmen auf Cu(001) werden in [29,42–44] behandelt. Das System zeigt eine Reorientierung der leichten Richtung der Magnetisierung von in der Filmebene zu einer senkrechten Orientierung als Funktion der Filmdicke sowie der Temperatur. Bei Raumtemperatur wurde eine kritische Dicke  $d_c$  von 7 ML bestimmt [36]. Neuere Messungen – so auch diejenigen dieser Arbeit – zeigen jedoch, daß  $d_c$  bei Dicken von 10 – 11 ML liegt. Die Differenz von 4 – 5 ML zu dem alten Wert ist zu groß, als daß man sie einer falschen Dickenkalibrierung zuschreiben könnte. Die Verschiebung der Reorientierung hängt vielmehr mit einer veränderten Anisotropie der Filme zusammen (siehe unten). Da die Anisotropie der Ni-Filme jedoch entscheidend für die Interpretation der Ergebnisse der Zweifachlagen ist, muß diese für die in dieser Arbeit verwendeten Filmdicken und Temperaturen erneut bestimmt werden. Es wird also zunächst auf die reinen Ni-Filme ohne Cu-Bedeckung eingegangen. Die Messungen erklären auch die Ursache der Diskrepanz zwischen den alten und den neueren Werten für  $d_c$ . Einen ersten Hinweis liefert Abb. 5.7. Dort sind bei 9 GHz gemessene FMR-Spektren dieser Arbeit für Ni-Dicken im Bereich von 8 – 11 ML bei externem Feld in der Filmebene dargestellt. Zusätzlich ist ein Spektrum eines Ni<sub>8</sub> (gestrichelt) aus [36] gezeigt. Die Spektren sind bei gleicher reduzierter Temperatur  $t = 0.75$  gezeigt. Diese entspricht Messungen um Raumtemperatur. Die vertikale Linie stellt den Fall eines Ni-Filmes *ohne* Anisotropie für  $g = 2,21$  dar. In realen Filmen verschiebt nun das Anisotropiefeld je nachdem, ob man in der leichten oder schweren Richtung mißt, die Resonanz relativ zu dem isotropen  $g = 2,21$  Wert (siehe

auch Diskussion in Kap. 5.2). Wird das Resonanzfeld kleiner, mißt man entlang der leichten Richtung, liegt es bei größeren Feldwerten, so mißt man in einer schweren Richtung. Zunächst zu den Spektren dieser Arbeit: Die  $\text{Ni}_{8,9,10}$ -Filme liegen alle klar unterhalb der vertikalen Linie und sind daher in der Filmebene magnetisiert. Der  $\text{Ni}_{11}$ -Film befindet sich jedoch knapp oberhalb der Grenze. Daraus folgt, daß die Reorientierungsdicke bei etwa 11 ML liegen muß (für eine genauere Bestimmung, siehe Kap. 5.3). Im Vergleich zu den Filmen dieser Arbeit liegt das Resonanzfeld des in [36] gemessenen  $\text{Ni}_8$ -Films bereits deutlich oberhalb der vertikalen Linie, hat also eine leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene. Zu bemerken ist, daß *alle* Filme ähnliche Linienbreiten zeigen. Eine Erklärung des unterschiedlichen Verhaltens der Filme gibt nun Abb. 5.7(b). Hier wurde das Resonanzfeld eines  $\text{Ni}_9$ -Films als Funktion der Zeit nach der Präparation gemessen. Das kleine Bild zeigt das Verhalten eines Filmes, der nach der Präparation getempert und somit geglättet wurde (siehe Kap. 4). Das große Diagramm zeigt einen Film, der nicht getempert wurde. Man beachte die unterschiedlichen Zeitskalen der beiden Bilder in (b). Man erkennt folgendes: (i) Der nicht getemperte Film hat bereits zur Zeit  $t = 0$  ein größeres Resonanzfeld als der getemperte. (ii) Das Resonanzfeld steigt als Funktion der Zeit deutlich an, wobei der Effekt bei dem getemperten Film sehr viel langsamer verläuft. Man sieht in dem kleinen Bild, daß das Resonanzfeld des  $\text{Ni}_9$ -Films mit der Zeit über die  $g = 2,21$  Grenze ( $H_{res} \approx 2,9$  kOe) läuft, es findet somit eine zeitabhängige Reorientierung parallel zur Filmnormalen statt. Das Resonanzfeld des Films erreicht nach etwa 2500 min. dasjenige des in Abb. 5.7(a) gezeigten, senkrecht magnetisierten  $\text{Ni}_8$ -Films aus [36]. Die Linienbreite zeigt jedoch so gut wie keine Änderung. Abbildung 5.7 läßt vermuten, daß mit der Zeit adsorbierte Restgasatome die Oberflächenanisotropie verändern, die bei Ni-Filmen ein anderes Vorzeichen hat als die Volumenanisotropie [42,43]. Dies spiegelt sich dann im Resonanzfeld wieder, das ein Maß für die Anisotropie ist. Die Linienbreite der Filme resultiert hingegen aus dem Gesamtfilm und ist von dem Oberflächeneffekt nur wenig betroffen. Die Tatsache, daß es sich um einen Oberflächeneffekt durch Gase handelt, wird auch dadurch bestätigt, daß die nicht getemperten Filme eine wesentlich schnellere Anisotropieänderung zeigen. Die Oberfläche ist hier deutlich rauher (siehe Abb. 4.6) und damit die Angriffsfläche größer. Die Resultate der zeitabhängigen Messungen zeigen, daß eine sinnvolle Messung von Ni-Filmen möglichst schnell erfolgen muß, da Gase einen deutlichen Einfluß auf die MAE der Filme haben. Handelt es sich um getemperte Filme, ist aufgrund der langsamen Veränderungen des Resonanzfeldes eine Messung möglich. Andererseits ergibt sich die Frage, ob der Einfluß auf die MAE innerhalb eines definierten Experiments ausgenutzt werden kann.

**Ni-Filme auf voroxidiertem Cu(001)** Die Methode, Gase als sog. „Surfactants“ im Dünnschichtwachstum (Förderung lagenweisen Wachstums) und zur Manipulation magnetischer Eigenschaften dünner Filme zu verwenden, wurde in der Literatur bereits demonstriert. In [121,122]



**Abb. 5.8.:** MEED (a) und Auger (b) an Ni auf  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -rekonstruiertem O/Cu(001). In a) sind die MEED-Intensitäten mit denen des Ni/Cu(001)-Systems (gestrichelt) verglichen.

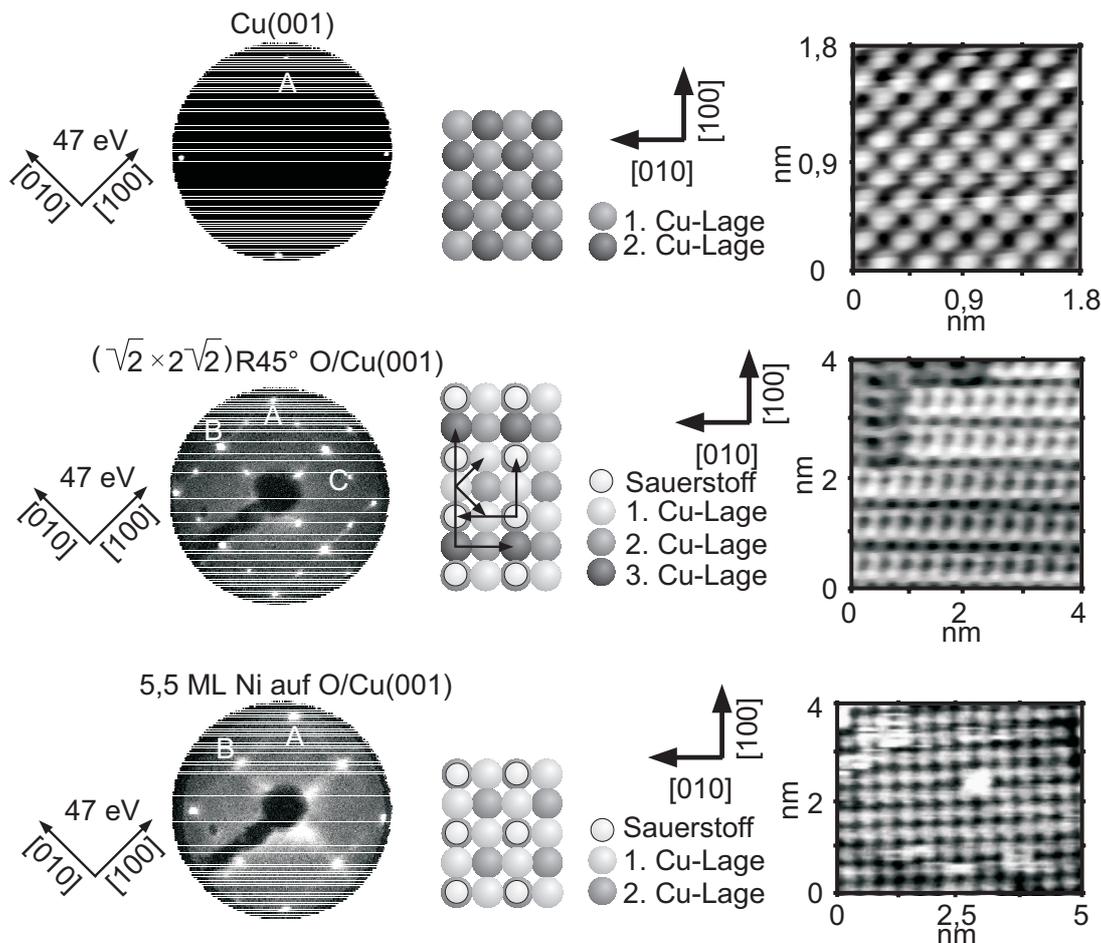
wurde beispielsweise gezeigt, daß für das Co/Cu(110)-System unter Verwendung von Sauerstoff als „Surfactant“ bereits ab einer Bedeckung von 5 ML Co ein magnetisches Signal bei Raumtemperatur zu sehen war. Ohne Sauerstoff tritt dieses erst bei Filmdicken von 11 ML auf. Bei Stoffen, die als „Surfactant“ wirken, muß es sich nicht unbedingt um Gase handeln. So wurde beim Wachstum von Co auf Cu(111) gezeigt, daß die Deposition von 1,5 ML Pb vor der Präparation des Co-Films zu einem deutlich stärker ausgeprägten Lagenwachstum führt [123]. Außerdem stabilisiert das Pb die senkrecht magnetisierte Co-Phase für 3 ML [123]. Im folgenden wird untersucht, welchen Einfluß Sauerstoff als „Surfactant“ auf das Wachstum und die magnetischen Eigenschaften ultradünner Ni/Cu(001)-Filme hat. Dabei wurde der Cu-Kristall durch Dosieren von 1200 L bei 500 K oxidiert. Die chemisorbierten O<sub>2</sub>-Atome führen zu einer  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -Rekonstruktion der Cu-Oberfläche. Diese in der Literatur als „missing row“ bezeichnete Oberflächenrekonstruktion wurde bereits in zahlreichen Untersuchungen verwendet (siehe z. B. [124–129]) und ist gut charakterisiert. Die Rekonstruktion ist leicht durchführbar und kann mittels LEED kontrolliert werden (siehe Abb. 5.9). Das Wachstum von 3d-Metallen auf einer  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  rekonstruierten O/Cu(001)-Oberfläche wurde interessanter Weise erst kürzlich für den Fall von Fe untersucht [130]. In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals Ni-Filme auf der „missing-row“-Oberfläche studiert. Dabei wurden strukturelle Untersuchungen mittels STM, LEED, MEED, Auger, NEXAFS („Near-edge X-ray Absorption Fine Structure Spectroscopy“) durchgeführt, die in [131] zusammengefaßt sind. Im folgenden werden zunächst die strukturellen Resultate erläutert. Der Schwerpunkt liegt jedoch auf den in [132] mittels FMR durchgeführten Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften.

In Abb. 5.8(a) sind während der Präparation aufgenommene MEED-Intensitätskurven für (gestrichelt) Ni auf Cu(001) und (durchgezogen) Ni auf rekonstruiertem O/Cu(001) dargestellt. Man erkennt in beiden Fällen Oszillationen der MEED-Intensität, die jedoch für Ni auf der voroxidierten Cu-Oberfläche wesentlich stärker ausgeprägt sind. Das Auftreten von Oszilla-

tionen deutet auf ein lagenweises Wachstum hin, wie dies in Kap. 3.3 diskutiert wurde. Eine Periode entspricht dabei einer kompletten ML. Für das Ni/Cu(001)-System sind die Oszillationen oberhalb von 6 – 7 ML stark unterdrückt bzw. verschwinden ganz, wie dies bereits in Kap. 4 beim Wachstum der Zweifachlagen festgestellt wurde. Im Fall der Präparation auf der oxidierten Oberfläche hält das oszillatorische Verhalten jedoch an. In Abb. 5.8(a) wurde das Aufdampfen nach 20 ML beendet, und man erkennt über den *gesamten* Bereich deutliche Oszillationen. Diese Beobachtung läßt vermuten, daß der Sauerstoff ein zweidimensionales Wachstum der Ni-Filme fördert. Die geringere Filmrauigkeit konnte durch eine quantitative Analyse von STM-Aufnahmen bestätigt werden [131]. Die sich direkt anschließende Frage ist die Position des Sauerstoffs beim Aufwachsen der Filme. Es sei angemerkt, daß die  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -Rekonstruktion einer O-Bedeckung von 0,5 ML entspricht. Dabei handelt es sich bereits um die Sättigungsbedeckung, d. h., weiteres Dosieren führt nicht mehr zu einer Erhöhung der Sauerstoffmenge [129]. Dies bedeutet, daß die Menge an Sauerstoff, die die Änderung im Wachstum bewirken nur 0,5 ML beträgt. Um die geometrische Position dieser wohl definierten Menge während des Wachstums zu verfolgen, wurden Auger-Spektren aufgenommen. Abbildung 5.8(b) (oben) zeigt das Auger-Spektrum des oxidierten Cu(001)-Kristalls. Man erkennt die Cu-MNN-Augerpeaks bei kleinen Energien sowie die Cu LMM-Augerpeaks bei Elektronenenergien um 900 eV. Der Sauerstoff KLL-Augerpeak befindet sich bei 510 eV. Nach der Präparation von 15 ML Ni auf der oxidierten Oberfläche erhält man das in Abb. 5.8(b) unten gezeigte Augerspektrum. Man sieht bei kleinen Energien nunmehr die Ni-MNN-Augerpeaks sowie bei Energien um 900 eV die Ni-LMM-Augerpeaks. Da die Austrittstiefe der Augerelektronen bei 1000 eV größer als die Filmdicke von 15 ML ist, erkennt man auch den Cu-LMM-Peak bei einer Energie von 920 eV. Die Intensität des Peaks ist jedoch aufgrund der Ni-Lagen stark reduziert. Betrachtet man jedoch den Sauerstoff-KLL-Peak, so erkennt man, daß dessen Intensität praktisch unverändert ist. Dies läßt sich jedoch nur erklären, wenn sich die O-Atome auf der obersten Ni-Lage befinden. Würde nur ein geringer Bruchteil der Sauerstoffatome im Ni oder sogar auf dem Cu-Substrat bleiben, so wäre die Intensität des O-Peaks wie die des Cu-LMM-Peaks verringert. Die Auger- und MEED-Daten zeigen also, daß sich der Sauerstoff von der Cu-Oberfläche löst und beim Ni-Wachstum offensichtlich Lage für Lage auf dem Ni-Film „aufschwimmt“. Dieses „Aufschwimmen“ konnte in [131] durch NEXAFS-Untersuchungen an der O-K-Kante und den Cu-L<sub>2,3</sub>-Kanten eindeutig bestätigt werden. Der Kantensprung an der O-K-Kante, der ein empfindliches Maß für die Anzahl von O-Atomen ist, bleibt nach dem Aufbringen des Ni-Film konstant, d. h., man beobachtet keine Dämpfung der O-Absorption [131]. Dies kann nur durch das „Aufschwimmen“ des Sauerstoffs erklärt werden. Die NEXAFS-Daten an der O-K-Kante liefern jedoch noch mehr Informationen: Durch Vergleich mit dem Spektrum eines NiO-Films kann eindeutig ausgeschlossen werden, daß es sich bei der Bindung des Sauerstoffs an das Ni um NiO handelt [131]. Einen weiteren Hinweis für das Ablösen des Sauerstoffs

liefern die Ergebnisse an den Cu-L-Kanten: Hier tritt durch die Oxidation eine chemische Verschiebung auf. Nach dem Aufwachsen des Ni-Films verschwindet diese Verschiebung, und man erhält wieder die Position eines reinen Cu(001)-Kristalls. Dies bedeutet aber, daß sich der Sauerstoff vom Cu gelöst haben muß [131]. Das „Aufschwimmen“ der chemisorbierten O-Atome kann durch thermodynamische Argumente plausibel gemacht werden. Rechnungen zeigen, daß der Energiegewinn für den Einbau von Sauerstoffatomen im Ni-Volumen kleiner ist als derjenige für eine Oberflächenadsorption von etwa 2 eV [133]. Daher ist die Ausbildung einer auf dem Ni befindlichen O-Lage energetisch favorisiert. Dies erklärt jedoch noch nicht, warum sich der Sauerstoff vom Cu löst. Dieser Effekt wird in [131] durch DFT- („Density Functional Theory“) Rechnungen innerhalb der LDA („Local Density Approximation“) theoretisch behandelt. Dabei konnte gezeigt werden, daß es bei der O-Adsorption auf der Ni- bzw. Cu-Fläche zwei wichtige Energiebeiträge gibt: (i) Einen Energiezuwachs aufgrund der langreichweitigen Coulomb-Wechselwirkung und (ii) eine Energieabnahme des Systems aufgrund der  $pO-dM$ -Bindungen (M steht hier für Ni bzw. Cu). Man kann zeigen, daß sich die Beiträge unterschiedlich für O auf Ni(001) und Cu(001) auswirken. Insbesondere ist eine Sauerstofflage auf dem Ni stabiler als auf der rekonstruierten Cu(001)-Oberfläche [131].

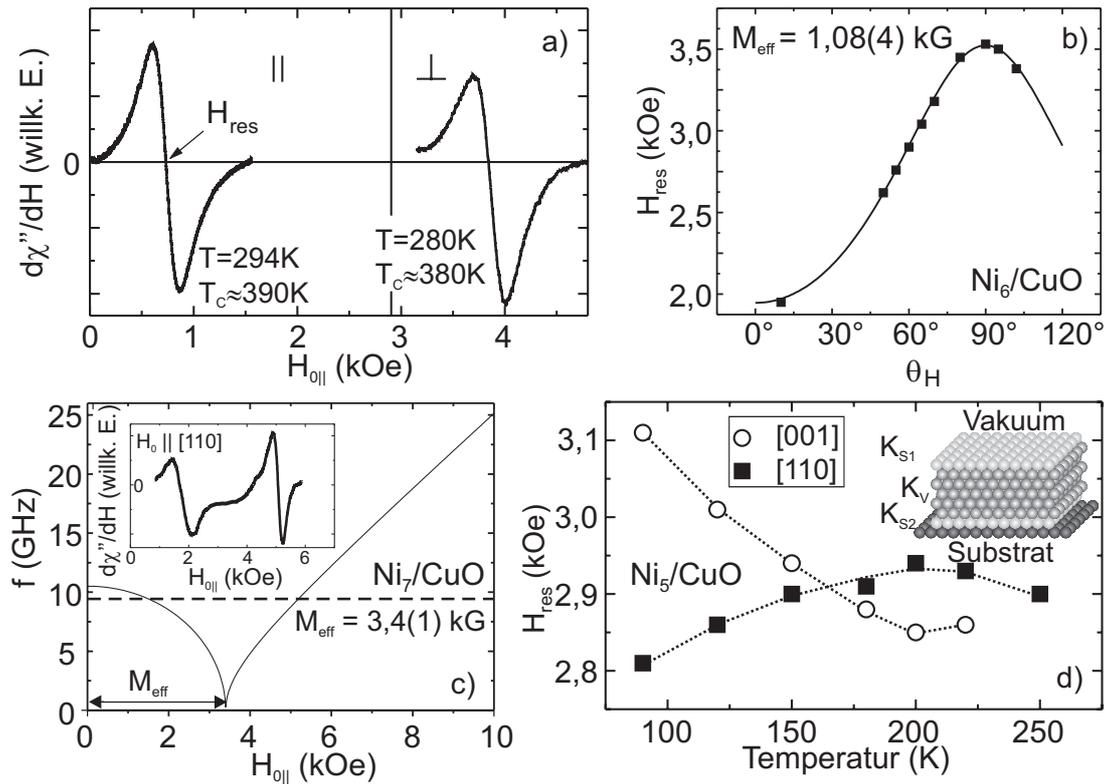
Abschließend soll auf die geometrische Anordnung des Sauerstoffs eingegangen werden. Dazu zeigt Abb. 5.9 aus [131] jeweils das LEED-Bild (links) im reziproken Raum und das Hartkugelmodell (Mitte) sowie eine atomar aufgelöste STM-Aufnahme (rechts) der entsprechenden Oberfläche im Realraum. Beginnend mit der reinen Cu(001)-Oberfläche (oben) erkennt man im LEED-Bild bei einer Elektronenenergie von 47 eV die quadratische  $p(1 \times 1)$ -Einheitszelle der fcc(001)-Oberfläche. Die geringe Hintergrundintensität deutet eine wohl geordnete Oberfläche an. Im STM-Bild erkennt man die atomar aufgelöste Fläche, die mit dem in der Mitte gezeigten Hartkugelmodell übereinstimmt. Nach dem Oxidieren erhält man – bei der gleichen Energie wie für die Cu(001)-Fläche – mehrere LEED-Reflexe. Die mit A bezeichneten stammen von der Periodizität des Cu-Substrats, die mit B bezeichneten resultieren von den auf einem quadratischen Gitter angeordneten Sauerstoffatomen. Die Reflexe, die mit C bezeichnet wurden, stammen schließlich von der „missing-row“-Rekonstruktion des Cu, der eine rechteckige Einheitszelle zugeschrieben werden kann. Die Symmetrien der drei Periodizitäten kann man gut im Hartkugelmodell erkennen. Sauerstoffatome und das Cu-Substrat zeigen um  $45^\circ$  gegeneinander verdrehte quadratische Gitter. Die aufgrund der Rekonstruktion vorhandenen Reihen („missing-row“), in denen jedes zweite Cu-Atome fehlt, verlaufen in  $[100]$ -Richtung und haben in  $[010]$ -Richtung einen Abstand von 4 nächsten Nachbarabständen bezogen auf das Cu-Gitter. Die Pfeile in der Abbildung deuten die Oberflächeneinheitszellen der entsprechenden Periodizität an. Alle zusammen ergeben gerade die  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -Symmetrie. Die Tatsache, daß die rechteckige Zelle der „missing-row“-Periodizität zu einem quadratischen Gitter der Reflexe im LEED-Bild führt, deutet das Auftreten von um  $90^\circ$  gegeneinander verdrehten



**Abb. 5.9.:** (links) LEED, (Mitte) Hartkugelmodell und (rechts) STM für (oben) Cu(001), (Mitte)  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  O/Cu(001) und (unten) Ni auf  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$  O/Cu(001). Aus [131].

Domänen auf der Oberfläche an. Das STM-Bild bestätigt diese LEED-Ergebnisse. Man erkennt die Sauerstoffatome als weiße Erhebungen und die „missing-rows“ als dunkle Reihen, die über das Bild laufen. Am oberen linken Rand erkennt man zudem eine strukturelle Domänengrenze zu einem Bereich, in dem die „missing-rows“ gerade um  $90^\circ$  verdreht verlaufen. Nach dem Aufdampfen von 5,5 ML Ni auf die oxidierte Fläche erhält man ein LEED-Bild, in dem eine  $(\sqrt{2} \times \sqrt{2}) = c(2 \times 2)$ -Periodizität vorhanden ist. Die „missing-row“-Reflexe verschwinden. Man kann die A-Reflexe dem Ni-Film, die B-Reflexe dem in einem quadratischen Gitter angeordneten Sauerstoff zuordnen [131]. Der Sauerstoff kann in der STM-Aufnahme als weiße Erhebung aufgelöst werden. Zusammenfassend zeigt die strukturelle Untersuchung, daß das Aufbringen von Ni auf  $(2 \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -rekonstruiertem O/Cu(001) im Vergleich zu Ni/Cu(001) zu einem deutlich besseren Lagenwachstum führt.

Im folgenden werden die FMR-Messungen diskutiert. Diese zeigen wie sich das veränderte Wachstum und die auf dem Ni-Film befindliche O-Lage auf die magnetischen Eigenschaften der Filme auswirkt. In Abb. 5.10(a) sind die FMR-Spektren bei 9 GHz und  $H_0 \parallel [110]$  von

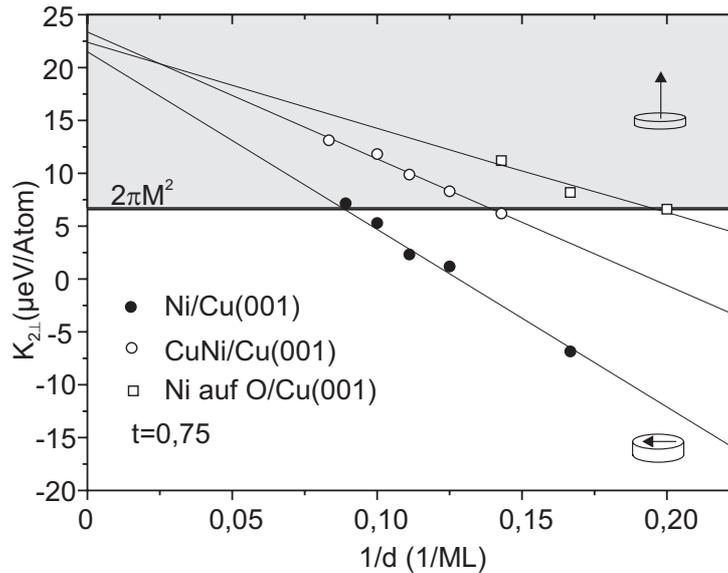


**Abb. 5.10.:** FMR-Messungen an auf oxidiertem Cu(001) gewachsenen Ni-Filmen. a) Spektren von Ni<sub>6</sub>-Filmen, gewachsen auf Cu(001) und O/Cu(001). b) Polare Winkelabhängigkeit des Ni<sub>6</sub>-Films auf O/Cu(001). c) 7 ML Ni auf O/Cu(001). d) Temperaturabhängige Messung des Resonanzfeldes eines Ni<sub>5</sub>-Films auf O/Cu(001).

(links) einem Ni<sub>6</sub>-Film auf der reinen Cu(001)-Oberfläche und (rechts) von einem Ni<sub>6</sub>-Film auf der oxidierten Oberfläche dargestellt. Beide Spektren wurden unmittelbar nach der Präparation aufgenommen, um ein Verschieben des Resonanzfeldes aufgrund der oben angesprochenen Restgasadsorption zu verhindern. Die vertikale Linie bei 2,9 kOe deutet den isotropen Wert des Resonanzfeldes an (siehe Kap. 5.2). Er trennt den Bereich senkrecht magnetisierter Filme mit  $H_{res} > 2,9$  kOe von dem Bereich in der Ebene magnetisierter Filme. Der Ni-Film auf der reinen Cu-Oberfläche ist daher in der Ebene magnetisiert. Aufgrund der Messungen in Abb. 5.7(a) entspricht dies der Erwartung. Das Resonanzfeld des Ni-Films auf der voroxidierten Cu-Fläche ist jedoch um etwa 3 kOe zu größeren Feldwerten verschoben. Die leichte Magnetisierungsrichtung ist die Filmnormale. Zu Abb. 5.10 soll folgendes bemerkt werden: (i) Aus einer temperaturabhängigen Messung wurden die Curie-Temperaturen beider Filme ermittelt. Dabei zeigte sich nur ein geringfügig kleinerer Wert für den Film auf der oxidierten Oberfläche. Dies könnte bedeuten, daß die Sauerstoffschicht an der Oberfläche des Films zu einer leichten Absenkung der Curie-Temperatur führt. (ii) Gemäß der bestimmten  $T_C$ -Werte wurden leicht unterschiedliche Temperaturen für die Spektren beider Filme gewählt, die der gleichen reduzierten Temperatur von etwa  $t = 0,75$  entsprechen. (iii) Im Gegensatz zu den Resonanzfeldern von Ni-Filmen auf

reinen Cu-Oberflächen wurde selbst nach einigen Tagen keine Verschiebung des Resonanzfeldes beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß die Sauerstoffschicht den Film inert gegen Angriffe von Restgasen macht. In Abb. 5.10(b) ist die polare Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für den 6 ML Ni-Film auf der voroxidierten O/Cu(001)-Oberfläche dargestellt. Dabei beträgt die Temperatur  $T = 315$  K. Sie liegt also etwas höher als in Abb. 5.10(a). Die Reduktion des Anisotropiefeldes bei höheren Temperaturen bewirkt eine Verschiebung von  $H_{res}$  in Richtung des isotropen Feldwertes. Daher ist das Resonanzfeld für  $\theta_H = 90^\circ$  verglichen mit demjenigen in Abb. 5.10(a) kleiner. Dennoch liegt das minimale Resonanzfeld und damit die leichte Richtung senkrecht zur Filmebene bei  $\theta_H = 0^\circ$ . Diese leichte Richtung wird auch durch den positiven Wert von  $M_{eff} = 1,08(4)$  kG angezeigt, den man durch den eingezeichneten Fit erhält. Die  $K_4$ -Werte sind um den Faktor 10 kleiner als  $M_{eff}$  und können daher vernachlässigt werden. Die Resultate zeigen, daß bei den mittels Sauerstoff gewachsenen Filme offenbar bereits bei geringerer Filmdicke die Reorientierung der leichten Richtung stattfindet. In Abb. 5.10(c) ist im kleinen Bild das FMR-Spektrum mit  $H_0 \parallel [110]$  gezeigt. Man erkennt in diesem Fall zwei Resonanzsignale. Dreht man das externe Feld aus der Filmebene heraus, so verschwinden beide Signale bereits bei Winkeln von etwa  $\theta_H = 85^\circ$ . Daher kann keine komplette Winkelabhängigkeit mehr gemessen werden. Dieses Verhalten ist genau dasjenige, das in der Dispersionskurve der Abb. 5.3(a) dargestellt ist. Je größer der Wert der uniaxialen Anisotropie  $K_{2\perp}$  (und damit  $M_{eff}$ ) ist, desto größer wird der Achsenabschnitt auf der Frequenzachse. Damit erhält man ab einem gewissen Wert von  $K_{2\perp}$  zwei Signale in einem Bereich um die schwere Richtung. Dies bedeutet, daß im Vergleich zum Ni<sub>6</sub>-Film die senkrechte Anisotropie angestiegen ist. Simuliert man die Dispersionskurve wie in Abb. 5.3(a), bis die Schnittpunkte der 9 GHz-Linie mit der Dispersionskurve mit den gemessenen Resonanzfeldern übereinstimmen, so erhält man den Wert von  $M_{eff}$  auch ohne die gesamte Winkelabhängigkeit. Der Fit ist in Abb. 5.10(c) gezeigt. Man bekommt  $M_{eff} = 3,4(1)$  kG. Eine weitere Erhöhung der Filmdicke führt zu so großen  $M_{eff}$  Werten, daß kein Signal mehr detektiert werden konnte. Dieser Effekt wurde im Zusammenhang mit Abb. 5.3(a) ausführlich diskutiert. Es war daher nicht mehr möglich Filmdicken oberhalb 8 ML Ni mittels FMR zu messen. Polare Kerr-Effekt Messungen zeigten jedoch auch für diese Filme eine senkrechte leichte Richtung.

Um zu klären, bis zu welcher Filmdicke die Reorientierung durch den Sauerstoff verschoben wird, wurde ein Ni<sub>5</sub>-Film temperaturabhängig gemessen. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.10(d). Mißt man beginnend von tiefen Temperaturen mit externem Feld parallel zur [110]-Richtung (gefüllte Quadrate), so erkennt man, daß das Signal etwas unterhalb des isotropen Wertes bei 2,9 kOe liegt, die leichte Richtung befindet sich in der Filmebene. Bei Temperaturerhöhung ist zunächst ein Anstieg über den isotropen Wert hinaus zu erkennen, danach nähert sich das Signal wieder dem Wert von 2,9 kOe an und verschwindet ab etwa 250 K. Letzteres ist nach den bisher vorgestellten Untersuchungen aufgrund einer Anisotropieabnahme verständlich. Die Tatsache,



**Abb. 5.11.:**  $1/d$ -Diagramm für Ni/Cu(001) (gefüllte Kreise), Cu/Ni/Cu(001) (offene Kreise) und Ni auf O/Cu(001) (offene Quadrate).

daß sich das Signal zunächst über den isotropen Wert schiebt, kann mit einer temperaturabhängigen Reorientierung der leichten Richtung von in der Filmebene bei tiefen Temperaturen nach senkrecht zur Filmebene bei höheren  $T$ -Werten erklärt werden. Den eindeutigen Beweis liefert eine Messung mit externem Feld parallel zur Filmnormalen ( $[001]$ -Richtung) (offene Kreise). Diese Messung wurde direkt im Anschluß an die Messung mit  $\vec{H}_0 \parallel [110]$  durchgeführt. Betrachtet man beide Kurven, so wird deutlich, daß bei tiefen Temperaturen die Filmebene die leichte Richtung darstellt. Ab einer Temperatur von ca. 160 K findet jedoch eine Reorientierung statt, und die leichte Richtung ist nun die Filmnormale. Damit ist gezeigt, daß die Ni-Reorientierung, die (siehe oben) ohne Sauerstoff bei etwa 11 ML liegt durch O als „Surfactant“ zu etwa 5 ML verschoben wird. Diese Ausdehnung der senkrecht magnetisierten Phase ist die bislang größte, die jemals beobachtet wurde. Als letzte Frage bleibt zu klären, welche Anisotropieparameter hauptsächlich durch den Sauerstoff beeinflusst werden. Dazu müssen die gemessenen  $K_{2\perp}$ -Werte, die zuvor aus den  $M_{eff}$ -Werten ermittelt wurden, durch Auftragung als Funktion der reziproken Filmdicke bei konstanter reduzierter Temperatur gemäß der Gleichung  $K_{2\perp} = K_{2\perp}^V + (K_{2\perp}^{S_1} + K_{2\perp}^{S_2})/d$  analysiert werden. Dadurch kann man den Beitrag der Summe der beiden Grenzflächen des Films ( $K_{2\perp}^{S_1} + K_{2\perp}^{S_2}$ ) und den des Filmvolumens ( $K_{2\perp}^V$ ) trennen.  $S_1$  bezeichnet die obere Grenzfläche des Films,  $S_2$  diejenige zum Substrat (siehe kleines Bild in Abb. 5.10(d)). Der Ansatz, daß  $K_{2\perp}^{S_i}$  mit der reziproken Filmdicke variiert, wurde in Kap. 2.1 diskutiert. Das Ergebnis für eine reduzierte Temperatur von  $t = 0,75$  ist in Abb. 5.11 gezeigt. Dabei wurden die  $K_{2\perp}$ -Werte der Ni-Filme auf der reinen Cu(001)-Fläche (gefüllte Kreise) und diejenigen der Ni-Filme auf der oxidierten (offene Quadrate) aufgetragen.

Zusätzlich sind die Ergebnisse der im nächsten Abschnitt behandelten Ni-Filme auf Cu(001)

Grenzfläche	$K_{2\perp}^{S_1}$ ( $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ )	$d_C$ (ML)
Vakuum/Ni	-107	10,8
Cu/Ni	-59	7,6
CO/Ni	-81	7,3
H <sub>2</sub> /Ni	-70	6,8
O/Ni	-17	4,9

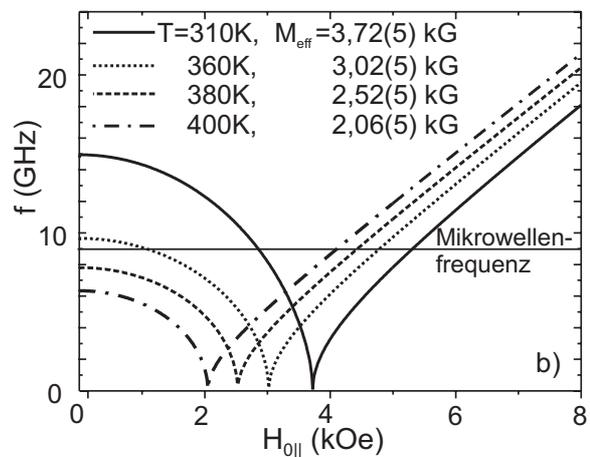
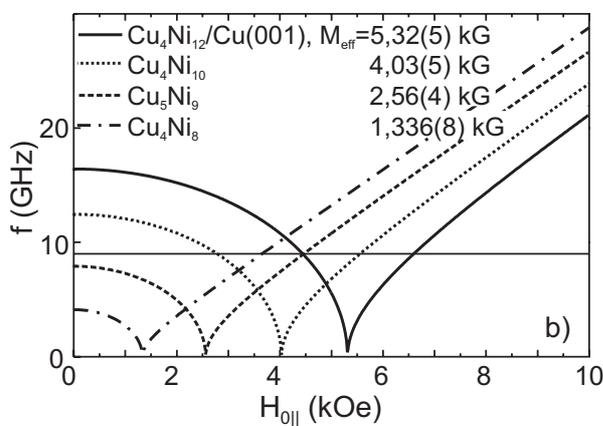
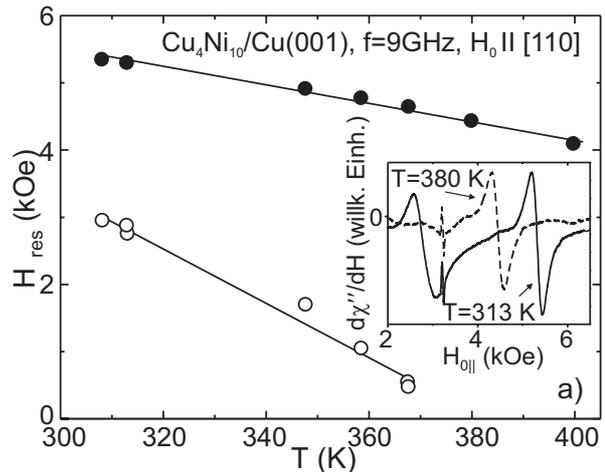
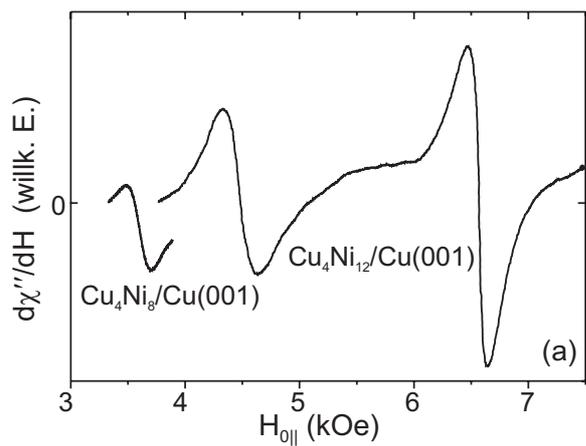
**Tabelle 5.3.:** Grenzflächenanisotropien für Ni-Filme auf Cu(001) mit diversen Deckschichten. Alle Fehler der  $K_{2\perp}^{S_1}$  10%, für O/Ni 15%. Die Werte für CO und H<sub>2</sub> stammen aus [134]. Man beachte, daß die Werte in [134] bei Raumtemperatur gemessen wurden.

eingetragen, die mit einer Cu-Deckschicht versehen wurden (offene Kreise). Letztere bilden die Grundlage der Zweifachschichten, in denen die Deckschicht zur Zwischenschicht wird. Der Wert der Formanisotropie  $2\pi M^2$  trennt die Bereiche mit senkrechter leichter Richtung (grau) und den Bereich mit leichter Richtung in der Filmebene (weiß). Der Wert der Magnetisierung für die Formanisotropie stammt aus *in situ* SQUID-Messungen [113]. Man erkennt, daß alle Datenpunkte der verschiedenen Systeme auf Geraden liegen. Die Schnittpunkte geben die Reorientierungsdicke für  $t = 0, 75$  an. Aus den Fits (durchgezogene Geraden) kann  $K_{2\perp}^V$  als Achsenabschnitt abgelesen werden. Man stellt fest, daß die Volumen-Anisotropien für *alle* Systeme im Fehler übereinstimmen ( $K_{2\perp}^V = 22(4) \mu\text{eV}/\text{Atom}$ ). Die Cu- bzw. die Sauerstoffschicht beeinflusst also nur die Oberflächenanisotropie. Für die Summe der Oberflächenanisotropien gilt im Fall der mit Cu bedeckten Filme  $K_{2\perp}^{S_1} + K_{2\perp}^{S_2} = 2K_{2\perp}^{\text{Cu}/\text{Ni}}$ , da in diesem Fall beide Grenzflächen identische Cu/Ni-Grenzflächen sind. Daraus kann  $K_{2\perp}^{\text{Cu}/\text{Ni}}$  bestimmt werden. Da die untere Grenzfläche auch bei den anderen Filmsystemen eine Cu/Ni-Grenzfläche ist, können somit die Werte von  $K_{2\perp}^{\text{Vakuum}/\text{Ni}}$  sowie – im Fall der auf oxidiertem Cu(001) gewachsenen Filme –  $K_{2\perp}^{\text{O}/\text{Ni}}$  bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt. Zusätzlich sind Werte aus [134] für auf Ni-Filmen adsorbiertem CO und H<sub>2</sub> gegeben. Die Gase wurden *nach* dem Wachstum auf dem Film adsorbiert. Die Anisotropie der Vakuum/Ni-Grenzfläche ist am größten. Die Gase reduzieren den negativen Wert, wobei die oben diskutierte Methode, Sauerstoff als „Surfactant“ zu verwenden, in der größten Reduzierung von  $90 \mu\text{eV}/\text{Atom}$  resultiert. Es sei daran erinnert, daß das negative Vorzeichen der Oberflächenanisotropie eine leichte Richtung in der Filmebene anzeigt. Die Volumenanisotropie hat ein positives Vorzeichen und favorisiert deshalb eine leichte Richtung senkrecht zur Filmebene. Da die Volumenanisotropie in allen Systemen unverändert bleibt und keine Dickenabhängigkeit besitzt, bedeutet die Reduzierung der Oberflächenanisotropie eine Verschiebung der Reorientierung zu kleineren Filmdicken. Dies wird auch durch die Verschiebung des Schnittpunktes der  $K_{2\perp}$ -Werte mit der Formanisotropie in Abb. 5.11 demonstriert.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse, daß die Verwendung von Sauerstoff als „Surfactant“ zwei Vorteile bietet: (i) Es reduziert die Oberflächenanisotropie des Ni-Films, wodurch der senkrecht magnetisierte Bereich bereits ab 5 ML auftritt. Dies ist die größte Verschiebung, die in der Literatur gemessen wurde. (ii) Im Gegensatz zur Gasadsorption *nach* dem Filmwachstum, kann durch das Wachstum auf der oxidierten Fläche die Filmrauhigkeit erheblich reduziert werden [131]. Das Verfahren könnte in Zukunft dazu verwendet werden, um extrem glatte Grenzflächen für Zweifachlagen zu präparieren. Dazu muß jedoch noch untersucht werden, wie sich der Sauerstoff bei der Deposition der Cu-Zwischenschicht verhält. Erste Experimente zeigen, daß – im Gegensatz zur intuitiven Erwartung – der Sauerstoff auch auf dem Cu aufschwimmt [135]. Abschließend sei noch bemerkt, daß die kleinere Reorientierungsdicke für reine Ni-Filme von etwa 7 ML, die in früheren Arbeiten gefunden wurde (siehe Diskussion in Zusammenhang mit Abb. 5.7 und [42]) durch die ungewollte Adsorption von CO verursacht worden sein könnte, denn der Wert der Volumenanisotropie in [42] stimmt mit demjenigen dieser Arbeit überein.

**Magnetische Anisotropie und Einfluß einer Cu-Deckschicht** Aufgrund der senkrechten MAE im Ni/Cu(001)-System, wurden Ni-Filme verwendet, um Zweifachlagen mit senkrecht magnetisierten Filmen herzustellen. Der Vorteil solcher Zweifachlagen liegt darin, daß Kerr-Effekt Messungen in der empfindlichen polaren Geometrie durchgeführt werden können (siehe Kap. 3.2), die mit den FMR-Untersuchungen verglichen werden. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich daher auf Ni-Filme mit senkrechter leichter Richtung.

Wie im vorangegangenen Abschnitt in Abb. 5.11 zu sehen war, führt auch das Bedecken von Ni-Filmen mit Cu zu einer *Reduzierung* der kritischen Reorientierungsdicke  $d_c$ . Bei Raumtemperatur beträgt die Verschiebung – verglichen mit unbedeckten Ni-Filmen – etwa 4 ML und liegt bei etwa 7 ML. Um die optimale Ni-Dicke für die Zweifachlagen zu finden, wurden daher Ni-Filme mit Dicken  $\geq 8$  ML betrachtet. Die Abb. 5.12 und Abb. 5.13 zeigen die Resultate der Untersuchungen an Filmen mit Dicken im Bereich von 8 – 12 ML, die jeweils eine Cu-Deckschicht von 4 ML besaßen. Die bei Raumtemperatur mit externem Feld in der Filmebene ( $\theta_H = 90^\circ$ ) gemessenen FMR-Spektren des  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ - und des  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{12}$ -Filmes zeigt Abb. 5.12(a). Beide Filme besitzen Resonanzfelder  $> 3$  kOe, d. h., man mißt entlang einer schweren Richtung. Der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -Film zeigt eine Resonanz, der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{12}$ -Film zwei Signale. Für den  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -Film konnte die gesamte Winkelabhängigkeit gemessen werden (siehe Abb. 5.14), und es stellte sich heraus, daß die leichte Richtung – wie erwartet – senkrecht zur Filmebene steht. Die beiden Signale des  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{12}$ -Filmes wurden nur in einem schmalen Winkelbereich um  $\theta_H = 90^\circ$  beobachtet. Dies stellt erneut die bereits bei den auf der voroxidierten Cu(001)-Fläche gewachsenen Ni-Filmen beobachtete Situation dar, die eine große senkrechte Anisotropie anzeigt. Der Effekt wurde in Abb. 5.3(a) erläutert. Mittels der gemessenen Resonanzfelder der beiden Signale kann – wie bereits im Zusammenhang mit Abb. 5.10(c) diskutiert – die Dispersionskurve selbstkonsistent



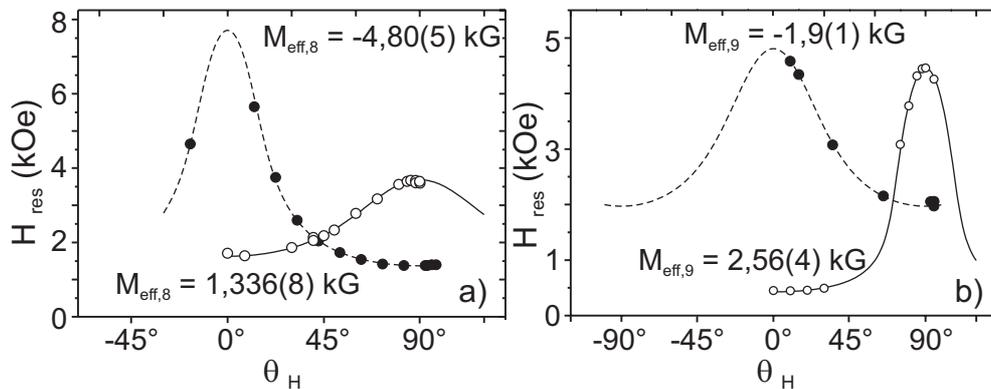
**Abb. 5.12.:** a) Spektren von  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8/\text{Cu}(001)$  und  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{12}/\text{Cu}(001)$  bei Raumtemperatur und  $\vec{H}_0 \parallel [110]$ . b) Aus den experimentellen Resonanzfeldern berechnete Dispersionskurven für mit Cu bedeckte  $\text{Ni}_x/\text{Cu}(001)$ -Filme ( $x = 8 - 12$ ).

**Abb. 5.13.:** a) Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes eines  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{10}/\text{Cu}(001)$ -Films bei  $\vec{H}_0 \parallel [110]$ . Das kleine Bild zeigt Spektren bei 313 und 380 K. b) Aus den gemessenen Resonanzfeldern aus a) berechnete Dispersionskurven.

berechnet werden. Die Resonanzfelder entsprechen den Schnittpunkten der Dispersionskurve mit der 9 GHz-Linie (siehe Abb. 5.12(b)). Die ermittelte Anisotropie des  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{12}$ -Films beträgt danach 5,32(5) kG. Die Cu-Bedeckung hat – wie bereits in Abb. 5.11 zu sehen war – den Effekt, die Oberflächenanisotropie zu reduzieren. Abbildung 5.12(b) zeigt die durch Anpassen der Dispersionskurven ermittelten  $M_{\text{eff}}$ -Werte für mit Cu bedeckte Ni-Filme mit Dicken zwischen 8 – 12 ML. Dabei zeigen nur die 8 und 9 ML dicken Filme ein Resonanzsignal.

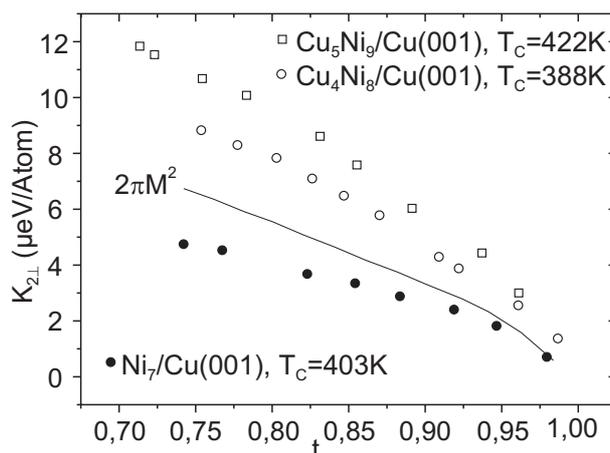
Der Punkt, an dem zwei Signale auftauchen, läßt sich am  $\text{Cu}_4\text{Ni}_{10}$ -Film zeigen. Mißt man diesen bei Raumtemperatur, so erhält man zwei Resonanzen. Die Resonanzfelder der Signale als Funktion der Temperatur sind in Abb. 5.13(a) dargestellt. Man sieht, daß das Signal mit kleinerem  $H_{\text{res}}$  (offene Kreise) bei ansteigender Temperatur zu immer kleineren Feldern läuft und ab etwa 370 K ganz verschwindet. Ab diesem Punkt ist nur noch ein Signal (gefüllte Kreise)

zu sehen. Der Grund ist die mit der Temperaturerhöhung verbundene Anisotropieabnahme des Systems. Berechnet man aus den gemessenen Resonanzfeldern die am besten passende Dispersionskurve, so erhält man die in Abb. 5.13(b) gezeigten Verläufe. Die Schnittpunkte der Kurven mit der horizontalen Frequenzlinie ergeben wieder die gemessenen Resonanzfelder. Man sieht sehr deutlich, daß die Reduzierung von  $M_{eff}$  den Frequenzachsenabschnitt zu kleineren Werten verschiebt. Ab etwa 370 K erhält man nur noch die gesättigte Resonanzmode. Für  $M_{eff}$ -Werte, die größer als 2, 5 kG sind, erhält man also 2 Signale. Die Ergebnisse der Messungen an verschieden dicken Ni-Filmen mit Cu-Deckschicht zeigen, daß die optimale Filmdicke für senkrecht magnetisierte Filme im X-Band (9 GHz) im Bereich von 8 – 9 ML liegt. Nur hier ist eine Messung der kompletten Winkelabhängigkeit möglich, was im Hinblick auf die Zweifachlagen die Analyse erleichtert. Geringere Dicken führen andererseits zu einer leichten Richtung in der Filmebene (siehe Abb. 5.11) und sind daher für senkrecht magnetisierte Zweifachlagen nicht mehr geeignet.



**Abb. 5.14.:** Polare Winkelabhängigkeit von (a) 8 ML Ni ohne (gefüllte Kreise) und mit 4 ML Cu-Bedeckung (offene Kreise), bzw. von (b) 9 ML Ni ohne (gefüllte Kreise) und mit 5 ML Cu-Bedeckung (offene Kreise). Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

Die Winkelabhängigkeiten bei Raumtemperatur für die beiden Filmdicken zeigt Abb. 5.14. In (a) sind die Resultate für das  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -System, in (b) die Winkelabhängigkeit für das  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9$ -System gezeigt. Zusätzlich zu den Ergebnissen an den mit Cu bedeckten Filmen (offene Kreise) sind die am gleichen System gemessenen Winkelabhängigkeiten *vor* der Bedeckung mit Cu dargestellt (gefüllte Kreise). Man sieht, daß die Bedeckung das Minimum des Resonanzfeldes von  $\theta_H = 90^\circ$  nach  $\theta_H = 0^\circ$  verschiebt, d. h., vor dem Aufbringen der Cu-Deckschicht ist der Film in der Ebene magnetisiert, nach dem Bedecken senkrecht. Die Vorzeichenwechsel der  $M_{eff}$ -Werte, die durch einen Fit mittels Glg. (5.8) erhalten wurden, belegt dies. Aus  $M_{eff}$  erhält man durch Einsetzen von  $M$  die intrinsische uniaxiale Anisotropie  $K_{2\perp}$ . Diese ist in Abb. 5.15 als Funktion der Temperatur für den  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ - (offene Kreise) und den  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9$ -Film (offene Quadrate) dargestellt. Man sieht, daß die Werte im gesamten Temperaturbereich oberhalb des Wertes der Formanisotropie  $2\pi M^2$  liegen und damit stets eine leichte Richtung



**Abb. 5.15.:** Temperaturabhängigkeit der Anisotropie für (offene Quadrate)  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(100)$ , (offene Kreise)  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8/\text{Cu}(100)$  und (gefüllte Kreise)  $\text{Ni}_7/\text{Cu}(100)$ .

senkrecht zur Filmebene besitzen ( $M_{eff} > 0$ ). Zusätzlich ist noch die Temperaturabhängigkeit von  $K_{2\perp}$  eines  $\text{Ni}_7$ -Filmes gezeigt. Dieser hat im gesamten Bereich Anisotropiewerte unterhalb der Formanisotropie ( $M_{eff} < 0$ ) und ist daher in der Ebene magnetisiert.  $\text{Ni}_7$ -Filme werden in den  $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen verwendet (siehe unten).

## 5.4. Das System Co/Cu(001)

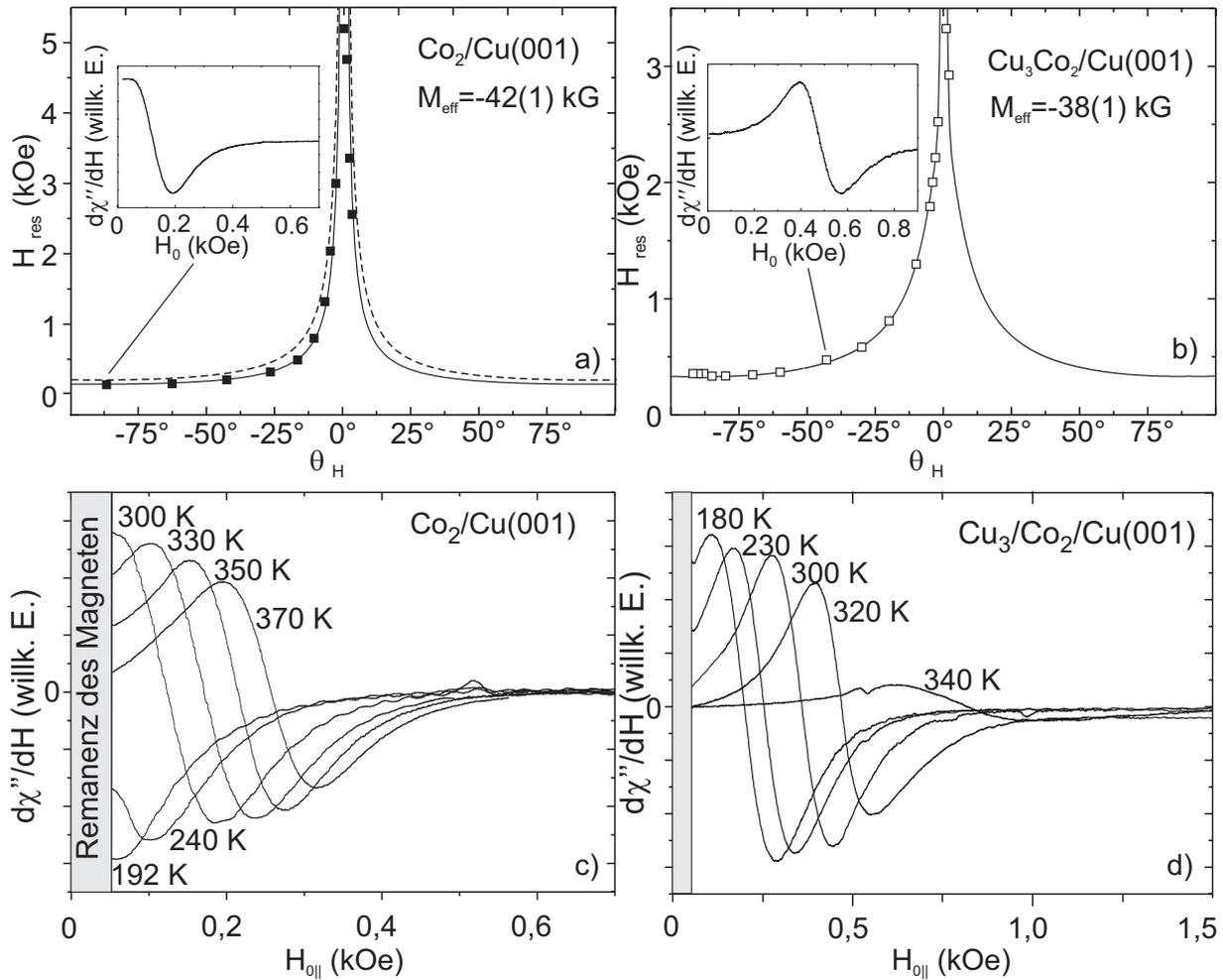
Co besitzt im Volumen eine relativ hohe Curie-Temperatur von  $T_C = 1388\text{ K}$  [56]. Diese macht das Material interessant für die Verwendung in dünnen Filmen. Bei solchen ist  $T_C$  keine Materialkonstante mehr, sondern wird vielmehr mit abnehmender Filmdicke kleiner. Die Ursache ist der in Kap. 5.1 diskutierte „finite-size“-Effekt. Co-Filme auf  $\text{Cu}(001)$  wurden bereits in [48,87] mittels *in situ* FMR untersucht. Dabei wurden im Vergleich zu  $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$  sehr große effektive Anisotropiefelder  $M_{eff}$  mit negativen Werten gefunden, die daher im gesamten Co-Dickenbereich zu einer leichten Magnetisierungsrichtung in der Filmebene führten [87]. Co-Filme eignen sich damit zur Herstellung von in der Ebene magnetisierten, gekoppelten Filmen. Das Bedecken des Co-Films mit Cu reduziert die magnetischen Momente an der Oberfläche durch Hybridisierung mit den Cu-Bändern [115]. Dies ist ein Grund für die starke Reduktion der Curie-Temperatur, die in dünnen  $\text{Co}/\text{Cu}(001)$ -Filmen beobachtet wird [117]. Die Frage ist nun, inwiefern sich die Reduktion der Momente auf die magnetische Anisotropie auswirkt. Bei den oben diskutierten Ni-Filmen war die Filmdicke groß genug, so daß Oberfläche und Filminneres klar definiert werden konnten. Es zeigte sich, daß die Deckschicht im wesentlichen die Oberflächenanisotropie beeinflusst. Die Momente im Volumen und damit die Filmmagnetisierung werden jedoch fast nicht verändert wie SQUID-Messungen bestätigen [113,115]. Betrachtet man nun jedoch, wie im folgenden, dünne Co-Filme von nur 2 ML Dicke, so sind „Filminneres“ und

damit auch Oberflächen- und Volumenanisotropie nicht mehr eindeutig definiert. Eine Reduktion der Momente in der obersten Lage bedeutet in diesem Fall eine Reduzierung *sämtlicher* Momente im Film, da die untere Lage ebenfalls in direktem Kontakt zum Cu-Substrat steht. Es ist daher zu erwarten, daß die Cu-Deckschicht eine Anisotropieänderung durch Reduktion der Filmmagnetisierung bewirkt, denn diese geht quadratisch in die Formanisotropieenergie  $2\pi M^2$  des Films ein. Es bleibt zu klären, ob es auch eine Veränderung in der intrinsischen Filmanisotropie  $K_{2\perp}$  gibt. Durch FMR-Messungen der effektiven Anisotropie  $M_{eff}$  zusammen mit den SQUID-Magnetisierungsmessungen können die Anteile der Formanisotropieänderung und diejenige von  $K_{2\perp}$  separiert werden.

**Metastabiles Verhalten unterhalb des  $T_C$ -Sprunges** Das Wachstum von Co-Filmen im Bereich von 1 – 2 ML wurde bereits in Kap. 4 diskutiert. Danach ist die erste ML zu etwa 25% mit Cu-Atomen durchmischt, bereits die zweite Lage besteht jedoch zu überwiegendem Teil aus Co [89]. Da Co und Cu im Volumen nicht mischbar sind, besteht die „Oberflächenlegierung“ aus Co-Clustern, die sich in der Cu-Matrix befinden [89]. Bevor die Co-Inseln der zweiten Lage bei einer Bedeckung von etwa 1,8 ML zusammenwachsen, besteht der Film somit aus durch die Cu-Bereiche der ersten Lage getrennten Co-Inseln [92]. Ab 2 ML Co-Bedeckung erhält man dann ein sehr gutes Lagenwachstum. Das Wachstum spiegelt sich auch in den magnetischen Eigenschaften der Filme wieder. In [117] wurden die  $T_C$ -Werte für Co/Cu(001)-Filme untersucht. Dabei zeigte sich, daß bei einer Bedeckung von 1,8 ML ein Sprung in der Ordnungstemperatur von ca. 100 K vorhanden ist. Diese Filmdicke fällt genau mit dem Bereich zusammen, für den die Inseln der zweiten Lage zusammenwachsen (siehe Kap. 4). Damit berühren sich die Co-Bereiche im Film direkt, was zum Ansteigen von  $T_C$  führt. Über das magnetische Verhalten der Filme unterhalb des  $T_C$ -Sprunges gab es in der Literatur unterschiedliche Ansichten. Es wurde superparamagnetisches Verhalten der noch nicht zusammengewachsenen Inseln diskutiert [136]. Ein solches Verhalten wurde in [92] durch MOKE-Messungen jedoch ausgeschlossen. Die Filme weisen unterhalb des  $T_C$ -Sprunges eine Hysterese auf, die ferromagnetische Ordnung anzeigt. Bereits in [117] wurde abgeschätzt, daß die „blocking“-Temperatur der Co-Inseln ca. 4,5 K betragen sollte, was weit unterhalb der Temperatur ist, bei der selbst ein 1,5 ML Film eine klare Hysterese aufweist [92]. Die MOKE-Messungen wurden in [92] durch *in situ* SQUID-Ergebnisse unterstützt, mit denen eine remanente Magnetisierung der Filme nachgewiesen werden konnte. Das Auftreten des  $T_C$ -Sprunges konnte in [92] durch Rechnungen simuliert werden. Dabei wird ein über Dipol-Wechselwirkungen gekoppeltes Ensemble aus eindomänigen ferromagnetischen Inseln zu Grunde gelegt. Wachsen die Inseln zusammen, wird zusätzlich eine direkte Austauschkopplung zwischen den Inseln berücksichtigt, die als Parameter behandelt wird. Die Form der berechneten Hysteresen stimmt mit den gemessenen überein. Vor dem Zusammenwachsen erhält man eine Hysterese mit reduzierter Remanenz.

Wachsen die Inseln jedoch zusammen, hat die Hysterese rechteckige Gestalt (Remanenz = Sättigung). Außerdem findet man den beobachteten Sprung in der Ordnungstemperatur analog zum Experiment in dem Bereich, in dem die Inseln beginnen, sich zu berühren. Heizt man die Co-Filme mit Bedeckungen unterhalb des  $T_C$ -Sprunges auf 400 K, so zeigen STM-Aufnahmen, daß die Oberfläche aus verbundenen Bereichen und nicht mehr aus isolierten Co-Gebieten besteht. Wahrscheinlich bewirkt das Heizen eine Trennung der durchmischten Regionen innerhalb der ersten Co-Lage, so daß der Film nunmehr aus reinen Co-Lagen besteht. Dies zeigt sich in einer deutlich erhöhten remanenten Magnetisierung, die mittels SQUID, MOKE sowie FMR beobachtet wurde [92]. Dieses metastabile Verhalten von Co-Filmen mit Bedeckungen unterhalb von 2 ML macht solche Filme ungeeignet für Untersuchungen innerhalb von Zweifachlagen. Andererseits steigen aufgrund des „finite-size“-Effekts bei Dicken größer als 2 ML die  $T_C$ -Werte der Filme schnell an [117]. Um in den Zweifachlagen einen möglichst großen Temperaturbereich untersuchen zu können, wurden deshalb innerhalb der Zweifachlagen 2 ML dicke Co-Filme verwendet. Diese werden im folgenden charakterisiert.

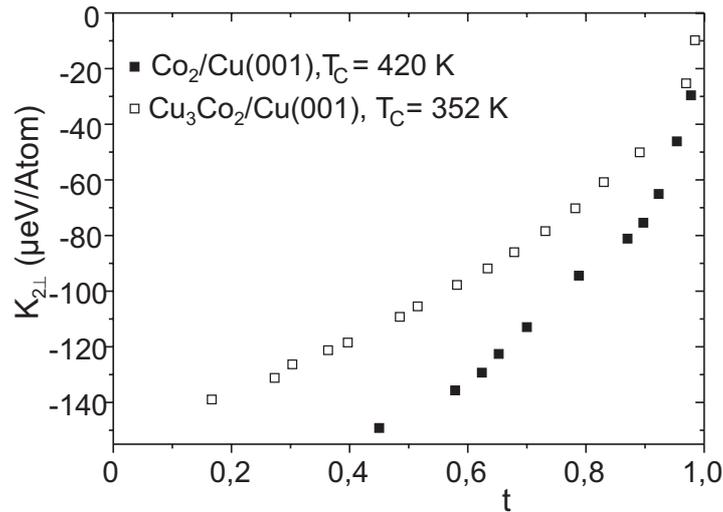
**Magnetische Anisotropie und Einfluß einer Cu-Deckschicht** Abbildung 5.16(a) zeigt die polare Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für einen 2 ML dicken Co-Film auf Cu(001), die bei Raumtemperatur gemessen wurde. Der minimale  $H_{res}$ -Wert liegt bei  $\theta = \pm 90^\circ$ , d. h., die leichte Richtung befindet sich in der Filmebene. Dabei liegt das Minimum von  $H_{res}$  bei sehr kleinen Feldwerten von ca. 0,2 kG (siehe Spektrum für  $\theta = -87^\circ$  in Abb. 5.16(a)). Dreht man das Resonanzfeld in Richtung der Filmmormalen, so tritt in der Nähe von  $\theta = 0^\circ$  ein rapider Anstieg des Resonanzfeldes auf. Die Beobachtungen zeigen, daß ein großer Wert des senkrechten Anisotropiefeldes  $M_{eff}$  vorliegt (siehe Kap. 5.1). Der Fit (durchgezogene Linie) bestätigt dies, man erhält einen Wert von  $M_{eff} = -42(1)$  kG. Verwendet man für den Fit keine Anisotropie innerhalb der Filmebene ( $K_{4||} = 0$ ), so erhält man die in Abb. 5.16 gezeigte gestrichelte Linie. Der durch die durchgezogene Linie dargestellte Fit wurde daher durch Einführen eines Anisotropiefeldes  $K_{4||}/M = -0,03(2)$  kG erzeugt, wodurch die Übereinstimmung mit den Daten verbessert wird. Der negative Wert von  $K_{4||}$  bedeutet, daß – in Übereinstimmung mit der Literatur – die leichte Magnetisierungsrichtung *innerhalb* der Filmebene die [110]-Richtung ist. Folgendes sei angemerkt: Wie Abb. 5.16(a) zeigt, wurden im Experiment keine Resonanzfelder oberhalb 5 kOe, insbesondere für  $\theta = 0^\circ$  gemessen. Dies liegt an der unvermeidlichen Fehlorientierung des Kristalls in der W-Drahtschleufe des Probenhalters, die dazu führt, daß das externe Magnetfeld nicht exakt entlang der Filmmormalen steht. Liegen große Anisotropiewerte mit daraus folgendem steilen Anstieg von  $H_{res}$  in der Nähe der Filmmormalen vor, macht sich selbst eine kleine Fehlorientierung stark bemerkbar. In diesem Fall ist es unerlässlich, Resonanzfeldwerte für positive *und* negative Werte von  $\theta$  zu messen. Da die Winkelabhängigkeit gemäß Glg. (5.8) symmetrisch um  $\theta = 0^\circ$  verlaufen muß, kann so die Genauigkeit der Bestimmung von



**Abb. 5.16.:** Temperatur- und Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für  $\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$  mit (a, c) und ohne (b, d) Cu-Deckschicht. Die Winkelabhängigkeiten wurden bei  $T = 294$  K gemessen.

$M_{\text{eff}}$  stark erhöht werden. Vergleicht man dann das experimentell bestimmte maximale Resonanzfeld mit einem Fit, bei dem eine Abweichung im  $\theta$ -Winkel von der „wahren“ Senkrechten berücksichtigt wird, kann man auf die Fehlorientierung der Probe schließen. Aus solchen Fits erhält man typische Fehlorientierungen im Bereich von  $2^\circ$ . Abbildung 5.16 zeigt zudem, daß der  $K_{4\parallel}$ -Term bei gegebenem  $M_{\text{eff}}$  zu leichten Änderungen der Resonanzfelder für  $\theta$ -Werte in der Nähe der Filmebene führt, sich in der Nähe der Filmnormalen aber kaum auswirkt. Deshalb benötigt man zur Bestimmung von  $K_{4\parallel}$  nicht unbedingt die komplette Winkelabhängigkeit, insbesondere nicht den Teil um die Filmnormale. Da  $M_{\text{eff}} \gg K_{4\parallel}/M$  ist, liefert  $M_{\text{eff}}$  jedoch den Hauptbeitrag zur Anisotropie, so daß die Resonanzfelder fast ausschließlich durch diesen Term bestimmt werden. Die kleinen  $K_{4\parallel}$ -Terme werden im folgenden vernachlässigt. Zur Bestimmung eines  $K_{4\perp}$ -Beitrages braucht man umgekehrt gerade die Winkelabhängigkeit um  $\theta = 0^\circ$ . Die Fehlorientierung wirkt sich in diesem Bereich stark aus und macht im Fall der Co-Filme eine Bestimmung dieses Beitrages unmöglich.

Eine Bedeckung des gleichen Co-Films aus Abb. 5.16(a) mit 3 ML Cu resultiert in der in Abb. 5.16(b) gezeigten Winkelabhängigkeit, die ebenfalls bei  $T = 294$  K gemessen wurde. Erneut liegt das minimale  $H_{res}$  bei  $\theta = 90^\circ$ , die leichte Richtung also in der Filmebene. Man erkennt jedoch am Fit, daß das uniaxiale Anisotropiefeld auf den Wert  $-38(1)$  kOe reduziert ist. Die Resonanzfelder sind deutlich zu größeren Werten verschoben, was auch am Beispiel der in Abb. 5.16(b) gezeigten FMR-Linie bei  $\theta = -43^\circ$  zu sehen ist. Man muß beim Vergleich der beiden Winkelabhängigkeiten jedoch bedenken, daß sich durch die Bedeckung mit Cu das  $T_C$  des Co-Films reduziert hat. Dadurch nimmt die Magnetisierung bei fester Temperatur ab. Um die Änderung der Anisotropie zu diskutieren, muß man daher die Werte bei gleicher reduzierter Temperatur  $t = T/T_C$  vergleichen. Man benötigt also die Temperaturabhängigkeiten der Resonanzfelder. Vernachlässigt man die kleinen  $K_4$ -Terme, so genügt zur Bestimmung von  $M_{eff}$ , wie in Kap. 5.2 bereits diskutiert, die Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes in der leichten Richtung (also für  $\theta_H = 90^\circ$  im Fall der Co-Filme). Der Winkelfehler ist hierbei zu vernachlässigen, da sich das Resonanzfeld für  $\theta$ -Winkel in der Nähe der leichten Richtung nur wenig verändert (siehe Abb. 5.16(a) und (b)). Abbildung 5.16(c) und (d) zeigen FMR-Spektren, gemessen bei  $\theta_H = 90^\circ$ , für den Co<sub>2</sub>- (c) bzw. den Cu<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>-Film bei verschiedenen Temperaturen. Man beachte die unterschiedlichen Feldachsen in (c) und (d). Die Linienbreiten bei den tiefsten Temperaturen liegen um 100 Oe. Mit abnehmender Temperatur verschieben sich die Resonanzfelder in beiden Fällen aufgrund der größeren Anisotropie zu kleineren Feldwerten. Für das Co<sub>2</sub>/Cu(001)-System ist das Resonanzfeld bereits bei Raumtemperatur so klein, daß nicht mehr die komplette Linie zu sehen ist (siehe Abb. 5.16(a)). Die Abnahme von  $H_{res}$  bei tiefen Temperaturen führt daher dazu, daß ab etwa 200 K das Resonanzfeld kleiner als die Remanenz des Elektromagneten (ca. 50 Oe) ist.  $H_{res}$  kann dann nicht mehr bestimmt werden. Im Fall des Cu<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>-Films tritt dieser Effekt erst bei tieferen Temperaturen auf. Das Resonanzfeld konnte hier bis zur tiefsten erreichbaren Temperatur von etwa 55 K bestimmt werden. Bei hohen Temperaturen wird eine Abnahme der Intensität sowie eine Linienverbreiterung beobachtet. Letztere ist für den Cu<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>-Film bei  $T = 340$  K deutlich zu erkennen. Aus dem Anstieg der Linienbreite wurden die  $T_C$ -Werte der Filme zu 352 K für den Cu<sub>3</sub>Co<sub>2</sub>-Film und zu 420 K für den Co<sub>2</sub>-Film bestimmt. Aus den gemessenen Resonanzfeldern kann mittels Glg. (5.9)  $M_{eff}$  bestimmt werden. Unter Verwendung der durch *in situ* SQUID-Messungen bestimmten Magnetisierungswerte erhält man die intrinsische Anisotropiekonstante  $K_{2\perp}$ . Der Temperaturverlauf von  $K_{2\perp}(T)$  ist in Abb. 5.17 dargestellt. Dabei wurden die Werte als Funktion der reduzierten Temperatur  $t$  aufgetragen und können daher direkt verglichen werden. Für beide Systeme sind die Werte negativ. Die intrinsische leichte Richtung liegt in der Filmebene, wie dies bereits aus den winkelabhängigen Messungen der Abb. 5.16 zu sehen war. Man erkennt außerdem, daß bei gleicher reduzierter Temperatur die Werte für den Co<sub>2</sub>-Film vom Betrag größer sind. Die Reduktion der Magnetisierung durch die Cu-Deckschicht fließt durch die SQUID-Messungen mit



**Abb. 5.17.:** Temperaturabhängigkeit der Anisotropie für  $\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$  ohne (gefüllte Quadrate) und mit (offene Quadrate) Cu-Deckschicht.

in die Analyse ein. Dies bedeutet, daß die Deckschicht neben der Reduktion der magnetischen Momente, die eine Änderung der Formanisotropie  $4\pi M$  bewirkt, auch zu einer Reduktion der intrinsischen uniaxialen Anisotropie führt. Der Grund hierfür kann den Messungen nicht direkt entnommen werden, jedoch zeigen die SQUID-Resultate in [115], daß die Cu-Deckschicht auch zu einer Reduktion des Bahnmomentes führt. Dies äußert sich offenbar in dem veränderten  $K_{2\perp}$ -Wert.

Im Hinblick auf die Zweifachlagen bleibt folgendes festzuhalten: Für die in dieser Arbeit zu meist verwendete Mikrowellenfrequenz von 9 GHz zeigen mit Cu bedeckte Co-Filme mit einer Dicke von 2 ML die optimalen Eigenschaften. Unterhalb dieser Dicke weisen die Filme metastabiles Verhalten auf [92], oberhalb werden Anisotropie und  $T_C$  zu groß, so daß (i) die Signale – wie im Fall der unbedeckten  $\text{Co}_2$ -Filme (siehe Abb. 5.16(c)) – in der leichten Richtung nicht mehr meßbar sind und (ii) die Resonanzfelder aufgrund von Interdiffusion nicht mehr bis zum Phasenübergang beobachtet werden können. Im nächsten Kapitel wird gezeigt, daß es für FMR-Messungen in Zweifachlagen von Vorteil ist, zwei Filme mit unterschiedlichen Anisotropien zu verwenden. Da die Co-Dicke jedoch aus eben genannten Gründen nicht stark variiert werden kann, wurde für die in der Filmebene magnetisierten Zweifachlagen ein 2 ML Co-Film sowie ein 7 ML Ni-Film verwendet, der im gesamten Temperaturbereich ebenfalls eine leichte Richtung in der Filmebene besitzt (siehe Abb. 5.11).



# 6. FMR an gekoppelten ultradünnen Zweifachlagen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Zweifachlagen-Prototypsysteme vorgestellt. Diese bilden die Grundlage für die in Kap. 7 diskutierten Vielschichten.

## 6.1. Theorie der FMR in gekoppelten ultradünnen Filmen

Im folgenden soll die in Kap. 5 erläuterte Beschreibung der FMR in einem ultradünnen Film auf zwei über eine Interlagenkopplung wechselwirkende Filme erweitert werden. Es wird an dieser Stelle die Methode nach Smit und Beljers (siehe Kap. 2.2) benutzt, um eine möglichst große Transparenz zu gewährleisten. Eine direkte Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung ist verglichen mit dem Fall eines ultradünnen Filmes aufwendiger. Es sei deshalb auf [23,137] verwiesen. Es wird das in Abb. 6.1 gezeigte Koordinatensystem verwendet, das auf dem für die Einfachfilme benutzten aufbaut. Die Richtung des externen Feldes sei wieder durch den polaren Winkel  $\theta_H$  und den gegen die  $[100]$ -Richtung gemessenen Azimutwinkel  $\varphi_H$  gegeben. Die

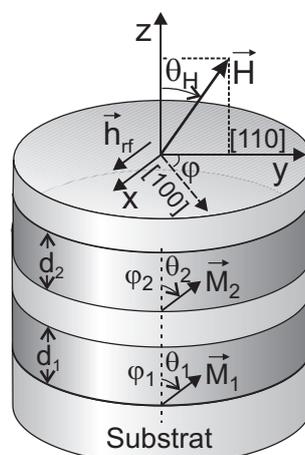


Abb. 6.1.: Koordinatensystem zur Beschreibung gekoppelter ultradünner Schichten.

Richtungen der beiden gekoppelten Magnetisierungsvektoren werden durch die Winkelpaare  $\theta_i, \varphi_i$  beschrieben. Sämtliche Filmeigenschaften wie Dicke, Magnetisierung, gyromagnetisches Verhältnis und Anisotropiefelder werden mit den entsprechenden Indizes 1, 2 gekennzeichnet. Beide Filme sollen gemäß Kap. 2.1 ultradünn sein, d. h., alle Spins sind über die Filmdicke parallel ausgerichtet. Das Mikrowellenfeld sei homogen über die Probe, so daß nur die uniforme Präzession angeregt wird. Die Methode nach Smit und Beljers kann in direkter Weise auf gekoppelte Systeme erweitert werden [108,138]. Die Herleitung verläuft prinzipiell wie bei einem Film (siehe Kap. 2.2), nur müssen jetzt zwei Magnetisierungen  $M_i$  berücksichtigt werden. Jeder Magnetisierungsvektor  $\vec{M}_i$  benötigt zwei Winkel ( $\theta_i, \varphi_i$ ) zur Beschreibung seiner Lage, d. h., man hat 4 unabhängige Winkel. Man erhält [108,138]:

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma_1} + \frac{F_{\theta_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin^2 \theta_1} & \frac{F_{\theta_2\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_2}}{d_1 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\ -\frac{F_{\theta_1\theta_1}}{d_1 M_1} & \frac{i\omega}{\gamma_1} - \frac{F_{\theta_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & -\frac{F_{\theta_1\theta_2}}{d_1 M_1} & -\frac{F_{\theta_1\varphi_2}}{d_1 M_1 \sin \theta_2} \\ \frac{F_{\theta_1\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma_2} + \frac{F_{\theta_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} & \frac{F_{\varphi_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin^2 \theta_2} \\ -\frac{F_{\theta_1\theta_2}}{d_2 M_2} & -\frac{F_{\theta_2\varphi_1}}{d_2 M_2 \sin \theta_1} & -\frac{F_{\theta_2\theta_2}}{d_2 M_2} & \frac{i\omega}{\gamma_2} - \frac{F_{\theta_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\theta_1 \\ \delta\varphi_1 \\ \delta\theta_2 \\ \delta\varphi_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (6.1)$$

Zunächst müssen die Schwankungen  $\delta\theta_i, \delta\varphi_i$  um die Gleichgewichtslagen ( $\theta_i^0, \varphi_i^0$ ) der Magnetisierungen ermittelt werden (siehe unten). Die zweiten Ableitungen der freien Energie  $F$  in Glg. (6.1) werden wie im Fall eines Filmes (siehe Kap. 2.2) an den Gleichgewichtswinkeln gebildet. Das durch Glg. (6.1) gegebene Gleichungssystem hat eine Lösung, falls die Koeffizientendeterminante verschwindet. Daraus folgt:

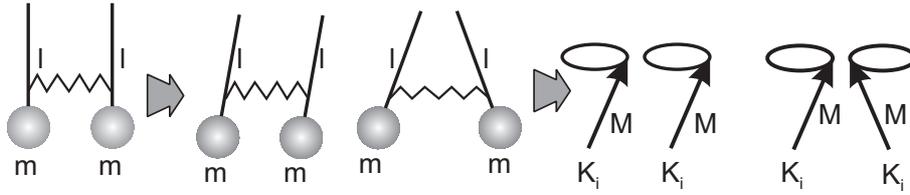
$$\frac{\omega^4}{\gamma_1^2 \gamma_2^2} - b \frac{\omega^2}{\gamma_1 \gamma_2} + c = 0 \quad (6.2)$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet:

$$b = \frac{F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} - F_{\theta_1\varphi_1}^2}{d_1^2 M_1^2 \gamma_2^2 \sin^2 \theta_1^0} + \frac{F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\theta_2\varphi_2}^2}{d_2^2 M_2^2 \gamma_1^2 \sin^2 \theta_2^0} + 2 \frac{F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} - F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1}}{d_1 d_2 M_1 M_2 \gamma_1 \gamma_2 \sin \theta_1^0 \sin \theta_2^0} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} c = & \frac{1}{d_1^2 d_2^2 M_1^2 M_2^2 \sin^2 \theta_1^0 \sin^2 \theta_2^0} [F_{\theta_1\theta_2}^2 F_{\varphi_1\varphi_2}^2 + F_{\theta_1\varphi_1}^2 F_{\theta_2\varphi_2}^2 + F_{\theta_1\varphi_2}^2 F_{\theta_2\varphi_1}^2 \\ & - F_{\theta_1\theta_2}^2 F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\varphi_1\varphi_2}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\theta_2\theta_2} - F_{\theta_2\varphi_2}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} - F_{\theta_1\varphi_2}^2 F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_1} \\ & - F_{\theta_1\varphi_1}^2 F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\theta_2\varphi_1}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_2\varphi_2} + F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} + 2F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} \\ & + 2F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_2\theta_2} + 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} + 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_1} F_{\varphi_2\varphi_2} \\ & - 2F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} (F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} + F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1}) - 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1}] \end{aligned} \quad (6.4)$$

Trotz der komplexen Form läßt sich die Dispersionsrelation Glg. (6.2) in ähnlicher Form schreiben wie diejenige für einen Film (Glg. (2.33)). Dies sieht man besonders gut, wenn man zwei Filme mit gleichem  $g$ -Faktor, d. h. mit identischem  $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$  betrachtet. Um die Glg. (6.2) verwenden zu können, muß also der Ausdruck für  $F$  eines gekoppelten Systems gegeben sein.



**Abb. 6.2.:** Analogon zweier gekoppelter Magnetisierungen zu zwei gekoppelten Pendeln.

Ohne die Kopplung wäre dieser einfach die Summe der freien Energien  $F_i$  der Einzelfilme, die durch Glg. (2.13) gegeben ist. Da die Interlagenkopplung  $J_{inter}$  die Energiedifferenz zwischen FM und AFM Orientierung der Magnetisierungen ist (siehe Kap. 2.3), kann sie durch den Term

$$F_{ex} = -J_{inter} (d) \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} \quad (6.5)$$

in den Resonanzgleichungen der FMR berücksichtigt werden. Ein positives Vorzeichen von  $J_{inter}$  bedeutet FM Kopplung, negatives AFM Kopplung. Damit folgt für die freie Energie des gekoppelten Systems:

$$F = -J_{inter} (d) \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} - \sum_i d_i M_i H_0 [\cos \theta_H \cos \theta_i + \sin \theta_H \sin \theta_i \cos (\varphi_H - \varphi_i)] - d_i (2\pi M_i^2 - K_{2\perp,i}) \cos^2 \theta_i + d_i \frac{K_{4\perp,i}}{2} \cos^4 \theta - d_i \frac{K_{4\parallel,i}}{8} (3 + \cos 4\varphi_i) \sin^4 \theta_i \quad (6.6)$$

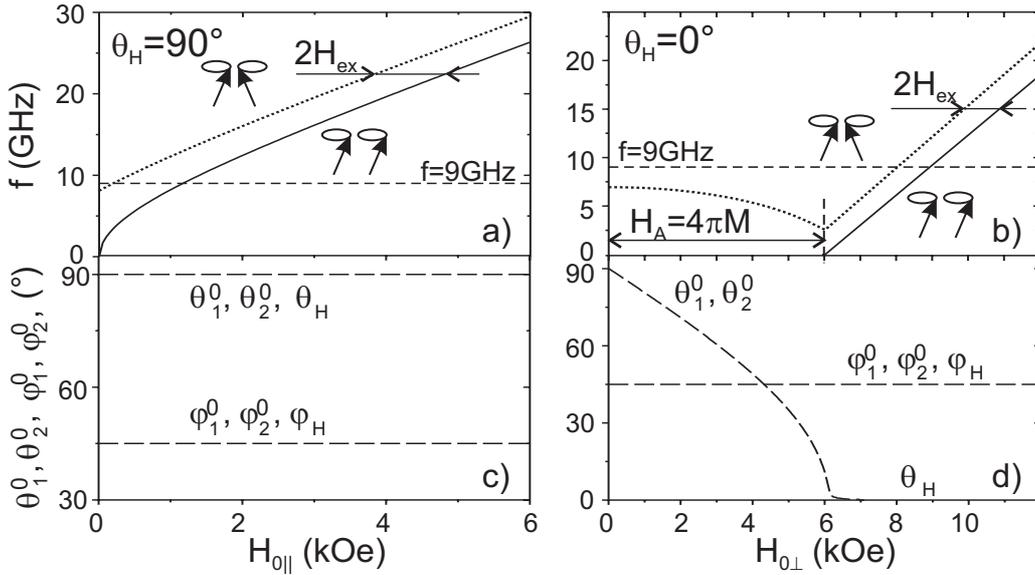
Da es sich bei dem Ausdruck für  $F_{ex}$  um eine Energie pro *Fläche* handelt, wurden die anderen Terme, die Energien pro Volumen entsprechen, mit den Filmdicken  $d_i$  multipliziert. Aus dem Ausdruck für  $F$  können die für die Dispersionsrelation benötigten Gleichgewichtswinkel ( $\theta_i^0$ ,  $\varphi_i^0$ ) durch die Gleichungen  $\frac{\partial F}{\partial \theta_i} = 0$  und  $\frac{\partial F}{\partial \varphi_i} = 0$  bestimmt werden. Diese 4 Gleichungen können i. allg. nur numerisch gelöst werden. Es wurde daher ein Computerprogramm verwendet, das (i) die Gleichgewichtspositionen für beliebige Orientierung des externen Feldes findet und (ii) diese dann in die Dispersionsrelation einsetzt. Diese stellt eine biquadratische Gleichung dar, die nach den Resonanzfeldern  $H_{res}$  aufgelöst werden kann. Man erhält stets 4 Lösungen, von denen zwei reell sind und daher die physikalisch sinnvollen Lösungen darstellen. Diese sind die Eigenmoden des gekoppelten Systems. Das Problem kann in Analogie zu zwei gekoppelten Pendeln betrachtet werden (siehe Abb. 6.2). Auch hier erhält man zwei Eigenmoden. Bei der einen schwingen beide Pendel in Phase, bei der anderen schwingen die Pendel um  $\pi$  phasenverschoben. Für zwei identische mathematische Pendel mit Massen  $m$  und gleichen Fadenlängen  $l$  folgt für die Frequenzen der in-Phase (iP) und außer-Phase (aP) Mode  $\omega_{iP} = \sqrt{g/l}$  und  $\omega_{aP} = \sqrt{g/l + 2(k/m)}$ , wobei  $k$  die Federkonstante und  $g$  die Erdbeschleunigung ist. Die Frequenz der iP-Mode entspricht also der Eigenfrequenz der Einzelpendel. Die Frequenz der um  $\pi$  verschobenen aP-Mode ist jedoch um so stärker zu höheren Werten verschoben, je stärker

die Kopplung durch die Verbindungsfeder ist ( $\omega_{aP} > \omega_{iP}$ ). Im allgemeinen Fall verschiedener Pendel unterscheiden sich die Frequenzen *beider* Eigenmoden von den Eigenfrequenzen der Einzelpendel. Durch Messen der Frequenzen kann man – bei bekannten Pendelmassen und -längen – die Kopplungsstärke  $k$  bestimmen. Die Situation gekoppelter Pendel läßt sich auf die beiden präzedierenden Magnetisierungen der gekoppelten Filme übertragen. Auch hier hat man zwei Freiheitsgrade der Präzession, und es folgen eine in-Phase sowie eine außer-Phase Präzession<sup>1</sup>. Die erste wird in Analogie zu Phononen in der Literatur als akustische, die zweite als optische Mode bezeichnet. Analog zu den Pendeln kann man die Kopplung der Magnetisierungen ( $J_{inter}$ ) bei Kenntnis der Filmeigenschaften ( $K_i, M_i$ ) bestimmen. Der entscheidende Unterschied zu den Pendeln ist jedoch, daß es für die Kopplung nunmehr *zwei* Vorzeichen gibt. Beide Moden sind in Abb. 6.2 gezeigt. Liegt FM Kopplung vor so hat die optische Eigenmode eine höhere Energie (Frequenz) als die akustische, da bei der gegenphasigen Präzession etwas von der energetisch bevorzugten parallelen Ausrichtung der Magnetisierungen abgewichen wird. Im AFM ist es gerade umgekehrt. Was dies für die Resonanzfelder der Moden bedeutet, soll im folgenden gezeigt werden. Dazu soll anhand von Glg. (6.2) die Dispersionskurve eines gekoppelten Systems anhand eines Beispiels diskutiert werden. Dieses ist einfach gehalten, um eine analytische Lösung zu liefern, und soll dennoch die Einflüsse der Kopplung auf die Dispersion der Einzelfilme zeigen. Es werden folgende Annahmen gemacht: (i) Die  $K_4$ -Terme seien sehr klein und werden daher gleich Null gesetzt. Damit wird die freie Energie unabhängig von den Winkeln  $\varphi_i$  in der Filmebene. (ii) Es werden identische Filme mit gleicher Dicke und Magnetisierung betrachtet. Der Wert von  $M$  entspricht – wie in Abb. 5.3 – demjenigen von Ni im Volumen bei Raumtemperatur (0,485 kG). (iii) Beide Filme haben eine leichte Richtung in der Filmebene ( $\theta_i^0 = 90^\circ$ ). Um eine leichte Richtung in der Filmebene zu erzeugen, reicht es, als einzige Ursache von Anisotropie die Formanisotropie  $2\pi M^2 \cos^2 \theta$  zu berücksichtigen, da  $K_{2\perp}$  nur additiv wirkt (siehe Glg. (6.6)). Man kann also ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $K_{2\perp} = 0$  setzen. FM und AFM Kopplung sollen getrennt behandelt werden.

**FM Kopplung** Die FM Kopplung wurde zu  $10,9 \mu\text{eV/Atom}$  gewählt. Zunächst sei das externe Feld  $\vec{H}_0$  parallel zur leichten Richtung, also in der Filmebene angelegt ( $\theta_H = 90^\circ$ ). Im ersten Schritt müssen die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierungen gefunden werden. Für den konkreten Fall läßt sich dies ohne Rechnung tun. Aufgrund der Kopplung und der Tatsache, daß sowohl  $\vec{H}_0$  als auch die leichte Richtung des Systems in der Filmebene liegen, richten sich die beiden Magnetisierungsvektoren stets parallel zur Feldrichtung in der Ebene aus. Da innerhalb der Filmebene keine Anisotropie vorhanden sein soll, gilt dies für jeden Betrag von  $H_0$ . Für  $\varphi_H = 45^\circ$  ergibt sich dann der in Abb. 6.3(c) gezeigte Verlauf. Die Gleichgewichts-

---

<sup>1</sup>Aufgrund des Kreuzproduktes in der Landau-Lifschitz-Gleichung ist der Drehsinn beider Magnetisierungen identisch.



**Abb. 6.3.:** Dispersionsrelation für zwei FM gekoppelte Filme bei a) externem Magnetfeld in der Filmebene ( $\theta_H = 90^\circ$ ) und b)  $\vec{H}_0$  senkrecht zur Filmebene ( $\theta_H = 0^\circ$ ). Der Zweig der optischen Mode ist punktiert, derjenige der akustischen durchgezogen gezeichnet. c) und d) zeigen für die jeweilige Dispersionskurve die Gleichgewichtswinkel  $\theta_i^0, \varphi_i^0$  der Magnetisierungen als Funktion des externen Feldes.

winkel ( $\theta_i^0, \varphi_i^0$ ) beider Magnetisierungen sind über den gesamten Feldbereich gleich und haben die Werte  $\theta_H = 90^\circ = \theta_i^0 = 90^\circ$  bzw.  $\varphi_H = 45^\circ = \varphi_i^0 = 45^\circ$ . Nach Differenzieren von  $F$  und Einsetzen in die Glg. (6.2) erhält man die folgenden Gleichungen:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\text{a}}^2 = (H_{0\parallel} + H_{ex} \mp H_{ex}) (H_{0\parallel} - M_{\text{eff}} + H_{ex} \mp H_{ex}) \quad (6.7)$$

Die oberen Zeichen gelten für die akustische (a), die unteren für die optische (o) Mode. Die Kopplung erscheint als effektives Kopplungsfeld  $H_{ex} = J_{\text{inter}}/Md$ . Dieses tritt in derselben Weise auf wie das effektive Anisotropiefeld  $M_{\text{eff}}$  und führt zu einer Verschiebung. Diese ist jedoch nur im Fall der optischen Mode vorhanden, die akustische wird hingegen nicht durch die Kopplung beeinflusst. Die Dispersionsrelation für die beiden Moden ist in Abb. 6.3(a) dargestellt. Im Vergleich zur Dispersion für einen Film (siehe Abb. 5.3(b)) erhält man nun zwei Zweige, die der optischen (gepunktete Linie) und akustischen Mode (durchgezogene Linie) entsprechen. Die Dispersion der akustischen Mode hat den gleichen Verlauf wie die Dispersion ohne Kopplung, wie dies – analog zu den Pendeln – aufgrund der Annahme identischer Filme zu erwarten ist. Die Dispersionskurve der optischen Mode ist jedoch zu höheren Frequenzen verschoben. Bei konstanter Frequenz (gestrichelte Linie für 9 GHz) bedeutet dies, daß für FM Kopplung die akustische Mode das größere Resonanzfeld besitzt als die optische. Die Größe der Verschiebung beträgt  $2H_{ex}$ . Für den Fall, daß das externe Feld senkrecht zur Filmebene ( $\theta_H = 0^\circ$ ) angelegt ist, ergibt sich der in Abb. 6.3(d) gezeigte Verlauf der Gleichgewichtswin-

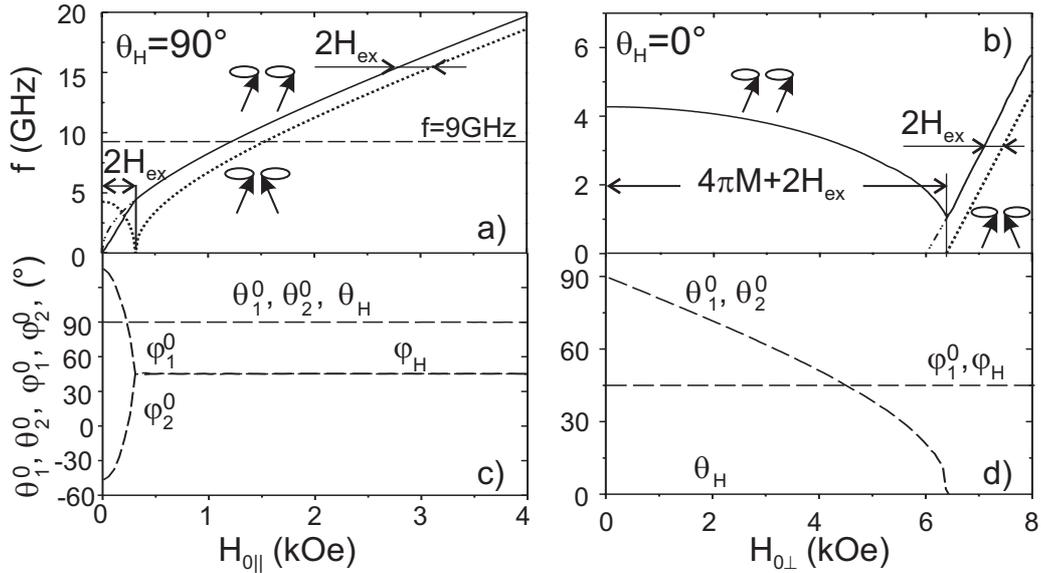


Abb. 6.4.: Dispersionsrelation für zwei AFM gekoppelte Filme (Bezeichnungswiese wie in Abb. 6.3).

kel. Aufgrund der FM Kopplung sind im gesamten Feldbereich die Verläufe für beide Magnetisierungen erneut identisch. Im Nullfeld liegen  $M_1$  und  $M_2$  in der leichten Richtung parallel zur Filmebene. Mit ansteigender Feldstärke drehen sich beide jedoch kontinuierlich in die Filmmnormale. Die Sättigung wird bei einem Feld von  $M_{eff} = 4\pi M = 6,09$  kOe erreicht, was der angenommenen Ni Volumenmagnetisierung entspricht. Die Dispersionskurven der beiden Moden ist in Abb. 6.3(b) wiedergegeben. Im Bereich, in dem das System noch nicht gesättigt ist, kann die akustische Mode nicht beobachtet werden. Die Dispersion der optischen zeigt eine negative Steigung. Das Auftreten einer negativen Steigung ist typisch für den Fall, daß  $\vec{H}_0$  und die Magnetisierungen nicht parallel sind. Um diesen Bereich zu beobachten, muß man jedoch bei kleinen Meßfrequenzen arbeiten, wie Abb. 6.3(b) zeigt. Im Bereich der Sättigung hat wieder die akustische Mode den gleichen Verlauf wie im Fall eines einzelnen Films (siehe Abb. 5.3 in Kap. 5.1 und punktiert gestrichelte Linie), die optische weicht davon ab. Erneut ist die akustische Mode bei größeren Feldwerten zu finden als die optische. Im gesättigten Bereich gilt:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\frac{a}{o}} = H_{0\perp} + M_{eff} + H_{ex} \mp H_{ex} \quad (6.8)$$

**AFM Kopplung** Nun soll das System AFM gekoppelt sein. Die Kopplung beträgt  $J_{inter} = -4,5 \mu\text{eV/Atom}$ . Bei externem Feld in der Filmebene erhält man den in Abb. 6.4(c) gezeigten Verlauf der Gleichgewichtswinkel. Die Formanisotropie beschränkt die Magnetisierungen auf die Filmebene ( $\theta_i^0 = 90^\circ$ ). Aufgrund der AFM Kopplung liegen  $M_1$  und  $M_2$  in der Filmebene ohne Feld jedoch antiparallel. Mit zunehmender Feldstärke drehen sich die Magnetisierungen in die Feldrichtung. Sättigung ( $\varphi_i^0 = \varphi_H = 45^\circ$ ) wird für  $H_{0||} = 2H_{ex} \approx 340$  kOe erreicht. Erneut zeigt die in Abb. 6.4(a) dargestellte Dispersion im ungesättigten Bereich eine negative Steigung

im Zweig der optischen Mode (punktierte Linie). Diesmal weicht aufgrund der AFM Kopplung auch die akustische Mode (durchgezogene Linie) im nicht gesättigten Bereich von dem eines ungekoppelten Filmes (strich-punktiert) ab. Im gesättigten Bereich ergibt sich ein ähnliches Bild wie für den FM Fall, nur sind die relativen Positionen der Moden gerade umgekehrt. Verglichen mit der optischen befindet sich die akustische bei kleineren Feldern. Für die verschiedenen Bereiche gilt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\frac{a}{o}}^2 &= 2H_{ex}^2 \cos \varphi + (H_{ex} - M_{eff}) H_{ex} - H_{ex}^2 \\ &\quad \pm H_{ex} [(2H_{ex} - 2M_{eff}) \cos^2 \varphi + M_{eff}] , H_{0\parallel} < 2H_{ex} \\ \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\frac{a}{o}}^2 &= (H_{0\parallel} - H_{ex} \pm H_{ex}) (H_{0\parallel} - M_{eff} - H_{ex} \pm H_{ex}) , H_{0\parallel} \geq 2H_{ex} \end{aligned} \quad (6.9)$$

Dabei wurde  $\cos \varphi = H_0/2H_{ex}$  verwendet. Bei externem Feld senkrecht zur Filmebene ( $\theta_H = 0^\circ$ ) ergibt sich für die Gleichgewichtswinkel der in Abb. 6.4(d) gezeigte Verlauf. Die beiden Magnetisierungen drehen sich bei konstanten  $\varphi^0$ -Winkeln in die Richtung der Filmnormalen. Dabei ist aufgrund der AFM Kopplung  $\varphi_2^0 = \varphi_1^0 - \pi$ . Sättigung ist erreicht für  $H_{0\perp} = 2H_{ex} + 2\pi M$ . Die Dispersion in diesem Bereich ist:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\frac{a}{o}} = H_{0\perp} + M_{eff} - H_{ex} \pm H_{ex} \quad (6.10)$$

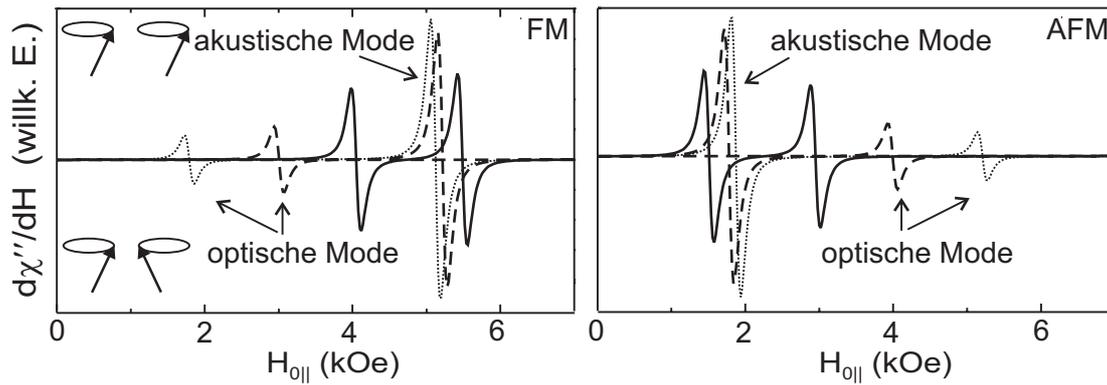
Dies bedeutet, auch parallel zur Filmnormalen erscheint die optische Mode bei höheren Feldern als die akustische. Die erläuterten Dispersionskurven stellen einen speziellen Fall dar. Dieser zeigt die wichtigsten Eigenschaften, die auch für kompliziertere Fälle gültig bleiben. Im allgemeinen hängen die Dispersionskurven jedoch von den Anisotropien ab, und die ferromagnetischen Filme sind nicht identisch. Bei den Messungen muß daher der Einfluß der Anisotropien von dem der Kopplung getrennt werden. Dies gelingt mittels *in situ* FMR in direkter Weise.

Bei einer FMR-Messung mißt man i. allg. bei konstanter Frequenz. In Abb. 6.5 ist daher das gesamte FMR-Signal eines gekoppelten Systems bei fester Frequenz dargestellt. Links ist der FM, rechts der AFM Fall gezeigt. Die Meßfrequenz beträgt 9 GHz. Die  $M_{eff}$ -Werte wurden so gewählt, daß nur der gesättigte Bereich erfaßt wird. Die durchgezogenen Linien stellen die Signale der beiden Filme ohne Kopplung bzw. mit unendlich dicker Zwischenschicht dar. Wie man sieht, sind die Resonanzfelder verschieden, d. h., die Anisotropiewerte beider Filme wurden leicht unterschiedlich gewählt. Reduziert man die Zwischenschichtdicke bzw. wird eine Kopplung eingeschaltet, so ergeben sich die gestrichelten Spektren. Die beiden Resonanzen stammen nun von *beiden* Filmen, d. h., man erhält eine optische und eine akustische Mode. Im FM (AFM) Fall liegt die optische Mode bei kleineren (größeren) Feldern als die akustische. Eine Möglichkeit, beide im Experiment zu unterscheiden, bietet die Intensität. Die akustische Mode hat für beide Kopplungsarten die größere Oszillatorstärke. Verglichen mit den Intensitäten der

ungekoppelten Signale nimmt die Intensität der akustischen Mode zu, wohingegen die optische an Intensität verliert. Der Unterschied der Modenintensitäten ist um so größer, je stärker die Kopplung ist. Dies demonstrieren die mit gepunkteten Linien gezeigten Spektren, bei denen die Kopplungsstärke verdoppelt wurde. Der Unterschied in der Modenintensität kann auf folgende Weise plausibel gemacht werden: Analog zum Fall eines Films (siehe Kap. 5.1) ist die Intensität durch die Hochfrequenzkomponenten der präzedierenden Magnetisierungen gegeben. Im Fall gekoppelter Filme muß man die Beiträge beider Filme aufsummieren [108,137,138]. Betrachtet man noch einmal Abb. 6.2, dann erkennt man, daß sich im Fall der akustischen Mode die Hochfrequenzkomponenten gerade addieren, während sie bei der optischen Mode zu jedem Zeitpunkt in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Daraus folgt, daß für den Fall identischer Filme, der zur Berechnung der Dispersionsrelationen verwendet wurde, die optische Mode keine Intensität besitzen würde. Allgemein gilt für die Intensität der optischen Mode [108,137,138]:

$$I_o \propto \frac{|M_{eff,1} - M_{eff,2}|}{J_{inter}} \quad (6.11)$$

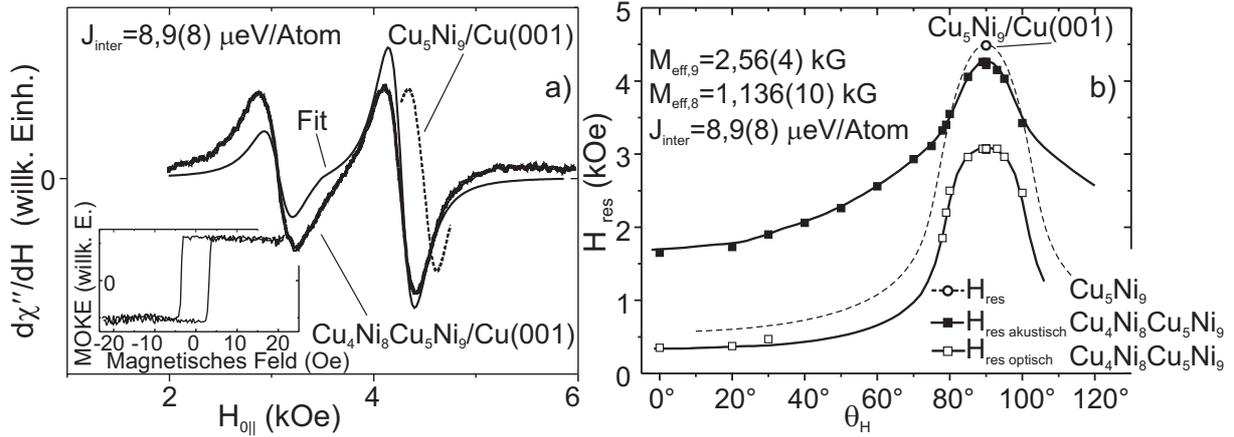
Danach hat die optische Mode um so mehr Oszillatorstärke, je größer die Differenz der Anisotropiefelder ist. Außerdem gilt  $I_o \propto 1/J_{inter}$ , was in Abb. 6.5 gut zu erkennen ist. Die Gleichung gilt unabhängig vom Vorzeichen von  $J_{inter}$ , d. h., die Intensität der Moden hängt im Gegensatz zu den Resonanzfeldern nicht von der Art der Kopplung ab. Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen: Aus der relativen Position von optischer und akustischer Mode kann das Vorzeichen von  $J_{inter}$  eindeutig bestimmt werden. Kennt man die Anisotropiefelder (die Kenntnis der Magnetisierung ist dabei nicht unbedingt erforderlich, Glg. (6.7) und (6.10)), so kann auch der absolute Wert von  $J_{inter}$  bestimmt werden. Dies gelingt für den AFM Fall in gleicher Weise wie für den FM Fall. Folgendes ist jedoch zu beachten: (i) Für kleine Kopplungen ist die Zuordnung der Moden oft nicht eindeutig, da sich in diesem Fall die Intensität der Moden nicht sehr unterscheidet (siehe nächster Abschnitt). (ii) Für stark gekoppelte Systeme kann die Intensität der optischen Mode unter der Detektionsgrenze liegen. Dann ist eine Bestimmung von  $J_{inter}$  nicht mehr möglich. Abbildung 6.5 zeigt jedoch eine alternative Bestimmung von  $J_{inter}$ , die dieses Problem nicht aufweist. Vergleicht man die Positionen der beiden Moden mit denjenigen der ungekoppelten Filme, so erkennt man, daß diese im AFM (FM) Fall eine Verschiebung zu größeren (kleineren) Feldern zeigen. Diese ist um so ausgeprägter, je größer der Wert von  $J_{inter}$  ist und kann damit auch zur Messung benutzt werden. Dies setzt jedoch voraus, daß zumindest eines der beiden Resonanzfelder der ungekoppelten Einzelfilme bekannt ist. Dieses sollte zudem an dem gleichen System gemessen werden, aus dem später die Zweifachlage entsteht. Dies kann nur mittels UHV-FMR erreicht werden.



**Abb. 6.5.:** Simulation von FMR-Spektren für (links) FM Kopplung und (rechts) AFM Kopplung. Die durchgezogenen Spektren stellen die Signale der beiden unterschiedlichen Filme ohne Kopplung dar.

## 6.2. In situ Bestimmung von $J_{inter}$

Nun wird die experimentelle *in situ* Messung von  $J_{inter}$  beschrieben. Die Vorgehensweise wird dabei an einem konkreten Beispiel einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage erläutert. Wie in Kap. 4 beschrieben, wird im ersten Schritt der noch ungekoppelte  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Film präpariert. Das bei Raumtemperatur und  $\vec{H}_0 \parallel [110]$  gemessene Spektrum ist in Abb. 6.6(a) gestrichelt gezeichnet. Zur besseren Übersicht ist das Signal nur in der Nähe des Resonanzfeldes dargestellt. Da  $H_{res}$  oberhalb des isotropen Wertes von etwa 3 kOe liegt (siehe Kap. 5.2), wird entlang einer schweren Richtung gemessen. Dies bestätigt auch die komplette Winkelabhängigkeit von  $H_{res}$ , die bereits in Abb. 5.14(b) (Kap. 5.3) präsentiert wurde. Das minimale Resonanzfeld befindet sich nach Abb. 5.14(b) entlang der Filmmormalen, das System ist daher senkrecht magnetisiert. Durch den Fit in Abb. 5.14(b) erhält man die Anisotropiekonstanten des unteren mit Cu bedeckten Ni-Filmes. Dabei zeigte sich, daß die  $K_4$ -Terme zu vernachlässigen sind. Die Anisotropie des unteren ferromagnetischen Systems ist damit bestimmt. Im nächsten Schritt wird nun der obere mit Cu bedeckte  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -Film auf den bereits charakterisierten unteren aufgedampft. Die etwas geringere Dicke von 8 ML wurde einerseits aus den in Kap. 5.3 diskutierten Gründen gewählt, andererseits aufgrund der oben erwähnten Tatsache, daß bei identischer Ni-Dicke die Intensität der optischen Mode theoretisch verschwindet. Die Zweifachlage wurde wiederum bei Raumtemperatur und externem Feld parallel zur  $[110]$ -Richtung gemessenen. Das dazugehörige FMR-Spektrum zeigt die durchgezogene Linie in Abb. 6.6(a). Man erkennt gut die intensitätsstärkere akustische Mode, die oberhalb der optischen liegt. Das System ist daher gemäß Abb. 6.5 FM gekoppelt. Durch Vergleich mit dem Signal des noch ungekoppelten  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Films kann dies auch aus der Verschiebung des Resonanzfeldes geschlossen werden. Das Resonanzfeld der akustischen Mode ist relativ zu dem des ungekoppelten Films zu kleineren Feldern verschoben. Bis zu diesem Punkt sind somit (i) die Anisotropie des unteren Films und (ii) die Größe der Verschiebung des Resonanzfeldes bekannt. Aus der Verschiebung kann  $J_{inter}$  ermit-



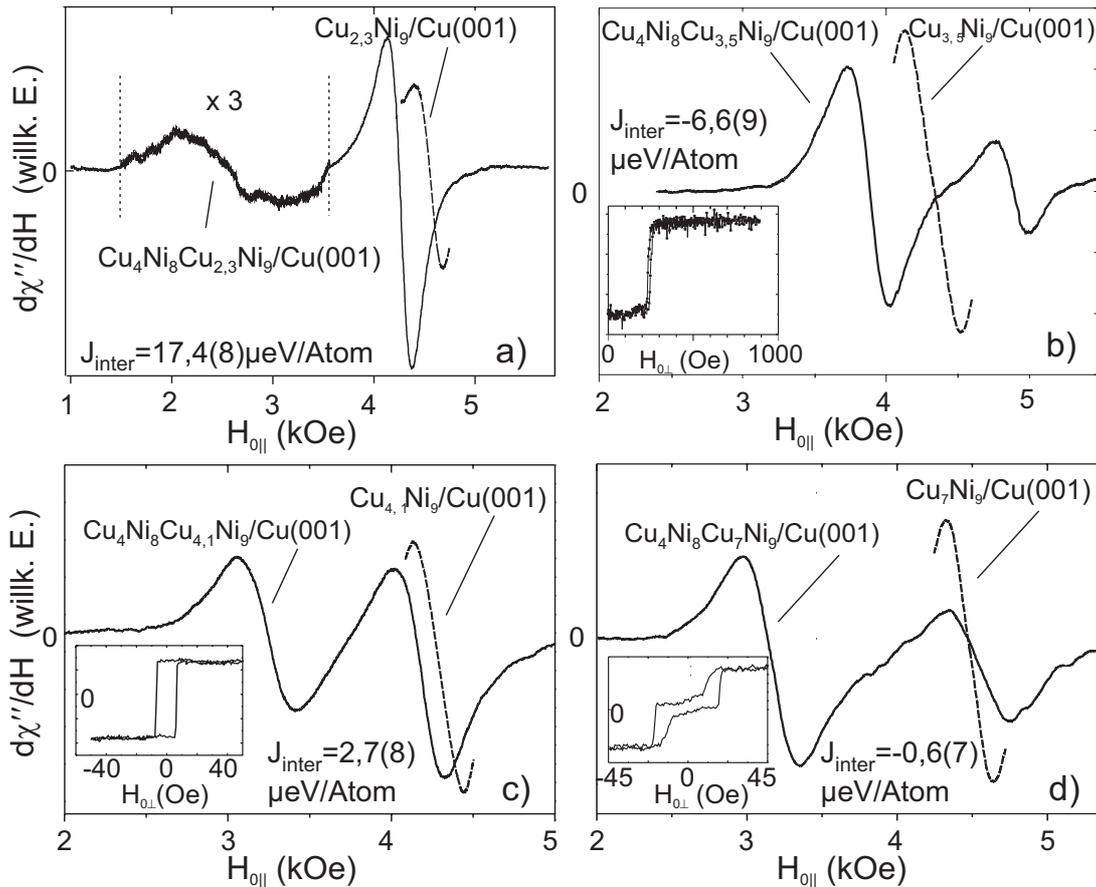
**Abb. 6.6.:** Messung von  $J_{inter}$  am Beispiel einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage. a) FMR-Spektrum bei Raumtemperatur und  $\vec{H}_0 \parallel [110]$  des  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Systems (gestrichelt) und der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage. b) Winkelabhängigkeit gemessen in der Zweifachlage. Die offenen Quadrate bezeichnen die optische, die gefüllten die akustische Mode. Die Linien stellen Fitkurven dar. Gestrichelt ist die Fitkurve des  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Systems gezeigt.

telt werden. Da diese jedoch außer durch  $J_{inter}$  von den Anisotropiefeldern *beider* Ni-Filme abhängt, muß noch die Anisotropie des oberen  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -Films bestimmt werden. Dies geschieht durch die Winkelabhängigkeit im *gekoppelten* System, die in Abb. 6.6(b) dargestellt ist. Der Fit der Winkelabhängigkeit des ungekoppelten  $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Filmes aus Abb. 5.14(b) ist als gestrichelte Linie gezeigt (die Datenpunkte wurden der Übersichtlichkeit halber weggelassen). Der Datenpunkt bei  $\theta_H = 90^\circ$  entspricht dem gestrichelten Spektrum in Abb. 6.6(a). Die Winkelabhängigkeit der akustischen Mode ist durch gefüllte Quadrate, die der optischen Mode durch offene Quadrate wiedergegeben. Man erkennt, daß die Resonanzfelder der optischen Mode im gesamten Winkelbereich unterhalb der Werte der akustischen liegen, was analog zu Abb. 6.6(a) die FM Kopplung anzeigt. Die Winkelabhängigkeit beider Moden läßt sich in guter Übereinstimmung mittels einer aus Glg. (6.2) gewonnenen Theoriekurve beschreiben. Für die Anpassung wurden die bereits bekannten Anisotropiewerte des unteren Filmes festgesetzt. Aus der Verschiebung bei festem Winkel sowie der Form der gesamten Winkelabhängigkeit kann somit eindeutig die Anisotropie des oberen Filmes und  $J_{inter}$  ermittelt werden. Es sei noch einmal betont, daß alle Werte an demselben System gemessen wurden. Die Werte für die in Abb. 6.6 gezeigte  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage sind  $M_{eff,8} = 1,136(10)$  kG,  $M_{eff,9} = 2,56(4)$  kG und  $J_{inter} = 8,9(8)$   $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ . Das positive Vorzeichen von  $J_{inter}$  zeigt die FM Kopplung an. Die positiven Werte von  $M_{eff}$  in beiden Filmen bedeuten, daß beide eine leichte Richtung senkrecht zur Filmebene besitzen, wie dies nach den Voruntersuchungen an Einzelfilmen (siehe Kap. 5.3) zu erwarten war.

Abbildung 6.6 zeigt, daß zur Bestimmung von  $J_{inter}$  nur die Kenntnis der Resonanzfelder nötig ist. Die ermittelten Parameter können jedoch darüberhinaus verwendet werden, um das gesamte

FMR-Spektrum des gekoppelten Systems zu simulieren. Das Ergebnis zeigt die durchgezogene dünne Linie in Abb. 6.6(a). Bei der Simulation werden – ausgehend von der Landau-Lifschitz-Gleichung – aus den Werten für  $M_{eff,i}$  und  $J_{inter}$  die Intensitäten und die Resonanzfelder der Moden berechnet. Die Linienbreiten werden als Parameter behandelt. Für die Simulationskurve in Abb. 6.6(a) wurden die Linienbreiten von *ungekoppelten* Ni-Filmen verwendet. Man erkennt folgendes: (i) Die Intensitäten der Simulation zeigen Abweichungen zum gemessenen Spektrum. Diese Abweichungen wurden nicht immer beobachtet und sind daher nicht systematisch. Nach Kap. 5.1 ist die FMR-Intensität proportional zur Filmmagnetisierung, hängt jedoch im Gegensatz zum Resonanzfeld auch stark von Parametern der Meßapparatur (siehe Kap. 3.1) ab. Es ist deshalb wahrscheinlich, daß die Abweichungen z. B. durch einen schlecht an den Hohlleiter angepaßten Resonator verursacht wurden. (ii) Die Linienbreite der akustischen Mode wird – nach Vorgabe der Werte für die ungekoppelten Filme – deutlich besser beschrieben als die der optischen Mode. Letztere zeigt systematisch eine deutliche Verbreiterung. Dieser Effekt wird in Kap. 6.8 näher besprochen. Die senkrechte leichte Richtung des Systems in Abb. 6.6 erlaubt Kerr-Effekt Messungen in der besonders empfindlichen polaren Geometrie (siehe Kap. 3.2). Eine an der Zweifachlage gemessene Hysterese ist in dem kleinen Bild der Abb. 6.6(a) dargestellt. Die rechteckige Form zeigt, daß die Filmmnormale die leichte Richtung ist, was die FMR-Messung bestätigt. Das kleine Koerzitivfeld und die damit verbundene leichte Ummagnetisierung des Filmes deutet auf gute Filmqualität hin. Aufgrund der FM Kopplung wechseln bei Feldumkehr beide Magnetisierungen zusammen die Richtung. Daher kann aus der Hysterese nur das Vorzeichen von  $J_{inter}$ , nicht jedoch der absolute Betrag bestimmt werden. Dies zeigt die Vorteile der FMR gerade für FM Kopplungen.

Abschließend noch einige Anmerkungen: (i) Die bestimmten  $M_{eff}$ -Werte der verschiedenen  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen schwanken – selbst bei nominell gleichen Filmdicken – von System zu System im Bereich um etwa  $\pm 0,25$  kG. Die Unterschiede werden auch bei verschiedenen Einzelfilmen beobachtet und zeigen daher die Grenzen der Reproduzierbarkeit an. Bei den *in situ* Messungen ist dies jedoch kein Nachteil, da die Werte immer separat für jedes System gemessen werden. Vergleicht man jedoch verschiedene Systeme und nimmt völlige Reproduzierbarkeit an, führt dies zu einer fehlerhaften Bestimmung von  $J_{inter}$ . Bei den hier beobachteten Schwankungen von  $M_{eff}$  würde eine zusätzliche Unsicherheit von  $J_{inter}$  im Bereich  $\pm 0,5 \mu\text{eV}/\text{Atom}$  entstehen. (ii) Da die Anisotropie des oberen Ni-Films im gekoppelten System bestimmt wird, erhebt sich die Frage, ob die Kopplung die Anisotropiewerte verändert. Da die ermittelten Werte für  $M_{eff,8}$  in den gekoppelten Systemen jedoch mit denen in Einzelfilmen beobachteten im Rahmen der in (i) erwähnten Schwankungen übereinstimmen, ist dies unwahrscheinlich. *Ab initio* Rechnungen der Anisotropie an exakt dem gleichen System aus Abb. 6.6 zeigen, daß diese unabhängig von der Zwischenschichtdicke und damit von der Kopplung ist [139]. Lagenaufgelöste Rechnungen erklären dies. Sie demonstrieren, daß selbst die



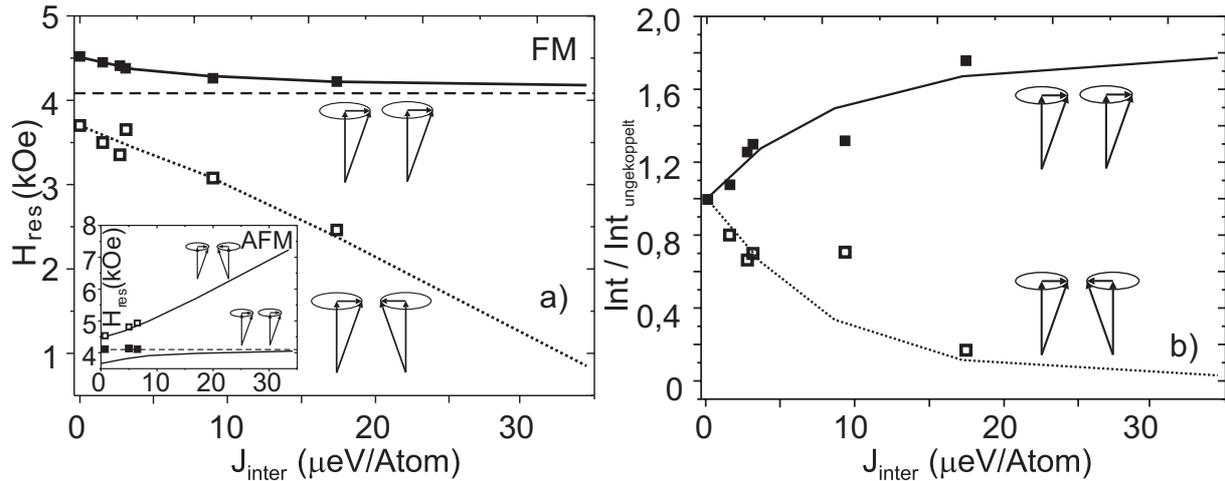
**Abb. 6.7.:** FMR-Spektren bei Raumtemperatur und externem Feld parallel zur  $[110]$ -Richtung für  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mit a)  $x = 2$  ML, b)  $x = 3, 5$  ML, c)  $x = 4, 1$  ML, und d)  $x = 7$  ML. Das ungekoppelte Signal vor der Deposition des zweiten Ni-Films ist gestrichelt gezeichnet. Die kleinen Bilder zeigen polare Kerr-Effekt Messungen an demselben Systemen.

den Ni-Filmen direkt benachbarten Cu-Lagen nicht polarisiert sind und somit nicht zu der Anisotropie beitragen [139]. (iii) Die Einführung von Anisotropie Termen höherer Ordnung bringt keine signifikante Verbesserung des Fits in Abb. 6.6(b). Dies stimmt mit den bereits bei den Einzelsystemen gefundenen kleinen  $K_4$ -Termen überein. Auf Terme höherer Ordnung wird in Kap. 6.7 näher eingegangen.

### 6.3. Kopplung als Funktion der Zwischenschichtdicke

Die Abb. 6.7 zeigt FMR-Spektren von  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen, gemessen bei Raumtemperatur und externem Feld parallel zur  $[110]$ -Richtung, für Zwischenschichtdicken von 2, 3 ML, 3, 5 ML, 4, 2 ML und 7 ML. Die kleinen Bilder zeigen polare Kerr-Effekt Messungen an denselben Systemen. Die angegebenen  $J_{inter}$ -Werte wurden, wie in Kap. 6.2 beschrieben, aus der Verschiebung des Resonanzfeldes des ungekoppelten  $\text{Cu}_x\text{Ni}_9$ -Films be-

stimmt. Für eine Zwischenschichtdicke von 2 ML verläuft die Verschiebung in Richtung kleinerer Feldwerte, was dem in Abb. 6.5(a) gezeigten Fall der FM Kopplung entspricht. Aufgrund des großen Wertes von  $J_{inter} = 17,4(8) \mu\text{eV/Atom}$  ist die Intensität der optischen Mode sehr klein. Um sie besser sichtbar zu machen, wurde das Spektrum an der entsprechenden Position mit dem Faktor 3 multipliziert. Die optische Mode erscheint bei kleineren Resonanzfeldern als die akustische, was ebenfalls an der FM Kopplung liegt. Erhöht man die Zwischenschichtdicke auf 3,5 ML, so erhält man AFM Kopplung, was der negative Wert von  $J_{inter} = -6,6(9)$  anzeigt. Die ungekoppelte  $\text{Cu}_x\text{Ni}_9$ -Resonanz liegt nach der Präparation des oberen Ni-Films gerade zwischen beiden Moden, was dem AFM Fall der Abb. 6.5 entspricht. Die kleinere optische Mode liegt nun bei größeren Feldwerten als die akustische. Die AFM Kopplung spiegelt sich auch in der MOKE-Hysterese wieder (kleines Bild). Im Nullfeld stehen beide Magnetisierungen antiparallel, so daß das Signal klein ist. Erhöht man das externe Feld, so dreht sich die antiparallel orientierte Magnetisierung in Feldrichtung, falls das externe Feld gerade dem bereits in Kap. 6.1 eingeführten Kopplungsfeld  $H_{ex}$  entspricht.  $H_{ex}$  kann somit für AFM Kopplung direkt an dem „Sprung“ in der Magnetisierungskurve abgelesen werden und beträgt hier  $0,241(5)$  kOe. An dieser Stelle sei angemerkt, daß zum Messen der Hysterese im Fall der Zwischenschichtdicke von 3,5 ML der große Elektromagnet verwendet werden mußte, da  $H_{ex}$  nicht mehr mit der MOKE-Spule erreicht werden konnte (diese erzeugt maximale Felder um  $0,1$  kOe, siehe Kalibrierung in Anh. A.3). Der Elektromagnet kann jedoch nicht umgepolt werden, so daß in Abb. 6.7(b) nur der rechte Ast der Hysterese zu erkennen ist. Die Zwischenschichtdicke von  $4,1$  ML zeigt FM Kopplung ( $J_{inter} = 2,7(8) \mu\text{eV/Atom}$ ), was auch durch die rechteckige Hysterese bestätigt wird. Für eine Zwischenschicht von  $7$  ML erhält man dann wieder eine AFM Kopplung (Abb. 6.7(d)). Hier ist die Kopplung jedoch sehr schwach ( $J_{inter} = -0,6(7) \mu\text{eV/Atom}$ ), was an der kleinen Feldverschiebung erkannt werden kann. Aufgrund der Richtung der Verschiebung ist trotz des Fehlers das Vorzeichen von  $J_{inter}$  sicher. Die Hysterese im gekoppelten Film (kleines Bild) bestätigt die AFM Kopplung. Die MOKE-Messungen konnten hier mit der in Kap. 3.2 beschriebenen Spule durchgeführt werden, die ein Umpolen des Feldes erlaubt. Man kann so das stufenweise Umklappen der Magnetisierungen in *beide* Feldrichtungen sehen. Die abrupte Änderung der Magnetisierungsrichtung, die bei den MOKE-Messungen beider AFM Systeme (Abb. 6.7(b) und (d)) beobachtet wird, kann durch das Verhältnis von Kopplungsfeld zu dem effektiven Anisotropiefeld erklärt werden [140,141]. Ohne externes Feld stehen aufgrund des positiven Wertes von  $M_{eff,i}$  beide Filmmagnetisierungen senkrecht, wobei sie aufgrund der AFM Kopplung antiparallel zueinander orientiert sind. Für die uniaxiale, durch  $M_{eff,i} > 0$  gegebene Anisotropie sind beide Richtungen äquivalent. Erst das Anlegen eines externen Feldes  $\vec{H}_{0\perp}$  entlang der Filmmormalen hebt aufgrund der größer werdenden Zeeman-Energie diese Richtungsentartung auf, und die Orientierung in Feldrichtung wird energetisch günstiger. Bei Erreichen des Kopplungsfeldes ( $H_{0\perp} = H_{ex}$ ) bewegt



**Abb. 6.8.:** Resonanzfelder (a) und Intensität (b) von optischer (offene Quadrate) und akustischer (gefüllte Quadrate) Mode als Funktion von  $J_{inter}$  für  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen. Die durchgezogene (gepunktete) Linie ist die Theoriekurve für die akustische (optische) Mode (siehe Text).

sich die zum Feld antiparallel gerichtete Magnetisierung in Feldrichtung. Auf welche Weise dies geschieht, hängt nun vom Verhältnis der die Vorzugsrichtung definierenden Anisotropie und der Kopplungsstärke ab. Ist  $H_{ex} > M_{eff,i}$ , drehen sich die Magnetisierungen langsam in Feldrichtung. Gilt jedoch  $H_{ex} < M_{eff,i}$ , erfolgt der Wechsel in die parallele Orientierung abrupt [140,141]. Das größte AFM Kopplungsfeld bei der Zwischenschichtdicke 3,5 ML beträgt 0,241(5) kOe, und ist somit klein gegenüber den  $M_{eff}$ -Werten der beiden Filme, die im Bereich von 1–2 kG liegen. Daher ergibt sich im Fall der Cu/Ni/Cu/Ni-Zweifachlagen ein sprunghaftes Verhalten. Aus dem Wert des „Flip“-Feldes  $H_{ex}$  kann mittels  $H_{ex} = J_{inter}/Md$  ( $M$  und  $d$  sind die gemittelten Werte beider Filme) der Wert für  $J_{inter}$  berechnet werden. Die so bestimmten Werte für AFM Kopplung betragen  $-6,3(4)$  für Abb. 6.7(b) und  $-0,4(3)$  für Abb. 6.7(d). Diese Werte stimmen, im Rahmen des Fehlers, mit denen der FMR überein.

Trägt man die Resonanzfelder der optischen und akustischen Mode als Funktion der Kopplungsstärke  $J_{inter}$  auf, so erhält man den in Abb. 6.8 gezeigten Verlauf. Die Resonanzfelder der optischen Mode sind als offene Quadrate, die der akustischen als gefüllte Quadrate dargestellt. Ausgehend von den Resonanzfeldern der ungekoppelten Filme bei  $J_{inter} = 0 \mu\text{eV}/\text{Atom}$  – aufgrund der leichten Schwankungen der Werte bei den Filmen in den verschiedenen Zweifachlagen wurde der gemittelte Wert aus allen gemessenen Resonanzfeldern gewählt – hat die akustische Mode im FM Fall stets das höhere Resonanzfeld verglichen mit der optischen. Im AFM Fall ist es gerade umgekehrt (kleines Bild). Die Situation entspricht der Abb. 6.5: Mit zunehmendem Wert von  $J_{inter}$  verschieben sich beide Moden im FM (AFM) Fall zu kleineren (größeren) Feldwerten, wobei die Verschiebung der optischen Mode deutlich ausgeprägter ist und unabhängig vom Vorzeichen von  $J_{inter}$  immer weiter anwächst. Für die Verschiebung der

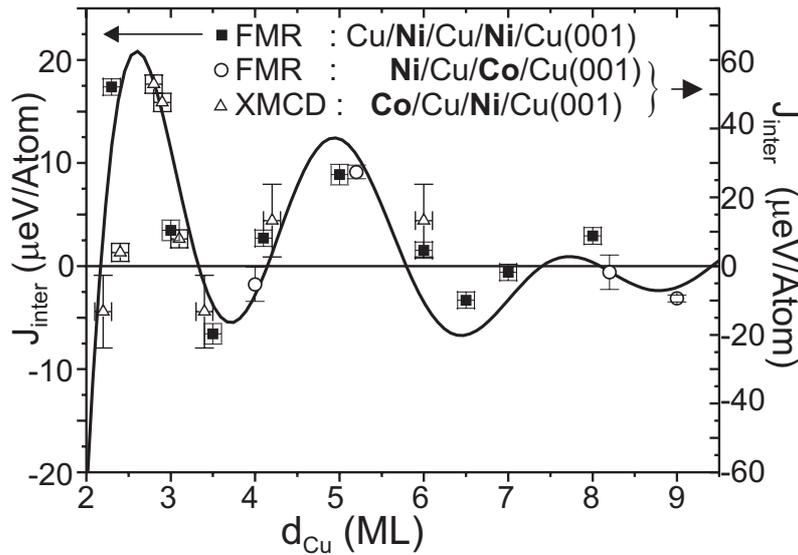
akustischen Mode existiert jedoch ein Grenzwert dessen Resonanzfeld durch

$$M_{eff}^* = \frac{d_1 M_1 M_{eff,1} + d_2 M_2 M_{eff,2}}{d_1 M_1 + d_2 M_2}, \quad \gamma^* = \frac{d_1 M_1 + d_2 M_2}{d_1 M_1 / \gamma_1 + d_2 M_2 / \gamma_2} \quad (6.12)$$

gegeben ist [108,137]. Dieser Wert ist in Abb. 6.8(a) als gestrichelte Linie gezeigt. Für eine große Kopplung verhält sich das System wie ein einzelner Film mit effektiver Anisotropie  $M_{eff}^*$  und gyromagnetischem Verhältnis  $\gamma^*$ . Der theoretische Verlauf der Resonanzfelder, der mittels Glg. (6.2) bestimmt wurde, ist in Abb. 6.8(a) als durchgezogene (gepunktete) Linie für die akustische (optische) Mode eingezeichnet. Man erkennt, daß die Daten sehr gut mit der Theorie übereinstimmen. Der Verlauf der gemessenen Intensitäten von optischer (offene Quadrate) und akustischer (gefüllte Quadrate) Mode als Funktion von  $J_{inter}$  ist in Abb. 6.8(b) zusammen mit dem theoretischen Verlauf (durchgezogene und gepunktete Linie) dargestellt. Die Werte wurden auf diejenigen der ungekoppelten  $\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Systeme normiert. Man erkennt, daß die erwartete  $1/J_{inter}$ -Abhängigkeit der optischen Mode nach Glg. (6.11) (siehe auch Abb. 6.5) im wesentlichen erfüllt ist. Aufgrund der Erhaltung der Gesamtintensität verläuft die Kurve der akustischen Mode gerade so, daß die Summe beider Modenintensitäten konstant bleibt.

In Abb. 6.9 sind sämtliche in dieser Arbeit gemessene  $J_{inter}$ -Werte für die verschiedenen Zweifachlagen als Funktion der Zwischenschichtdicke dargestellt. Die gefüllten Quadrate sind die Resultate der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen, die offenen Kreise zeigen die Resultate für das  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -System (FMR-Spektren dieses Systems, siehe Kap. 6.6). Man beachte, daß die linke  $J_{inter}$ -Achse zur den  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -, die rechte zu den  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen gehört. Zur FM Kopplung gehörende Werte ( $J_{inter} > 0$ ) sind in positiver y-Achsenrichtung, die AFM Werte ( $J_{inter} < 0$ ) in negativer y-Richtung aufgetragen. Um die Werte der Cu/Ni/Cu/Ni- mit denen der Ni/Cu/Co-Zweifachlagensysteme in Relation setzen zu können, wurde in Abb. 6.9 für die FMR-Daten eine konstante *relative* Temperatur von  $t = 0,75$  gewählt. Die Einzelfilme, insbesondere im Ni/Cu/Co-System, besitzen unterschiedliche  $T_C$ -Werte (siehe Tab. 5.2 in Kap. 5.1). Da in Kap. 6.6 gezeigt wird, daß  $J_{inter}$  temperaturabhängig ist und in der Nähe des kleineren  $T_C$ 's stark abnimmt, wurden die reduzierten Temperaturen stets auf das kleinere  $T_C$  der beiden Filme bezogen. Eine reduzierte Temperatur von  $t = 0,75$  entspricht für das Cu/Ni/Cu/Ni-System einer realen Meßtemperatur um Raumtemperatur. Für das Ni/Cu/Co-System liegen die Meßtemperaturen aufgrund der etwas stärker schwankenden  $T_C$ 's der Co-Filme (siehe Tab. 5.2) im Bereich von 240 – 280 K.

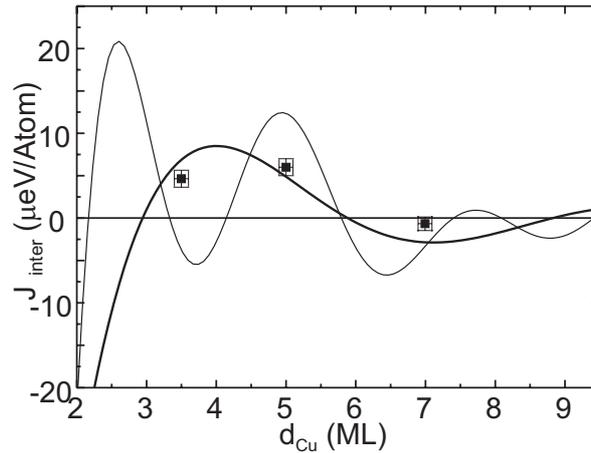
Der Vergleich bei konstantem  $t$  zeigt, daß die Kopplungsstärke in den  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen um etwa den Faktor 3 größer ist. Die Glg. (2.35) macht dies plausibel. Die Stärke der Kopplung hängt danach hauptsächlich von der Differenz der Reflexionskoeffizienten  $\Delta R$  für Minoritäts- und Majoritätsspins an den Grenzflächen Zwischenschicht/Ferromagnet ab. Dabei tritt in Glg. (2.35) das Produkt der Reflexionskoeffizienten beider Grenzflächen auf. Beide Beiträge sind daher getrennt zu betrachten. Wird an einer Grenzfläche der Ferromagnet



**Abb. 6.9.:**  $J_{inter}$  als Funktion der Zwischenschichtdicke. Die gefüllten Quadrate stellen die Ergebnisse der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -, die offenen Kreise die der  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen dar. Die offenen Dreiecke stammen aus [142], die durchgezogene Linie ist die Theoriekurve gemäß Glg. (2.35).

ersetzt, muß daher lediglich das entsprechende  $\Delta R$  geändert werden. Man erwartet deshalb insbesondere, daß die Kopplungsstärken von Ni/Cu/Co-Zweifachlagen zwischen derjenigen von Cu/Ni/Cu/Ni- und Co/Cu/Co-Zweifachlagen liegen. Letztere wurden in [32] mit FMR und MOKE untersucht. Die Ergebnisse zeigen, daß Co/Cu/Co-Zweifachlagen tatsächlich um etwa einen Faktor 2 größere Werte von  $J_{inter}$  besitzen. Im Vergleich mit anderen Systemen handelt es sich um eine schwache Kopplung. Für Co/Ru/Co- [138] und Fe/Cr/Fe-Zweifachlagen [143] sind die gemessenen  $J_{inter}$ -Werte um einen Faktor 10 – 20 größer.

Die offenen Dreiecke in Abb. 6.9 stammen aus XMCD-Messungen in [142]. Dort wurden die element-spezifischen Magnetisierungskurven für Ni und Co vor und nach der Deposition der oberen Co-Schicht gemessen. Gegenüber dem  $T_C$  des Cu bedeckten Ni-Films *ohne* Co verschwindet die Ni-Magnetisierung in der Zweifachlage bei höheren Temperaturen. Die Verschiebung ist dabei ein relatives Maß für die Kopplungsstärke. In [142] wurden nun, in erster Näherung, diese Verschiebungen in einem „mean-field“-Ansatz in absolute Werte von  $J_{inter}$  umgesetzt. Diese sind jedoch um fast zwei Größenordnungen größer als diejenigen, die mittels FMR bestimmt wurden. In der „mean-field“-Näherung werden Fluktuationen der Spins in den gekoppelten Filmen vernachlässigt. Wie Kap. 6.6 zeigen wird, spielen diese für die Kopplung bei  $T \neq 0$  jedoch eine entscheidende Rolle und führen zu einer starken Reduzierung von  $J_{inter}$ . Daher sind die zu großen Werte mittels „mean-field“-Ansatz nicht verwunderlich. Die XMCD-Daten in Abb. 6.9 wurden daher auf der y-Achse mittels der FMR-Werte skaliert. Nach der Skalierung stimmen die XMCD-Ergebnisse ausgezeichnet mit den FMR-Werten überein. Insbesondere zeigen *alle* untersuchten Systeme das erwartete oszillatorische Verhalten. Die



**Abb. 6.10.:**  $J_{inter}$  als Funktion der Zwischenschichtdicke für  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mit rauen Zwischenschichten. Die dünne Linie gibt die Theoriekurve aus Abb. 6.9 wieder, die dicke Linie ist die Theoriekurve unter Vernachlässigung der kurzen Periode.

durchgezogene Kurve – die kein Fit ist – entspricht Glg. (2.35). Dabei wurden die theoretisch vorhergesagten Perioden von 2, 56 ML und 5, 88 ML, sowie die in [69] angegebenen Werte für die Phasen verwendet. Die experimentellen Daten stimmen gut mit dieser Kurve überein, nachdem auch die Theoriekurve auf der  $J_{inter}$ -Achse skaliert wurde. Dies ist nötig, da der Betrag von  $J_{inter}$  in [69] nicht berechnet werden kann. Die absolute Bestimmung von  $J_{inter}$  aus den FMR-Daten bietet somit die Möglichkeit, experimentelle Werte für  $J_{inter}$  zu liefern, die die Grundlage theoretischer *ab initio* Rechnungen sind. Für die Daten der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen werden zur Zeit Rechnungen dieser Art durchgeführt [139]. Betrachtet man die Theoriekurve und die Daten genauer, so fallen trotz der insgesamt guten Übereinstimmung einige Abweichungen auf. Diese sind bei größeren Filmdicken stärker ausgeprägt. Insbesondere ist dort ein Trend zu kleineren Werten im Vergleich zur Theorie zu erkennen. Dieser Effekt stammt vermutlich von der selbst bei optimaler Filmpräparation nicht zu vermeidenden Filmrauigkeit. Dies wird auch durch die Untersuchungen der FMR-Linienbreite unterstützt, die für Filme mit größer werdender Zwischenschichtdicke systematisch ansteigt (siehe Kap. 6.8). Rauigkeit, die bei der in Abb. 6.9 gezeigten Theoriekurve nicht berücksichtigt wurde, führt jedoch zu einer Abnahme von  $J_{inter}$ , wie im nächsten Abschnitt genauer untersucht wird.

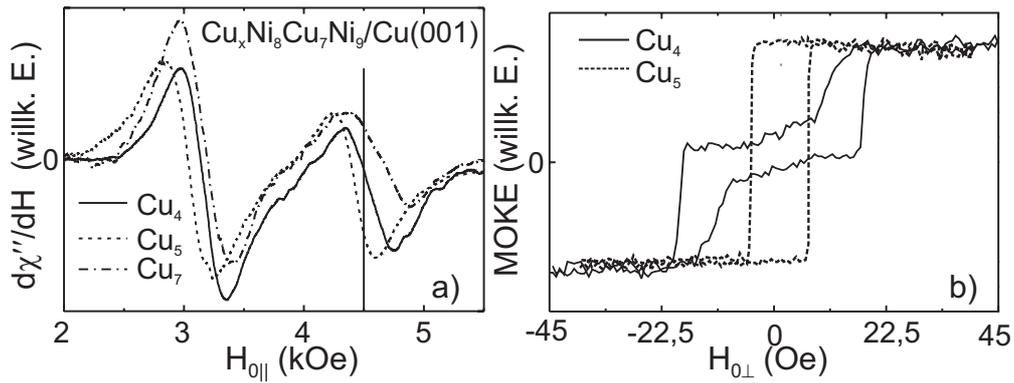
## 6.4. Einfluß von Rauigkeit in der Zwischenschicht

Der Einfluß von Rauigkeit auf die Interlagenkopplung wird in [69,144] theoretisch behandelt. Danach können die mit lateralen Filmdickenvariationen (Rauigkeit) verbundenen Variationen von  $J_{inter}$  zu einem effektiven Wert der Interlagenkopplung aufintegriert werden. Damit diese Prozedur gerechtfertigt ist, muß die laterale Korrelationslänge  $\xi$  der Rauigkeit groß genug sein,

so daß die Interlagenkopplung lokal noch klar definiert bleibt. Dies führt zu der Bedingung, daß  $\xi$  größer als die Zwischenschichtdicke  $d$  sein sollte [144]. Die STM-Untersuchungen an den rauen Zweifachlagen haben ergeben, daß die typische laterale Ausdehnung der Rauigkeit  $> 6$  nm ist. Die Bedingung ist damit gut erfüllt. Der effektive Wert der Kopplung  $\bar{J}_{inter}$  ist dann gegeben durch das Integral über den Ausdruck von  $J_{inter}$  für ebene Grenzflächen (Glg. (2.35)) multipliziert mit einer Verteilungsfunktion  $P(d)$ , die die Schwankung der Zwischenschichtdicke um einen Mittelwert beschreibt. Legt man den Nullpunkt des Koordinatensystems an die untere Grenzschicht und die z-Richtung senkrecht zu dieser, so folgt für die Integration über die Zwischenschichtdicke [144]:

$$\bar{J}_{inter} = \int P(d) J_{inter}(d) dz \quad (6.13)$$

In [144] wurde dieser Ausdruck für eine gaußförmige Verteilungsfunktion  $P(d) = 1/\sqrt{2\pi\sigma} \exp[-(\bar{d} - d)^2/2\sigma^2]$  berechnet. Die Breite der Verteilung um die mittlere Zwischenschichtdicke  $\bar{d}$  wird durch  $\sigma$  gegeben.  $\sigma$  ist die maximale Amplitude der Rauigkeitsschwankungen und entspricht der „peak-to-peak-roughness“ in den STM Bildern (siehe Kap. 4). Das Ergebnis der Rechnung ist, daß im Ausdruck für die Interlagenkopplung im Fall glatter Grenzflächen (Glg. (2.35)) ein Faktor hinzugefügt werden muß. Liegt nur eine Oszillationsperiode gegeben durch den stationären Fermivektor  $k_{F\perp}$  vor, so hat der Faktor die Form  $\exp[-2k_{F\perp}\sigma^2]$  [144]. Die Rauigkeit führt also zu einer Reduktion der Kopplungsstärke. Liegen mehrere Oszillationsperioden vor, wirkt sich die Reduktion auf jede Periode unterschiedlich aus. Die Rauigkeit unterdrückt diejenige Periode am effektivsten, deren Betrag gleich oder kleiner als die Amplitude der Rauigkeit ist. Sie wirkt daher wie ein Tiefpaßfilter. Die Amplitude, d. h. die „peak-to-peak-roughness“ der nicht getemperten Cu/Ni/Cu/Ni-Zweifachlagen wurde mittels STM zu mindestens 0,45 nm bestimmt ([40] und Kap. 4). Dieser Wert liegt gerade zwischen den beiden für das System beobachteten Perioden von 2,56 ML und 5,88 ML (1 ML = 0,17 nm). Man erwartet daher, daß für die Cu/Ni/Cu/Ni-Zweifachlagen die kleinere Periode wesentlich stärker gedämpft wird. Dies soll nun näher untersucht werden. Die Abb. 6.10 zeigt  $J_{inter}$  als Funktion der Zwischenschichtdicke für Zweifachlagen mit Grenzflächenrauigkeit, bei denen während der Präparation die Ni-Filme sowie die Zwischenschicht nicht getempert wurden. Die Werte von  $J_{inter}$  wurden bei Raumtemperatur bestimmt, also analog zu Abb. 6.9 für eine reduzierte Temperatur des Ni<sub>8</sub>-Filmes von  $t = 0,75$ . Dies führt zu einer Grenzflächenrauigkeit des Ni-Films, bei der 3 – 4 offenen Lagen zu erkennen sind (siehe Kap. 4). Die resultierenden  $J_{inter}$ -Werte für die Zweifachlagen mit rauen Grenzflächen in Abb. 6.10 sind verglichen mit denen für die glatten Zwischenschichten deutlich verändert. Dies wird durch den direkten Vergleich mit der Theoriekurve für glatte Grenzflächen (dünne Linie), die in Abb. 6.9 verwendet wurde, deutlich. Man erhält eine sehr viel bessere Übereinstimmung, wenn man die kurze Periode im funktionalen Verlauf von  $J_{inter}$  vernachlässigt. Berücksichtigt man nur die



**Abb. 6.11.:** a) FMR-Spektren einer  $\text{Cu}_x\text{Ni}_8\text{Cu}_7\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage mit  $x = 4, 5, 7$ . Das externe Feld liegt parallel zur  $[110]$ -Richtung. b) Polarer Kerr-Effekt an denselben Proben aus a) für  $x = 4, 5$ .

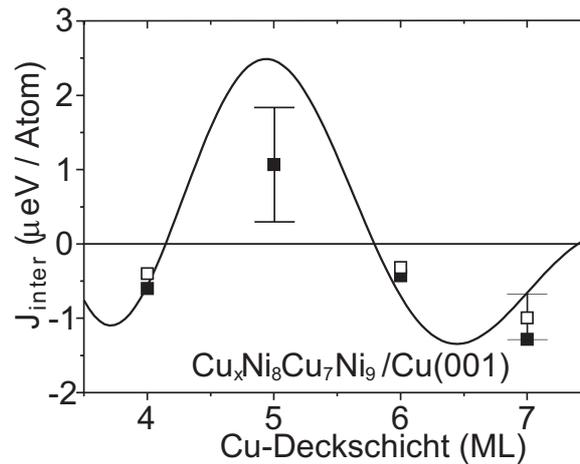
lange Periode von 5,88 ML, so erhält man die dicke durchgezogene Kurve. Man erkennt, daß sich für den ersten Punkt sogar das Vorzeichen von  $J_{inter}$  umkehrt. Dieses Verhalten könnte natürlich auch dadurch entstehen, daß die beiden Ni-Filme aufgrund der Grenzflächenrauigkeit in direktem Kontakt stehen, was dann zur FM Kopplung führen würde. Auch, wenn dies nicht völlig ausgeschlossen werden kann, erscheint ein direkter Kontakt aus mehreren Gründen unwahrscheinlich: (i) Auger-Spektren, die nach der Deposition der Cu-Zwischenschicht auf die rauhen Ni-Filme gemessen wurden, sind identisch mit solchen von Cu-Schichten, die auf den glatten Ni-Filmen hergestellt wurden (siehe Abb. 4.2 in Kap. 4). Dies deutet darauf hin, daß trotz der erhöhten Rauigkeit die Cu-Filme den Ni-Film vollständig benetzen. Erst wenn sich eine geschlossene Cu-Schicht gebildet hat, wächst die Zwischenschicht dreidimensional, wie dies mittels STM beobachtet wurde (siehe Kap. 4). (ii) FMR an zwei in direktem Kontakt stehenden ferromagnetischen Filmen wurde in [30] theoretisch behandelt und in [31] an Ni-Filmen auf einem Fe-Substrat experimentell untersucht. Aufgrund der, verglichen mit der Interlagenkopplung sehr starken Wechselwirkung, ist i. allg. nur die in-Phase Präzession (akustische Mode) zu beobachten. Bei den hier untersuchten Zweifachlagen mit rauhen Zwischenschichten konnten jedoch analog zu den Systemen mit glatten Zwischenschichten akustische *und* optische Moden beobachtet werden. Die Unterdrückung der kurzen Periode und damit die veränderten Werte von  $J_{inter}$  stammen daher gemäß obigen Ausführungen mit großer Wahrscheinlichkeit von der Grenzflächenrauigkeit.

## 6.5. Kopplung als Funktion einer Deckschicht

In Kap. 2.3 wurde die Interlagenkopplung durch eine spinabhängige Reflexion der Leitungselektronen im Potentialtopf der metallischen Zwischenschicht erklärt. Die Stärke der Kopplung hängt dabei im wesentlichen von der Differenz der Reflexionskoeffizienten für „Spin up“

und „Spin down“ Elektronen an der Grenzschicht Ferromagnet/Zwischenschicht ab. Die Einflüsse einer Deckschicht sind nun implizit in den Reflexionskoeffizienten enthalten. In [145] wird dieser Effekt untersucht. Dort werden an Stelle von halb-unendlichen ferromagnetischen Schichten solche mit endlicher Dicke betrachtet. Oberhalb der einen Schicht befindet sich eine dünne Deckschicht, die ihrerseits durch die Vakuumbarrriere abgeschlossen wird. Diese Vakuumbarrriere führt zu einer Beschränkung („confinement“) der Elektronen in der Deckschicht, die sich auch auf den Reflexionskoeffizienten an der Grenzschicht Ferromagnet/Zwischenschicht auswirkt. Dies führt zu oszillatorischem Verhalten der Interlagenkopplung als Funktion einer Deckschicht. Der Effekt der Deckschicht ist um so stärker, je geringer das spinabhängige „confinement“ der Elektronen in der Zwischenschicht ist. Man erwartet daher für schwächer gekoppelte Systeme den größeren Effekt der Deckschicht. Wie in Kap. 6.3 erläutert, zeigen die  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen eine vergleichsweise kleine Kopplung. Sie sind daher gut geeignet, um den Einfluß einer Deckschicht zu untersuchen. In der Literatur gibt es wenige Untersuchungen dieser Art. In [145] werden einige Ergebnisse zusammengefaßt. Die gefundenen Oszillationen sind meist klein, so daß nur Variationen um den durch die Zwischenschicht gegebenen Wert beobachtet werden. Nach den Messungen in Kap. 6.3 eignet sich eine Zwischenschichtdicke von 7 ML, da  $J_{inter}$  an dieser Stelle einen Nulldurchgang besitzt. Ein weiterer Nachteil der oben besprochenen Messungen ist, daß *verschiedene* Systeme untersucht werden müssen, da die Messungen außerhalb des UHV geschehen. Der entscheidende Vorteil der *in situ* Messung wird sofort deutlich: Man kann am *selben* System abwechselnd die Deckschichtdicke erhöhen und die Zweifachlage messen. Somit erhält man einen Datensatz von einem System und muß nicht verschiedene miteinander vergleichen.

Abbildung 6.11(a) zeigt drei gemessene FMR-Spektren bei Temperaturen von 294 K und 9 GHz für  $\text{Cu}_x\text{Ni}_8\text{Cu}_7\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen. Das externe Magnetfeld liegt in der Filmebene ( $\theta_H = 90^\circ$ ) und damit in einer schweren Richtung beider Ni-Filme. Das durchgezogene Spektrum ist das bereits in Abb. 6.7(d) diskutierte Signal der schwach antiferromagnetisch gekoppelten  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_7\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage. Das Resonanzfeld des noch ungekoppelten  $\text{Cu}_7\text{Ni}_9$ -Filmes vor der Deposition der oberen magnetischen Schicht ist diesmal als vertikale Linie angedeutet. Analog zu Abb. 6.7(d) sieht man, daß sich das Resonanzfeld der ungekoppelten Linie zwischen der akustischen Mode mit großer Oszillatorstärke und der optischen mit kleinerer Intensität befindet, was gemäß Abb. 6.5 die AFM Kopplung anzeigt. Die MOKE-Hysterese in Abb. 6.11(b) für die Zweifachlage mit einer Cu-Deckschicht von 4 ML bestätigt die schwache AFM Kopplung. Das Flipfeld, bei dem die beiden antiparallel stehenden Magnetisierungen in die parallele Ausrichtung wechseln, liegt bei ca. 15 – 20 Oe. Dampft man nun auf die Zweifachlage eine weitere ML Cu, so daß die Deckschicht aus 5 ML besteht, so ergibt sich ein völlig anderes Bild (gestricheltes Spektrum). Diesmal liegen *beide* Moden des gekoppelten Systems unterhalb des Resonanzfeldes der ungekoppelten Linie, d. h., das System zeigt eine FM Kopp-



**Abb. 6.12.:**  $J_{inter}$  als Funktion der Cu-Deckschicht. Die offenen Quadrate sind Resultate aus MOKE-Messungen, die gefüllten Ergebnisse aus FMR-Spektren. Durchgezogene Linie: Theorie aus [145].

lung. Diese Tatsache wird auch von der in Abb. 6.11(b) als gestrichelte Kurve dargestellten Hysterese des gleichen Systems aus (a) bestätigt. Aufgrund der FM Kopplung wechseln beim Ummagnetisieren beide Magnetisierungen zusammen die Richtung, was zur rechteckigen Hysterese führt. Es sei an dieser Stelle noch einmal betont, daß mittels Kerr-Effekt Messungen im FM Fall nur das Vorzeichen der Kopplung bestimmt werden kann und nur in speziellen Fällen der absolute Betrag. Fügt man der Deckschicht zwei weitere Lagen hinzu, so wechselt erneut das Vorzeichen der Kopplung, wie die punkt/gestrichelte Linie in Abb. 6.11(a) zeigt. In diesem Fall liegt das Resonanzfeld der ungekoppelten Linie wieder *zwischen* den Resonanzfeldern der beiden Moden des gekoppelten Systems. Trägt man die aus den FMR-Spektren ermittelten Werte für  $J_{inter}$  als Funktion der Cu-Deckschicht auf, so erhält man ein oszillatorisches Verhalten, das in Abb. 6.12 gezeigt ist. Die Werte für  $J_{inter}$ , die bei AFM Kopplung aus den MOKE-Messungen ermittelt wurden, sind zusätzlich eingetragen. Man sieht, daß die Amplitude der Oszillation sehr viel kleiner ist, als bei der Abhängigkeit der Kopplung von der Zwischenschichtdicke (siehe Abb. 6.9). Die Oszillationen als Funktion der Deckschicht sind deshalb nur in der Nähe von Nulldurchgängen der Oszillationen als Funktion der Zwischenschichtdicke deutlich zu erkennen. Aufgrund der kleinen y-Achse erscheinen die Fehlerbalken groß. Man sollte jedoch bedenken, daß das Vorzeichen von  $J_{inter}$  aus den MOKE- und FMR-Messungen direkt entnommen werden kann und daher sicher ist.

## 6.6. Temperaturabhängigkeit der Kopplung

Im folgenden wird  $J_{inter}$  als Funktion der Temperatur gemessen. Dabei ergibt sich, daß die Interlagenkopplung eine starke Temperaturabhängigkeit besitzt. Dies zeigt, daß  $J_{inter}$  nicht mit der temperaturunabhängigen Heisenberg-Austauschkonstante gleichgesetzt werden darf. Wie

in Kap. 2.3 beschrieben, stellt  $J_{inter}$  die Energiedifferenz zwischen FM und AFM Ausrichtung der beiden Magnetisierungen der Zweifachlage dar (siehe auch [66,67,146]).  $J_{inter}$  ist damit die Energie, die benötigt wird, um die Kopplung der Magnetisierungen zu brechen, d. h. das System aus der FM (AFM) in eine AFM (FM) Ausrichtung zu bringen. Diese Energiedifferenz, die in den FMR-Resonanzgleichungen als Feld auftaucht, ist temperaturabhängig. Um diese theoretisch zu beschreiben, wurden in der Literatur zwei prinzipiell unterschiedliche Modelle entwickelt, die im folgenden mit (i) und (ii) bezeichnet werden. Beide diskutieren den in Kap. 2.3 mit  $F(T)$  bezeichneten Term, der die Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  beschreibt (siehe Glg. (2.35)). Modell (i) führt die Abnahme von  $J_{inter}$  auf die veränderte Fermifläche der Zwischenschicht bei höherer Temperatur zurück [67]. Das Aufweichen der Fermikante führt zu Anregungen von Elektron-Loch-Paaren [146]. Da die hauptsächlich zu  $J_{inter}$  beitragenden Elektronen diejenigen sind, die sich an der Fermikante befinden, führt dies zu einer Reduktion der Interlagenkopplung. Die Ursache der Temperaturabhängigkeit ist nach Modell (i) somit die Zwischenschicht. Der funktionale Verlauf ist gegeben durch [67,146]:

$$\frac{J_{inter}}{J_{inter,0}} = \frac{T/T_0}{\sinh\left(\frac{T}{T_0}\right)} \quad (6.14)$$

Hierbei ist  $J_{inter,0}$  der Wert bei  $T = 0$  und  $T_0 = (\hbar v_F)/(2\pi k_B d)$ , wobei  $v_F$  die Fermigeschwindigkeit und  $d$  die Zwischenschichtdicke ist.  $T_0$  ist die charakteristische Temperatur dieses Modells, die den funktionalen Zusammenhang bestimmt. Bei  $T = T_0$  ist der Wert von  $J_{inter}$  auf  $0,85 J_{inter,0}$  gefallen. Der einzige temperaturabhängige Parameter in dem Modell ist  $v_F$ . Je größer die Fermigeschwindigkeit ist, desto weniger stark ist die Temperaturabhängigkeit. Ein weiteres Merkmal von Modell (i) ist, daß  $J_{inter}$  nicht notwendigerweise mit der Curie-Temperatur skaliert, da diese nicht in Glg. (6.14) eingeht.  $J_{inter}$  verschwindet also nicht bei  $T_C$ .

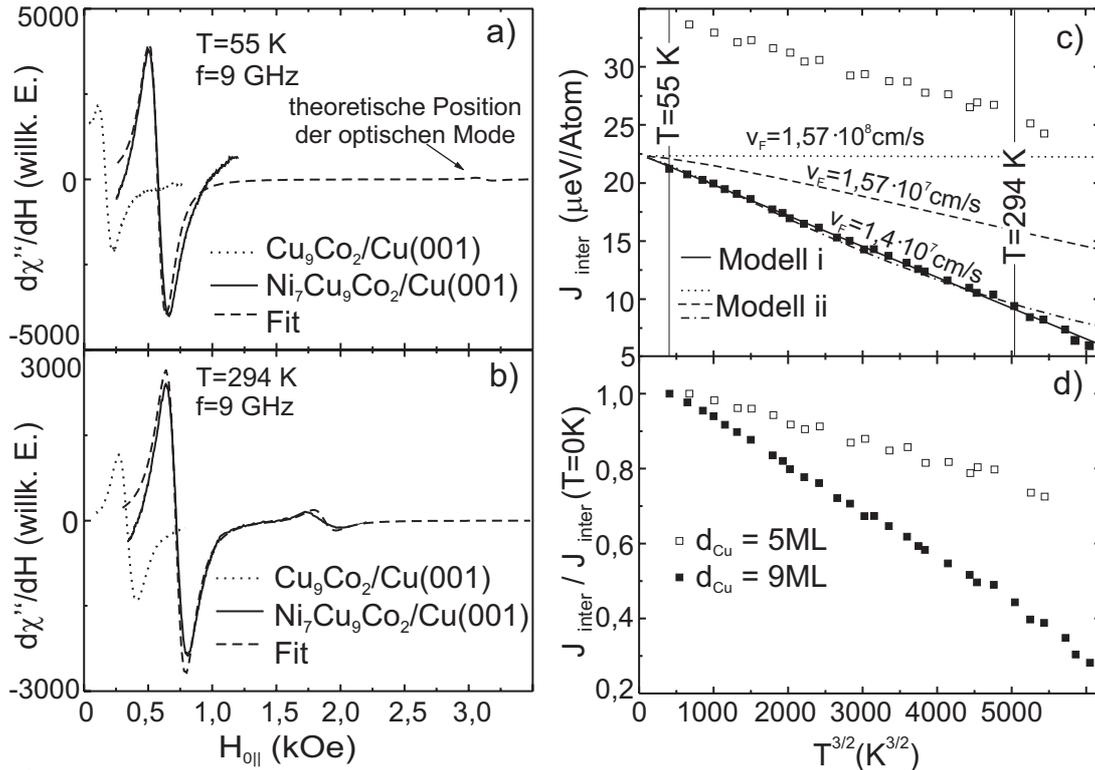
Nach Modell (ii) [147] ist die Ursache der Temperaturabhängigkeit in den ferromagnetischen Filmen zu suchen. Bei höheren Temperaturen werden in diesen thermisch Spinwellen angeregt. Betrachtet man zunächst einen Volumen-Ferromagneten bei  $T = 0$ , so beträgt die Energie um einen Spin umzuklappen gerade  $\hbar J_{intra}$ .  $J_{intra}$  ist dabei das temperaturabhängige Austauschintegral, das die Wechselwirkung benachbarter Spins beschreibt. Dieses muß zum Umklappen des Spins überwunden werden. Bei Temperaturen  $T \neq 0$  sind durch thermisch angeregte Spinwellen im Mittel (bei einer Momentaufnahme) nicht mehr alle Spins parallel ausgerichtet. Daher ist die Energie zum Umklappen eines Spins effektiv kleiner geworden, obwohl das Austauschintegral nach wie vor den gleichen Wert besitzt. Man kann nun auch die Energie zum Anregen eines Magnons für  $T \neq 0$  in der gleichen Form darstellen wie bei  $T = 0$ , falls man ein effektives Austauschintegral  $J_{intra}^*$  einführt. Dieses ersetzt  $J_{intra}$ , und die Spinwellenenergie erhält eine effektive Temperaturabhängigkeit. Für Volumen-Ferromagneten ist diese Vorgehensweise unter der Bezeichnung Spinwellen-Renormierung bekannt [148]. Zur theoretischen Beschreibung der effektiven Temperaturabhängigkeit müssen Wechselwirkungen zwischen den Magnonen be-

rücksichtigt werden (nicht-lineare Spinwellentheorie, siehe [148]). Im Volumen führt dies in erster Näherung zu einer Abhängigkeit  $J_{intra}^* = J_{intra} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^{5/2} \right]$ . Bei der Berechnung ist entscheidend, daß die Fluktuationen der Spins korreliert sind. Dadurch hebt sich der  $T^{3/2}$ -Term gerade weg, und es bleibt der  $T^{5/2}$ -Anteil übrig. Die Spinwellenrenormierung in gekoppelten dünnen Filmen [147] wirkt sich auf die Kopplung *innerhalb* der Filme genauso aus wie im Volumen, falls der Film nicht zu dünn ist (kein 2-dimensionales Verhalten). Betrachtet man jedoch die Interlagenkopplung im Heisenberg-Modell, so kann aufgrund von  $J_{intra} \gg J_{inter}$  in sehr guter Näherung von unkorrelierten Fluktuationen der Spins in den *verschiedenen* Filmen ausgegangen werden. Bei der Spinwellenrenormierung für  $J_{inter}$  hebt sich der  $T^{3/2}$ -Term daher nicht weg und führt zu einer viel stärkeren Temperaturabhängigkeit als im Volumen. Folgendes muß betont werden: Daß die Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  in dünnen Filmen den gleichen funktionalen Zusammenhang wie das Bloch-Gesetz der Magnetisierung bei tiefen Temperaturen besitzt, darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß es sich um die Temperaturabhängigkeit von zwei völlig verschiedenen Größen handelt. Dies zeigt allein schon die Tatsache, daß beide im Volumen verschiedene Temperaturabhängigkeiten besitzen (siehe oben). Die Reduktion der Magnetisierung aufgrund der Anregung thermischer Spinwellen ist zwar die Ursache für die Reduktion von  $J_{inter}$ , doch muß dies nicht prinzipiell zum gleichen Temperaturverhalten führen. Nach Modell (ii) ergibt sich für  $J_{inter}(T)$  folgender Ausdruck:

$$\frac{J_{inter}}{J_{inter,0}} = 1 - a \left( \frac{T}{T_C} \right)^{3/2} \quad (6.15)$$

$a$  ist dabei eine Konstante. Gemäß Glg. (6.15) verschwindet die Kopplung bei  $T_C$ , obwohl nicht vergessen werden darf, daß diese Gleichung auf Annahmen basiert, die bei zu hohen Temperaturen  $t = T/T_C > 0,5$  nicht mehr gültig sind [147,149]. Der Vergleich der Modelle zeigt zudem, daß Modell (i) eine explizite Abhängigkeit der Temperaturabnahme von der Zwischenschichtdicke vorhersagt. Bei größeren Zwischenschichtdicken ist nach Glg. (6.14) eine stärkere relative  $T$ -Abhängigkeit zu erwarten, unabhängig von  $J_{inter}$ . Die Abhängigkeit der Temperaturabnahme von der Zwischenschichtdicke ist implizit auch in Modell (ii) enthalten. Sie befindet sich in der Konstanten  $a$ , deren Wert von  $J_{inter,0}$  abhängt. Je stärker die Spins zwischen den Filmen bei  $T = 0$  gekoppelt sind, desto geringer ist der Einfluß der Spinwellenrenormierung und demzufolge die Temperaturabhängigkeit. Im Gegensatz zu Modell (i) ist also keine direkte Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke zu erwarten. Entscheidend ist die Stärke der Kopplung, die nach Kap. 6.3 als Funktion der Zwischenschichtdicke oszilliert.

Im folgenden werden beide Modelle mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Dazu wurden  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen sowie  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen untersucht. Es existieren nur sehr wenige experimentelle Arbeiten, in denen die Interlagenkopplung als Funktion der Temperatur absolut bestimmt wurde. In sämtlichen FMR-Untersuchungen von

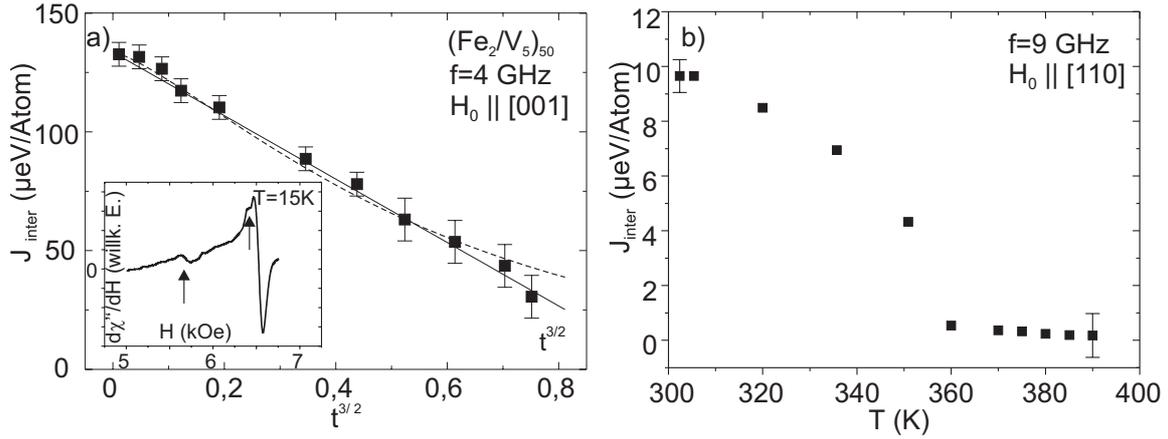


**Abb. 6.13.:** a) und b) FMR-Spektren einer  $\text{Ni}_7\text{Cu}_9\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage bei externem Feld in der Filmebene parallel zur  $[110]$ -Richtung bei (a)  $T = 55 \text{ K}$  und (b)  $T = 294 \text{ K}$ . Die gepunktete Linie ist das Signal des  $\text{Cu}_9\text{Co}_2$ -Films, die durchgezogene Linie dasjenige der Zweifachlage. Gestrichelt gezeigt ist eine Simulation des Signals mit den experimentell ermittelten Parametern. c) Temperaturabhängigkeit von  $J_{\text{inter}}$  für eine  $\text{Ni}_7\text{Cu}_5\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ - (offene Quadrate) und eine  $\text{Ni}_7\text{Cu}_9\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage (gefüllte Quadrate). Die diversen Linien stellen Fits entsprechend der Modelle (i) bzw (ii) dar (siehe Text). d) Dieselben Daten aus c), nur wurde  $J_{\text{inter}}$  auf den  $T = 0$ -Wert normiert.

Heinrich et al. (eine Übersicht gibt [23]) wurde lediglich bei Raumtemperatur und bei  $77 \text{ K}$  gemessen. Diese Untersuchungen sind daher ungeeignet, um einen funktionalen Zusammenhang zu diskutieren. In [138,150] wurden  $\text{Co}/\text{Ru}/\text{Co}$ -Zweifachlagen untersucht. Die Temperaturabhängigkeit konnte mittels Modell (i) beschrieben werden. Zum Anpassen der Theorie an die Daten wurden jedoch unrealistisch hohe Werte für die Fermigeschwindigkeit verwendet, was in [147] kritisiert wurde. Ein weiterer Kritikpunkt ist, daß in [138,150] Systeme mit  $3, 2 \text{ nm}$  dicken  $\text{Co}$ -Filmen und damit verbundenen hohen  $T_C$ -Werten untersucht wurden. Der erfaßte Bereich der reduzierten Temperatur ist daher sehr klein. Dies war der Grund dafür, daß für die Untersuchungen dieser Arbeit obige Zweifachlagen mit geringen  $T_C$ -Werten gewählt wurden. Nach Tab. 5.2 liegen alle Curie-Temperaturen unterhalb von  $450 \text{ K}$ , so daß eine Messung über einen großen Bereich ohne Gefahr von Interdiffusion möglich ist. In Abb. 6.13(a) und (b) sind die FMR-Spektren einer  $\text{Ni}_7\text{Cu}_9\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage bei  $T = 55 \text{ K}$  und  $T = 294 \text{ K}$  gezeigt. Die Messungen wurden mit externem Feld in der Filmebene parallel zur

[110]-Richtung durchgeführt, die nach Kap. 5 für beide Filme die leichte Richtung ist. Das Spektrum des  $\text{Cu}_9\text{Co}_2$ -Filmes ist gepunktet dargestellt. Aufgrund des Anisotropiefeldes entlang der leichten Richtung liegt das Resonanzfeld unterhalb vom isotropen Wert des paramagnetischen Grenzfalls, der bei etwa 3 kOe liegt (siehe Kap. 5.2). Bei der höheren Temperatur von  $T = 294$  K führt die Abnahme der Anisotropie zu einer Verschiebung der Linie in Richtung des isotropen Resonanzfeldes. Dies wurde für einzelne Co-Filme in Kap. 5.4 erklärt. Aufgrund der Abnahme der Magnetisierung nimmt auch die Intensität des Signals ab (man beachte die unterschiedliche y-Achse). Nach der Präparation der  $\text{Ni}_7$ -Schicht erkennt man bei  $T = 55$  K auch im gekoppelten System (durchgezogene Linie) lediglich eine Resonanzlinie. Diese zeigt jedoch gegenüber der Co-Linie eine Verschiebung des Resonanzfeldes in Richtung größerer Feldwerte. Gemäß Abb. 6.5 handelt es sich bei der Resonanz um die akustische Mode in einem System mit AFM Kopplung. Die Tatsache, daß die optische Mode nicht beobachtet wird, läßt auf eine starke Interlagenkopplung schließen. Diese führt zu einer sehr geringen Oszillatorstärke der optischen Mode (siehe Abb. 6.5) und damit zu einer Intensität unterhalb der Detektionsgrenze. Die drei unabhängigen Informationen aus (i) der Winkelabhängigkeit im Co-Film, (ii) der Verschiebung des Resonanzfeldes des Co-Signals sowie (iii) der Winkelabhängigkeit im gekoppelten System erlauben mittels der in Kap. 6.2 vorgestellten Prozedur die eindeutige Bestimmung der Anisotropiefelder  $M_{\text{eff},i}$  der beiden Filme sowie der Interlagenkopplung  $J_{\text{inter}}$ . Der Wert von  $J_{\text{inter}}$  im  $\text{Ni}_7\text{Cu}_9\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -System ergibt sich zu  $21,2(6) \mu\text{eV}/\text{Atom}$ . An dieser Stelle zeigt sich der Vorteil der *in situ* FMR in direkter Weise. Hat man die Information des Resonanzfeldes des noch ungekoppelten Co-Films nicht, so ist es ohne Kenntnis *beider* Modenpositionen im gekoppelten System nicht möglich, den Wert von  $J_{\text{inter}}$  zu ermitteln. In diesem Fall erlaubt nur die Auswertung der Verschiebung des Resonanzfeldes, verglichen mit dem Wert des Co-Films, die quantitative Bestimmung der Kopplung. Mit den ermittelten Werten der Anisotropien und der Kopplung kann – analog zu Abb. 6.6(a) – eine theoretische Simulation des FMR-Signals im gekoppelten System durchgeführt werden. Diese ist als gestrichelte Linie gezeigt. Sie gibt die theoretisch zu erwartende Position der optischen Mode an und verdeutlicht die geringe zu erwartende Intensität. Bei  $T = 294$  K findet man eine andere Situation: Jetzt sind beide Moden zu erkennen. Aufgrund der AFM Kopplung liegt die optische Mode bei größeren Feldwerten als die akustische, jedoch kann dies auch bei dieser Temperatur ebenso aus der Verschiebung des Co-Signals (gepunktetes Spektrum) entnommen werden. Entscheidend ist jedoch in diesem Zusammenhang, daß das Erscheinen der optischen Mode nur durch eine erhebliche Reduktion der Kopplungsstärke erklärt werden kann. Die genaue Analyse gemäß Kap. 6.2 bestätigt dies. Der Wert von  $J_{\text{inter}}$  beträgt nur noch  $9,4(9) \mu\text{eV}/\text{Atom}$  und hat damit um etwa den Faktor 2 abgenommen. Angemerkt sei noch, daß der gleiche Wert der Kopplung im  $\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Ni}$ -System zu einer wesentlich kleineren Intensität der optischen Mode führen würde (man vergleiche etwa die Intensität der optischen Mode in Abb. 6.7(b)).

für den viel kleineren Wert  $J_{inter} = -6,6(9)$  mit derjenigen in Abb. 6.13). Diese liegt gemäß Glg. (6.11) an der größeren Differenz der Anisotropiefelder der beiden ferromagnetischen Filme im Ni/Cu/Co-System verglichen mit den Cu/Ni/Cu/Ni-Zweifachlagen. Die komplette Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  für die in Abb. 6.13(a) und (b) gezeigte Zweifachlage (gefüllte Quadrate) sowie für eine Ni<sub>7</sub>Cu<sub>5</sub>Co<sub>2</sub>/Cu(001)-Zweifachlage (offene Quadrate) ist in Abb. 6.13(c) dargestellt. Dabei wurde als x-Achse direkt  $T^{3/2}$  gewählt. Die Positionen der Temperaturen aus (a) und (b) sind durch vertikale Striche markiert. Die in Kap. 6.2 vorgestellte Methode,  $J_{inter}$  aus winkelabhängigen Messungen zu bestimmen, ist über einen großen Temperaturbereich nicht praktikabel, da dies für jeden Datenpunkt durchgeführt werden müßte. Die Winkelabhängigkeiten wurden daher nur bei der tiefsten (55 K) und bei Raumtemperatur gemessen. Zur Analyse der anderen Datenpunkte wurde wie folgt verfahren: (i) Zunächst wurde die komplette Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes in der Filmebene parallel zur [110]-Ebene des mit Cu bedeckten Co-Films gemessen. Eine solche Messung wurde bereits in Kap. 5.4 gezeigt. Vernachlässigt man die Anisotropieterme höherer Ordnung, was aufgrund der in Kap. 5.4 vorgestellten Ergebnisse gerechtfertigt ist, so können aus den gemessenen Resonanzfeldern mittels Glg. (5.9) die  $M_{eff,Co}$ -Werte des Co-Films bestimmt werden. (ii) Nach der Präparation des gekoppelten Systems wurde die komplette Temperaturabhängigkeit der Resonanzfelder von optischer und akustischer Mode gemessen. Aus den beiden Temperaturabhängigkeiten können die verbleibenden Unbekannten  $M_{eff,Ni}$  und  $J_{inter}$  eindeutig bestimmt werden. Die Kopplung der Zweifachlage mit einer Zwischenschichtdicke von 5 ML zeigt eine größere Kopplung. Beide Systeme zeigen jedoch – in Übereinstimmung mit Modell (ii) – einen linearen Verlauf im gesamten untersuchten Temperaturbereich. Die gepunktete Linie zeigt einen Fit mittels Modell (i). Für die Fermi-Geschwindigkeit der Zwischenschichtelektronen wurde als erste Näherung der Cu-Volumenwert für freie Elektronen  $v_F = 1,57 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  verwendet. Dieser Wert entspricht  $T_0 \approx 1250 \text{ K}$ . Man erkennt jedoch, daß dieser zu einer viel zu schwachen Temperaturabhängigkeit führt. Selbst ein Fit mit einer um den Faktor 10 kleineren Fermi-Geschwindigkeit ( $v_F = 1,57 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  bzw. 125 K), der als gestrichelte Linie gezeigt ist, kann die Temperaturabnahme nicht beschreiben. Erst unter Verwendung des Wertes  $v_F = 1,38 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  (110 K) erhält man den strich-punktierten Fit, der die Daten beschreiben kann. Der Wert für  $v_F$  ist jedoch unrealistisch klein. Dies zeigt ein Vergleich mit dem experimentellen Wert für  $v_F$  durch de Haas-van Alphen Messungen, der  $0,67 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  beträgt [151]. Der experimentelle Wert ist damit zwar kleiner als derjenige für freie Elektronen, jedoch immer noch um den Faktor 5 größer als der Wert für den besten Fit. Die entsprechende Fitkurve würde zwischen derjenigen für freie Elektronen und der gestrichelten liegen. Die Temperaturabhängigkeit kann also auch mit dem experimentellen Wert für  $v_F$  nicht erklärt werden. Betrachtet man schließlich die Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  für die beiden in Abb. 6.13(c) gezeigten Zweifachlagen, so fällt auf, daß zwar beide ein  $T^{3/2}$ -Verhalten zeigen, die Zweifachlage mit einer Zwischenschichtdicke



**Abb. 6.14.:** a)  $J_{inter}$  als Funktion von  $t^{3/2}$  in einer  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht. Das kleine Bild zeigt ein FMR-Spektrum bei 4 GHz und  $T = 15$  K. b) Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  gemessen an einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage in der Nähe von  $T_C$ .

von 5 ML jedoch eine schwächere Temperaturabhängigkeit zeigt. Dies wird noch deutlicher, wenn man – wie in Abb. 6.13(d) – die  $J_{inter}$ -Werte auf den Wert bei  $T = 0$  normiert. Dieses Verhalten zeigt deutlich, daß die Dicke der Zwischenschicht einen Einfluß auf die Temperaturabnahme hat<sup>2</sup>. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der dominierende Mechanismus der Temperaturabhängigkeit nicht durch Modell (i) gegeben wird. Dies bedeutet nicht notwendigerweise, daß der Mechanismus prinzipiell nicht vorhanden ist, nur wirkt er sich im relevanten Temperaturbereich kaum aus. Die Hauptursache der temperaturabhängigen Interlagenkopplung kann aufgrund der guten Übereinstimmung mit der Theorie gemäß Modell (ii) [147] den thermisch angeregten Spinwellen in der ferromagnetischen Filmen zugeschrieben werden.

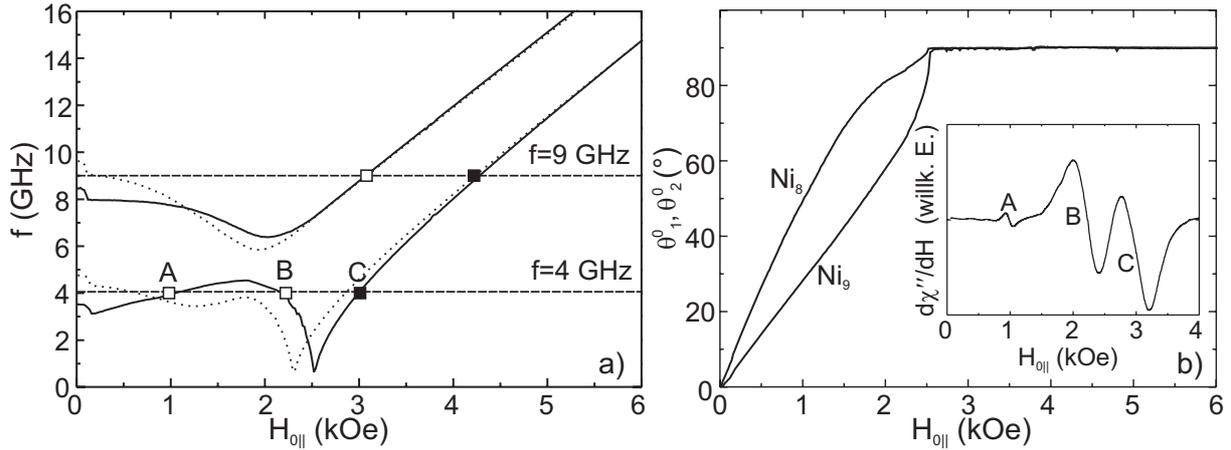
Diese Aussage ist nicht nur für Zweifachlagen gültig, sondern von fundamentaler Bedeutung. Dies zeigt die Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  in Abb. 6.14, die in einer  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht gemessen wurde (die ausführliche Diskussion der FMR-Messungen an den Fe/V-Multilagen wird in Kap. 7 gegeben). Die Messungen, die bei 4 GHz und externem Feld parallel zur Filmnormalen ([001]-Richtung) durchgeführt wurden, zeigen für die Vielfachschicht ebenfalls eine  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit gemäß Modell (ii). Es sei angemerkt, daß für die Multilage durch unabhängige Suszeptibilitätsmessungen das  $T_C$  zu 305 K bestimmt wurde [152], so daß die Messungen als Funktion der reduzierten Temperatur  $t = T/T_C$  angegeben sind. In diesem Fall ist also selbst  $T_C$  in Glg. (6.15) fest, und dennoch ergibt der Fit der experimentell bestimmten  $J_{inter}$ -Werte eine sehr gute Übereinstimmung. Man beachte, daß die Absolutwerte von  $J_{inter}$  – verglichen mit den  $\text{Ni}_7\text{Cu}_x\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen – bei den tiefsten Meßtemperaturen etwa um den Faktor 5 größer sind. Ein FMR-Spektrum bei  $T = 15$  K zeigt das

<sup>2</sup>Ob eine größere Zwischenschichtdicke als solche zu einer schwächeren Temperaturabhängigkeit führt (Modell (i)) oder ob dies mit dem Wert der Kopplung bei  $T = 0$  zusammenhängt (Modell (ii)), konnte nicht eindeutig geklärt werden.

kleine Bild von Abb. 6.14(a). Man erkennt zwei optische Moden (markiert durch Pfeile), die bei kleineren Feldwerten liegen als die akustische. Die Multilage zeigt somit FM Kopplung. Wie in Kap. 7 erklärt wird, ist dieses Vorzeichen von  $J_{inter}$  auch theoretisch zu erwarten. Es zeigt außerdem, daß die in diesem Kapitel beschriebenen Grundlagen der FMR in gekoppelten ultradünnen Filmen auch auf kompliziertere Multilagenstrukturen übertragen werden können. Auf die Tatsache, daß nur zwei optische Moden detektiert werden, wird in Kap. 7 näher eingegangen. Abschließend soll untersucht werden, was mit der Interlagenkopplung in der Nähe des Phasenüberganges geschieht. Für diese Fragestellung wurde das Cu/Ni/Cu/Ni-System verwendet. Das Ergebnis der Messungen an einer  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage in der Nähe von  $T_C$  ist in Abb. 6.14(b) dargestellt. Man erkennt, daß  $J_{inter}$  in der Nähe von  $T_C$  von dem  $T^{3/2}$ -Verhalten abweicht. Bei etwa der Temperatur, bei der die Curie-Temperatur eines  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8$ -Filmes liegen würde, wird  $J_{inter}$  abrupt klein. Die Tatsache, daß der Wert nicht ganz Null beträgt, liegt wahrscheinlich an der Tatsache, daß durch das angelegte Feld eine kleine Magnetisierung induziert wird. Aus diesem Grund kann nicht mit absoluter Sicherheit gesagt werden, daß  $J_{inter}$  tatsächlich komplett verschwindet, die Abb. 6.14(b) deutet jedoch darauf hin. Auch diese starke Beeinflussung von  $J_{inter}$  durch  $T_C$  zeigt, daß die Ursache der Temperaturabhängigkeit gemäß Modell (ii) von den ferromagnetischen Filmen bestimmt wird. In [153] werden die element-spezifischen Magnetisierungskurven von Co/Cu/Ni/Cu(001)-Zweifachlagen unter Berücksichtigung von Spin-Fluktuationen berechnet. Es zeigt sich, daß die Kopplung der Zweifachlage – verglichen mit dem Ni-Film ohne den oberen Co-Film – zu einer Verschiebung der „Ordnungstemperatur“ des Ni-Films zu höheren Temperaturen führt. Die Rechnungen wurden durch die bereits erwähnten XMCD-Messungen bestätigt (siehe auch [154]). Dabei zeigte sich insbesondere, daß die beobachteten Größen der Verschiebung nur durch die Spin-Fluktuationen zu erklären sind. Ein „mean-field“-Ansatz liefert viel zu kleine Werte. Die in den Rechnungen vorhandene Ausschmierung der Ni-Magnetisierung oberhalb der Ni-„Ordnungstemperatur“ aufgrund des Co-Kopplungsfeldes werden jedoch im Experiment nicht in dem Ausmaß beobachtet. Dies könnte an der Tatsache liegen, daß  $J_{inter}$  in den Rechnungen als temperaturunabhängige Größe betrachtet wurde. Wie die FMR-Messungen eindeutig zeigen, bricht jedoch die Kopplung selbst durch die Spin-Fluktuationen am Phasenübergang zusammen, wodurch  $J_{inter}$  zumindest sehr klein wird. Dies ist vermutlich die Ursache dafür, daß die Ausschmierungen im Experiment praktisch nicht zu sehen sind.

### 6.7. Einfluß der Mikrowellenfrequenz

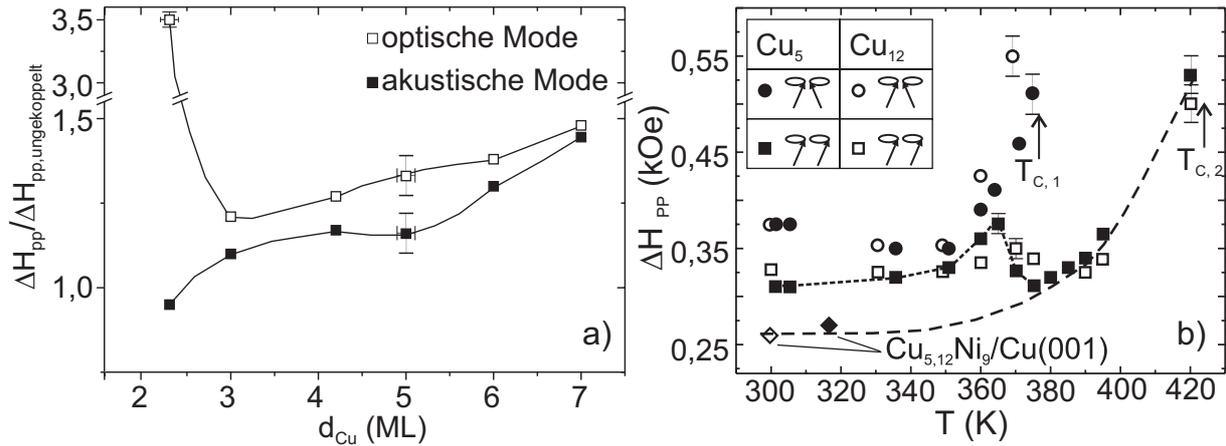
Um die in Kap. 6.1 diskutierten Dispersionskurven, d. h., die  $f(H_0)$ -Abhängigkeiten der Zweifachschichten zu ermitteln, muß bei mehreren Mikrowellenfrequenzen gemessen werden. Da mit ansteigender Frequenz die Ausmaße des Resonators abnehmen, beschränkt der Quarzfinger,



**Abb. 6.15.:** a) Berechnete  $f(H_0)$ -Abhängigkeit für die optische sowie die akustische Mode der  $Cu_4Ni_8Cu_5Ni_9/Cu(001)$ -Zweifachlage. Für die gepunktete Linie wurden die experimentellen Werte für Anisotropien und Kopplung aus Abb. 6.6(b) verwendet, für die durchgezogene Linie wurden zusätzlich die  $K_4$ -Terme variiert (siehe Text). Die Datenpunkte sind die gemessenen Resonanzfelder bei  $f = 4$  GHz und 9 GHz. b) Berechnete Gleichgewichtswinkel  $\theta_{1,2}^0$  der Magnetisierungen in den beiden Filmen als Funktion des externen Feldes für die durchgezogene Dispersionskurve aus (a).  $\vec{H}_0$  liegt für (a) und (b) in der Filmebene parallel zur  $[110]$ -Richtung. Das kleine Bild zeigt das Spektrum bei  $f = 4$  GHz.

über den bei den UHV-Messungen der Mikrowellenresonator montiert wird (siehe Kap. 3.1), den maximalen Frequenzwert. Messungen oberhalb des X-Bandes (9 GHz) sind daher nicht möglich. Die Resonanzfelder im X-Band sind i. allg. groß genug, um die Probe zu sättigen. Mißt man bei kleineren Frequenzen und damit bei kleineren Resonanzfeldern (Kap. 2.2) und nicht in der leichten Richtung, so liegen externes Feld und Magnetisierung nicht parallel. Wie bereits für einzelne Filme (Fig. 5.3) und für gekoppelte Zweifachlagen (Fig. 6.3 und Fig. 6.4) diskutiert, zeigt die Dispersionskurve in diesem Fall Bereiche negativer Steigung und wird stark von der Filmanisotropie beeinflusst. Zusammen mit den stets positiven Steigungen im gesättigten Bereich bei großen Feldern, führt dies zum Auftreten von mehreren Resonanzlinien. Dieser Effekt kann auch bei gekoppelten Filmen beobachtet werden. Dazu wurde die gleiche  $Cu_4Ni_8Cu_5Ni_9/Cu(001)$ -Zweifachlage, die bereits bei 9 GHz gemessen wurde (Abb. 6.6), bei einer Frequenz von 4 GHz untersucht. Die bei 9 GHz ermittelten Werte für die Anisotropien ( $M_{eff,i}$ ) der beiden Filme und für die Kopplung ( $J_{inter}$ ) wurden verwendet, um die in Abb. 6.15(a) gezeigte gepunktete Dispersionskurve für die  $Cu_4Ni_8Cu_5Ni_9/Cu(001)$ -Zweifachlage zu berechnen. Dabei wurde das externe Magnetfeld in die Filmebene ( $\theta_H = 90^\circ$ ) gelegt. Es handelt sich um eine schwere Magnetisierungsrichtung, da die Ergebnisse bei 9 GHz ein positives  $M_{eff}$  ergaben (siehe Abb. 6.6). Die Schnittpunkte der horizontalen Linien konstanter Frequenz mit der Dispersionskurve geben wieder die Resonanzfelder an. Aufgrund der gleichen Fitparameter, erhält man bei 9 GHz erneut die Resonanzfelder der beiden Moden wie

in Abb. 6.6(a) und (b). Bei hohen Feldern befindet sich die akustische Mode (gefülltes Quadrat) und – aufgrund der FM-Kopplung des Systems – bei kleineren Feldern die optische (offenes Quadrat). Das kleine Bild in Abb. 6.15(b) zeigt nun das an der gleichen  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage bei 4 GHz gemessene FMR-Spektrum für  $\theta_H = 90^\circ$ . Man erkennt deutlich *drei* Resonanzsignale, die mit A, B und C bezeichnet sind. Trägt man die Resonanzfelder in die Dispersionskurve der Abb. 6.15(a) ein, so zeigt sich, daß alle drei Signale von der (gepunkteten) Dispersionskurve abweichen. Insbesondere im Bereich unterhalb ca. 2,5 kOe stimmen die Positionen der Signale nicht mit den Schnittpunkten der Dispersionskurve mit der 4 GHz Linie überein. Unter Verwendung der Parameter  $K_{4\parallel,8}/M = -0,09(2)$  kG,  $K_{4\perp,8}/M = -0,12(2)$  kG,  $K_{4\parallel,9}/M = -0,20(2)$  kG und  $K_{4\perp,9}/M = -0,18(3)$  kG erhält man die durchgezogene Linie, die eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den gemessenen Resonanzfeldern zeigt. Die Einführung von Anisotropieparametern höherer Ordnung wirkt sich fast ausschließlich auf den Feldbereich unterhalb von ca. 2,5 kOe aus, oberhalb sind fast keine Veränderungen zu erkennen. Der Grund für die unterschiedlichen Feldbereiche wird durch Abb. 6.15(b) deutlich. Hier sind die bei der Berechnung der durchgezogenen Dispersionskurve ermittelten polaren Gleichgewichtswinkel  $\theta_{1,2}^0$  der Magnetisierungen beider Filme als Funktion des externen Feldes dargestellt. Man sieht, daß ohne äußeres Feld beide Filme eine leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene haben, wie dies auch in den winkelabhängigen Messungen der Zweifachlage (Abb. 6.6) zu sehen war. Erst ab etwa 2,5 kOe liegen beide Magnetisierungsvektoren in Feldrichtung bei  $\theta_H = 90^\circ$  und das System ist gesättigt. Im Bereich  $0 - 2,5$  kOe drehen sich beide Magnetisierungen kontinuierlich aus der Senkrechten in die Filmebene. Aufgrund der größeren Anisotropie ( $M_{eff}$ ) des 9 ML dicken Ni-Films, dreht dieser sich etwas langsamer in die Feldrichtung. Gemäß Abb. 6.15(b) befinden sich die beiden Resonanzen bei 9 GHz im gesättigten Bereich. Magnetisierung und externes Feld liegen parallel, die Dispersionskurve zeigt daher eine positive Steigung. Dies gilt auch für die mit C bezeichnete Mode bei 4 GHz. Die Resonanzen A und B liegen jedoch im ungesättigten Bereich mit nicht paralleler Ausrichtung von  $\vec{H}_0$  und  $\vec{M}_{1,2}$ . Hier präzedieren daher die Magnetisierungsvektoren des gekoppelten Systems nicht um die Richtung des externen Feldes, sondern vielmehr um das stärkere interne Anisotropiefeld. In diesem Bereich wird daher die Form der Dispersionskurve stark von den Anisotropien beeinflusst, was den großen Einfluß selbst kleiner  $K_4$ -Terme erklärt. Damit wird auch verständlich, warum die Einführung der  $K_4$ -Terme im gesättigten Bereich nur kleine Änderungen hervorruft. Aufgrund dieser geringen Unterschiede ist die Bestimmung kleiner  $K_4$ -Terme im gesättigten Bereich schwierig. Dies wurde bereits im Zusammenhang mit Abb. 6.6(b) festgestellt. Hier konnte keine signifikante Verbesserung des winkelabhängigen Fits durch Einführung kleiner  $K_4$ -Terme erzielt werden. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß es für die Bestimmung der Kopplung vorteilhaft ist, nur bei Frequenzen zu arbeiten, für die zwei Signale im gesättigten Bereich vorliegen. Nur dann ist – wie bei den 9 GHz Messungen – eine einfache experimen-



**Abb. 6.16.:** a)  $\Delta H_{pp}$ , normiert auf den Wert des unteren  $Ni_9$ -Films ohne Kopplung, als Funktion der Zwischenschichtdicke für die optische Mode (offene Quadrate) sowie die akustische Mode (gefüllte Quadrate). b)  $\Delta H_{pp}$  als Funktion der Temperatur für  $Cu_4Ni_8Cu_xNi_9/Cu(001)$ -Zweifachlagen mit  $x = 5$  (gefüllte Symbole) und  $x = 12$  (offene Symbole). Die Quadrate bezeichnen die akustischen Moden die Kreise die optischen. Die Rauten sind die Signale der noch ungekoppelten unteren Ni-Filme.

telle Zuordnung von optischer und akustischer Mode möglich. Messungen im nicht gesättigten Bereich ermöglichen dagegen sehr empfindliche Bestimmungen gerade kleiner Anisotropiebeiträge aufgrund von Termen höherer Ordnung.

## 6.8. Einfluß auf die Linienbreite: Spin-Fluktuationen

Abschließend soll der Einfluß der Kopplung auf die Dynamik der präzedierenden Magnetisierungen untersucht werden.

**Einfluß des Kopplungsfeldes bei fester Temperatur** Die Linienbreiten  $\Delta H_{pp}$  einiger in Abb. 6.9 gezeigten  $Cu_4Ni_8Cu_xNi_9/Cu(001)$ -Zweifachlagen ist als Funktion der Zwischenschichtdicke in Abb. 6.16(a) dargestellt. Dabei wurden die Werte auf die Linienbreiten der (noch ungekoppelten) mit Cu bedeckten  $Ni_9$ -Filme normiert. Diese wurde gemessen, bevor der  $Ni_8$ -Film präpariert wurde. Die Werte für optische (offene Quadrate) und akustische (gefüllte) Mode sind getrennt analysiert worden. Man kann zwei Beobachtungen machen: (i) Die Linienbreiten beider Moden steigen mit größer werdender Zwischenschichtdicke prinzipiell an. Dieser Effekt entsteht vermutlich aufgrund eines inhomogenen Anteils  $\Delta H_0$ , der durch laterale Variationen in der Zwischenschichtdicke hervorgerufen wird. Diese Variationen führen zu einer Verteilung der Kopplungsfelder und damit gemäß Kap. 5.1 zu lateral leicht unterschiedlichen Resonanzfeldern, die in einer inhomogenen Verbreiterung der Linien resultieren. Die lateralen Änderungen der Filmdicke entstehen durch die Filmrauigkeit, die selbst nach dem Hei-

zen nicht völlig beseitigt werden kann (siehe die STM-Untersuchungen in Kap. 4). Dies wird auch dadurch unterstützt, daß der Anstieg im Falle von Zweifachlagen mit nicht getemperten Zwischenschichten deutlich größer ist. (ii) Zusätzlich zu dem systematischen Anstieg der Linienbreite *beider* Moden, erkennt man in Abb. 6.16(a), daß die optische Mode im Vergleich zur Linienbreite des noch ungekoppelten unteren Ni-Films stets eine größere Linienbreite besitzt als die akustische. Vergleicht man die Werte der Abb. 6.16 mit den entsprechenden Werten für  $J_{inter}$  (Abb. 6.9), so stellt man fest, daß die optische Mode umso stärker verbreitert ist, je größer die Kopplung ist. So ist die Differenz der Linienbreiten für optische und akustische Mode etwa bei Zwischenschichtdicken von 2 ML und 5 ML besonders groß. Bei 7 ML, wo Abb. 6.9 in etwa einen Nulldurchgang der Kopplungsstärke zeigt, ist der Unterschied dagegen gering. Es scheint einen mit der Kopplung verbundenen Mechanismus zu geben, der die optische Mode stärker verbreitert. Auf Basis eines in [155] diskutierten theoretischen Modells wird in [156] gezeigt, daß die Kopplung in Zweifachlagen zu einem zusätzlichen intrinsischen Dämpfungsmechanismus führt. Dieser entsteht durch die die Kopplung vermittelnden Leitungselektronen der Zwischenschicht. Gelangen diese in den ferromagnetischen Film, müssen die Spins der itineranten Elektronen sich erst innerhalb einer gewissen Zeit an die Bewegung der präzedierenden Magnetisierung anpassen. Diese Relaxationszeit tritt als zusätzlicher Dämpfungsbeitrag auf. Das Modell erklärt jedoch nicht, warum dieser Mechanismus stärker auf die optische Mode wirkt. Vermutlich hängt dies mit der gegenphasigen Präzession der Magnetisierungen im Fall der optischen Mode zusammen.

**Einfluß des Kopplungsfeldes als Funktion der Temperatur** In Abb. 6.16(b) sind die Temperaturabhängigkeiten der Linienbreiten für  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mit  $x = 5$  ML (gefüllte Symbole) und  $x = 12$  ML (offene Symbole) gezeigt. Für beide Zweifachlagen ist zusätzlich der Wert von  $\Delta H_{pp}$  für die untere  $\text{Cu}_x\text{Ni}_9$ -Schicht vor der Präparation der oberen Ni-Schicht gezeigt (Rauten). Beide  $\text{Cu}_x\text{Ni}_9$ -Filme zeigen ähnliche Linienbreiten, was die gute Reproduzierbarkeit der Ni-Filme beweist. Nach der Präparation der oberen mit Cu bedeckten  $\text{Ni}_8$ -Schicht erkennt man, daß die akustischen Moden (Quadrate) beider Systeme eine etwa um 50 Oe größere Linienbreite aufweisen als die untere Ni-Schicht alleine. Die optische Moden (Kreise) zeigen eine zusätzliche Verbreiterung, die im vorangegangenen Abschnitt bereits erläutert wurde. Jetzt sollen die Temperaturabhängigkeiten der Moden betrachtet werden. Dazu wird zunächst festgestellt, daß die Kopplung in der  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage sehr viel größer ist als im  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -System. Die Linienbreite der optischen Mode zeigt einen Anstieg bei einer Temperatur, die in etwa mit dem  $T_C$  für einen nicht gekoppelten mit Cu bedeckten Ni-Film übereinstimmt (siehe Pfeil in Abb. 6.16(b)). Wie in Kap. 5.1 dargelegt, entsteht der Anstieg aufgrund von Spinfluktuationen am Phasenübergang. Der Anstieg für die  $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage ist deutlich steiler als für die stärker gekoppelte

$\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage. Dies kann durch die Anwesenheit des Kopplungsfeldes erklärt werden, das – analog zu einem externen Feld – die Fluktuationen unterdrücken kann. Bei der Temperatur, bei der die Linienbreite der optischen Mode ansteigt, erkennt man einen Peak in der Linienbreite der akustischen Mode. Dies bedeutet, daß die Annahme völlig unabhängiger Fluktuationen in den beiden Filmen in der Nähe der Phasenübergangstemperaturen der Einzelsysteme nicht korrekt ist. Dort sind die Fluktuationen so stark, daß sie in beiden Filmen zu einem Dämpfungsbeitrag führen. Bei höheren Temperaturen wird nur noch eine Linie beobachtet, was erneut auf ein Verschwinden der Kopplung hindeutet. Die Linienbreite dieser Linie verläuft analog zu derjenigen, die in einem einzelnen mit Cu bedeckten  $\text{Ni}_9$ -Film gemessen wurde (gestrichelte Linie).



## 7. FMR an gekoppelten ultradünnen Fe/V-Multilagen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der magnetischen Messungen an den Fe/V-Multilagen vorgestellt. Die Untersuchungen beziehen sich auf die drei bereits in Kap. 4 erwähnten Proben, sowie einer Fe/V-Vielfachschicht mit Fe-Dicken von nominell 1,6 ML. Letztere wird in Kap. 7.2 separat behandelt. Das Wachstum und die strukturellen Eigenschaften der Vielfachschichten wurde bereits in Kap. 4 diskutiert. Im folgenden wird wie in Kap. 4 zur Bezeichnung der Proben das Schema  $(\text{Fe}_n/\text{V}_m)_i$  verwendet.  $n$  und  $m$  bezeichnen die Anzahl der Fe- bzw. V-Lagen pro Multilagenperiode, die Anzahl der Wiederholungen der Periode ist durch  $i$  gegeben. Das Fe/V-System wurde aufgrund des guten epitaktischen Wachstums (siehe Kap. 4), das die Herstellung magnetisch homogener Vielfachschichten erlaubt, bereits früh als Prototyp verwendet. Anfangs lag das Hauptinteresse in den supraleitenden Eigenschaften der Multilagen, doch zeigte sich bald, daß das Fe/V-System auch aufgrund des magnetischen Verhaltens von fundamentalem Interesse ist. Eine Übersicht über die frühen Untersuchungen an dem System wird in [3] gegeben. In unserer Gruppe wurde das System erstmals mittels FMR gemessen [157–159]. Dabei zeigte sich, daß Fe/V-Vielfachschichten extrem schmale Linienbreiten im Bereich von ei-

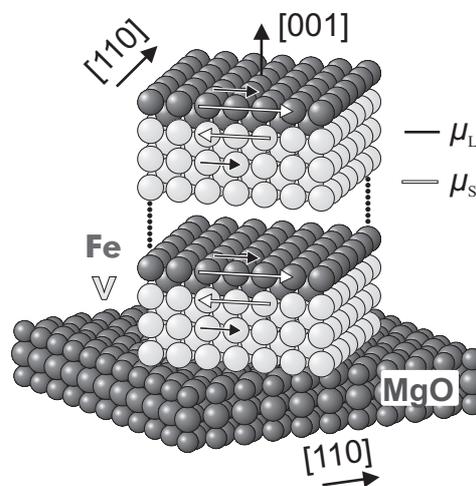


Abb. 7.1.: Hartkugelmodell der bcc Fe/V-Vielfachschichten auf MgO.

nigen 10 Oe bei tiefen Temperaturen zeigen. Dies macht das System insbesondere für die FMR interessant. In den erwähnten FMR-Messungen wurden schwerpunktmäßig Anisotropiestudien sowie Messungen des  $g$ -Faktors durchgeführt. Die Kopplung der Fe-Schichten wurde in [160] durch MOKE-Messungen studiert. Dabei konnte das Auftreten einer AFM-Kopplung für V-Dicken von etwa 8 sowie für 13 ML gezeigt werden. Unterhalb von 8 ML sind die Systeme FM gekoppelt. Eine weitere Motivation für magnetische Messungen an dem System war die Untersuchung der magnetischen Grenzflächenwechselwirkung zwischen den Fe- und den V-Lagen. Es zeigte sich, daß die Vanadiumschichten ein antiparallel zu den Fe-Momenten gerichtetes induziertes magnetisches Moment besitzen [161,162]. Die Größe der induzierten Momente hängt von der Fe-Schichtdicke und der Grenzflächenbeschaffenheit ab. Dieser Effekt führt zu Problemen bei der Analyse der FMR-Daten, da das Resonanzfeld durch das Gesamtgebilde aus gekoppelten Fe- und V-Lagen bestimmt wird, die V-Momente jedoch unbekannt sind. Insbesondere bei der Interpretation von  $g$ -Faktormessungen mußte die Größe der V-Momente spekulativ abgeschätzt werden [159]. Ein weiteres Problem ist, daß in den FMR-Resonanzformeln die Magnetisierung des Gesamtfilms, also diejenige der Fe-Lagen, abzüglich der Magnetisierung der antiparallel orientierten V-Schichten verwendet werden muß. Dieses erfordert eine absolute Bestimmung der Gesamtmagnetisierung. Daher wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit SQUID-Messungen durch M. Baran aus der Arbeitsgruppe von Prof. Szymczak (Universität Warschau) durchgeführt, die durch „Vibrating Sample Magnetometer“ (VSM)-Untersuchungen unterstützt wurden. Um außerdem die im V induzierten Momente zu ermitteln, wurden an den identischen Proben aus [163] XMCD-Messungen durchgeführt. Die XMCD-Methode basiert auf der Messung der Differenz des Röntgenabsorptionskoeffizienten für links- und rechtszirkular polarisierte Röntgenstrahlung bei einer festen Magnetisierungsrichtung<sup>1</sup>. In [163] wurde an den  $L_{2,3}$ -Kanten von Fe sowie V gemessen. Entsprechend der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge bedeutet dies eine Anregung von 2p-Elektronen in unbesetzte Zustände der 3d-Bänder oberhalb der Fermienergie. Die  $L_{2,3}$ -Kanten entstehen dabei durch die Spin-Bahn-Kopplung, die die 2p-Ausgangsniveaus in  $2p_{3/2}$  ( $L_3$ -Kante) und  $2p_{1/2}$  ( $L_2$ -Kante) aufspaltet. Da es sich bei den 2p-Niveaus um kernnahe, durch atomare Wellenfunktionen beschreibbare Zustände handelt, ist XMCD schalen- und damit element-spezifisch. Es ist somit möglich, die Beiträge von Fe und V getrennt zu untersuchen. Aus dem Verlauf der in [163] an den Fe- und V-Kanten gemessenen XMCD-Spektren ergeben sich bereits die element-spezifischen Orientierungen der Bahnmomente ( $\mu_L$ ) sowie der Spinnomente ( $\mu_S$ ). Die Resultate dieser erstmals am Fe/V-System durchgeführten XMCD-Messungen führen zu den in Abb. 7.1 schematisch gezeigten Verhältnissen der Momente in den Fe/V-Vielfachschichten [163]. Die induzierten V-Spinnomente stehen danach antiparallel zu den Fe-Spinnomenten, die Bahnmomente je-

---

<sup>1</sup>Zum selben Ergebnis führt die Messung der Differenz zwischen zueinander invertierten Magnetisierungsrichtungen der Probe bei fester Polarisation.

doch parallel. Die Orientierung der Fe-Momente zueinander kann dem Fe-Signal entnommen werden. Dieses müßte bei AFM Kopplung der Fe-Filme – verglichen etwa mit dem Signal einer Fe-Volumenprobe – eine starke Reduktion aufweisen. Da dies für keine der untersuchten Proben der Fall ist, läßt sich daraus auf FM Kopplung zwischen den Fe-Schichten schließen. Dies ist in Übereinstimmung mit den FMR-Ergebnissen, die die FM Kopplung direkt zeigen (siehe unten). Mittels der sog. Summenregeln kann man aus den gemessenen Flächen unter dem XMCD-Signal auch den Betrag von Bahn- und Spinmoment<sup>2</sup> ermitteln [164,165]. In die Summenregeln gehen dabei die Anzahl der unbesetzten d-Zustände (d-Löcher) sowie der Polarisationsgrad der verwendeten Strahlung ein [164,165]. Will man jedoch nur das Verhältnis von Bahn- zu Spinmoment ( $\mu_L/\mu_S$ ) bestimmen, so kürzen sich die beiden Parameter heraus. Das Verhältnis kann daher auch ohne Kenntnis der beiden Parameter ermittelt werden.  $\mu_L/\mu_S$  ist ein Maß für den  $g$ -Faktor. Dieser Zusammenhang wird in Kap. 8 genauer diskutiert. Die Bestimmung der V-Momente ist jedoch aufgrund der kleinen Aufspaltung der 2p-Niveaus problematisch, da die für die Summenregeln benötigten Flächen unter den Kanten nicht mehr leicht getrennt werden können. Da mittels XMCD das Gesamtmoment nicht gemessen werden kann, wurde in [163] wie folgt verfahren: Die Spin- und Bahnmomente von Fe wurden mittels der Summenregeln bestimmt. Die V-Momente wurden jedoch aus der Differenz zwischen den Fe-Momenten und dem mittels VSM gemessenen Gesamtmoment  $\mu^{tot} = \mu^{Fe} + \mu^V$  ermittelt. In Tab. 7.1 sind die bestimmten Fe- und V-Momente zusammengefaßt. Die negativen Vorzeichen der V-Momente zeigen, daß diese antiparallel zu den Fe-Momenten gerichtet sind. Man erkennt außerdem, daß eine Reduktion der Fe-Schichtdicke und eine Erhöhung der V-Dicke zu einer starken Reduktion der Fe-Momente führt. Dies resultiert dann in einer Abnahme der im V induzierten Momente. Der Grund für die Reduktion der Momente liegt in Hybridisierungseffekten an der Grenzfläche [163] und wird in Zusammenhang mit der Messung des  $g$ -Faktors diskutiert (siehe Kap. 8.2).

Mittels der Informationen aus den XMCD-, SQUID- sowie den VSM-Messungen kann aus den im folgenden vorgestellten FMR-Messungen dieser Arbeit ein wesentlich geschlosseneres Bild der Fe/V-Vielfachschichten entwickelt werden als in [157–159]. In Zusammenarbeit mit D. Spoddig und R. Meckenstock aus der Arbeitsgruppe von Prof. Pelzl (Universität Bochum) wurden zudem erstmals FMR-Messungen an den Fe/V-Multilagen im Frequenzbereich von 1 – 70 GHz durchgeführt. Die Messungen fanden in Prag an von Prof. Frait zur Verfügung gestellten FMR-Apparaturen statt. Die Multifrequenzmessungen erlauben eine bislang nicht erreichte Genauigkeit in der Bestimmung des  $g$ -Faktors in ferromagnetischen Multilagen (siehe Kap. 8). Im folgenden werden sie benutzt, um die Kopplung im Fe/V-System, die in [157–159] nicht untersucht wurde, zu diskutieren. Danach wird auf die Anisotropien und die Magnetisie-

<sup>2</sup>In der Spinsummenregel erscheint der magnetische Dipoloperator  $\langle T_z \rangle$ . Dieser beschreibt die Abweichung der Spindichte von der sphärischen Verteilung [164]. Im Prinzip wird daher ein effektiver Spin gemessen, jedoch wird im folgenden angenommen, daß  $\langle T_z \rangle \approx 0$  ist.

Probe	$T_C(K)$	$\mu^{tot} (\mu_B)$	$\mu^{Fe} (\mu_B)$	$\mu_L^{Fe}/\mu_S^{Fe}$	$\mu^V (\mu_B)$
40 nm Fe	> 600		2,22	0,042	
Fe <sub>4</sub> /V <sub>2</sub>	> 600	1,59	2,12	0,057	-1,06
Fe <sub>4</sub> /V <sub>4</sub>	> 600	1,28	1,70	0,057	-0,42
Fe <sub>2</sub> /V <sub>5</sub>	305	0,67	1,34	0,085	-0,27

**Tabelle 7.1.:** Magnetische Momente der untersuchten Fe/V-Vielfachschichten, aus [163]. Die Fehler betragen 5 – 10%. Die  $T_C$ -Werte der Vielfachschichten mit dicken Fe-Lagen können aufgrund von Interdiffusion nicht gemessen werden.

nung der Proben eingegangen. Dabei wird erstmalig der Bereich von ultradünnen Fe-Schichten mit Dicken  $< 2$  ML betrachtet. Abschließend wird durch eine genaue Analyse der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite der Hauptmechanismus der Dämpfung im Fe/V-System ermittelt. Dies gelingt nur aufgrund des großen zur Verfügung stehenden Frequenzbereiches.

## 7.1. Interlagenkopplung

In den Fe/V-Multilagen muß man zwei verschiedene Kopplungen unterscheiden: (i) Kopplung der Fe-Filme mit den induzierten Momenten der V-Lagen. Da die Schichten direkt benachbart sind, führt hier der direkte Austausch zu einer sehr großen Wechselwirkung, die vergleichbar mit der Intralagenkopplung innerhalb der Fe-Schichten ist. Die Situation ist analog zur FMR in einem Ferrimagneten (Ferrimagnetische Resonanz), wobei die entgegengerichteten Submagnetisierungen durch die Fe- bzw. die V-Lagen gegeben sind. Aufgrund der starken Kopplung der Submagnetisierungen kann im Bereich der Mikrowellenenergie nur die akustische Mode angeregt werden, bei der die gekoppelten Fe- und V-Filme gleichphasig präzedieren. Diese Mode kann wie diejenige eines einzelnen Films beschrieben werden, wenn man in den Resonanzgleichungen die effektive Magnetisierung der Gesamtschicht verwendet, die aufgrund der antiparallel orientierten V-Lagen kleiner ist als die Summe der Fe-Magnetisierungen. Die akustische Mode eines Ferrimagneten entspricht also derjenigen in einem Ferromagneten mit reduzierter Magnetisierung. Man bezeichnet dies als „Ferromagnetisches Limit“ der Ferrimagnetischen Resonanz. Die optische Mode eines Ferrimagneten, bei der die Submagnetisierungen gegenphasig präzedieren, kann i. allg. nicht mit Mikrowellenenergien angeregt werden. Sie liegt meist im Infrarotbereich. (ii) Kopplung der Fe-Filme untereinander. Diese entspricht der in den Prototyp-Zweifachsystemen untersuchten Interlagenkopplung und ist um einige Größenordnungen kleiner als die Kopplung der V- und Fe-Lagen bzw. in den Fe-Filmen. Man sollte also in der Lage sein, die Kopplung – analog zu den Zweifachlagen – durch das Auftreten von optischen Moden nachzuweisen. Im Prinzip läßt sich das Bild der gekoppelten Pendel di-

rekt übertragen. Eine Kette aus  $N$  gekoppelten Pendeln besitzt  $N$  Freiheitsgrade und daher  $N$  Eigenmoden. Dies gilt auch für die Multilagen. Hier sind es die  $N$  Filme, die durch die Interlagenkopplung miteinander wechselwirken. Es gelten die gleichen Aussagen wie bei den Zweifachlagen: (a) Da es sich bei allen Multilagen jeweils um nominell identische Fe-Filme handelt, besitzt die akustische Mode die gleiche Eigenfrequenz wie diejenige der Einzelfilme. Diese Tatsache hat weitreichende Folgen. Sie erlaubt es nämlich, die akustische Mode in den Multilagen mit identischen Einzelfilmen durch die Resonanzgleichungen der Einzelfilme (siehe Kap. 5.1) zu beschreiben. Dies wird bei der Analyse der Anisotropie der Multilagen in Kap. 7.2 ausgenutzt. (b) Die Intensität der optischen Moden fällt mit größer werdender Modennummer schnell ab. Man erwartet daher, daß i. allg. nur einige der optischen Moden genügend große Oszillatorstärke besitzen, um detektierbar zu sein. Um diese Aussagen plausibel zu machen, soll ein einfaches Modell der Multilagen diskutiert werden. Die Multilage wird darin als eine Kette von  $N$  gekoppelten festen Magnetisierungsvektoren betrachtet. Jeder Vektor entspricht dabei einem Einzelfilm<sup>3</sup>. Diese seien wie in den Fe/V-Multilagen als identisch angenommen, und es wird nur der gesättigte Bereich betrachtet, in dem die Magnetisierungen parallel zum externen Feld stehen. Des weiteren seien die Filme, wie bereits bei der Behandlung der Zweifachlagen, ultradünn. Sie reagieren dann nur als Ganzes, d. h., *innerhalb* der Einzelfilme kann nur die akustische Präzessionsmode angeregt werden. Dies bedingt, daß die Kopplung der Spins innerhalb der Filme viel stärker ist als diejenige zwischen den Filmen, was bei den verwendeten Fe-Dicken von max. 4 ML sehr gut erfüllt ist. Die Lösung des Modells unter Berücksichtigung diverser Anisotropien und für beliebige Winkel des externen Feldes ist nicht trivial. Beschränkt man sich jedoch auf ein senkrecht zur Filmebene angelegtes externes Magnetfeld ( $\theta_H = 0^\circ$ ), so ist das Problem relativ einfach zu lösen [166]. Zunächst soll noch einmal die Gleichung für *zwei* identische, gekoppelte Filme bei externem Feld senkrecht zur Probenoberfläche (siehe Glg. (6.8)) betrachtet werden. Die gleichphasige akustische Mode hat nach Glg. (6.8) wie erwartet die gleiche Eigenfrequenz wie die Einzelfilme. Die Kopplungsfelder  $H_{ex} = J_{inter}/Md$  ( $d$ : Dicke der Einzelfilme) zwischen den benachbarten Filmen heben sich gerade weg und ergeben keinen Energiebeitrag zur Resonanzfrequenz bzw. zum Resonanzfeld. Die optische Mode ist hingegen um  $2H_{ex}$  gegenüber der akustischen verschoben. Je nach Vorzeichen von  $J_{inter}$  findet die Verschiebung zu größeren oder zu kleineren Feldern statt. Dieses Bild kann nun in direkter Weise auf  $N$  gekoppelte Filme übertragen werden. Liegt das externe Feld senkrecht zur Filmebene, so gilt die folgende Dispersion [166]:

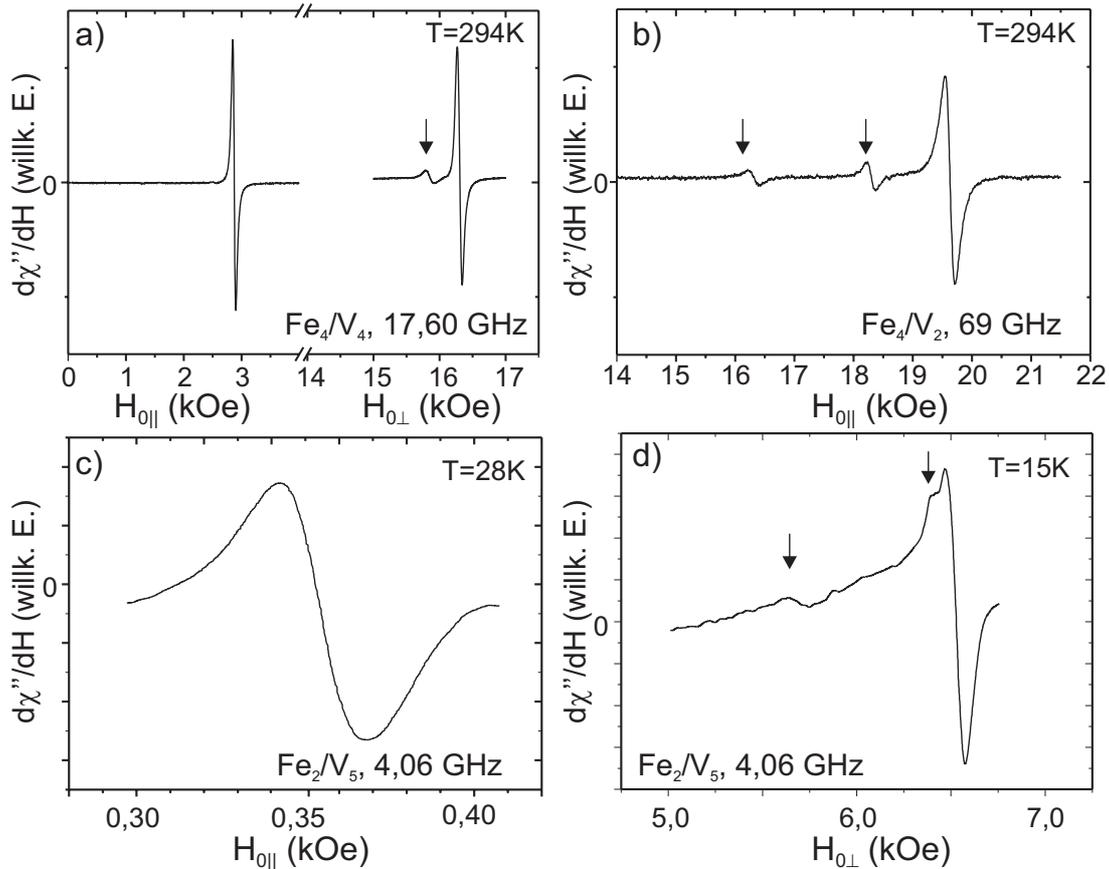
$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{0\perp} + M_{eff} + H_{ex} \cdot k^2 \quad (7.1)$$

Für  $k$  gilt  $k = \frac{n\pi + \phi_1 + \phi_2}{Nd}$  mit  $n = 0, 1, 2, 3, \dots, N - 1$  ( $d$ : Dicke der Einzelfilme). Für  $n = 0$  erhält man die akustische Mode, die die gleiche Dispersion wie die Einzelfilme hat (siehe

<sup>3</sup>Das Problem ist analog zu demjenigen einer Kette gekoppelter, klassisch betrachteter Spins.

Glg. (5.10)). Man erhält jedoch noch  $N - 1$  optische Moden, bei denen benachbarte Magnetisierungen nicht gleichphasig präzedieren. Die größte Frequenz (Energie) hat dabei diejenige optische Mode mit  $n = N - 1$  ( $n = 1$ ) im Fall von FM (AFM) Kopplung. Die genaue Form der Mode hängt nun von den Randbedingungen ab, die durch  $\phi_1$  und  $\phi_2$  gegeben sind. Diese legen fest, ob sich die Filme am Rand der Multilage frei bewegen können oder festgehalten werden [166]. Letzteres kann zustande kommen, daß die Randfilme aufgrund der fehlenden Nachbarn eine etwas andere Anisotropie als die Filme im Innern der Multilage spüren. Neben den beiden extremen Situationen existieren natürlich beliebig viele weitere Randbedingungen. Das Problem der gekoppelten Magnetisierungen ist im Prinzip analog zu einer schwingenden Saite (diese ist i. allg. an den Enden fest) bzw. zu einem Elektron im unendlich hohen Kastenpotential. Die Form der Moden entspricht daher stehenden Wellen mit sinusartigem Verlauf der Abweichungen der Magnetisierungsrichtungen in den Filmen von der Gleichgewichtslage. Im FM Fall hat dann diejenige optische Mode die größte Energie (bzw. die kürzeste „Wellenlänge“), bei der jeweils die benachbarten Magnetisierungen gegenphasig präzedieren. Im AFM Fall hat diese Mode die geringste Energie, da die Abweichungen von der parallelen Ausrichtung der Magnetisierung – die für AFM Kopplung ungünstig ist – am größten ist. Abschließend sollen noch die extremalen Randbedingungen diskutiert werden: (i) Feste Randmagnetisierung. In diesem Fall gilt  $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$  [166] und damit  $k = \frac{l\pi}{Nd}$  mit  $l = 1, 2, 3, \dots, N-1$ . Bei „gepinnten“ Randmagnetisierungen existiert also keine akustische Mode, bei der alle Magnetisierungen uniform präzedieren. Man kann außerdem zeigen, daß ein homogenes Mikrowellenfeld nur an ungerade Moden ankoppeln kann. Die geraden haben keine Intensität. Die Intensität der ungeraden optischen Moden fällt mit  $1/l^2$  ab. (ii) Frei bewegliche Randmagnetisierungen. Hier gilt  $\phi_1 = \phi_2 = 0$  [166]. Jetzt existiert eine akustische Mode. Diese ist jedoch die einzige, die in einem homogenen Mikrowellenfeld eine nicht-verschwindende Intensität besitzt. Alle optischen Moden werden hingegen nicht angeregt. Dieses Verhalten ist plausibel, wenn man bedenkt, daß freie Enden zu einem zeitlich veränderlichen Modenprofil führen, das an einem festen Ort im Mittel die Amplitude Null besitzt und daher von einem Wechselfeld konstanter Amplitude nicht erzeugt werden kann. Im allgemeinen wird man Situationen zwischen (i) und (ii) finden, so daß die akustische Mode sowie optische Moden mit ungeradzahlgiger Modennummer vorkommen. Wie bereits angedeutet, ist eine weitere Bedingung für das Erscheinen optischer Moden, daß die Einzelfilme nicht völlig identisch sind, da sonst die Amplituden der gegenphasigen Bewegungen gleich sind und sich daher kompensieren (siehe auch Diskussion für Zweifachlagen in Kap. 6).

In den Fe/V-Proben konnten optische Moden identifiziert werden. Dazu sind in Abb. 7.2 FMR-Spektren der Proben bei verschiedenen Frequenzen gezeigt. In (a) sind die Spektren der Fe<sub>4</sub>/V<sub>4</sub>-Probe bei Raumtemperatur mit externem Feld parallel zur [110]-Richtung (linkes Spektrum) sowie parallel zur Filmnormalen (rechtes Spektrum) dargestellt. In der Filmebene erkennt man



**Abb. 7.2.:** Kopplungsmoden im Fe/V-System. Die Pfeile markieren optische Moden. a) FMR-Spektren der  $\text{Fe}_4/\text{V}_4$ -Probe bei 17,60 GHz und Raumtemperatur (linkes Spektrum  $H_{0||}$  [110], rechtes Spektrum  $H_{0||}$  [001]). b) FMR-Spektrum der  $\text{Fe}_4/\text{V}_2$ -Probe bei 69 GHz und Raumtemperatur ( $H_{0||}$  [110]). c) und d) FMR-Spektren der  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Probe bei 4,06 GHz ((c)  $H_{0||}$  [110] und  $T = 28$  K, (d)  $H_{0||}$  [110] und  $T = 15$  K).

für diese Probe nur ein Signal, das auch bei anderen Frequenzen beobachtet werden konnte (siehe z. B. Abb. 8.2). Liegt das externe Feld jedoch senkrecht zur Filmebene, so ist eine kleine optische Mode (Pfeil) zu erkennen. Diese tritt, bezogen auf die akustische, bei kleineren Feldern auf. Dies zeigt eindeutig die FM Kopplung des Systems an. Selbst bei großer Verstärkung konnte keine weitere optische Mode detektiert werden. Dies und die geringe Oszillatorstärke der optischen Mode deutet auf eine Randbedingung mit fast frei beweglichen Magnetisierungen hin. Für die  $\text{Fe}_4/\text{V}_2$ -Probe bei 69 GHz und externem Feld parallel zur [110]-Richtung sind in Abb. 7.2(b) sogar zwei optische Moden zu erkennen. Auch in diesem System liegen beide unterhalb der akustischen Mode, was erneut FM Kopplung anzeigt. Die geringe Intensität deutet – analog zur  $\text{Fe}_4/\text{V}_4$ -Probe – auf frei bewegliche Randfilme hin. Ein analoges Verhalten wird für die  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Probe in Abb. 7.2(c) und (d) gefunden. Bei dieser Probe konnten bereits bei 4 GHz optische Moden detektiert werden. Diese treten bei externem Feld in der Filmebene nicht auf (siehe (c)). Man beachte die extrem kleine Linienbreite von etwa 20 Oe bei 28 K.

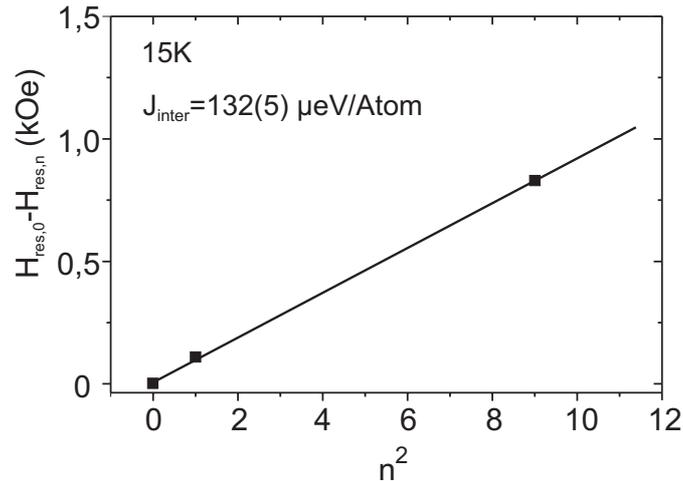
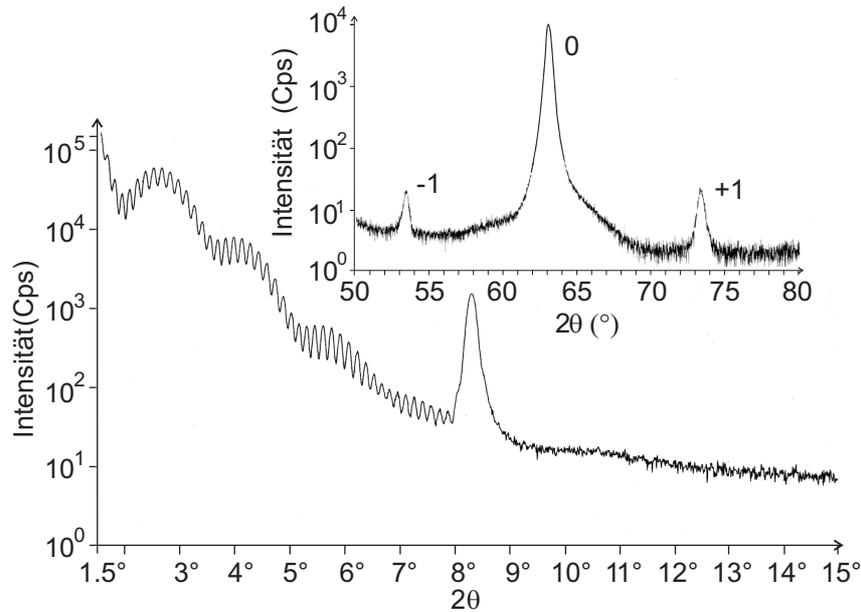


Abb. 7.3.: Bestimmung von  $J_{\text{inter}}$  in der  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Multilage.

Bei externem Feld senkrecht zur Filmebene (d) findet man zwei optische Moden, die erneut durch Pfeile gekennzeichnet wurden. Es liegt FM Kopplung vor und analog zu den anderen beiden Systemen liegen fast freie Randfilme vor. Im Gegensatz zu den Hochfrequenzmessungen  $\geq 17$  GHz, die nicht temperaturabhängig durchgeführt werden konnten, liegt für die  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Probe die komplette  $T$ -Abhängigkeit vor. Im folgenden soll an dieser Probe die Interlagenkopplung absolut über den gesamten Temperaturbereich bestimmt werden. Die Analyse erfolgt dabei mittels Glg. (7.1). In Abb. 7.3 ist direkt der Abstand der Resonanzfelder der optischen Moden zu demjenigen der akustischen (mit  $n = 0$ ) als Funktion der quadrierten Modennummer  $n^2$  dargestellt. Durch Auftragen der Differenz der Resonanzfelder fallen sämtliche Terme in Glg. (7.1), bis auf den Term  $\propto k^2$ , heraus. Man erkennt, daß die Punkte auf einer Geraden liegen, falls man die beiden optischen Moden der Abb. 7.2(d)  $n = 1$  und  $n = 3$  zuordnet. Aus der Steigung kann dann direkt der Vorfaktor von  $k^2$  in Glg. (7.1) bestimmen. Nach Einsetzen der Magnetisierung aus den SQUID-Messungen (siehe Abb. 7.7(b)) sowie der Gesamtdicke der magnetischen Lagen ( $Nd$ ) kann  $J_{\text{inter}}$  bestimmt werden. Aufgrund der Tatsache, daß fast freie Randmagnetisierungen vorliegen, wurde außerdem  $\phi_1 = \phi_2 = 0$  gesetzt. Berücksichtigt man bei der Berechnung der Gesamtdicke der magnetischen Lagen in erster Näherung nur die Fe-Filme (die in den V-Lagen induzierten Momente für die  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Probe sind klein, siehe Tab. 7.1), so erhält man bei 15 K den Wert  $J_{\text{inter}} = 132(5) \mu\text{eV}/\text{Atom}$ . Ergebnisse aus MOKE-Messungen an Fe/V-Multilagen mit AFM Kopplung in [160] sind in der gleichen Größenordnung wie der gefundene Wert. Das Resultat zeigt, daß die FMR-Messungen an Zweifachlagen direkt auf Multilagen übertragen werden können. Die komplette Temperaturabhängigkeit der Kopplung in der  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Probe wurde bereits in Kap. 6.6 diskutiert.



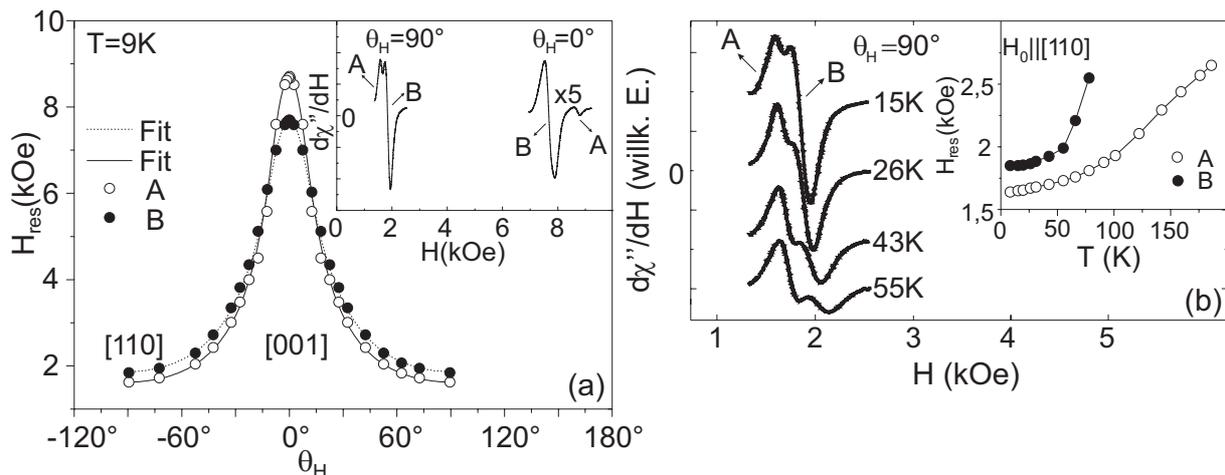
**Abb. 7.4.:** Röntgenbeugungsmessung an der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht bei (a) kleinen Winkeln und (b) großen Winkeln.

## 7.2. Magnetische Anisotropie, Magnetisierung

Im folgenden werden die MAE sowie die Magnetisierung der Fe/V-Vielfachschichten diskutiert. Die Diskussion beginnt mit dem bisher in der Literatur nicht untersuchten Bereich ultradünner Fe-Schichten.

**Grenzfall kleiner Fe-Schichtdicken** Es wurde in der Literatur gezeigt, daß  $\text{Fe}_n/\text{V}_m$ -Multilagen mit Fe-Dicken bis hinunter zu  $n = 2$  ML ferromagnetische Ordnung zeigen [157–159]. In Multilagen mit  $n = 1$  besitzen die Fe-Atome in der bcc-Umgebung 8 nächste V-Nachbarn, und es wurde theoretisch gezeigt, daß solche Multilagen das Stoner-Kriterium für Ferromagnetismus nicht erfüllen [167,168]. Die Frage ist nun, was für Fe-Filme mit äquivalenten Dicken zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$  geschieht. Dazu wurde eine  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht mittels XMCD und FMR untersucht<sup>4</sup>. Die Abb. 7.4 zeigt Röntgenbeugungsergebnisse der Multilage für kleine und große Streuwinkel. Die Messungen wurden von P. Blomqvist durchgeführt. Für Details der Röntgenbeugung an den Fe/V-Multilagen sei auf Kap. 4 verwiesen, in dem auch die Ergebnisse an den anderen Proben dargestellt und diskutiert wurden. Für das folgende ist entscheidend, daß bei etwa  $8^\circ$  ein intensiver Multilagenpeak auftritt, was eindeutig belegt, daß es sich um eine Lagenstruktur handelt. Somit kann ausgeschlossen werden, daß es sich um eine granulare Struktur handelt. Bei den Oszillationen im Kleinwinkelbereich handelt es sich wie bei den anderen Proben um Interferenzeffekte aufgrund der endlichen Dicke der Probe (sog.

<sup>4</sup>1,6 ML bedeutet, daß 60% der zweiten ML bedeckt sind.



**Abb. 7.5.:** a) Polare Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht bei 9 K. Signal A (offene Kreise) und Signal B (gefüllte Kreise) sind getrennt analysiert. Das kleine Bild zeigt die FMR-Spektren bei  $\theta_H = 90^\circ$  bzw.  $\theta_H = 0^\circ$ . b) FMR-Spektren bei verschiedenen Temperaturen im Bereich 15 – 55 K bei externem Feld in der Filmebene. Das kleine Bild zeigt die komplette Temperaturabhängigkeit der Resonanzfelder der beiden Signale A und B.

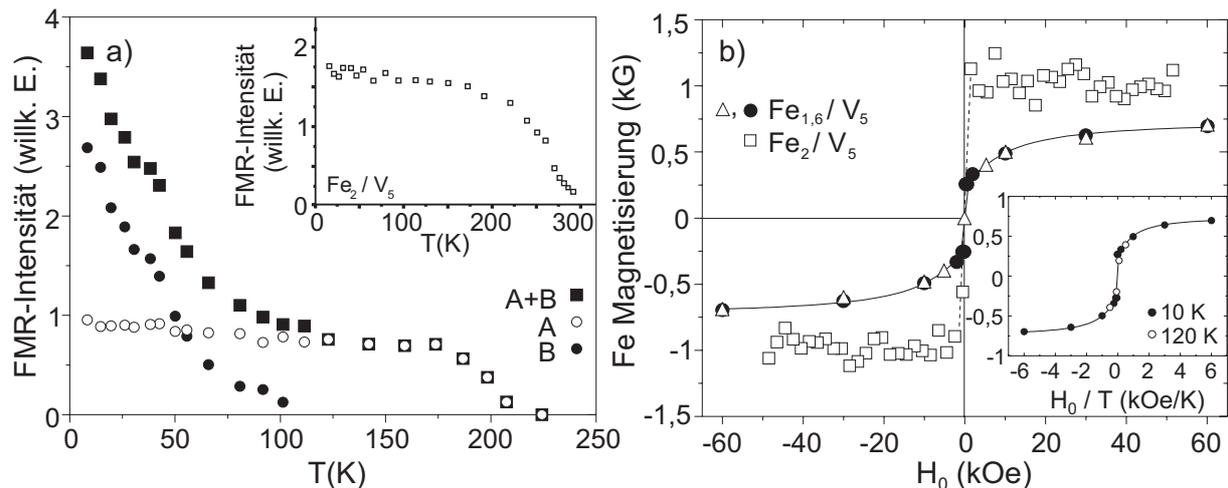
Kiessig-Oszillationen, siehe Kap. 4) und um Interferenzeffekte in der Pd-Schutzschicht (Oszillationen mit größerer Periode). Der intensive (002) Bragg-Peak bei hohen Winkeln zeigt die hohe Güte der Kristallstruktur an. Das Auftreten von Satelliten beweist erneut die Lagenstruktur der Probe.

Das kleine Bild in Abb. 7.5(a) zeigt das gemessene FMR-Spektrum der Probe bei externem Feld in der Filmebene ( $\theta_H = 90^\circ$ ) sowie externem Feld senkrecht zur Filmebene ( $\theta_H = 0^\circ$ ) bei einer Temperatur von 9 K. Im Gegensatz zu den Fe/V-Proben mit  $n \geq 2$  erkennt man deutlich zwei Resonanzsignale, die mit A und B bezeichnet sind. Beide besitzen extrem schmale Linienbreiten von etwa 20 Oe, die typisch für das Fe/V-System sind [157]. Das gemessene Spektrum läßt sich durch eine Überlagerung von zwei *individuellen* Lorentzlinien gut beschreiben. Das große Bild in Abb. 7.5(a) zeigt die komplette polare Winkelabhängigkeit beider Signale. Man erkennt, daß beide Signale das kleinste Resonanzfeld entlang der [110]-Richtung aufweisen, was einer leichten Magnetisierungsrichtung in der Filmebene entspricht. Insbesondere kreuzen sich die Winkelabhängigkeiten. In Zusammenhang mit den winkelabhängigen Messungen in gekoppelten Systemen (siehe Diskussion der Abb. 6.6) zeigt dies, daß es sich nicht um Kopplungsmoden handeln kann. Bei diesen muß die eine im gesamten Winkelbereich oberhalb der anderen auftreten (siehe Abb. 6.6). Durch Anpassen der Winkelabhängigkeit an Glg. (5.8) erhält man die durchgezogene und die gepunktete Fitkurve. Danach beträgt  $M_{eff} = K_{2\perp}/M - 2\pi M$  für Signal A  $M_{eff} = -2,68(2)$  kG und für Signal B  $M_{eff} = -2,19(2)$  kG (Die Magnetisierung konnte aufgrund der schwachen Signalstärke der Probe nicht gemessen werden. Daher kann nur  $M_{eff}$  angegeben werden. Dies ist im folgenden jedoch ohne Bedeutung). Ein dramatischer Un-

terschied tritt in der Temperaturabhängigkeit beider Signale auf. Die Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes – gemessen mit externem Feld parallel zur [110]-Richtung – ist im kleinen Bild der Abb. 7.5(b) wiedergegeben. Beide Resonanzfelder bewegen sich aufgrund der Anisotropieabnahme gegen den isotropen Wert bei etwa 3 kOe (siehe Diskussion in Kap. 5.2). Dabei verläuft der Anstieg des Resonanzfeldes von Signal B ab etwa 50 K sehr rasch, so daß das Signal ab ca. 100 K nicht mehr detektiert werden konnte. Signal A bleibt hingegen bis etwa 200 K vorhanden. Das große Bild der Abb. 7.5(b) zeigt FMR-Spektren bei ausgewählten Temperaturen im Bereich von 15 – 55 K. Man erkennt deutlich, daß bei tiefen Temperaturen das Signal B die größere Intensität besitzt. Die Signalintensität fällt mit der Temperatur jedoch rasch ab und ist ab etwa 50 K mit der von A identisch. Der Abfall ist ab dem Punkt, bei dem das Resonanzfeld abrupt ansteigt, besonders stark ausgeprägt. Im Gegensatz zu Signal B zeigt A eine konstante Signalintensität. Die Temperaturabhängigkeit der Intensität der beiden Signale ist in Abb. 7.6(a) zusammen mit der Summe beider Signale (gefüllte Quadrate) dargestellt. Es sei daran erinnert, daß die FMR-Intensität bei korrekter Analyse proportional zur Filmmagnetisierung ist (siehe Kap. 5.1). Erneut sieht man, daß B bei tiefen Temperaturen etwa um den Faktor 3 größer ist als A, jedoch schnell abfällt und bei etwa 100 K verschwindet. Signal A hingegen bleibt bis 200 K beobachtbar. Im Gegensatz zu B zeigt A den Verlauf einer für einen Ferromagneten typischen Magnetisierungskurve. Das kleine Bild zeigt die FMR-Intensität, die aus den temperaturabhängigen Resonanzsignalen der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht ermittelt wurde. Diese zeigt im gesamten Temperaturbereich bei externem Magnetfeld in der Probenebene nur ein Signal, dessen Intensität in etwa dem Verlauf von Signal A in der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht entspricht<sup>5</sup>. In der Summe der beiden Anteile (gefüllte Quadrate), so wie sie ein Magnetometer messen würde, erscheint wegen Signal B bei tiefen Temperaturen ein plötzlicher Anstieg der Magnetisierung. Mittels der FMR-Messungen läßt sich folgendes zusammenfassen: Die  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht zeigt zwei Signale. Aufgrund der Form der mittels FMR getrennt bestimmbar Magnetisierungskurven läßt sich vermuten, daß die Signale von unterschiedlichen Beiträgen stammen. Ein Beitrag (Signal A) kann ferromagnetischen Bereichen zugeschrieben werden. Es liegt nun nahe, Signal B superparamagnetischen (SPM) Bereichen zuzuschreiben, die für den rapiden Anstieg der Magnetisierung bei tiefen Temperaturen verantwortlich sind. Eine zweite Möglichkeit wären Effekte aufgrund des im V induzierten Momentes. Ein solcher Effekt wurde tatsächlich in [169] für Fe/Pd-Vielfachschichten gefunden. Im folgenden wird jedoch gezeigt, daß der Magnetisierungsanstieg in der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht aus SPM Bereichen resultiert und somit einen völlig neuen Effekt im Fe/V-System darstellt.

Um die Beiträge von Fe und V zu trennen, wurden feldabhängige XMCD-Messungen an der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ - und an der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht durchgeführt. Dabei wurden Felder bis zu

<sup>5</sup>Das  $T_C$  der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht liegt deutlich höher, da in dieser Probe eine starke Kopplung beobachtet wurde, siehe Kap. 7.1 und [152].



**Abb. 7.6.:** a) FMR-Intensität als Funktion der Temperatur für Signal A (offene Kreise), Signal B (gefüllte Kreise) sowie der Summe beider Signale (gefüllte Quadrate), gemessen in der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht. Das kleine Bild zeigt die FMR-Intensität der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht. b) Magnetisierungskurven der beiden Proben. Die offenen Quadrate und die gefüllten Kreise sind Messungen entlang der leichten Richtung in der Filmebene, die offenen Dreiecke sind Messungen mit externem Feld parallel zur Filmnormalen. Das kleine Bild zeigt die Magnetisierungskurve der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht als Funktion von  $H_0/T$  für zwei Temperaturen.

60 kOe verwendet. Details bzgl. der XMCD-Messungen finden sich in [163,170]. Die element-spezifischen Magnetisierungskurven für beide Vielfachschichten, in denen nur der Fe-Beitrag gezeigt wird, sind in Abb. 7.6(b) wiedergegeben. Die gefüllten Kreise (offenen Dreiecke) zeigen die Magnetisierung der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht bei externem Feld in der Filmebene (senkrecht zur Filmebene). Die offenen Quadrate zeigen die Magnetisierungskurve der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht mit externem Feld in der Filmebene. Die FMR-Messungen für beide Proben ergaben eine leichte Richtung der Magnetisierung in der Filmebene. Wegen des großen Feldbereiches sind die Hysteresen nicht zu erkennen (man vergleiche mit Abb. 7.7). Entsprechend der Erwartung für eine Magnetisierungskurve eines Ferromagneten entlang der leichten Richtung zeigt die Kurve der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht (offene Quadrate) eine rechteckige Form. Zur Sättigung genügt bereits ein kleines Feld. Im Fall der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht ist in der leichten Richtung zwar eine Remanenz zu erkennen (gefüllte Kreise), jedoch zeigt sich eine Feldabhängigkeit der Magnetisierung. Diese ist auch in der harten Richtung (offene Dreiecke) zu erkennen, in der jedoch keine Remanenz beobachtet wird (siehe Dreieck in Abb. 7.6(b) bei Feld = 0). Die Magnetisierung für die  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht ist – selbst bei einem Feld von 60 kOe – deutlich reduziert und beträgt etwa 0,7 kG. Da die im V induzierten Momente verschwindend gering sind [170], können sie nicht – wie im Fall der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht – für die Reduktion verantwortlich sein. Die XMCD-Ergebnisse lassen sich zwanglos mit der bereits durch die FMR-Resultate suggerierten Vorstellung von zwei Bereichen innerhalb der

Lagenstruktur des Films erklären. Die ferromagnetischen Anteile führen zu einer endlichen Remanenz in der leichten Richtung, die SPM Bereiche bedingen die Feldabhängigkeit der Magnetisierung. Ein weiteres Indiz, daß diese Annahme stützt, ist im kleinen Bild von Abb. 7.6(b) gezeigt. Trägt man die Magnetisierungskurven für verschiedene Temperaturen als Funktion von  $H_0/T$  auf, so fallen die Kurven zusammen. Dies entspricht für SPM Teilchen oder Bereiche der Erwartung, da hier die Magnetisierung durch die Langevin-Funktion  $M \propto L(\mu H_0/k_B T)$  ( $\mu$ : magnetisches Moment der Teilchen) gegeben ist [57].

Die in Abb. 7.6(b) gezeigte Magnetisierungskurve der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht soll im folgenden durch die Annahme von ferromagnetischen und SPM Bereichen theoretisch simuliert werden. SPM Teilchen besitzen eine „blocking“-Temperatur  $T_B$  unterhalb derer die Teilchen eine feste spontane Magnetisierung besitzen. Oberhalb von  $T_B$  ist die thermische Energie so groß, daß das Teilchen keine feste Magnetisierungsrichtung mehr hat. Es verhält sich wie ein paramagnetisches Atom mit dem Unterschied, daß die Momente der SPM Teilchen im Bereich von einigen  $100 \mu_B$  liegen. SPM Verhalten wurde auch in dünnen Filmen beobachtet. Im Prinzip müßte man im Modell Dipol-Dipol-Wechselwirkungen zwischen den superparamagnetischen Bereichen berücksichtigen. Die Größe der Wechselwirkungsenergie zwischen zwei SPM Bereichen  $i$  und  $j$  im Abstand  $r_{ij}$  und Momenten  $\mu_i$  und  $\mu_j$  ist  $E_{ij} = \mu_i \mu_j (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) / r_{ij}^3$ . Selbst für Momente von einigen  $1000 \mu_B$  und nicht zu kleine Abstände ist  $E_{ij}$  demnach vernachlässigbar gegen die intra-atomare Austauschkopplung innerhalb der SPM Bereiche, die im Bereich von 100 K liegt. Da sich zeigen wird, daß die Momente der SPM Bereiche in der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht wesentlich kleiner sind, werden Wechselwirkungen vernachlässigt. Dann kann man die Magnetisierung der Probe als

$$M(H_0) = M_A(H_0) + M_B(H_0) \quad (7.2)$$

schreiben. Gemäß den experimentellen Resultaten ist  $M_A(H_0)$  der Beitrag der ferromagnetischen und der SPM Bereiche, die sich unterhalb von  $T_B$  befinden,  $M_B(H_0)$  stellt die SPM Bereiche dar, die sich bei der gegebenen Temperatur oberhalb von  $T_B$  befinden. Bei tiefen Temperaturen (10 K) und großen Feldern oder auch bei kleinen Feldwerten, falls man entlang der leichten Richtung mißt, ist  $M_A(H_0)$  feldunabhängig und kann durch den Sättigungswert  $M_A^0$  ersetzt werden. In Abb. 7.6(b) erkennt man, daß die Krümmung der  $M(H_0)$ -Kurve bei Feldern oberhalb 5 kOe entlang der schweren (offene Dreiecke) und der leichten Richtung (gefüllte Kreise) identisch ist. Das Verhalten wird in diesem Bereich also ausschließlich von  $M_B(H_0)$  bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung der SPM Bereiche für  $T > T_B$  wird durch die Langevin-Funktion  $L(c\mu)$  gegeben<sup>6</sup>. Dann gilt:

$$M_B(H_0) = M_B^0(\mu) L(c\mu) \quad (7.3)$$

<sup>6</sup>Aufgrund der großen Momente der SPM Bereiche muß nicht die Brillouin-Funktion verwendet werden.

mit  $c = H_0/k_B T$ . Durch Einsetzen des Ausdrucks in Glg. (7.2) kann die Magnetisierungskurve gefittet werden. Es zeigt sich jedoch, daß die Übereinstimmung sehr schlecht ist. Man muß daher eine Verteilung von SPM Bereichen mit verschiedenen  $T_B$ 's und magnetischen Momenten im Bereich  $[\mu_{min}, \mu_{max}]$  annehmen. Man erhält dann eine Summe von Langevin-Funktionen, die bei kontinuierlicher Variation von  $\mu$  in ein Integral übergeht:

$$M_B(H_0) = \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} M_B^0(\mu) L(c\mu) d\mu \quad (7.4)$$

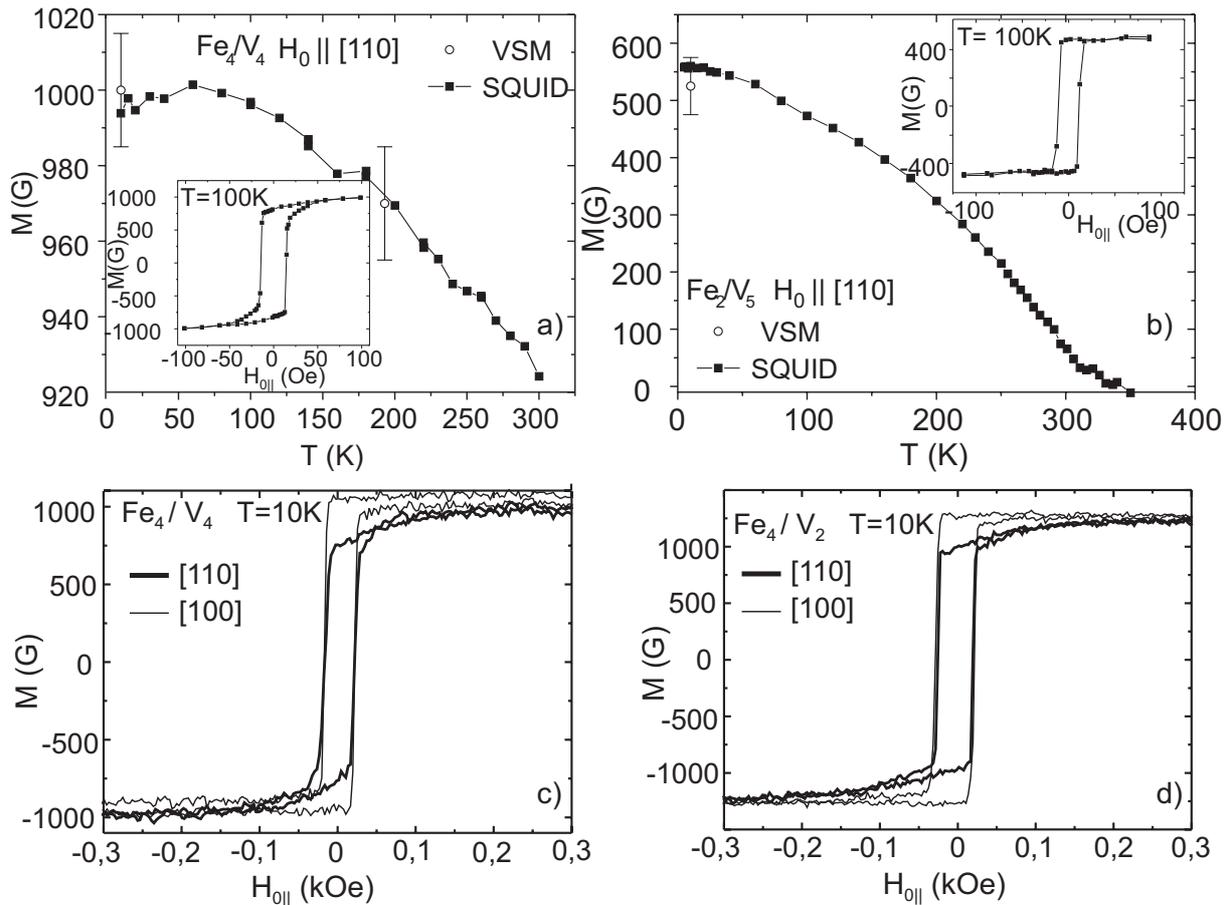
Da keine konkrete Information über die Größenverteilung der SPM Bereiche vorliegt, wird angenommen, daß  $M_B^0(\mu)$  unabhängig von  $\mu$  ist [170]. Man kann das Integral dann lösen und erhält:

$$M_B(H_0) = \frac{M_B^0}{c(\mu_{max} - \mu_{min})} \ln \left[ \frac{\sinh(c\mu_{max}) c\mu_{min}}{\sinh(c\mu_{min}) c\mu_{max}} \right] \quad (7.5)$$

Dieser Ausdruck kann in Glg. (7.2) verwendet werden. In Abb. 7.6(b) ist das Resultat des Fits als durchgezogene Linie dargestellt. Die Übereinstimmung mit den Daten ist sehr gut. Die verwendeten Parameter sind  $M_A^0 = 259(6)$  G,  $M_B^0 = 508(9)$  G,  $\mu_{min} = 3(2) \mu_B$  und  $\mu_{max} = 54(2) \mu_B$ . Vernachlässigt man den Beitrag der SPM Bereiche  $M_B^0$ , so führt der Wert von  $M_A^0$  zu  $0,33 \mu_B/\text{Atom}$ . Verglichen mit dem Wert von  $1,34 \mu_B/\text{Atom}$  für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht (siehe Tab. 7.1) zeigt dieser sehr kleine Wert, daß in der  $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht nur wenige Atome ferromagnetisches Verhalten zeigen. Der überwiegende Anteil an der gemessenen Magnetisierung im Feld von etwa  $0,75$  kG (siehe Abb. 7.6(b)) stammt also bei tiefen Temperaturen von den SPM Bereichen ( $M_B^0$ ). Dies stimmt mit der Tatsache überein, daß die Intensität des B-Signals bei den FMR-Messungen für tiefe Temperaturen den entscheidenden Beitrag zur Gesamtintensität liefert (siehe Abb. 7.6(a)). Die Werte von  $\mu_{min}$  und  $\mu_{max}$  zeigen, daß die SPM Bereiche eher klein sind, und eine geringe Größenverteilung aufweisen. Auch dies kann durch die FMR-Messungen direkt bestätigt werden. Eine breite Variation der Größen der SPM Bereiche würde zu einer Verteilung von Bereichen mit etwas verschiedenen Anisotropiewerten führen. Dies wiederum würde zu einer Linienverbreiterung des B-Signals führen. Dieses zeigt jedoch sehr schmale Linienbreiten ähnlich derer des A-Signals, so daß die Verteilung der Größen nicht breit sein kann.

Zusammenfassend zeigen die FMR- und XMCD-Messungen, daß es im Fe/V-System zwischen dem nichtferromagnetischen Bereich für Fe-Dicken von  $1$  ML und der ferromagnetischen Ordnung für Dicken von  $2$  ML einen Übergang mit SPM Verhalten gibt.

**Fe-Schichtdicken  $\geq 2$  ML** Im folgenden werden die Messungen an den Multilagen mit Fe-Dicken  $\geq 2$  ML zusammengefaßt. Es handelt sich um die drei Proben, die bereits in Tab. 7.1 aufgeführt wurden. Die Ergebnisse werden mit FMR-Messungen an ähnlichen Proben in [157–159] verglichen. Wie in Kap. 7.1 gezeigt, wird in den gekoppelten Fe/V-Proben –

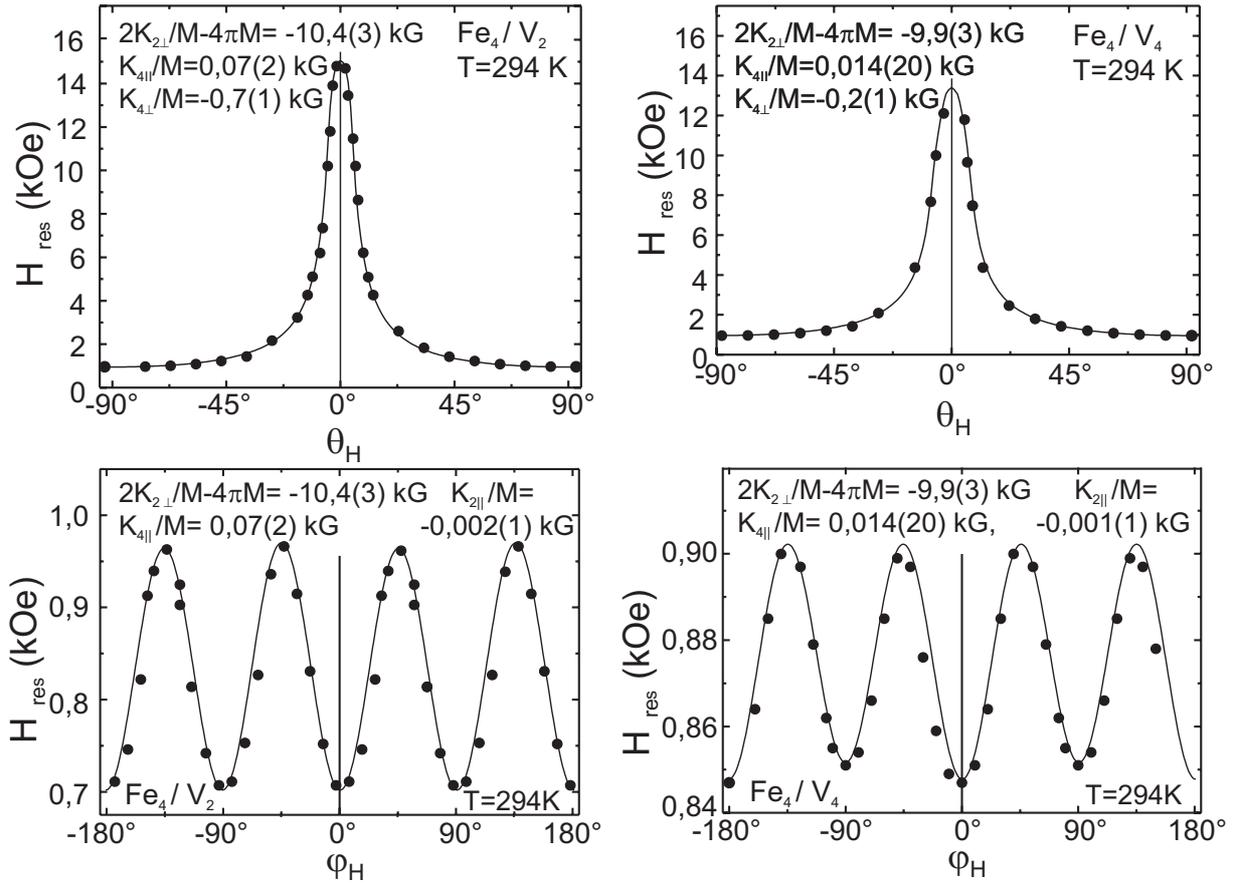


**Abb. 7.7.:** Temperaturabhängige SQUID-Messungen der Magnetisierung an der (a)  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - und (b)  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht. Die kleinen Bilder zeigen Hysteresemessungen mit externem Feld entlang der  $[110]$ -Richtung. c) und d) zeigen die bei 10 K mittels VSM gemessenen Hysteresen für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - (c) und die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht (d). Für die dicke durchgezogene Linie ist  $H_0 \parallel [110]$ , für die dünne Linie  $H_0 \parallel [100]$ .

außer bei hohen Frequenzen – ausschließlich die akustische Mode beobachtet. Dies läßt sich mit der Tatsache erklären, daß die Multilagen im Idealfall aus identischen Fe-Schichten bestehen (das Auftreten von schwachen optischen Moden zeigt gerade die Abweichung von der Idealstruktur). Wie bereits im Zusammenhang mit den Zweifachlagen diskutiert (siehe Kap. 6.1) hat die akustische Mode bei identischen ferromagnetischen Lagen die gleiche Energie (und daher das FMR-Signal das gleiche Resonanzfeld) wie eine einzelne, ungekoppelte Lage mit gleicher Dicke. Wie in Kap. 5.1 bereits angesprochen kann man daher die akustische Mode in den Fe/V-Multilagen in guter Näherung durch die Resonanzgleichungen eines Einzelfilmes beschreiben. Dies wird im folgenden getan. Man hat jedoch zu berücksichtigen, daß – wie in Kap. 7.1 erwähnt – die in den V-Lagen induzierten Momente an der Präzession der Gesamtmultilage mitwirken. In den Resonanzgleichungen muß daher die *Gesamtmagnetisierung* der Proben und nicht etwa nur die der Fe-Lagen verwendet werden. Die Magnetisierung bei tie-

fen Temperaturen wurde mittels VSM-Messungen bestimmt. Die Ergebnisse wurden bereits im Zusammenhang mit Tab. 7.1 verwendet. Die VSM-Messungen liegen für alle drei Proben, jedoch nur bei  $T = 10$  K sowie teilweise bei 100 K vor. Um die Temperaturabhängigkeit von  $M$  zu erhalten, wurden – wie bereits angesprochen – von M. Baran aus der Arbeitsgruppe von Prof. Szymczak (Universität Warschau) zusätzlich SQUID-Messungen durchgeführt. Dabei wurden die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ - und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht untersucht. Die Ergebnisse der SQUID-Messungen sind in Abb. 7.7(a) und (b) dargestellt. Man erkennt, daß in beiden Fällen der Wert von  $M$ , verglichen mit dem von Volumen-Fe (1740 K bei  $T = 0$  K), deutlich reduziert ist. Dies liegt an den im Vanadium antiparallel unduzierten Momenten (siehe Tab. 7.1). Für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht beträgt die Magnetisierung ca. 1000 G, für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht etwa 550 G. Die Werte der SQUID-Messungen (gefüllte Quadrate) stimmen im Fehler mit den VSM-Messungen (offene Kreise) gut überein. Die Magnetisierungsmessungen wurden mit einem externen Feld entlang der  $[110]$ -Richtung in der Filmebene gemessen. Bevor diese Richtung gewählt wurde, wurden feldabhängige Magnetisierungskurven bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Dabei zeigte sich, daß alle Proben die schwerste Magnetisierungsrichtung bei externem Feld senkrecht zur Probenebene aufweisen. Die Magnetisierungskurven zeigten hier keinerlei Hysterese. Die bei 100 K entlang der  $[110]$ -Richtung aufgenommenen Magnetisierungskurven sind in Abb. 7.7 wiedergegeben. Sie zeigen für beide Proben eine Hysterese. Für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht ist diese jedoch nicht rechteckig, d. h., die Remanenz ist kleiner als die Sättigung. Dies bedeutet, daß die  $[110]$ -Richtung die schwere Richtung in der Filmebene darstellt. Aufgrund des geringen Koerzitivfeldes von ca. 25 Oe ist das bei den temperaturabhängigen Messungen verwendete Feld von 100 Oe groß genug, um die Probe zu sättigen. Die SQUID-Messungen werden durch die mittels VSM gemessenen Hysteresen bei 10 K bestätigt, die in Abb. 7.7(c) für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - und in Abb. 7.7(d) für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht wiedergegeben sind. Die VSM-Messungen wurden in  $[110]$ - (dicke durchgezogene Linie in Abb. 7.7(c)) und  $[100]$ -Richtung (dünne Linie) durchgeführt. Die rechteckige Form der Hysterese in  $[100]$ -Richtung zeigt die leichte Richtung an. Das gleiche Verhalten wird für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht beobachtet. Damit besitzen *beide* Proben mit Fe-Dicken von 4 ML eine leichte Richtung entlang der  $[100]$ -Richtung. Die mittels SQUID für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht gemessene Hysterese in  $[110]$ -Richtung (siehe kleines Bild in Abb. 7.7(b)) ist rechteckig. Daher besitzt die Probe mit einer Fe-Dicke von 2 ML im Vergleich mit den anderen Proben eine um  $45^\circ$  gedrehte leichte Magnetisierungsrichtung entlang der  $[110]$ -Richtung. Dieses Verhalten wird durch die winkel- und temperaturabhängigen FMR-Messungen verständlich, die im folgenden erörtert werden. Diese wurden bei 4 und 9 GHz durchgeführt. Da die Ergebnisse identisch sind, werden im folgenden nur die 9 GHz-Messungen vorgestellt (Spektren der 4 GHz-Messungen findet man z. B. in Kap. 7.1 und in Abb. 8.2).

Die FMR-Winkelabhängigkeiten für die beiden Proben mit  $\text{Fe}_4$ -Lagen sind in Abb. 7.8 dar-



**Abb. 7.8.:** Polare (oben) und azimuthale (unten) FMR-Winkelabhängigkeiten der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ - (linke Spalte) und der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht (rechte Spalte) bei jeweils 294 K.

gestellt. Die unteren Bilder entsprechen Winkelabhängigkeiten in der Filmebene. Die oberen entsprechen Messungen in der durch die Filmnormale und die  $[110]$ -Richtung gegebenen Ebene. Die Meßtemperatur beträgt für alle 4 Messungen 294 K. Die durchgezogenen Linien stellen die Fits mittels der in Kap. 5.1 erläuterten Glg. (5.8) und (5.15) dar. Die aus den Fits abgeleiteten effektiven Anisotropiefelder sind in den Bildern angegeben. Wie bereits die Gleichungen (5.8) und (5.15) zeigen, ist man bei der polaren Winkelabhängigkeit, abgesehen von der uniaxialen Anisotropie in der Filmebene ( $K_{2\parallel}$ ), auf alle Anisotropiebeiträge empfindlich<sup>7</sup>. Die Ergebnisse sind die folgenden: (i) Die polaren Winkelabhängigkeiten zeigen für beide Proben das größte Resonanzfeld entlang der Filmnormale ( $\theta_H = 90^\circ$ ). Wie bereits durch die SQUID-Messungen festgestellt wurde, ist die Filmnormale also die schwere Richtung. Dabei kann man anhand der FMR-Messungen erkennen, daß das effektive Anisotropiefeld  $M_{\text{eff}}$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht größer ist als für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht. (ii) Beide  $K_4$ -Beiträge sind für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht größer. Die unterschiedlichen Werte von  $K_{4\parallel}$  und  $K_{4\perp}$  deuten dabei auf eine Verspannung im Film aufgrund des epitaktischen Wachstums

<sup>7</sup>Dies ist auch der Grund, warum diese Geometrie für die *in situ* Messungen verwendet wird.

hin (siehe strukturelle Daten der Fe/V-Proben in Kap. 4). Für Volumen-Fe würden beide  $K_4$ -Werte identisch sein. Aus Abb. 7.8 ist zudem ersichtlich, daß der  $K_{4\parallel}$ -Beitrag durch winkelabhängige Messungen in der Filmebene wesentlich genauer bestimmt werden kann. Er führt bei Drehung des externen Feldes in der Filmebene um  $360^\circ$  zu der in den unteren Bildern der Abb. 7.8 erkennbaren  $90^\circ$ -Symmetrie. Dieses Verhalten wird für die tetragonale Symmetrie der Fe/V-Vielfachschichten erwartet. Aus dem Minimum des Resonanzfeldes erhält man die genaue Orientierung der leichten Richtung in der Filmebene. Abbildung 7.8 zeigt, daß für beide Proben das kleinste Resonanzfeld für  $0^\circ$  gemessen wurde. Dieser Winkel entspricht – analog zu den SQUID-Ergebnissen – der  $[100]$ -Richtung. (iii) Außer der  $90^\circ$ -Symmetrie erkennt man in der Filmebene noch eine zusätzliche  $180^\circ$ -Symmetrie. Diese führt dazu, daß nicht jede  $\langle 100 \rangle$ -Richtung völlig äquivalent ist. Die Systeme zeigen eine kleine, wenn auch meßbare uniaxiale Anisotropie in der Filmebene (siehe Abb. 7.8 unten). Diese wird für rein tetragonale Symmetrie nicht erwartet. Es ist daher zu vermuten, daß dieser kleine Beitrag von einer Vorzugsrichtung des MgO-Substrates herrührt. Zusammenfassend zeigen die FMR-Messungen bei Raumtemperatur also, daß die effektiven Anisotropiebeiträge der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht allesamt größer sind als für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht.

Die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht besitzt im Gegensatz zu den beiden Multilagen mit 4 ML dicken Fe-Schichten eine Curie-Temperatur von 305 K (siehe Tab. 7.1). In Abb. 7.9 ist daher die azimutale Winkelabhängigkeit dieser Probe bei einer Temperatur von 100 K dargestellt. Man erkennt folgendes: (i) Das effektive Anisotropiefeld der Probe ist deutlich kleiner als dasjenige der Proben mit  $\text{Fe}_4$ -Schichten. Der negative Wert deutet eine leichte Richtung in der Filmebene an. (ii) Das minimale Resonanzfeld tritt nun bei  $\varphi_H = 45^\circ$  auf, d. h., die leichte Richtung in der Filmebene ist – wie bereits anhand der SQUID-Messungen festgestellt – die  $[110]$  sowie die äquivalenten Richtungen. (iii) Auch in dieser Probe wird eine kleine uniaxiale Anisotropie in der Filmebene beobachtet, die jedoch ein anderes Vorzeichen hat als bei den Proben mit  $\text{Fe}_4$ -Schichten. Messungen an verschiedenen Stücken der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht zeigten je nach Stück unterschiedliche Vorzeichen von  $K_{2\parallel}$ , wohingegen die Werte der anderen Anisotropien im Rahmen des Fehlers stets konstant waren. Dies zeigt, daß der uniaxiale Beitrag in der Filmebene vom Substrat stammt und daher offensichtlich an verschiedenen Stellen leicht unterschiedlich ist.

Um die Anisotropiewerte direkt vergleichen zu können und um die Ursache der Unterschiede zwischen den Proben erklären zu können, wurden die Anisotropien temperaturabhängig gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.10 für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ - (offene Kreise) und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht (gefüllte Kreise) gezeigt. In Abb. 7.10(a) sind die Temperaturabhängigkeiten der uniaxialen senkrechten Anisotropie  $K_{2\perp}$ , in Abb. 7.10(b) die der 4-zähligen Anisotropie  $K_{4\parallel}$  gegeben.

Es lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen: (i) Beide Proben besitzen im gesamten

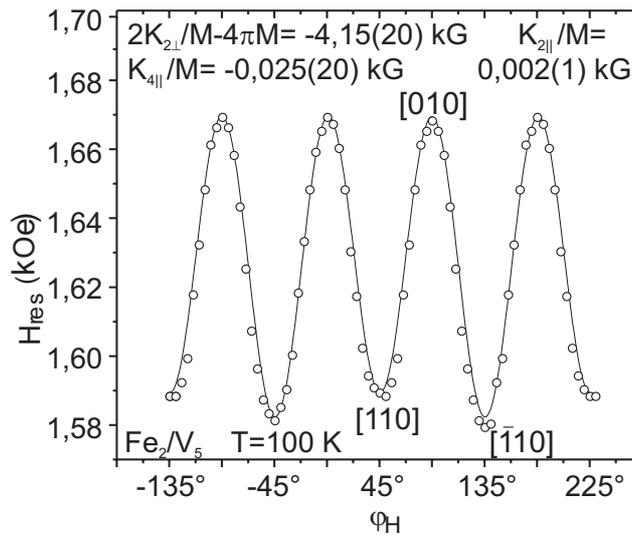


Abb. 7.9.: Azimuthale FMR-Winkelabhängigkeit der  $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Vielfachschicht bei 100 K.

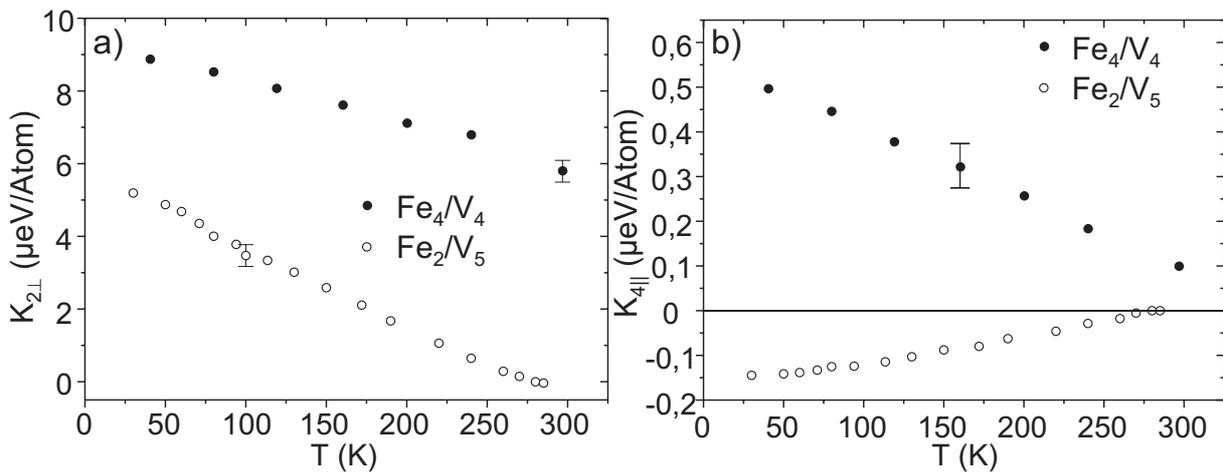


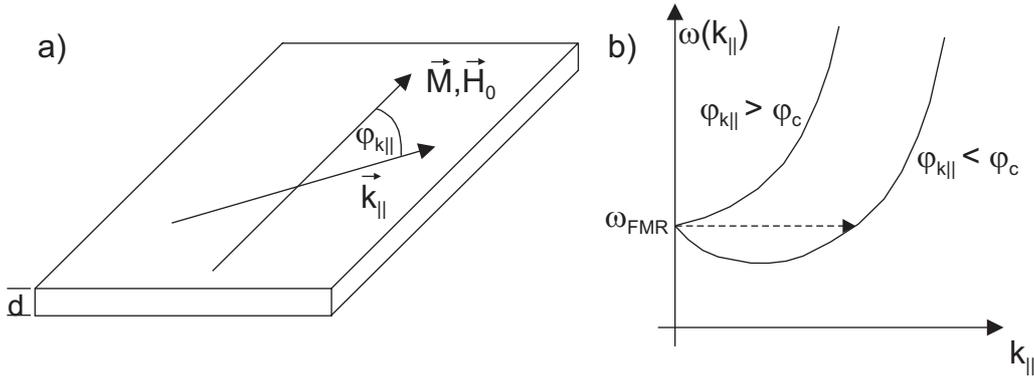
Abb. 7.10.: Temperaturabhängigkeit der Anisotropie in der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ - (offene Kreise) und der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht (gefüllte Kreise). a) Temperaturverlauf von  $K_{2\perp}$ . b) Temperaturverlauf von  $K_{4\parallel}$ .

Temperaturverlauf eine positive Anisotropie  $K_{2\perp}$ . Dies bedeutet, daß die intrinsische leichte Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene steht. Die Tatsache, daß die Proben dennoch in der Filmebene magnetisiert sind, liegt an dem großen (negativen) Beitrag der Formanisotropie  $4\pi M$  zur effektiven Anisotropie  $M_{\text{eff}}$ .  $4\pi M$ , dessen Wert man den SQUID-Messungen entnehmen kann (Abb. 7.7), ist bei jeder Temperatur größer als  $2K_2/M$ . Trennt man  $K_{2\perp}$  in einen Volumen- ( $K_2^V$ ) und einen Oberflächenbeitrag  $K_2^S$ , der linear mit der reziproken Filmdicke variiert (siehe Kap. 2.1), so gilt  $K_{2\perp} = K_2^V + K_2^S/d$ . Der positive Wert von  $K_{2\perp}$  wurde bereits in [157] beobachtet und hängt vermutlich mit dem bei ultradünnen Fe-Filmen in vielen Systemen beobachteten positiven Oberflächenbeitrag zu  $K_2^S$  zusammen. Dieser wurde beispielsweise

in Fe-Filmen auf Ag(001) [171] und auch in polykristallinen Fe/V-Multilagen auf Glas [172] gemessen. Bei Fe/Cu(001) ist  $K_2^S$  so groß, daß die leichte Richtung der Magnetisierung bei Filmdicken bis etwa 4 ML senkrecht zur Filmebene steht. Der Oberflächenterm nimmt jedoch mit zunehmender Dicke ab, so daß sich dann aufgrund des negativen Volumenbeitrages und der großen Formanisotropie eine Reorientierung in die Filmebene ergibt. (ii) Man erkennt am Verschwinden der Anisotropie, daß das  $T_C$  für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht um Raumtemperatur liegt, für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe jedoch wesentlich höher. Aus einer groben Extrapolation erhält man den bereits in Tab. 7.1 verwendeten Wert von  $> 600$  K. (iii) Die  $K_{4\parallel}$ -Werte der beiden Proben besitzen im gesamten Temperaturbereich ein unterschiedliche Vorzeichen. Dies zeigt erneut die verschiedenen leichten Richtungen in der Filmebene. Interessanterweise wird der Unterschied zwischen [110]- und [100]-Richtung (und damit  $K_{4\parallel}$ ) für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe um Raumtemperatur bereits sehr klein, obwohl  $T_C$  noch weit entfernt ist. Dies deutet eine Reorientierung in der Probenebene von der [100]- in die [110]-Richtung an. Der Übergang konnte jedoch nicht direkt gemessen werden, da die verwendete *ex situ*-Apparatur kein Heizen oberhalb Raumtemperatur ermöglicht. Der Effekt wurde jedoch auch in [157] beobachtet und kann durch ein Wechselspiel aus einem positiven  $K_{4\parallel}^V$ , das – wie in einem Fe-Volumenkristall – die [100]-Richtung bevorzugt und einem Oberflächenterm  $K_{4\parallel}^S$ , der die [110]-Richtung favorisiert, erklärt werden [157]. Beide besitzen andere Temperaturabhängigkeiten.  $K_{4\parallel}^S$  skaliert wie alle Oberflächenterme mit der reziproken Filmdicke und wird daher für die dickeren Fe-Schichten unbedeutend. Dies erklärt auch die unterschiedlichen leichten Richtungen in der Filmebene in den Fe/V-Vielfachschichten mit 4 bzw. 2 ML dicken Fe-Lagen.

### 7.3. Frequenzabhängigkeit der Linienbreite: 2-Magnonen Streuung

In der Frequenz nicht-lineare Dämpfungsprozesse können nicht mittels des phänomenologischen Gilbert-Terms beschrieben werden, da dieser – wie in Kap. 5.1 gezeigt wurde – stets zu einer linearen  $\omega$ -Abhängigkeit führt. Die Frage ist nun, ob Prozesse mit nicht-linearer Frequenzabhängigkeit in ultradünnen Filmen überhaupt eine wichtige Rolle spielen, denn in fast allen experimentellen Arbeiten wird ein linearer Verlauf beobachtet [24,156]. Außerdem führen viele mikroskopische Prozesse, die in dünnen Filmen stark zur Dämpfung beitragen, tatsächlich auf eine lineare Abhängigkeit (siehe Kap. 5.1). Im folgenden wird jedoch gezeigt, daß Effekte, die nicht-lineare Frequenzabhängigkeiten hervorrufen, in Fe/V-Multilagen vorhanden sind. Dabei wird insbesondere gezeigt, daß diese Effekte wahrscheinlich übersehen worden wären, wenn nicht über den großen Frequenzbereich von 1 – 70 GHz gemessen worden wäre. Durch Untersuchungen über einen sehr engen Bereich kann ein linearer Verlauf suggeriert werden, was auch bei anderen Experimenten in der Literatur der Fall gewesen sein kann.

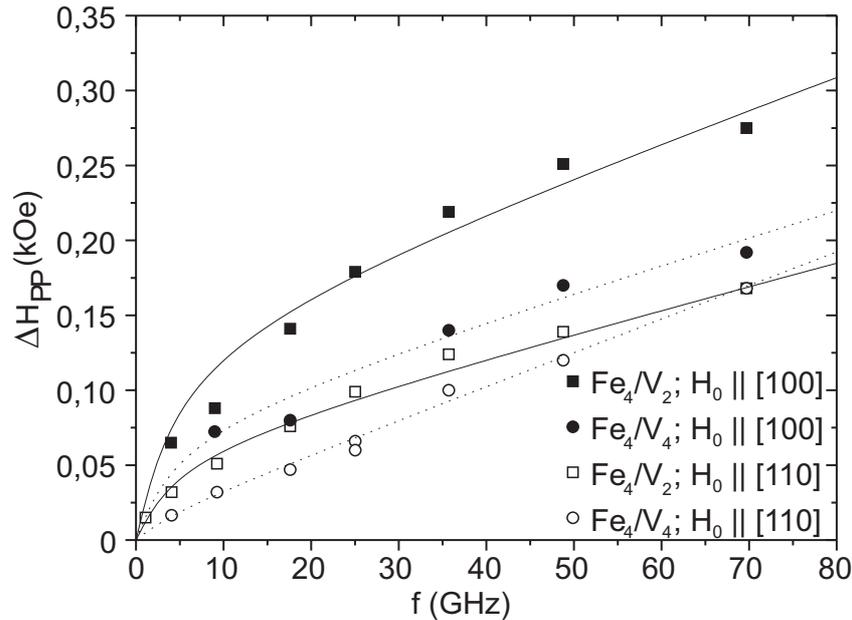


**Abb. 7.11.:** a) Verwendete Bezeichnungen zur Beschreibung der Spinwellenanregung in dünnen Filmen. b)  $\omega(k_{\parallel})$ -Abhängigkeit in dünnen Filmen.

Es wird sich zeigen, daß der Mechanismus, der die nicht-lineare Abhängigkeit hervorruft, auf 2-Magnonen-Streuung beruht. Um die Ergebnisse zu verstehen, soll dieser Relaxationsmechanismus zunächst beschrieben werden. Der 2-Magnonen-Prozeß ist prinzipiell nicht neu. Mittels FMR in dem ferromagnetischen Isolator YIG („Yttrium iron garnet“) gemessene Linienbreiten zeigten wesentlich breitere Linien als man durch Berücksichtigung der in Isolatoren auftretenden üblichen Relaxationsprozesse erklären konnte. In [173] wurde gezeigt, daß der Wert der Linienbreite durch die Korngröße des zum Polieren der YIG-Kugeln verwendeten Materials bestimmt wurde. In der theoretischen Arbeit von Sparks, Loudon und Kittel [174] konnte dann nachgewiesen werden, daß die Defekte als Streuzentren für die mittels FMR angeregte uniforme Präzessionsmode mit Wellenvektor  $\vec{k} = 0$  fungieren. Um den Prozeß plausibel zu machen, soll der Einfachheit halber ein ultradünner in der Ebene magnetisierter Film betrachtet werden. Es sei außer der Formanisotropie eine intrinsische uniaxiale Anisotropie  $K_{2\perp}$  vorhanden, und das externe Magnetfeld liege in der Filmebene (siehe Abb. 7.11(a)). In dem Film können bei höheren Energien auch propagierende Spinwellenmoden mit  $\vec{k}_{\parallel} \neq 0$  angeregt werden. Durch die dabei auftretende Verkippung der Momente in der Probe gegeneinander darf bei der Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung der Austauschterm  $F_{ex} = \frac{A_{ex}}{M^2} \left[ (\nabla \vec{M}_x)^2 + (\nabla \vec{M}_y)^2 + (\nabla \vec{M}_z)^2 \right]$  nicht mehr vernachlässigt werden (siehe Diskussion in Kap. 2.1). Man erhält als Dispersionsrelation [175]:

$$\left( \frac{\omega(k_{\parallel})}{\gamma} \right)^2 = \omega_{FMR}^2 - 2\pi M k_{\parallel} d \left[ H_0 - (H_0 - M_{eff}) \sin^2 \varphi_{\vec{k}_{\parallel}} + (2H_0 - M_{eff}) A k_{\parallel}^2 \right] \quad (7.6)$$

$A$  ist die Austauschsteifigkeitskonstante,  $M_{eff} := \frac{2K_{2\perp}}{M} - 4\pi M$  und  $\varphi_{\vec{k}_{\parallel}}$  ist der Winkel zwischen der Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  und der Ausbreitungsrichtung der Spinwellen gegeben durch  $\vec{k}_{\parallel}$  (siehe Abb. 7.11(a)). Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Ausbreitungsrichtung der angeregten Spinwellenmode entsteht dadurch, daß das durch die Bewegung der Momente erzeugte Dipolfeld von  $\vec{k}_{\parallel}$  abhängt.  $\omega_{FMR}^2 = \gamma^2 H_0 (H_0 - M_{eff})$



**Abb. 7.12.:** Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in Fe/V-Vielfachschichten. Quadrate:  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht, Kreise:  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht. Offene Symbole:  $H_0 \parallel [110]$ , gefüllte Symbole:  $H_0 \parallel [100]$ .

ist die Frequenz der FMR-Mode (siehe Glg. (5.9)). Die Glg. (7.6) beschreibt die möglichen Spinwellenmoden in der Scheibe. Für sehr große Wellenzahlen dominiert der  $k_{\parallel}^2$ -Term und ergibt die bekannte Spinwellendispersion der Volumen-Spinwellenmoden. Diese Moden sind diejenigen, die thermisch angeregt werden. Die Tatsache, daß die Form des Films (Scheibe) für diese Moden keine Rolle spielt, liegt daran, daß für große  $k_{\parallel}$  die Wellenlänge der Moden in der Größenordnung der Gitterabstände liegt. Die Scheibe sieht deshalb für diese Moden wie ein Kontinuum aus. Für  $k_{\parallel} = 0$  erhält man die uniforme FMR-Mode (siehe Glg. (5.9)). Bei etwas größeren Wellenzahlen existieren die sog. magnetostatischen Moden. Für die FMR- und die magnetostatischen Moden kann der  $k_{\parallel}^2$ -Term vernachlässigt werden. Hier spielen die Drehmomente aufgrund der Austauschkräfte, die nur bei Verkippungen nächster Nachbarn zu Energiebeiträgen führen, kaum eine Rolle. Für diese Moden wirken sich daher nur die ersten beiden Terme in Glg. (7.6) aus. Die langwelligen Moden werden – im Gegensatz zu den Moden mit großen  $k_{\parallel}$ -Werten – stark durch die Form der Probe beeinflusst, die implizit über die Entmagnetisierungsfaktoren in  $M_{eff}$  eingeht. Dies führt bei der FMR-Mode auch zur beobachteten Formanisotropie. Ausgehend von der angeregten FMR-Mode kann es nun zu Streuprozessen beispielsweise an Defekten in der Probe kommen, die die uniforme Mode in  $k_{\parallel} \neq 0$ -Moden streuen. Dabei muß jedoch Energieerhaltung gelten, d. h., es muß Moden mit gleicher Energie wie die der FMR-Mode geben. Diese existieren nun aufgrund des zweiten Termes in Glg. (7.6), der  $\propto k_{\parallel}$  ist. Für gewisse Ausbreitungsrichtungen der Spinwellen, gegeben durch  $\varphi_{\vec{k}_{\parallel}}$ , ist die Steigung des Termes negativ. Bei größeren  $k_{\parallel}$ -Werten überwiegt jedoch der Austauschterm, der

$\propto k_{\parallel}^2$  ist, so daß für gewisse Ausbreitungsrichtungen das Minimum der Dispersionskurve nicht bei  $k_{\parallel} = 0$  liegt. Dies ist in Abb. 7.11(b) gezeigt. Der kritische Winkel, der die Ausbreitungsrichtungen mit einem Minimum bei  $k_{\parallel} \neq 0$  von denen mit Minimum bei  $k_{\parallel} = 0$  trennt, ist durch die Bedingung  $\sin^2 \varphi_C < \frac{H_0}{H_0 - M_{eff}}$  gegeben. Wichtig für den 2-Magnonen-Prozeß ist jedoch nur, daß zur FMR-Mode energiegleiche Spinwellenmoden existieren, in die hinein die FMR-Mode zerfallen kann. In [175] wurde gezeigt, daß der Mechanismus nur wirksam ist, wenn sich die leichte Magnetisierungsrichtung des Systems und das externe Feld in der Filmebene befinden. Dreht man das externe Feld und damit  $\vec{M}$  in Richtung der Filmnormalen, so existiert ein gewisser Winkel, ab dem der Prozeß nicht mehr wirksam ist, da sich die Dispersionskurve so nach oben „biegt“, daß keine Zustände gleicher Energie mehr vorhanden sind.

In [175] wurde die Frequenzabhängigkeit der FMR-Linienbreite aufgrund von 2-Magnonen-Prozessen berechnet. Dabei wurde die Streuung an Defekten betrachtet. Man erhält:

$$\Delta H_{pp}^{2Mag} = \Gamma \cdot \arcsin \left( \sqrt{\frac{\left[ \omega^2 + \left( \frac{\omega_0}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\omega_0}{2}}{\left[ \omega^2 + \left( \frac{\omega_0}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{\omega_0}{2}}} \right) \quad (7.7)$$

Dabei ist  $\omega_0 := -\gamma M_{eff}$ .  $\Gamma$  ist eine Konstante, deren Wert von der Anzahl der Defekte und der damit verbundenen Anzahl an Streuzentren bestimmt wird. Der 2-Magnonen-Term muß separat zu dem Gilbert-Anteil  $\Delta H_{pp}^{Gil} = \frac{G}{\gamma^2 M} \omega$  ( $G$ : Gilbert-Dämpfungsterm) addiert werden, da letzterer nur Mechanismen, die zu einer linearen Frequenzabhängigkeit führen, beinhaltet. Zusätzlich muß gemäß Glg. (5.13) der im Experiment nicht vermeidbare  $\Delta H_0$ -Term berücksichtigt werden, welcher zu einem konstanten „Offset“ der Frequenzabhängigkeit führt.

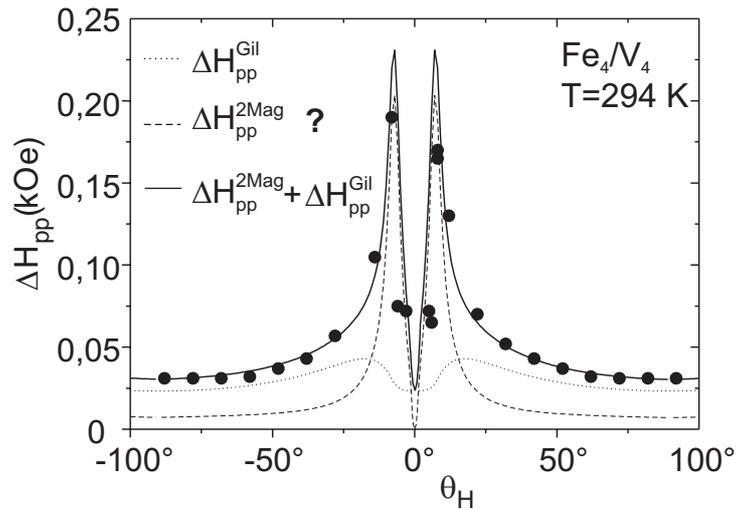
In Abb. 7.12 sind die experimentellen Resultate der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - (Kreise) und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht (Quadrate) dargestellt. Es wurden Messungen mit externem Feld parallel zur  $[110]$ - (offene Symbole) sowie zur  $[100]$ -Richtung (gefüllte Symbole) durchgeführt. Alle Verläufe zeigen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Krümmung, die insbesondere durch die Messungen bei kleinen Frequenzen zu erkennen ist. Man sieht, daß nur durch den großen Frequenzbereich der Kurvenverlauf eindeutig zu erkennen ist. Man kann folgendes beobachten: (i) Die Krümmung ist größer für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht. (ii) Außerdem zeigt die Linienbreite in beiden Proben ein anisotropes Verhalten. Dabei ist der Unterschied in der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht gering, im Fall der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Vielfachschicht findet man um fast einen Faktor 2 größere Werte entlang der  $[100]$ -Richtung. Die durchgezogenen und die gepunkteten Linien sind Fitkurven, für die die Summe aus einem Gilbert, einem inhomogenen sowie dem 2-Magnonenterm verwendet wurde. Wie Abb. 7.12 zeigt, ist der  $\Delta H_0$ -Beitrag verschwindend klein. Dies wurde für Fe/V-Vielfachschichten auch in [157] gefunden. Es sei des weiteren angemerkt, daß die beiden verbleibenden Terme  $\Delta H_{pp}^{Gil}$  und  $\Delta H_{pp}^{2Mag}$  nur zwei Fitparameter liefern. Im Gilbert-Term ist dies der Gilbert-Parameter  $G$ , im 2-Magnonen-Term ist der einzige Parameter die Größe  $\Gamma$ . Alle anderen Größen (Magne-

Probe	Orientierung	$\Gamma$ (kG)	$G$ ( $10^8$ Hz)
Fe <sub>4</sub> /V <sub>2</sub>	$H_0 \parallel [100]$	0,110	1,25
Fe <sub>4</sub> /V <sub>4</sub>	$H_0 \parallel [100]$	0,061	0,90
Fe <sub>4</sub> /V <sub>2</sub>	$H_0 \parallel [110]$	0,049	0,92
Fe <sub>4</sub> /V <sub>4</sub>	$H_0 \parallel [110]$	0,011	1,15

**Tabelle 7.2.:** Fitparameter zum Anpassen von  $\Delta H_{pp}(\omega)$  in Fe/V-Multilagen. Alle Fehler  $< 5\%$ .

tisierung,  $g$ -Faktoren in  $\gamma$  und Anisotropien in  $M_{eff}$ ) sind aus den FMR-Messungen bekannt (für die Messungen der Werte siehe Kap. 7.2 und Tab. 8.1) und können in die Ausdrücke für die Linienbreiten direkt eingesetzt werden. Die Fitkurven stimmen gut mit den Daten überein, insbesondere reproduzieren sie die Krümmung bei kleinen Frequenzen. Die verwendeten Fitparameter der 4 Fitkurven sind in Tab. 7.2 zusammengefaßt. Die Werte zeigen, daß zum Anpassen an die Daten über den gesamten Frequenzbereich der Gilbert *und* der 2-Magnonen-Term benötigt werden. Man erkennt, daß die Werte für  $\Gamma$  bei der (Fe<sub>4</sub>/V<sub>2</sub>)<sub>60</sub>-Vielfachschicht für beide Orientierungen des externen Feldes deutlich größer sind als für die (Fe<sub>4</sub>/V<sub>4</sub>)<sub>45</sub>-Vielfachschicht. Da  $\Gamma$  ein Maß für die Defektdichte der Probe ist, ist dieses Ergebnis plausibel. Es sei daran erinnert, daß die Röntgenbeugungsmessungen (siehe Kap. 4) eindeutig gezeigt haben, daß die (Fe<sub>4</sub>/V<sub>2</sub>)<sub>60</sub>-Vielfachschicht eine höhere Grenzflächenrauhigkeit besitzt als alle anderen Proben. Über die genaue Art der Defekte kann jedoch nichts ausgesagt werden. Eine andere Aussage, die sich mittels Tab. 7.2 machen läßt, ist, daß alle Werte für den Gilbert-Faktor  $G$  im Bereich der Fe-Volumenwerte liegen. Letztere schwanken abhängig von der verwendeten Probe im Bereich von  $0,7 - 1,3 \cdot 10^8$  Hz [176]. Würde man nur bei kleinen Frequenzen messen und einen linearen Gilbert-Term zum Anpassen an die Daten verwenden, so erhielte man einen deutlich größeren Gilbert-Term als im Volumen und der Fit würde die Daten bei großen Frequenzwerten nicht gut beschreiben. Unter Berücksichtigung der 2-Magnonen-Prozesse wird die Annahme einer Erhöhung nicht benötigt und zudem kann der gesamte Frequenzbereich gut beschrieben werden. Die Anisotropie in der Linienbreite, die für die (Fe<sub>4</sub>/V<sub>2</sub>)<sub>60</sub>-Vielfachschicht besonders ausgeprägt ist, hängt vermutlich auch mit den Defekten zusammen, falls diese in der (Fe<sub>4</sub>/V<sub>2</sub>)<sub>60</sub>-Vielfachschicht eine „Vorzugsrichtung“ besitzen. Ohne die genauen mikroskopischen Informationen über die Defekte ist diese Aussage jedoch nicht gesichert. Die Annahme von Defekten mit „Vorzugsrichtung“ und dem damit verbundenen anisotropen 2-Magnonen-Beitrag bietet jedoch eine Möglichkeit winkelabhängige Linienbreiten *ohne* die Annahme anisotroper Gilbert-Parameter zu erklären.

Abschließend soll auf die Winkelabhängigkeit der Linienbreite eingegangen werden. Die Messung bei 9 GHz und Raumtemperatur für die Winkelabhängigkeit der Linienbreite einer (Fe<sub>4</sub>/V<sub>4</sub>)<sub>45</sub>-Vielfachschicht ist in Abb. 7.13 wiedergegeben. Man erkennt, daß es eine deutli-



**Abb. 7.13.:** Polare Winkelabhängigkeit der Linienbreite einer  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe bei Raumtemperatur.

che Abhängigkeit vom polaren Winkel  $\theta_H$  des externen Magnetfeldes gibt, wobei der Wert von  $\Delta H_{pp}$  in der Senkrechten wieder kleiner wird. Die erwartete Dämpfung aufgrund des Gilbert-Beitrages wurde in Glg. (5.14) angegeben. Das Resultat ist mit der gepunkteten Linie dargestellt. Dabei wurde der in Tab. 7.2 aufgeführte Wert für  $G$  verwendet. Man sieht, daß ein Gilbert-Anteil allein die großen Werte für  $\Delta H_{pp}$  insbesondere im Winkelbereich zwischen  $0 - 50^\circ$  nicht beschreiben kann. Eine willkürliche Vergrößerung des  $G$ -Wertes führt auch nicht zu einem befriedigenden Ergebnis, da eine Erhöhung des Gilbert-Faktors nach Glg. (5.14) die Form der Kurve unverändert läßt und nur eine Streckung der Kurve bewirkt. Insbesondere der steile Anstieg der Linienbreite bei Winkeln von etwa  $15 - 20^\circ$  kann durch Glg. (5.14) nicht erklärt werden. Es muß daher einen zusätzlichen Beitrag geben, der durch die 2-Magnonen-Streuprozesse hervorgerufen werden könnte. Wie bereits angesprochen wirkt sich der 2-Magnonen-Beitrag in einem bestimmten Winkelbereich um die Senkrechte nicht aus. Dies entspricht qualitativ den gemessenen Daten, die um die Senkrechte deutlich kleinere Linienbreiten aufweisen. Außerhalb dieses Bereiches wirkt sich der 2-Magnonen-Anteil jedoch stark auf die Gesamtliniensbreite aus. Um die experimentellen Daten erklären zu können, muß also zu dem Gilbert-Beitrag der gestrichelt gezeichnete addiert werden. Die Summe (durchgezogene Linie) beschreibt die Daten dann gut. Es ist anzunehmen, daß in dem gestrichelten Beitrag die 2-Magnonen-Prozesse eingehen. Da der gestrichelte Beitrag jedoch um die Senkrechte nicht komplett verschwindet, könnte die gestrichelte Kurve auch durch eine Summe aus einem 2-Magnonen-Anteil und anderen inhomogenen Anteilen entstehen. Um zu klären, welchen Beitrag der 2-Magnonen-Term tatsächlich liefert, müßte man die Winkelabhängigkeit von  $\Delta H_{pp}^{2Mag}$  explizit berechnen. Dazu ist jedoch eine genaue Interpretation des Parameters  $\Gamma$  erforderlich, d. h., es muß die konkrete Form der Streuzentren bekannt sein. Da diese Information nicht vorliegt, kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, daß die gesamte gestrichelte Kurve ausschließlich von 2-Magnonen-Prozessen hervor-

gerufen wird. Es bleibt jedoch festzuhalten, daß ein Gilbert-Term alleine die Winkelabhängigkeit nicht beschreiben kann, was erneut zeigt, daß Dämpfungsmechanismen mit nicht-linearer Frequenzabhängigkeit eine wichtige Rolle spielen können.

## 8. Der g-Tensor in Ferromagneten

In diesem Kapitel wird die experimentelle Bestimmung des g-Tensors in ferromagnetischen Filmen diskutiert. Es wird eine Methode vorgestellt, die – basierend auf Messungen bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen – eine sehr hohe Präzision erreicht. Das Verfahren, das auf Resonanzfeldmessungen in einem möglichst großen Frequenzintervall basiert, wurde bereits in [158,159] verwendet. Es konnte jedoch nur bei 3 verschiedenen Frequenzen von 1 – 9 GHz gemessen werden. In diesem Kapitel werden Ergebnisse aus Messungen bei 7 Frequenzen im Bereich von 1 – 69 GHz vorgestellt. Mit der erreichten Genauigkeit ist es möglich, die g-Tensorkomponenten zu untersuchen. Die Messungen wurden an den schon in Kap. 7 behandelten Fe/V-Vielfachschichten durchgeführt. Diese Proben eignen sich aus folgenden Gründen gut zu einer Studie des g-Tensors: (i) Die Vielfachschichten zeigen große Signale und können außerhalb der UHV-Kammer gemessen werden. Dies ist für die Multifrequenzmessungen vorteilhaft, da in diesem Fall die Verwendung verschiedener Meßapparaturen möglich wird. (ii) Aufgrund der verschiedenen Verhältnisse von Fe- zu V-Lagen kann die Änderung der g-Tensorkomponenten als Funktion der Filmdicke untersucht werden. (iii) An den Fe/V-Proben liegen die bereits in Kap. 7 erläuterten XMCD-Messungen vor [163]. Diese zeigten einen induzierten Magnetismus in den V-Lagen. Die induzierten Momente wirken sich auf die g-Tensorkomponenten der Fe-Lagen stark aus, insbesondere, weil die Vanadiummagnetisierung an der Grenzfläche antiparallel zu derjenigen von Fe steht (siehe Abb. 7.1 in Kap. 7). Mittels FMR werden daher effektive Werte ( $g_{eff}$ ) ermittelt. Diese werden im Zusammenhang mit den XMCD-Untersuchungen diskutiert.

### 8.1. g-Faktor in ferromagnetischen Festkörpern

In einem freien Atom koppeln bei Russell-Saunders-Kopplung alle Bahndrehimpulse und Spindrehimpulse zum Gesamtbahndrehimpuls  $\hat{L}$  bzw. Gesamspindrehimpuls  $\hat{S}$ . Diese führen über die LS-Kopplung zum Gesamtdrehimpuls  $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ . In einem externen Magnetfeld spalten die Niveaus zu gegebenem  $J$  in  $2J + 1$  äquidistante Unterniveaus auf, d. h., die Entartung nach den magnetischen Quantenzahlen  $m_J$  wird aufgehoben. Der Abstand der Niveaus zu einem

gegebenen  $J$  bei festem Magnetfeld  $H_0$  wird durch den Landéschen  $g$ -Faktor bestimmt:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (8.1)$$

Aufgrund des Zentralpotentials im freien Atom ist  $\hat{J}$  eine Erhaltungsgröße. Baut man das Atom in ein Kristallgitter ein, so beeinflussen die elektrischen Felder der Umgebung die Energieniveaus des Atoms. In der Kristallfeldnäherung faßt man die Felder der benachbarten Atome zu einem makroskopischen Kristallfeld entsprechender Symmetrie zusammen [58,177]. In den Elementen der 3d-Reihe sind die 3d-Elektronen wenig abgeschirmt, so daß das Kristallfeld viel stärker als die LS-Kopplung ist. Aufgrund des nicht zentralsymmetrischen Kristallfeldes sind die Elektronenbahnen nicht mehr fest im Raum, so daß  $J$  keine gute Quantenzahl ist. Die  $2L+1$  Orientierungen des Bahndrehimpulses haben nun nicht mehr die gleiche Energie, d. h., das Kristallfeld hebt die Entartung nach den Bahndrehimpulsquantenzahlen  $m_L$  auf. Dabei hängt die Aufspaltung der  $m_L$ -Niveaus von der Symmetrie des Kristallfeldes ab. Je geringer die Symmetrie, desto mehr wird die Entartung aufgehoben. Die Aufspaltung ist dabei i. allg. so groß, daß bei Raumtemperatur nur das unterste Niveau besetzt ist. Oft ist dieses Niveau ein Singulett. In diesem Fall verschwindet der Erwartungswert von  $\hat{L}_z$  für den Grundzustand. Deshalb ist  $\hat{L}_z$  keine Erhaltungsgröße mehr, obwohl  $\hat{L}^2$  noch erhalten bleibt. Verschwindet der Erwartungswert von  $\hat{L}_z$ , so verschwindet auch das magnetische Bahnmoment, das proportional zum Erwartungswert von  $\hat{L}_z$  ist („quenching of the orbital moment“). Bei kompletter Auslöschung des Bahndrehimpulses ist der  $g$ -Faktor des Grundzustandes derjenige für reinen Spinmagnetismus ( $g_e = 2$ ). Führt man jedoch die LS-Kopplung als Störung ein, so wird die komplette Auslöschung von  $\hat{L}_z$  aufgehoben. In zweiter Ordnung Störungstheorie unter Berücksichtigung des Zeeman-Terms folgt [177]:

$$H = \sum_{i,j=1}^3 [\mu_B g_e (\delta_{ij} - 2\xi \Lambda_{ij}) S_i H_j - \xi^2 \Lambda_{ij} S_i S_j], \quad \Lambda_{ij} = \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0 | L_i | n \rangle \langle n | L_j | 0 \rangle}{E_n - E_0} \quad (8.2)$$

0,  $n$  bezeichnen hier den Grundzustand und die angeregte Zustände,  $\xi$  ist die Spin-Bahn-Wechselwirkungskonstante. Die Wirkung der LS-Kopplung besteht also darin, dem Grundzustand kleine Beiträge angeregter Zustände beizumischen. Das magnetische Moment erhält dadurch einen geringen Bahnanteil. Der  $g$ -Faktor weicht dann von  $g_e = 2$  ab und erhält den Wert  $g_e (\delta_{ij} - 2\xi \Lambda_{ij})$ . Handelt es sich um ein 3d-Element mit weniger als halbvoller Schale, so bevorzugt die LS-Kopplung eine antiparallele Stellung von  $\hat{L}$  und  $\hat{S}$  ( $\xi > 0$ ), eine parallele für eine mehr als halbvolle Schale ( $\xi < 0$ ). Im ersten Fall ist  $g < 2$ , im zweiten  $g > 2$ . Die 3d-Ferromagneten Fe, Co und Ni besitzen daher  $g_{Fe} = 2,09$ ,  $g_{Co} = 2,18$  und  $g_{Ni} = 2,21$ .

Der Tensor  $\Lambda$ , der die Größe der Abweichung der  $g$ -Tensorkomponenten von  $g_e$  beschreibt, ist symmetrisch. Da die Aufspaltung der Zustände durch das Kristallfeld hervorgerufen wird,

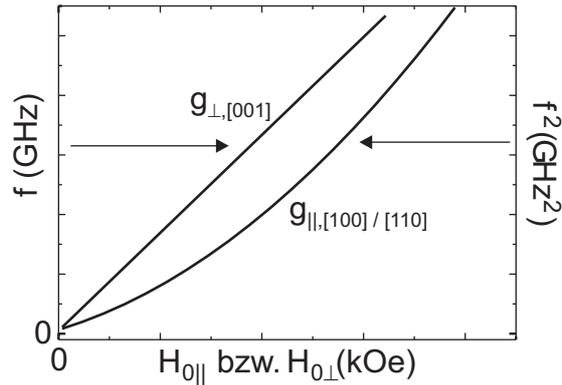
werden die Elemente von  $\Lambda$  im wesentlichen durch die Kristallfeldsymmetrie bestimmt. Für ein tetragonales System, dessen kristallographische Hauptachsen mit den Koordinatenachsen zusammenfallen, ist  $\Lambda$  diagonal. Die Diagonalelemente sind  $\Lambda_{zz} = \Lambda_{\perp}$  und  $\Lambda_{xx} = \Lambda_{yy} = \Lambda_{\parallel}$ . Man erwartet daher für ein tetragonales System als Folge der Symmetrie des Kristallfeldes, daß der  $g$ -Faktor ein symmetrischer Tensor wird. Die Elemente des diagonalen Tensors sind dann  $g_x = g_y = g_{\parallel}$  und  $g_z = g_{\perp}$  mit  $g_{\perp} = g_e (1 - \xi \Lambda_{\perp})$  und  $g_{\parallel} = g_e (1 - \xi \Lambda_{\parallel})$ . Für kubische Symmetrie ist  $g_{\perp} = g_{\parallel}$ , so daß der  $g$ -Tensor für Fe und Ni im Volumen zu isotropem Verhalten führt. Da die in dieser Arbeit untersuchten Filme aufgrund des pseudomorphen Wachstums eine tetragonale Symmetrie besitzen, erwartet man deshalb verschiedene Komponenten für die Senkrechte und die Filmebene. Eine Messung des  $g$ -Faktors kann in direkter Weise mit dem Verhältnis von Bahn- zu Spinmoment korreliert werden [178,179]:

$$\frac{\mu_L}{\mu_S} = \frac{g - 2}{2} \quad (8.3)$$

Man erhält demnach Auskunft über den Bahnanteil am magnetischen Moment  $\mu$ . Ist das gesamte magnetische Moment  $\mu = \mu_L + \mu_S$  etwa aus Magnetometermessungen bekannt, kann der absolute Wert von  $\mu_L$  bestimmt werden. Eine Messung von  $g$  ist daher von fundamentalem Interesse, nicht zuletzt, da ein nicht verschwindendes Bahnmoment  $\mu_L$  für die magnetische Anisotropie verantwortlich ist. Es gilt nämlich der bereits in Kap. 2.1 erwähnte Zusammenhang  $MAE = \alpha \frac{\xi}{4\mu_B} \Delta\mu_L$ , der in [51] störungstheoretisch hergeleitet wird. Danach ergibt die Differenz des Bahnmomentes gerade die MAE.

## 8.2. Messung der $g$ -Tensorkomponenten in Fe/V-Multilagen

Im folgenden werden Ergebnisse der  $g$ -Faktor-Messungen an den FeV-Vielfachschichten vorgestellt. Das System hat eine tetragonale Symmetrie, man erwartet daher einen isotropen  $g_{\parallel}$ -Faktor in der Filmebene und einen von  $g_{\parallel}$  verschiedenen Wert in der Filmnormalen. In Kap. 7 wurde gezeigt, daß die Winkelabhängigkeit der akustischen Mode der Vielfachschichten aufgrund ihres symmetrischen Aufbaus durch die Formel für nicht gekoppelte Filme beschrieben werden kann. Das Problem wird damit auf die Bestimmung des  $g$ -Faktors in ultradünnen ferromagnetischen Filmen reduziert. Die Messung der  $g$ -Tensorkomponenten in dünnen Filmen erscheint auf den ersten Blick einfach. Durch Anpassen der polaren FMR-Winkelabhängigkeit kann ein Wert für  $\gamma_{\perp}$ , durch Anpassen der azimuthalen Winkelabhängigkeit die  $\gamma_{\parallel}$ -Komponente ermittelt werden (siehe Glg. (5.8) und Glg. (5.15) in Kap. 5). Die  $g$ -Faktoren folgen dann aus  $\gamma_i = g_i \mu_B / \hbar$ . Diese Methode hat jedoch entscheidende Nachteile: (i)  $g$  variiert für die 3d-Metalle nur in einem sehr kleinen Bereich (siehe etwa obige Werte für Fe, Co, Ni). Ein solcher Fit wie der beschriebene wird diese Genauigkeit i. allg. nicht liefern. (ii) Sämtliche Anisotropiekonstanten



**Abb. 8.1.:** Dispersionskurven eines tetragonalen Systems zur Messung der  $g$ -Tensorkomponenten.

müssen mitgefittet werden (siehe Glg. (5.8) und Glg. (5.15)). Selbst wenn man verschiedene Winkelabhängigkeiten zur Separation der verschiedenen Parameter verwendet, gehen deren Fehler dennoch in die Bestimmung von  $g$  ein. Es wird daher ein anderes Verfahren benutzt, das die Dispersionskurven für tetragonale Systeme verwendet. Aus Glg. (5.15) erhält man die Dispersionskurve parallel zur  $[110]$ -Richtung:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_{||}}\right)^2 = H_{0||}^2 - H_{0||} \left(M_{eff} + \frac{K_{4||}}{M}\right) + 2\frac{K_{4||}}{M} \left(M_{eff} - \frac{K_{4||}}{M}\right) \quad (8.4)$$

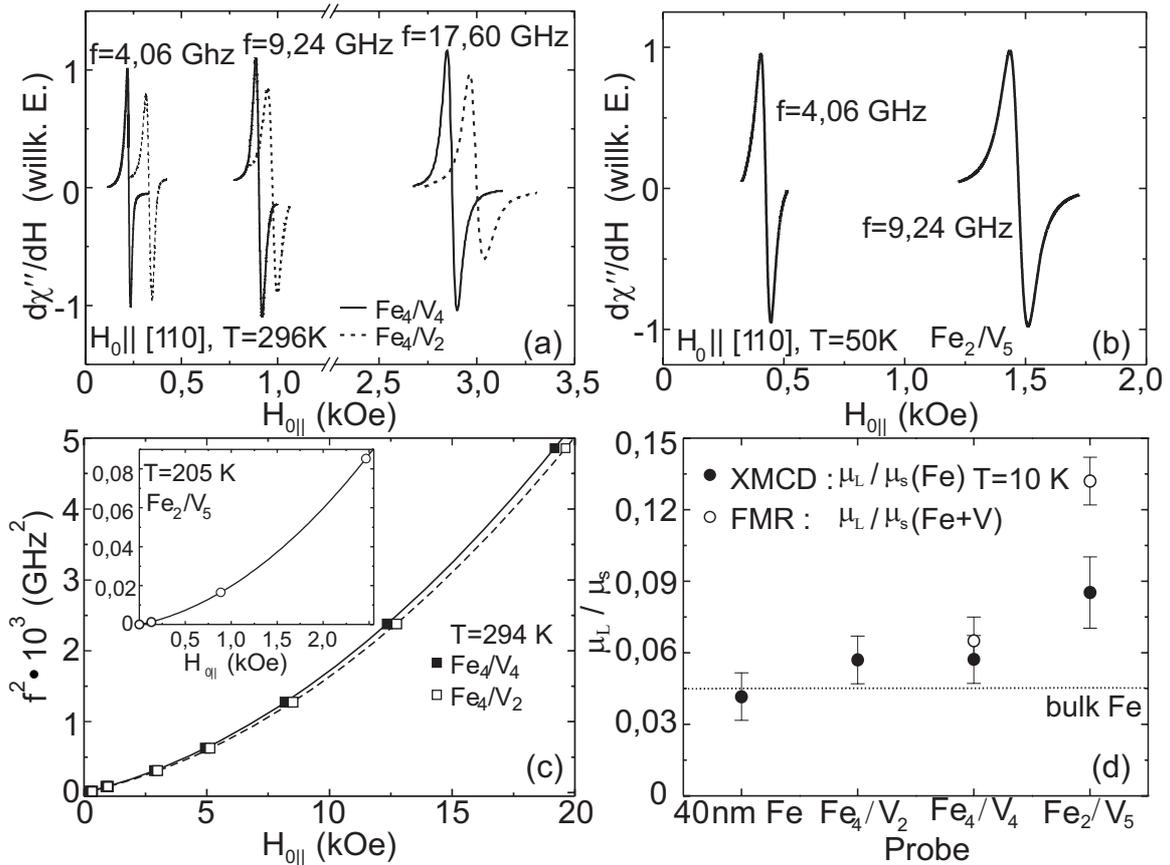
Für die  $[100]$ -Richtung gilt nach Glg. (5.15):

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_{||}}\right)^2 = H_{0||}^2 - H_{0||} \left(M_{eff} - 4\frac{K_{4||}}{M}\right) - 2\frac{K_{4||}}{M} \left(M_{eff} - 2\frac{K_{4||}}{M}\right) \quad (8.5)$$

Für die Filmmnormale ( $[001]$ -Richtung) gilt schließlich (Glg. (5.8)):

$$\frac{\omega}{\gamma_{\perp}} = H_{0\perp} + \left(M_{eff} + 2\frac{K_{4\perp}}{M}\right) \quad (8.6)$$

Die funktionalen Zusammenhänge sind in Abb. 8.1 schematisch gezeigt, in der  $f^2$  als Funktion von  $H_{0||}$  (für die beiden Richtungen in der Filmebene) und  $f$  als Funktion von  $H_{0\perp}$  (senkrecht zur Filmebene) dargestellt sind. Man erhält Parabeln für die  $[100]$ - und  $[110]$ -Richtung und einen linearen Zusammenhang für die  $[001]$ -Richtung. Die Steigung für den senkrechten Fall bzw. der Faktor vor dem quadratischen Term im Fall der Richtungen in der Filmebene werden ausschließlich von den Größen  $g_{\perp}$  bzw.  $g_{||}$  beeinflusst. Mißt man also bei mehreren Frequenzen, so bietet diese Analyse eine von anderen Parametern unabhängige Methode zur Bestimmung der  $g$ -Tensorkomponenten. Diese Methode wurde in [158,159] für eine  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{60}$ - sowie eine  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe angewendet, jedoch konnte nur bei drei Frequenzen im Bereich 1 – 9 GHz gemessen werden. Außerdem war es nicht möglich, den Beitrag der Fe- und V-Lagen eindeutig zu identifizieren. Dies gelingt jedoch mit den Ergebnissen dieser Arbeit in Zusammenhang mit den XMCD-Resultaten aus [163], die an den gleichen Proben gewonnen wurden (siehe



**Abb. 8.2.:** a) FMR-Spektren der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ - und der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe bei unterschiedlichen Frequenzen und bei Raumtemperatur. b) FMR-Spektren der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Probe bei verschiedenen Frequenzen und  $T = 50 \text{ K}$  (aus [158]). a) und b) wurden mit  $H_0$  parallel zur  $[110]$ -Richtung gemessen. c) Quadrat der Mikrowellenfrequenz als Funktion des Feldes für die in a) und b) gezeigten Proben. Die Linien sind ein Fit gemäß Glg. (8.4). d)  $\mu_L/\mu_S$  für die angegebenen Proben. Es sind die Ergebnisse aus den FMR-Messungen sowie element-spezifische XMCD-Ergebnisse des Fe-Beitrages aus [163] gezeigt.

Kap. 7). Zudem ermöglicht der größere Frequenzbereich im Gegensatz zu [158,159] eine erheblich genauere Bestimmung der  $g$ -Komponenten (siehe unten). Es ist jedoch anzumerken, daß die bereits in Kap. 7 diskutierten Hochfrequenzmessungen nur bei Raumtemperatur durchgeführt werden können. Nur die Proben mit 4 ML dicken Fe-Schichten besitzen ein  $T_C$  oberhalb 600 K. Die anderen Proben besitzen tiefere  $T_C$ -Werte bei bzw. unterhalb Raumtemperatur (siehe Kap. 7) und konnten daher nicht im gesamten Frequenzbereich untersucht werden.

**Messung der  $g_{||}$ -Komponente** Die Ergebnisse für die Komponenten in der Filmebene werden am Beispiel der  $g_{||,[110]}$ -Komponente diskutiert. Abbildung 8.2 zeigt die Ergebnisse aus [158,159] zusammen mit denen dieser Arbeit. Alle Messungen wurden mit externem Feld parallel zur  $[110]$ -Richtung durchgeführt. In Abb. 8.2(a) sind die FMR-Spektren dieser Arbeit für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - (durchgezogene Linie) sowie die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe (gestrichelt) dargestellt.

Probe	$g_{\parallel,[110]}$	$g_{\parallel,[100]}$	$g_{\perp}$
$\text{Fe}_4/\text{V}_2$	2,115(7)	2,109(12)	2,101(50)
$\text{Fe}_4/\text{V}_4$	2,134(9) 2,13(15), [158]	2,136(16)	2,116(40)
$\text{Fe}_2/\text{V}_5$	2,264(30), [158]		

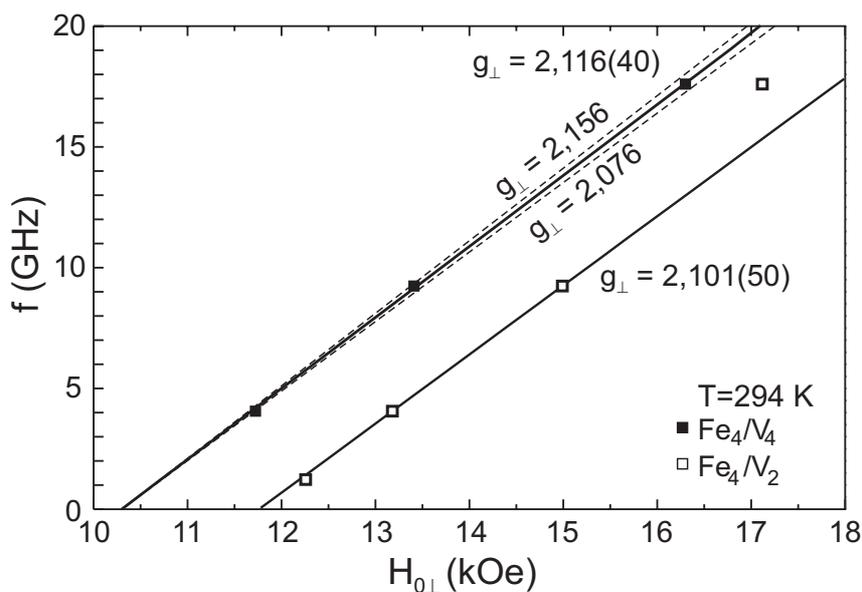
**Tabelle 8.1.:** Resultate der  $g$ -Faktor-Messungen an Fe/V-Vielfachschichten bei Raumtemperatur bzw. bei ca. 200 K für die Daten aus [158].

Es werden Daten für Frequenzen von 4,06 GHz, 9,24 GHz und 17,60 GHz gezeigt. Aufgrund der etwas größeren Anisotropie der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe innerhalb der Filmebene (siehe Kap. 7) liegen deren Resonanzfelder oberhalb derjenigen der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe. Man erkennt zudem, daß gemäß der Glg. (8.4) höhere Frequenzen zu größeren Resonanzfeldern führen. Dies gilt auch für die FMR-Spektren der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{60}$ -Probe aus [158,159] in Abb. 8.2(b). Im Gegensatz zu den Proben der Abb. 8.2(a), die aus oben genannten Gründen bei Raumtemperatur aufgenommen wurden, sind die Spektren der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{60}$ -Probe bei  $T = 50$  K gemessen. Die Ergebnisse bei verschiedenen Temperaturen können dennoch direkt verglichen werden, da der  $g$ -Faktor mit dem magnetischen Moment verknüpft und wie dieses temperaturunabhängig ist. Dies wurde auch in [158,159] bestätigt. Aus den gemessenen Resonanzfeldern kann mittels oben diskutierten Methode die Komponente  $g_{\parallel,[110]}$  ermittelt werden. Dementsprechend ist in Abb. 8.2(c) das Quadrat der Mikrowellenfrequenz als Funktion des externen Feldes nach Glg. (8.4) dargestellt. Die experimentellen Resonanzfelder für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - (gefüllte Quadrate) und  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe (offene Quadrate) sind eingezeichnet. Man erhält die erwartete parabelförmige Abhängigkeit. Die durchgezogene und die gestrichelte Kurve in Abb. 8.2(c) sind Fits, die mit Glg. (8.4) erstellt wurden. Die Übereinstimmung mit den Daten ist über den gesamten Frequenzbereich sehr gut. Man ermittelt aus dem in  $H_0$  quadratischen Term die Werte  $g_{\parallel,[110]} = 2,115(7)$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe und  $g_{\parallel,[110]} = 2,134(9)$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe. Das kleine Bild zeigt die Ergebnisse der  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{60}$ -Probe aus [158] bei 205 K. Auch hier findet man den parabelförmigen Zusammenhang. Es ergibt sich  $g_{\parallel,[110]} = 2,264(30)$ . In den Fehler gehen die Fehler der Frequenz- und Magnetfeldbestimmung sowie der Fehler aufgrund der Anpassung von Glg. (8.4) an die Daten ein. Die Frequenzmessung erfolgte mit einem Frequenzzähler. Dieser zeigte, daß die Ausgangsfrequenzen der Mikrowellenbrücken erst im MHz-Bereich schwanken. Der Frequenzfehler liegt daher unterhalb von 1% und kann gegenüber den anderen Fehlerquellen vernachlässigt werden. Die Magnetfelder des Elektromagneten wurden mit einer Kernresonanzsonde kalibriert (siehe Anh. A.3) und sind daher sehr genau bekannt. Die Hauptfehlerquelle des Magnetfeldes liegt jedoch nicht in der Bestimmung des Feldwertes, sondern vielmehr in der Tatsache, daß das Feld im Luftspalt nicht absolut homogen ist. Die typischen Inhomo-

genitäten liegen dabei im Bereich einiger Oe. Dies ist verglichen mit den Resonanzfeldern im kOe-Bereich dennoch zu vernachlässigen. Der Hauptbeitrag des Fehlers wird also durch den Fit selbst geliefert. Messungen über einen großen Frequenzbereich reduzieren diesen. Die höhere Genauigkeit bei großem Frequenzintervall zeigt der Vergleich der Ergebnisse aus [158,159] (kleines Bild) in Abb. 8.2(c) mit denen der zwei in dieser Arbeit untersuchten Proben. Erst bei hohen Frequenzen ist der Unterschied zwischen den Fitkurven der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe und der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe deutlich zu erkennen. Bei Verwendung der drei Frequenzen aus [158,159] (1, 4 und 9 GHz) würde man diesen Unterschied nicht erkennen können (man beachte die unterschiedliche Größe der Frequenzachse). Eine Zusammenfassung aller Messungen der verschiedenen Komponenten für die verschiedenen Proben gibt Tab. 8.1. Aufgrund des größeren Frequenzbereiches sind die Fehler der in dieser Arbeit bestimmten  $g_{\parallel}$ -Komponenten deutlich kleiner, teilweise sogar um bis zu eine Größenordnung. Die Ergebnisse am  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)$ -System stimmen mit denen aus [158,159] überein. Der Vergleich der ermittelten Werte für  $g_{\parallel,[110]}$  und  $g_{\parallel,[100]}$  zeigt keinen signifikanten Unterschied und bestätigt damit das erwartete isotrope Verhalten des tetragonalen Systems in der Filmebene. Die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe zeigt fast den Wert von Volumen-Fe (2,09). Dies läßt zusammen mit den Röntgenbeugungsdaten (siehe Kap. 4) darauf schließen, daß die nur zwei Lagen dünnen V-Schichten nicht komplett geschlossen sind, so daß die Probe größere Bereiche aus Fe enthält. Mit ansteigendem V- und sinkendem Fe-Anteil der Vielfachschichten ergibt sich ein größerer Wert der  $g_{\parallel}$ -Komponenten. Um dieses Verhalten näher zu analysieren, wurden die Werte gemäß Glg. (8.3) in die entsprechenden Verhältnisse von Bahn- zu Spinnmoment umgerechnet. Das Ergebnis für die [110]-Richtung ist in Abb. 8.2(d) gezeigt. Dort sind die Werte für  $\mu_L/\mu_S$  aus den FMR-Messungen von  $g_{\parallel,[110]}$  (offene Kreise) sowie XMCD-Ergebnisse aus [163] (gefüllte Kreise) gezeigt. Die FMR-Daten liegen systematisch über den XMCD-Werten. Dieser scheinbare Widerspruch kann erklärt werden, wenn man bedenkt, daß die XMCD-Ergebnisse mittels der sog. Summenregeln [164,165] aus Messungen an den Fe  $L_{2,3}$ -Kanten ermittelt wurden (siehe Kap. 7 und [163]). Die XMCD-Technik liefert *element-spezifische* Werte, d. h., es wird nur der Fe-Beitrag  $\mu_L^{\text{Fe}}/\mu_S^{\text{Fe}}$  bestimmt. Mittels FMR wird dagegen der Beitrag des Fe *und* der im V induzierten Momente gemessen (siehe [163] und Kap. 7). Wie in [163] gezeigt (siehe auch Diskussion von Abb. 7.1 in Kap. 7), stehen die Spinnmomente der V-Grenzschichten *antiparallel* zu denen der Fe-Lagen. Die Bahnmomente der beiden Elemente stehen jedoch parallel. Die Spinnmomente heben sich daher teilweise auf, die Bahnmomente addieren sich. Dies führt zu den größeren Werten in den FMR-Messungen. Die Beobachtung, daß mit abnehmender Fe- und zunehmender V-Dicke  $\mu_L/\mu_S$  und damit  $g_{\parallel}$  zunimmt, wird in [163] erklärt. Nach Trennung von Spin- und Bahnmoment zeigt sich, daß mit abnehmender Fe-Dicke das Fe-Spinnmoment aufgrund von Hybridisierung an der Grenzfläche abnimmt. Das Fe-Bahnmoment bleibt jedoch konstant. Einerseits nimmt zwar auch das Bahnmoment durch Hybridisierung ab, vermutlich wird es aber andererseits an den Grenzflächen

zum Vanadium aufgrund der geringeren Symmetrie erhöht. Der Einfluß der Grenzfläche steigt mit abnehmender Fe-Dicke an, so daß sich Hybridisierung und das „unquenchen“ des Bahnmomentes gegenseitig kompensieren. Wie Abb. 8.2(d) zeigt, führt dies für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Probe zu einen Bahnanteil am magnetischen Moment von 9%. Dies bedeutet – verglichen mit dem Wert für Volumen-Fe von 4,5% – eine Erhöhung des Bahnanteils um den Faktor 2.

**Messung der  $g_{\perp}$ -Komponente** Im folgenden sollen die  $g_{\perp}$ -Komponenten diskutiert werden, d. h., die Komponenten entlang der schweren Richtung des Fe/V-Systems (siehe Kap.7). Zur Bestimmung der  $g_{\perp}$ -Komponenten müssen die Resonanzfelder parallel zur Filmmormalen untersucht werden. Verläuft die polare Winkelabhängigkeit  $H_{res}(\theta_H)$  in der Umgebung der Filmmormalen steil, wie für die Fe/V-Proben (siehe Kap. 7), so muß die Probennormale sehr genau relativ zum Magnetfeld orientiert werden. Aufgrund unvermeidlicher Fehler, die sich stark auswirken, wurde als Resonanzfeld entlang der Filmmormalen der Wert des Fits an die polare Winkelabhängigkeit verwendet (siehe Abb. 7.8 in Kap. 7). Durch Ausnutzen der Symmetrie der Winkelabhängigkeit ist somit eine viel genauere Bestimmung von  $H_{res\perp}$  möglich. Bei den Hochfrequenzmessungen ab 17 GHz wird die Probe am Ende eines Hohlleiters befestigt, so daß keine komplette Winkelabhängigkeit gemessen werden kann. Somit ist die genaue Bestimmung der Senkrechten aus dem Fit nicht möglich. Die Ergebnisse der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ - und der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe zeigt Abb. 8.3.  $f$  ist dort als Funktion von  $H_{0\perp}$  aufgetragen. Die experimentellen Resonanzfelder für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ - (gefüllte Quadrate) und die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe (offene Quadrate) liegen auf einer Geraden, was gemäß Glg. (8.6) erwartet wird. Dabei ist die



**Abb. 8.3.:** Frequenz als Funktion von  $H_{0\perp}$  zur Bestimmung der  $g_{\perp}$ -Komponente des  $g$ -Tensors in Fe/V-Vielfachschichten nach Glg. (8.6). Die durchgezogenen Kurven sind die besten Fits.

maximale Frequenz, bei der das Resonanzfeld in der schweren Richtung noch mit dem Elektromagneten erreicht werden konnte, 17 GHz. Man erkennt auch, daß der Wert von  $H_{res}$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe bei 17 GHz vom linearen Verlauf abweicht. Dies liegt wahrscheinlich an einer Fehlorientierung des Kristalls. Dieser Meßwert wurde daher beim Anpassen an Glg. (8.6) nicht berücksichtigt. Die durchgezogenen Linien geben die besten Fitkurven wieder. Aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten erhält man jedoch keine gute Statistik. Außerdem sind die Unterschiede des theoretischen Verlaufs für verschiedene  $g_{\perp}$ -Werte – verglichen mit der parabelförmigen Abhängigkeit in der Filmebene – sehr klein. Dies wird an den im Fall der  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe gestrichelt gezeichneten Kurven deutlich, die den Verlauf der  $f(H_0)$ -Geraden für die Werte  $g_{\perp} = 2,076$  bzw.  $g_{\perp} = 2,156$  zeigen. Auch in der Senkrechten unterscheiden sich die Fitkurven für verschiedene  $g$ -Faktoren am stärksten bei hohen Frequenzen. Die Ergebnisse für  $g_{\perp}$ , die aus den Steigungen gewonnen werden können, sind in Tab. 8.1 aufgeführt. Sie betragen  $g_{\perp} = 2,116(40)$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Probe und  $g_{\perp} = 2,101(50)$  für die  $(\text{Fe}_4/\text{V}_2)_{60}$ -Probe. Die Daten zeigen die Tendenz zu kleineren  $g_{\perp}$ -Faktoren im Vergleich zu den  $g_{\parallel}$ -Werten, was der tetragonalen Symmetrie entspricht. Aufgrund des Fehlers ist dieser Unterschied jedoch nicht signifikant. Im Fehler stimmen  $g_{\parallel}$  und  $g_{\perp}$  überein. Um genauere  $g_{\perp}$ -Werte zu erhalten, müßten Messungen bei mehr Frequenzwerten – insbesondere bei größeren – vorliegen, was jedoch bei den großen Resonanzfeldern in der senkrechten Orientierung experimentell aufwendig ist.



## 9. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden  $\text{Cu}_x\text{Ni}_8\text{Cu}_n\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ - sowie  $\text{Ni}_7\text{Cu}_n\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mittels *in situ* UHV-FMR untersucht. In diesen Prototyp-Systemen wurde die Interlagenkopplung  $J_{inter}$  erstmals durch *in situ* FMR quantitativ gemessen (Energie/Teilchen). Am gleichen System kann dadurch schrittweise zunächst die erste ferromagnetische Schicht untersucht und in einem weiteren Schritt der Einfluß der zweiten im gekoppelten System beobachtet werden. Die Kopplung führt zum Auftreten von zwei Moden, die der gleichphasigen und der gegenphasigen Präzession der beiden Schichtmagnetisierungen entsprechen. Aus der Modenposition kann – für FM sowie AFM gekoppelte Filme – in absoluten Einheiten auf die Kopplungsstärke geschlossen werden. Zur Bestimmung von  $J_{inter}$  wurde in dieser Arbeit eine alternative Methode entwickelt, die auf den *in situ* Messungen basiert. Dabei wird die Verschiebung des Resonanzsignals im gekoppelten System, verglichen mit dem in der noch ungekoppelten unteren Schicht, zur Bestimmung von  $J_{inter}$  verwendet. Der Vorteil ist, daß nicht mehr beide Moden im gekoppelten System beobachtet werden müssen, was die Bestimmung von  $J_{inter}$  auch bei größerer Kopplung ermöglicht, für die die optische Mode geringe Oszillatorstärke besitzt. Die zentralen Ergebnisse der Arbeit sind:

- $J_{inter}$  oszilliert als Funktion der Zwischenschichtdicke. Dabei konnten die theoretisch vorhergesagten Perioden von 2,56 ML und 5,88 ML bestätigt werden. Die Kopplungsstärken der untersuchten Proben liegen im Bereich von 1 – 60  $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ . Dies zeigt, daß die Kopplung in den meisten Experimenten, die indirekt auf den absoluten Wert schließen, um bis zu zwei Größenordnungen überschätzt wird.
- Es wurde erstmals die komplette Temperaturabhängigkeit von  $J_{inter}$  im gesamten Temperaturbereich bis zum Phasenübergang gemessen. Dabei zeigte sich, daß  $J_{inter}$  für drei verschiedene Systeme – Prototyp-Zweifachlagen wie auch Fe/V-Multilagen – in einem weiten Bereich bis etwa  $t = T/T_C = 0,7$  durch ein  $1 - (T/T_C)^{3/2}$ -Gesetz beschrieben werden kann. Dies bedeutet, daß die Temperaturabhängigkeit durch thermisch angeregte Magnonen in den Ferromagneten hervorgerufen wird. Dies kann theoretisch in einem Heisenberg-Modell unter Verwendung einer nicht-linearen Spinwellentheorie verstanden werden (man benötigt Wechselwirkungen unter den Spinwellen). Ein anderes Modell in

der Literatur sieht die Ursache der Temperaturabhängigkeit in den elektronischen Effekten der Zwischenschicht (Aufweichen der Fermi-Kante). Die Messungen zeigen jedoch eindeutig, daß dieses in der Literatur bislang ausschließlich zum Erklären experimenteller Daten verwendete Modell nicht den Hauptbeitrag zur beobachteten  $T$ -Abhängigkeit liefert. Am Phasenübergang wird  $J_{inter}$  verschwindend klein. Die Annahme einer konstanten Interlagenkopplung – wie in einigen Theorien – ist daher falsch.

- Eine Deckschicht auf dem gekoppelten System hat ebenfalls Einfluß auf  $J_{inter}$ . Dies wurde für Cu-Deckschichten gezeigt. Die Kopplung bei fester Zwischenschichtdicke oszilliert als Funktion der Deckschichtdicke. Die Amplitude der Oszillationen ist jedoch – verglichen mit derjenigen bei Zwischenschichtdickenvariation – um den Faktor 5 kleiner. Für ein System mit schwacher Kopplung konnte gezeigt werden, daß die Oszillationen in diesem Fall das Vorzeichen der Kopplung ändern können. Die Verwendung von Deckschichten als Schutzschicht kann daher in Einzelfällen zu falschen Ergebnissen führen.
- Die Kopplung zeigt einen systematischen Einfluß auf die Linienbreite. Je größer diese ist, desto stärker ist die optische Mode verbreitert. Die Ursache hierfür ist nicht geklärt, doch könnte es sich um einen zusätzlichen Dämpfungsbeitrag handeln, der durch die die Kopplung vermittelnden Leitungselektronen der Zwischenschicht entsteht. Am Phasenübergang bewirkt das Kopplungsfeld eine Unterdrückung der Spinfluktuationen, die zu einem geringeren Anstieg der Linienbreite führt. Aufgrund der Kopplung werden die Fluktuationen auf beide Filme übertragen.
- Die Interlagenkopplung wird erheblich von der Grenzflächenrauigkeit beeinflusst. Durch quantitative STM-Untersuchungen konnte die Rauigkeit von nicht getemperten Zwischenschichten ermittelt werden. Es zeigt sich, daß die Rauigkeit wie ein Tiefpaßfilter wirkt, der insbesondere die kurze Periode der Kopplung unterdrückt.
- Durch Messungen bei verschiedenen Frequenzen kann die  $f(H_0)$ -Dispersionskurve des gekoppelten Systems gemessen werden. Mittels Vergleich mit theoretischen Rechnungen für  $f(H_0)$ , die durch Lösen der Landau-Lifschitz-Gleichung gewonnen wurden, lassen sich insbesondere Anisotropieterme höherer Ordnung in gekoppelten Systemen bestimmen. Sind diese Beiträge – wie für die in dieser Arbeit untersuchten Zweifachlagen – klein, ist deren Bestimmung bei einer Frequenz schwierig.

In Erweiterung der Zweifachlagen wurden Untersuchungen an Fe/V-Vielfachschichten durchgeführt. Auch hier konnten optische Moden identifiziert und damit  $J_{inter}$  absolut bestimmt werden. Im einzelnen sind die Ergebnisse:

- Die Kopplungsstärke konnte für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht bei tiefen Temperaturen zu  $132(5) \mu\text{eV}/\text{Atom}$  bestimmt werden. Dies entspricht etwa dem 4-fachen Wert der

---

Kopplung in den Ni/Cu/Co/Cu(001)-Zweifachlagen mit gleicher Zwischenschichtdicke.

- Das Fe/V-System zeichnet sich durch schmale Linienbreiten aus, die bei tiefen Temperaturen etwa 20 Oe betragen. Durch frequenzabhängige Messungen, die erstmals über einen Bereich von 1 – 70 GHz durchgeführt wurden, konnte gezeigt werden, daß der üblicherweise angenommene lineare Verlauf der Linienbreite als Funktion der Frequenz für die Fe/V-Multilagen nicht zutrifft. Der Linienbreitenverlauf weist insbesondere bei höheren Frequenzen eine Krümmung auf, was nur aufgrund des großen Frequenzintervalls beobachtet werden konnte. Die Kenntnis der Dämpfungsmechanismen ist entscheidend für das Verständnis von dynamischen Ummagnetisierungsprozessen auf Zeitskalen im ns-Bereich. Es konnte gezeigt werden, daß der Temperaturverlauf der Linienbreite durch 2-Magnonen-Streuprozesse in der Multilage quantitativ beschrieben werden kann. Die Ergebnisse stimmen mit existierenden theoretischen Vorhersagen überein, die die 2-Magnonen-Streuung als eine wichtige Ursache der Linienverbreiterung in ultradünnen Filmen und Schichtsystemen vorschlagen.
- Es wurde ein Verfahren vorgestellt, daß es erlaubt, die  $g$ -Tensorkomponenten in Ferromagneten zu messen. Dieses Verfahren wurde bei den Fe/V-Proben angewendet. Dabei führt der Frequenzbereich von 1 – 70 GHz zu hohen Genauigkeit. Die relativen Fehler betragen 0,5 – 1% in der Filmebene und 2 – 3% senkrecht zur Filmebene. In der Probenebene zeigen die Systeme isotrope  $g$ -Faktoren. Dabei wurde ein systematischer Anstieg des  $g$ -Faktors mit abnehmender Fe-Konzentration beobachtet. Daraus konnte für die  $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht ein Bahnanteil am magnetischen Moment von 9% ermittelt werden (Faktor 2 größer als in Volumen-Fe). Entlang der Filmnormalen wurde eine Tendenz zu kleineren  $g$ -Faktoren gefunden. Dies kann mit dem etwas kleineren Wert des Bahnmomentes entlang der schweren Magnetisierungsrichtung erklärt werden.
- Die Anisotropiekonstanten und die Magnetisierung wurden aus temperatur- und winkelabhängigen FMR-Messungen bei Frequenzen im Bereich von 1 – 9 GHz sowie SQUID-Messungen quantitativ bestimmt. Die MAE im Fe/V-System wird durch den großen Beitrag der Formanisotropie des Fe bestimmt. Alle Proben zeigen daher eine leichte Richtung in der Filmebene. Innerhalb der Filmebene tritt jedoch bei Fe-Dicken um 3 – 4 ML eine Reorientierung der leichten Richtung von [110] nach [100] auf, die vermutlich mit einem mit der Fe-Dicke abnehmenden Oberflächenbeitrag höherer Ordnung zusammenhängt. Dieser bevorzugt für dünne Fe-Lagen eine leichte Richtung parallel [110].
- Es wurde erstmals der Bereich ultradünner Fe-Schichten mit Dicken zwischen 1 – 2 ML untersucht. Dabei konnte durch FMR in Kombination mit VSM- und XMCD-Messungen gezeigt werden, daß die Multilagen in diesem Bereich aus ferromagnetischen und superparamagnetischen Bereichen bestehen. Die superparamagnetischen Bereiche, die mit

einem einfachen Modell quantitativ analysiert wurden, führen bei tiefen Temperaturen zu einem Anstieg der Magnetisierung um den Faktor 2 – 3. Die element-spezifischen XMCD-Untersuchungen zeigen, daß der Effekt in den Fe-Lagen entsteht.

Vor der Untersuchung der Zweifachlagen, wurden individuelle Ni- und Co-Filme gemessen, um somit die Teilsysteme der gekoppelten Filme zu charakterisieren. Die Ergebnisse der Untersuchungen an Einfachfilmen sind:

- Das Bedecken von Ni/Cu(001)-Filmen mit Cu führt zu einer Zunahme der effektiven Anisotropie der Filme, da die Cu-Deckschicht die negative Oberflächenanisotropie des Ni/Cu(001)-Systems reduziert, so daß sich die positive Volumenanisotropie wesentlich stärker auswirkt. Dies führt auch zu einer Verschiebung der Reorientierungsdicke (siehe nächster Punkt). Bei Co-Filmen führt die Bedeckung mit Cu zu einer Abnahme der effektiven Anisotropie. Ein Beitrag ist die Reduktion der Magnetisierung und damit der Formanisotropie, jedoch wird auch die intrinsische Anisotropie herabgesetzt. Dies steht im Einklang mit *in situ* SQUID-Messungen, die eine Abnahme des Bahnmomentes nach Cu-Bedeckung zeigen, die durch Hybridisierung an der Co/Cu-Grenzfläche entsteht.
- Die Anisotropiewerte von Ni/Cu(001)-Filmen können stark durch an der Oberfläche adsorbierte Gase oder Deckschichten verändert werden. Dabei beträgt die Änderung der Oberflächenanisotropie im Fall von chemisorbiertem Sauerstoff rund  $90 \mu\text{eV}/\text{Atom}$ , im Fall einer Cu-Deckschicht etwa  $50 \mu\text{eV}/\text{Atom}$ . Die Anisotropieänderung führt zu einer Abnahme der Reorientierungsdicke im System Ni/Cu(001) um bis zu 6 ML. Dadurch wird der Bereich mit leichter Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene ausgedehnt. Der Effekt kann ausgenutzt werden, um gezielt die MAE der Filme zu manipulieren, wie erstmals durchgeführte FMR-Messungen an Ni-Filmen zeigen, die auf einem durch Sauerstoffadsorption rekonstruierten Cu(001)-Kristall präpariert wurden. Es konnte zudem festgestellt werden, daß der Sauerstoff als „Surfactant“ wirkt und ein lagenweises Wachstum der Ni-Filme fördert.
- Das System Ni/Re(0001) wurde durch *in situ* FMR untersucht. Dabei konnten die Resultate mit einer STM-Wachstumsstudie korreliert werden. Die Filme zeigen eine strukturelle Relaxation ab etwa 6 ML, die mit volumenartigen Anisotropiewerten einhergeht. Die Linienbreite am Phasenübergang zeigt einen Anstieg um etwa den Faktor 2 aufgrund von kritischen Spinfluktuationen.

# A. Anhang

## A.1. Umrechnung von Größen und Einheiten

Da in der Literatur häufig verschiedene Einheiten zur Angabe von Energien verwendet werden, ist in Tab. A.1 die Umrechnung zwischen den Energieeinheiten angegeben. Man entnimmt der Tab. A.1, daß 1 erg cm<sup>-2</sup> gerade 1 mJ m<sup>-2</sup> entspricht. Außerdem ist 10<sup>6</sup> erg cm<sup>-3</sup> = 1 J m<sup>-3</sup>. Zur Umrechnung von Oberflächen- und Volumenanisotropien können Tab. A.2 bzw. Tab. A.3 verwendet werden. Für die Umrechnung der Magnetfeldstärke gilt  $H[\text{Oe}] \cdot 79,58 = H[\text{A/m}]$ . Für die Umrechnung von magnetischen Flußdichten gilt  $B[\text{G}] \cdot 10^{-4} = B[\text{T}]$ . Magnetisierungen lassen sich über  $4\pi M[\text{G}] \cdot 79,58 = M[\text{A/m}]$  bzw.  $M[\text{G}] = M[\text{kA/m}]$  umrechnen.

	J	erg	eV	T (K)
1 J	1	10 <sup>7</sup>	6,242 · 10 <sup>18</sup>	7,244 · 10 <sup>22</sup>
1 erg	10 <sup>-7</sup>	1	6,242 · 10 <sup>11</sup>	7,244 · 10 <sup>15</sup>
1 eV	1,602 · 10 <sup>-19</sup>	1,602 · 10 <sup>-12</sup>	1	11600
1 K	1,381 · 10 <sup>-23</sup>	1,381 · 10 <sup>-16</sup>	8,617 · 10 <sup>-5</sup>	1

**Tabelle A.1.:** Umrechnung von Energieeinheiten

	Oberflächen-Atomdichte (cm <sup>-2</sup> )	1 erg cm <sup>-2</sup> multipliziert mit
fcc Ni(001)	1,61 · 10 <sup>15</sup>	386 μeV/Atom
fcc Ni(111)	1,86 · 10 <sup>15</sup>	335 μeV/Atom
bcc Fe (001)	1,21 · 10 <sup>15</sup>	515 μeV/Atom
fct Ni(Co)/Cu(001)	1,78 · 10 <sup>15</sup>	350 μeV/Atom

**Tabelle A.2.:** Umrechnung von Oberflächenanisotropieenergien (eV → erg cm<sup>-2</sup>).

	Volumen-Atomdichte (cm <sup>-3</sup> )	10 <sup>6</sup> erg cm <sup>-3</sup> multipliziert mit
fcc Ni	9,17 · 10 <sup>22</sup>	6,83 μeV/Atom
bcc Fe	8,46 · 10 <sup>22</sup>	7,38 μeV/Atom
fct Ni(Co)/Cu(001)	9,03 · 10 <sup>22</sup>	6,91 μeV/Atom

**Tabelle A.3.:** Umrechnung von Volumenanisotropieenergien (eV → erg cm<sup>-3</sup>).

## A.2. Kerr-Effekt Messung mit einem PEM

Im folgenden soll der Meßprozeß, d. h. die experimentelle Bestimmung der Meßgrößen  $\theta_K$  und  $\eta_K$  mit dem in Kap. 3.2 beschriebenen Meßaufbau, der einen photoelastischen Modulator nutzt, näher erläutert werden. Dabei wird nur der für diese Arbeit relevante Kerr-Effekt diskutiert. Zunächst betrachtet man eine ebene elektromagnetische Welle in einem optisch isotropen Medium, die auf die Probe fallen soll. Bei dieser Welle ist der Wellenvektor  $\vec{k}$  immer senkrecht zum elektrischen Feld-Vektor  $\vec{E}$ . Dadurch wird aber nur eine Ebene festgelegt, in der  $\vec{E}$  schwingen kann, d. h., es fehlen noch zwei Komponenten von  $\vec{E}$ . Dies bedeutet, daß eine ebene Welle, deren Ausbreitungsrichtung in z-Richtung liegen soll, beschrieben werden kann als

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i(kz-\omega t)} \\ E_{y0} e^{i(kz-\omega t+\varphi)} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Bei polarisierten Wellen ist die Phasenbeziehung  $\varphi$  zwischen den beiden Feldkomponenten mit Amplituden  $E_{x0}$  bzw.  $E_{y0}$  und Frequenz  $\omega$  zeitlich konstant. Zur eindeutigen Beschreibung des Polarisationszustands genügt daher die Kenntnis von  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  sowie  $\varphi$ . Man gelangt daher zu einer kürzeren Darstellung für polarisierte Wellen, indem die Polarisation der Welle durch den sog. Joneschen Vektor beschrieben wird, dessen Betrag man i. allg. auf Eins normiert:

$$\vec{E}_J = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\varphi_x} \\ E_{y0} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$E_x$  und  $E_y$  sind dabei die momentanen Skalkomponenten des  $\vec{E}$ -Vektors und  $N$  ist der Normierungsfaktor. Wie bereits in Kap. 3.2 erwähnt, benutzt man häufig die Bezeichnungen p-polarisiert ( $\vec{E}_p$ ), falls die Welle parallel zur Einfallsebene polarisiert ist sowie s-polarisiert ( $\vec{E}_s$ ) für den Fall, daß eine lineare Polarisation senkrecht zur Einfallsebene vorliegt. Im folgenden sei das Koordinatensystem so gewählt, daß s-polarisiertes Licht parallel zur y-Achse, p-polarisiertes parallel zur x-Achse polarisiert ist, d. h., die x-Achse liegt in der Einfallsebene. Die Jones-Vektoren für p- bzw. s-polarisiertes Licht sind dann:

$$\vec{E}_p = \frac{1}{E_{x0} e^{i\varphi_x}} \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\varphi_x} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{E}_s = \frac{1}{E_{y0} e^{i\varphi_y}} \begin{pmatrix} 0 \\ E_{y0} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Für links und rechts zirkular polarisiertes Licht gilt  $E_{0x} = E_{0y}$  und  $\varphi_y = \varphi_x - \pi/2$  und somit (am Beispiel von rechts zirkular polarisiertem Licht):

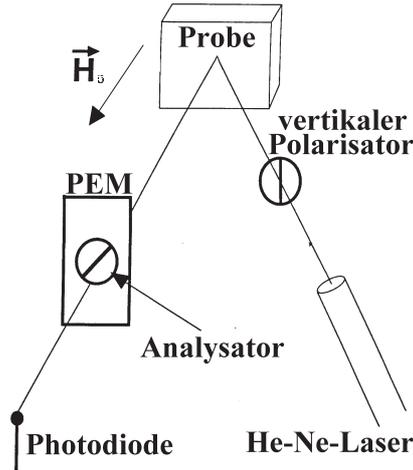
$$\vec{E}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}E_{x0}e^{i\varphi_x}} \begin{pmatrix} E_{x0}e^{i\varphi_x} \\ E_{x0}e^{i(\varphi_x-\pi/2)} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\pi/2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Analog gilt für links zirkular polarisiertes Licht  $\vec{E}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ .

Zwei reelle (komplexe) Vektoren  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$  sind orthogonal, falls ihr Skalarprodukt  $\vec{A} \cdot \vec{B}$  (bzw.  $\vec{A} \cdot \vec{B}^*$  im komplexen Fall) gleich Null ist. Danach sind also die Jones-Vektoren  $\vec{E}_h$  und  $\vec{E}_v$ , sowie  $\vec{E}_-$  und  $\vec{E}_+$  orthogonal. Aufgrund der Normierung sind diese Paare von Jones-Vektoren sogar orthonormal. Sie bilden damit eine Basis im Vektorraum der Jones-Vektoren, d. h. im Raum aller möglichen Polarisationszustände. Wählt man eines dieser Basissysteme, so kann jeder mögliche Polarisationszustand durch eine Linearkombination der beiden Basisvektoren dargestellt werden. Man sieht dadurch, daß jeder Polarisationszustand aus linear polarisiertem Licht (bei Wahl von  $\vec{E}_h$  und  $\vec{E}_v$  als Basis) oder aber auch durch rechts- und links zirkularem Licht (bei Wahl von  $\vec{E}_+$  und  $\vec{E}_-$  als Basis) zusammengesetzt werden kann. Als Spezialfall kann danach linear polarisiertes Licht eindeutig durch eine rechts zirkulare und eine links zirkulare Komponente beschrieben werden, wie dies in Kap. 3.2 getan wurde. Mit der Jonesschen Schreibweise kann man einen Strahlengang von polarisiertem Licht durch eine Anordnung von optischen Elementen besonders einfach verfolgen. Der einfallende Strahl sei durch seinen Jones-Vektor  $\vec{E}_i$  dargestellt. Er durchläuft ein optisches Element und tritt als neuer Jones-Vektor  $\vec{E}_f$  heraus. Das optische Element wird dann als  $2 \times 2$ -Matrix  $\mathbf{A}$  beschrieben mit  $\vec{E}_f = N^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \vec{E}_i$ . Ausgeschrieben ist also:

$$\begin{pmatrix} E_{fx} \\ E_{fy} \end{pmatrix} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$N^{-1}$  ist dabei ein evtl. nötiger Normierungsfaktor, der einfach der Kehrwert der Länge von  $\vec{E}_f$  ist. Dann erhält man wieder einen normierten Jones-Vektor. Enthält der Strahlengang  $n$  optische Komponenten, die durch die Matrizen  $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \dots, \mathbf{A}_n$  gegeben sind, so gilt  $\vec{E}_f = N^{-1} \cdot \mathbf{A}_n \dots \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{A}_1 \cdot \vec{E}_i$ . Dabei ist die Reihenfolge der Matrizen zu beachten, denn die Matrizenmultiplikation ist nicht kommutativ. Mit der Jonesschen Methode läßt sich nun auch das Licht des Helium-Neon-Lasers des MOKE-Aufbaus durch die Apparatur verfolgen. Der MOKE-Aufbau ist in Abb. A.1 schematisch gezeigt (zum konkreten Aufbau siehe Abb. 3.6). Das monochromatische Licht aus dem Helium-Neon-Laser mit der Wellenlänge 632,8 nm fällt auf einen Linearpolarisator. Dieser kann beliebig gegen die Einfallsebene gedreht werden. Für die folgende Rechnung sei angenommen, daß dieser so gedreht wurde, daß er ein Vertikallinearpolarisator ist, d. h., er läßt nur Licht durch, das senkrecht (vertikal) zur horizontalen Einfallsebene polarisiert ist, also s-polarisiert. Im Fall eines Horizontallinearpolarisators würde nur



**Abb. A.1.:** Schematischer Aufbau einer Kerr-Effekt-Messung.

p-polarisiertes Licht durchgelassen. In der Matrixschreibweise sieht man, daß ein Vertikallinear-polarisator, gegeben durch die Jones-Matrix  $\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ , nur die s-polarisierte Komponente des Lichts durchläßt, denn für s- bzw. p-polarisiertes Licht gilt:

$$\vec{E}_{out,1} = \mathbf{V}\vec{E}_p = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ bzw.} \quad (\text{A.6})$$

$$\vec{E}_{out,1} = \mathbf{V}\vec{E}_s = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Das auf die Probe einfallende Licht kann somit durch den Jones-Vektor  $\vec{E}_{out,1} = \vec{E}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  beschrieben werden. Dieses s-polarisierte Licht fällt nun auf die Probe, die durch die Jones-Matrix

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{pp} & \tilde{Q}_{ps} \\ \tilde{Q}_{sp} & \tilde{Q}_{ss} \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

beschrieben wird. Hierbei ist  $\tilde{Q}$  der komplexe Fresnelsche Reflexionskoeffizient. Im folgenden wird angenommen, daß die Reflexionskoeffizienten bekannt sind. Das von der Probe reflektierte Licht hat dann den Jones-Vektor:

$$\vec{E}_{out,2} = \mathbf{S}\vec{E}_{out,1} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{pp} & \tilde{Q}_{ps} \\ \tilde{Q}_{sp} & \tilde{Q}_{ss} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\tilde{Q}_{ss}}{\left| \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{ps} \\ \tilde{Q}_{ss} \end{pmatrix} \right|} \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{ps} \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\left| \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{ps} \\ \tilde{Q}_{ss} \end{pmatrix} \right|} \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{ps} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$N$  ist wieder der Normierungsfaktor. Da für das komplexe Kerr-Signal  $\tilde{\theta}_K = \theta_K + i\eta_K = \frac{\tilde{Q}_{ps}}{\tilde{Q}_{ss}}$  gilt (siehe Kap. 3.2), folgt  $\left| \begin{pmatrix} \tilde{Q}_{ps} \\ \tilde{Q}_{ss} \end{pmatrix} \right| = \sqrt{|\theta_K + i\eta_K|^2 + 1} = \sqrt{\theta_K^2 + \eta_K^2 + 1}$ . Dann gilt:

$$\vec{E}_{out,2} = \mathbf{S}\vec{E}_{out,1} = \frac{1}{\sqrt{\theta_K^2 + \eta_K^2 + 1}} \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ 1 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Im letzten Schritt wurde die Tatsache verwendet, daß die Kerr-Signale von ultradünnen Filmen klein sind, d. h.  $\theta_K, \eta_K \ll 1$ . Das Licht fällt nun auf den PEM. Sein Zweck ist es, das reflektierte Licht zu modulieren und somit ein Wechselsignal zu erzeugen. Dieses kann dann mittels eines Lock-In-Verstärkers, der die Modulationsfrequenz als Referenzeingang benutzt, phasenrichtig gleichgerichtet werden. Der PEM basiert auf dem piezo-optischen oder photoelastischen Effekt. Eine Wechselfrequenz bringt über einen piezo-elektrischen Überträger ein piezo-optisches Material zum Vibrieren mit einer Frequenz im kHz-Bereich. Das Material verzerrt sich in der Schwingungsrichtung, wodurch eine optische Vorzugsachse entsteht. Licht, dessen  $\vec{E}$ -Vektor parallel zu dieser Achse polarisiert ist, hat dann eine andere Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  und damit Brechungsindex  $n$  als Licht, das einen senkrecht zu dieser Achse polarisierten  $\vec{E}$ -Vektor besitzt. Der Unterschied zwischen den beiden Brechungsindizes  $\Delta n$  ist durch  $\Delta n = A \sin \omega t$  gegeben, wobei  $A$  zur Amplitude der Wechselfrequenz proportional ist und  $\omega$  die Vibrationsfrequenz bezeichnet. Licht, das aus Anteilen senkrecht sowie parallel zu der optischen Achse besteht, kann immer in diese Anteile zerlegt werden. Jeder Anteil hat dann einen anderen Brechungsindex bzw. eine andere Phasengeschwindigkeit, so daß zwischen beiden Anteilen nach Durchlaufen des PEM ein Phasenunterschied von  $\phi = 2\pi \Delta n s / \lambda$  besteht ( $\lambda$ : Wellenlänge des Lichts,  $s$ : Dicke des piezo-optischen Kristalls). Die Jones-Matrix für den PEM ist daher:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Dann gilt für den Jones-Vektor des Lichts nach dem PEM:

$$\vec{E}_{out,3} = \mathbf{P} \vec{E}_{out,2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Der Term  $e^{i\phi}$  kann nach den Besselfunktionen  $J_n$  entwickelt werden [180]:

$$e^{\pm i\phi} = e^{\pm i \frac{2\pi A s}{\lambda} \sin \omega t} = J_0(\phi_m) \pm 2iJ_1(\phi_m) \cdot \sin \omega t + 2J_2(\phi_m) \cdot \cos 2\omega t \pm \dots \quad (\text{A.12})$$

Dabei ist  $\phi_m := \frac{2\pi A s}{\lambda}$ . Im folgenden sei zur Vereinfachung angenommen, daß  $\phi_m = 137,8$  gilt, denn dann ist  $J_0(137,8) = 0$ . Damit fällt der konstante erste Term weg, und es gilt mit  $J_1(137,8) = 0,423$  und  $J_2(137,8) = 0,519$  unter Vernachlässigung der höheren Ordnungen:

$$\vec{E}_{out,3} = \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ 2iJ_1(137,8) \cdot \sin \omega t + 2J_2(137,8) \cdot \cos 2\omega t \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Man beachte, daß die höheren Ordnungen nicht klein sind. Sie werden weggelassen, weil man mit dem Lock-In-Verstärker nur auf Komponenten bei entweder der einfachen oder der doppelten Referenzfrequenz empfindlich ist. Der Jones-Vektor  $\vec{E}_{out,3}$  beschreibt eine elliptisch polarisierte Lichtwelle, deren Elliptizität mit  $\omega$  und deren Polarisationssebene (Richtung der großen Hauptachse) mit  $2\omega$  moduliert ist. Hinter dem PEM befindet sich noch ein Analysator, der nichts

anderes ist, als ein Linearpolarisator. Der Analysator ist um  $45^\circ$  gegen die PEM-Achse gedreht, so daß seine Jones-Matrix durch  $\mathbf{A} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$  ist. Damit ergibt sich für das Licht, das auf die Photodiode trifft, durch  $|\mathbf{A} \cdot \vec{E}_{out,3}|^2$  die gemessene Lichtintensität  $I$ :

$$I = \left| \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} \right|^2 = \left| \frac{1}{2} \right|^2 \left| e^{i\phi} (1 + \tilde{\theta}_K e^{-i\phi}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \quad (\text{A.14})$$

Mit  $\left| \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 = 2$  gilt dann  $I = \frac{1}{2} |e^{i\phi}|^2 |1 + \tilde{\theta}_K e^{-i\phi}|^2 = \frac{1}{2} (1 + \tilde{\theta}_K e^{-i\phi}) (1 + \tilde{\theta}_K^* e^{i\phi})$ . Durch Ausmultiplizieren folgt  $I = \frac{1}{2} (1 + (\theta_K + i\eta_K) e^{-i\phi} + (\theta_K - i\eta_K) e^{i\phi} + \theta_K^2 + \eta_K^2)$ . Läßt man die kleinen Größen  $\theta_K^2$  und  $\eta_K^2$  weg und entwickelt die Ausdrücke  $e^{\pm i\phi}$  gemäß Glg. (A.12) bis zum zweiten Glied nach Bessel-Funktionen, so erhält man schließlich:

$$I = \frac{1}{2} (1 + 2 \cdot 2J_1(137,8) \eta_K \sin \omega t + 2 \cdot 2J_2(137,8) \theta_K \cos 2\omega t) \quad (\text{A.15})$$

Dieses Signal geht in den Eingang des Lock-In-Verstärkers, und man mißt bei der einfachen Referenzfrequenz die Elliptizität und bei der doppelten die Kerr-Rotation. In dem in der Arbeit verwendeten Aufbau werden zwei Lock-In-Verstärker benutzt, damit  $\theta_K$  und  $\eta_K$  gleichzeitig meßbar sind. Ohne Analysator hätte man dagegen nur folgendes Signal:

$$\vec{E}_{out,3} = \begin{pmatrix} \theta_K + i\eta_K \\ e^{i\phi} \end{pmatrix} = 1 + \theta_K^2 + \eta_K^2 \quad (\text{A.16})$$

Man würde kein moduliertes Signal erhalten, das man benötigt, um die Lock-In-Technik verwenden zu können.

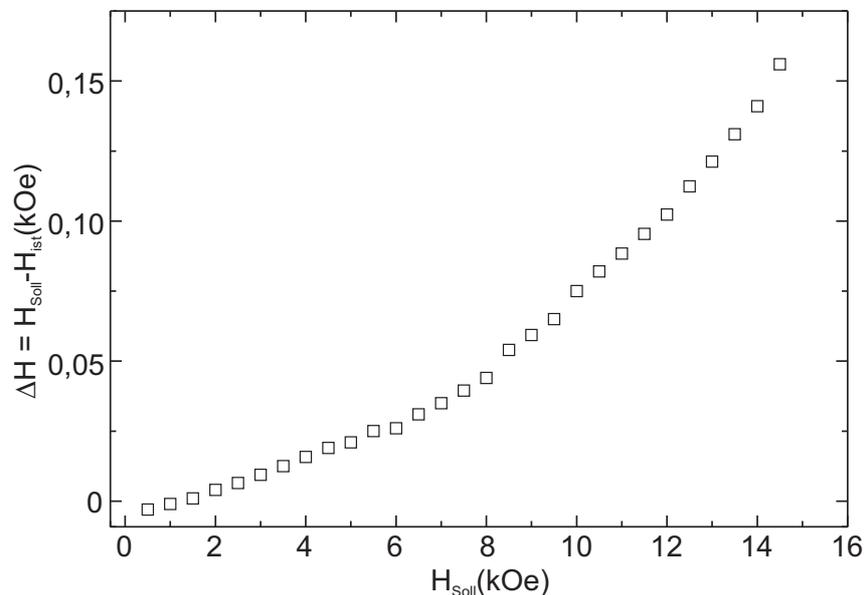
### A.3. Magnetfeld- und Temperaturkalibrierung

An dieser Stelle sind die Kalibrierungen des Elektromagneten, der MOKE-Spule sowie der Temperatur aufgeführt.

#### Magnetfeldkalibrierung

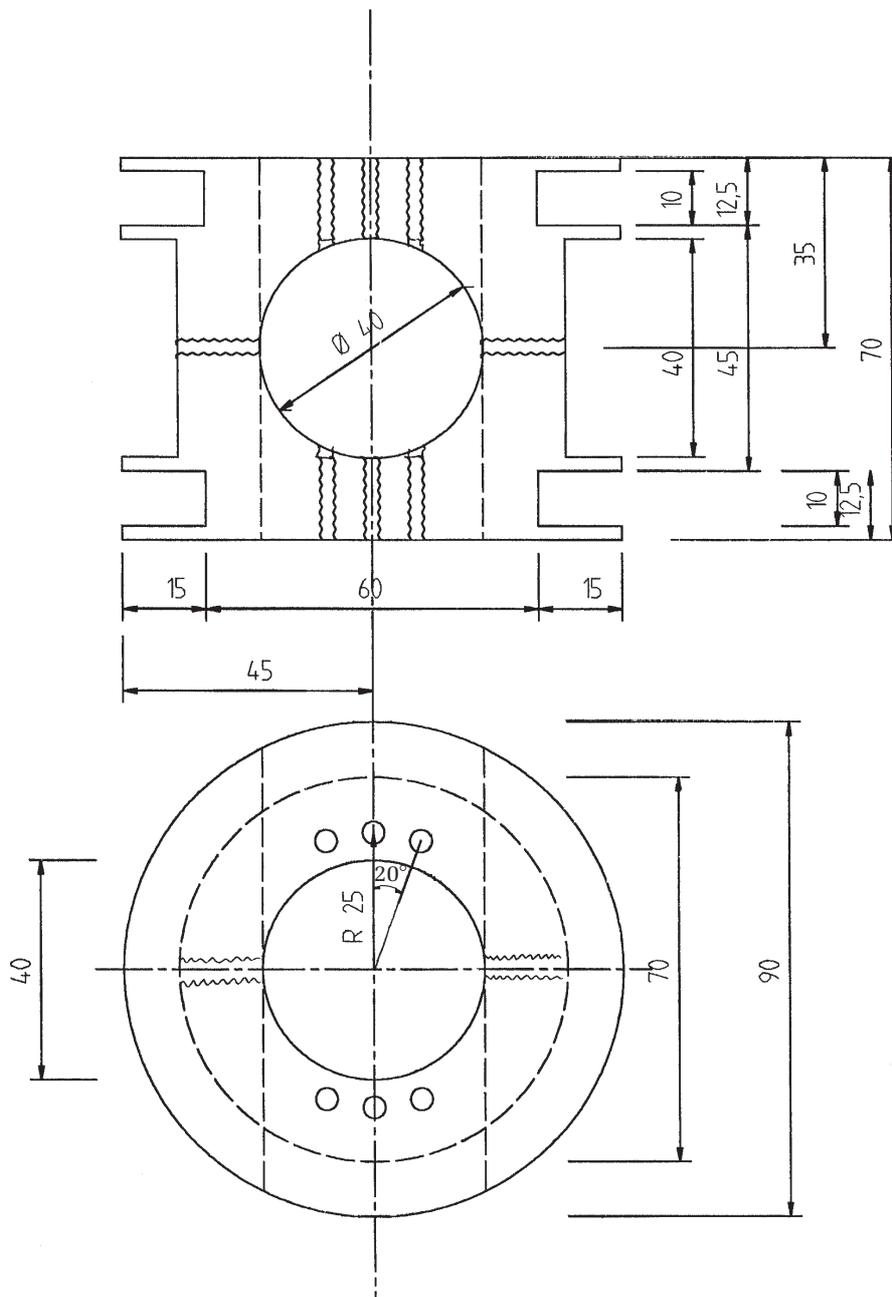
**Elektromagnet** Für die FMR Messungen wurden Elektromagnete benutzt. Die maximale Feldstärke kann durch Verkleinern des Luftspaltes variiert werden. Der minimale Luftspalt ist jedoch durch die Ausmaße des verwendeten Mikrowellen-Resonators vorgegeben. Rechteck-Resonatoren sind hier, trotz der in Kap. 3.1 angesprochenen Nachteile, im Prinzip besser geeignet, da sie bei gleicher Resonanzfrequenz schmaler als Zylinder-Resonatoren gebaut werden können. Um jedoch den Quarzfinger aufnehmen zu können, wurde für die UHV-Messungen bei 9 GHz ein Varian-Zylinder-Resonator verwendet (siehe Kap. 3.1). Dieser hat mit den seitlich angebrachten Modulationsspulen eine Breite von etwa 6,5 cm, was den minimalen Luftspalt

begrenzt. Daher wurden Polkappen im Abstand von ca. 8,0 cm verwendet, mit denen im Luftspalt eine maximale Feldstärke von 14 kOe erzeugt werden kann. Mittels Polkappen kann die maximale Feldstärke auf ca. 22kOe erhöht werden. Die Feldstärke wird durch einer an den Polshuhen befestigten Hall-Sonde gemessen. Um die Genauigkeit dieser Magnetfeldbestimmung zu erhöhen, wurde das von der Hall-Sonde gemessene Feld zusätzlich mit einer Kernresonanz-Sonde kalibriert. Dies ist insbesondere für die Bestimmung des Resonanzfeldes bei den  $g$ -Faktor Messungen entscheidend, um die entsprechende Genauigkeit zu erreichen. Das Meßprinzip der Resonanz-Sonde ist die magnetische Kernresonanz. Jeder Atomkern mit Spin hat ein magnetisches Dipolmoment, das in einem äußeren Magnetfeld der Stärke  $H_0$  ein Drehmoment erfährt und daher analog zu den Elektronenspins bei der ESR/FMR um die Magnetfeldrichtung präzediert. Die Frequenz  $f$  dieser Präzession ist dabei durch  $f = \gamma_K \cdot \frac{H_0}{2\pi}$  gegeben.  $\gamma_K$  ist das



**Abb. A.2.:** Kalibrierung des Elektromagneten mittels einer NMR-Sonde. Gezeigt ist die Abweichung  $\Delta H$  vom Feldwert, der durch die Hall-Sonde angezeigt wird ( $H_{soll}$ ) zum durch die NMR-Sonde gemessenen Wert  $H_{ist}$  als Funktion von  $H_{soll}$ .

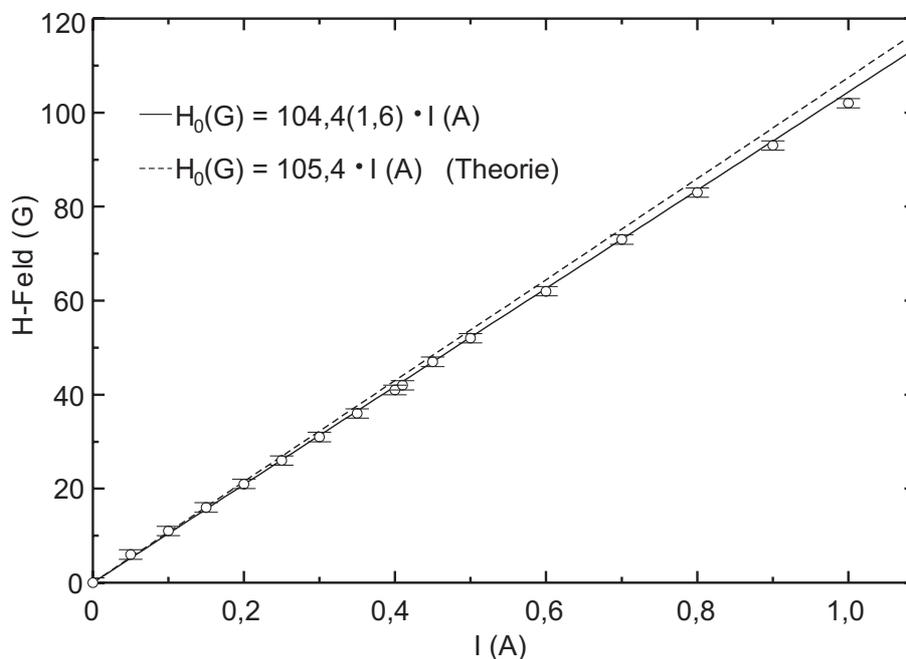
gyromagnetische Verhältnis der Kerne, das für eine gegebene Kernart eine Naturkonstante ist. Bei fester Kernart ist also  $f$  eindeutig mit dem zu bestimmenden Feldwert  $H_0$  verknüpft. Um die Präzessionsfrequenz meßbar zu machen, bringt man die Meßsonde in das zu messende Magnetfeld  $H_0$  und setzt die Atomkerne in der Sonde zusätzlich einem gegenüber  $\vec{H}_0$  kleinem magnetischen Wechselfeld  $\vec{h}_{rf}$  aus, das senkrecht zu  $\vec{H}_0$  gerichtet ist.  $\vec{h}_{rf}$  wird von einer Spule eines Schwingkreises erzeugt, die zusammen mit den Kernen als schwingungsfähiges System einen Resonanzkreis bildet. Stimmen nun Präzessionsfrequenz der Kerne und die am Schwingkreis eingestellte Frequenz überein, so wird dem Schwingkreis Energie entzogen und die Spannung über dem Resonanzkreis fällt ab. Das Minimum der Schwingungsamplitude ist das Kriterium



**Abb. A.3.:** Bauzeichnung des für die MOKE-Messungen bei kleinen Feldern verwendeten Spulenpaars. Die Zeichnung zeigt nur den Spulenkörper noch ohne die Drahtwicklungen.

dafür, daß beide Frequenzen übereinstimmen. Das Verfahren erlaubt hohe Genauigkeiten und ist von der Temperatur unabhängig, da sie in die Gleichung für die Frequenz  $f$  nicht eingeht. Abbildung A.2 zeigt die Differenz von dem an der Magnetfeldregeleinheit eingestellten und durch die Hall-Sonde gemessenen Sollwert  $H_{\text{Soll}}$  zum mittels der Kernresonanz-Sonde gemessenen realen Feldwert  $H_{\text{ist}}$  als Funktion von  $H_{\text{Soll}}$ . Wie man erkennen kann, ist bei großen Feldern die absolute Abweichung größer.

**MOKE-Spule** Da der Elektromagnet eine remanente Magnetisierung von ca. 30 – 40 G besitzt, ist er für Kerr Messungen an Systemen mit kleinem Koerzitivfeld bzw. nur schwacher Kopplung ungeeignet. Für die MOKE-Messungen bei kleinen Feldern wurde daher ein Spulenpaar verwendet. Die Bauzeichnung des Spulenkörpers ist in Auf- (oben) und Seitenansicht (unten) in Abb. A.3 dargestellt. Die Aufsicht zeigt die 1 cm breiten Vertiefungen, in die der Kupferdraht für die beiden Spulen gewickelt werden kann. Um möglichst große Felder erzeugen zu können, besitzen die beiden Spulen jeweils 600 Wicklungen. Die große Windungszahl hat den Nachteil, daß der Spulenradius keinen festen Wert hat, sondern vielmehr innerhalb eines Intervalls um einen mittleren Radius  $\bar{R}$  liegt. Das gleiche gilt für den Abstand der beiden Spulen, der ebenfalls um einen mittleren Wert  $\bar{d}$  variiert. Der Abb. A.3 entnimmt man die Werte  $\bar{R} = 3,75$  cm und  $\bar{d} = 5,5$  cm. Zwei senkrecht zueinander verlaufende kreisförmige Bohrungen durch den gesamten Spulenkörper mit einem jeweiligen Durchmesser von 4 cm gestatten es, die Spule über den Quarzfinger und damit über die in ihm befindliche Probe zu schieben. Je nach verwendeter Bohrung kann dann ein senkrecht zur Probenebene oder aber ein in der Probenebene liegendes Magnetfeld erzeugt werden. Im ersten Fall wird die in der Seitenansicht gezeigte Bohrung, im zweiten Fall die in der Aufsicht gezeigte Bohrung verwendet. Somit können MOKE-Messungen in polarer wie auch in longitudinaler Geometrie durchgeführt werden. Im folgenden soll das Magnetfeld der beiden Spulen zwischen ihnen, d. h. am Ort der Probe,



**Abb. A.4.:** Kalibrierung der MOKE-Spule mittels einer Hall-Sonde (Meßpunkte und durchgezogene Linie) sowie die theoretische Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Spulenstrom (gestrichelte Linie).

abgeschätzt werden. Ein Spulenpaar mit Radius  $\bar{R}$ , im Abstand  $\bar{d}$  erzeugt im Symmetriepunkt

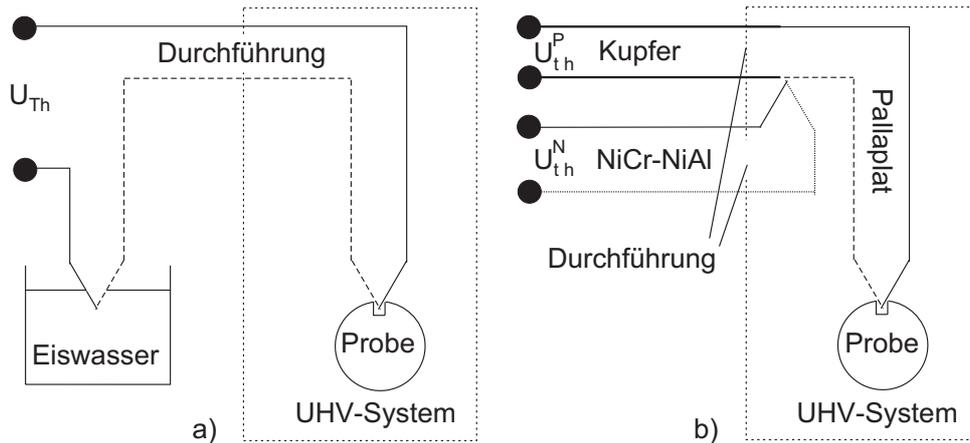
zwischen den Spulen ein Magnetfeld, das durch den folgenden Ausdruck gegeben ist [181]:

$$H_0 = \frac{nI\bar{R}^2}{\left[\left(\bar{d}/2\right)^2 + \bar{R}^2\right]^{3/2}} \quad (\text{A.17})$$

$n$  ist die Anzahl der Wicklungen pro Spule und  $I$  der Strom. Wird der Radius gleich dem Spulenabstand gewählt ( $\bar{R} = \bar{d}$ ), erhält man die Bedingung für ein Helmholtz-Spulenpaar  $[nI\bar{R}^2] / \left[(5\bar{R}^2/4)^{3/2}\right]$ . Eine Helmholtz-Spule zeichnet sich durch große Homogenität des Magnetfeldes um den Symmetriepunkt aus. Die in dieser Arbeit verwendete Spule weicht jedoch von der idealen Helmholtz-Bedingung ab. Dies ist durch technische Gründe bedingt. Wie Glg. (A.17) zeigt, reduziert sowohl ein größerer Abstand als auch ein größerer Radius das maximale Magnetfeld. Da der Abstand der Spulen  $\bar{d}$  jedoch durch den Quarzfingerdurchmesser vorgegeben ist, kann der Verlust des Feldes nur durch eine Verringerung des Radius kompensiert werden. Es wurde daher ein Kompromiß zwischen Feldhomogenität und Feldstärke gewählt, der zu den oben genannten Werten für  $\bar{d}$  und  $\bar{R}$  führt. Setzt man diese in Glg. (A.17) ein, erhält man den in Abb. A.4 gezeigten linearen Zusammenhang zwischen  $H_0$  und  $I$ . Um diesen theoretischen Verlauf zu verifizieren, wurde eine Kalibrierung des Magnetfeldes mit einer Hall-Sonde durchgeführt. Da die Abweichungen von Hall-Sonden bei kleinen Magnetfeldern nur gering ist, wurde auf eine Eichung mittels Kernresonanz-Sonde verzichtet. In Abb. A.4 ist die Messung zusammen mit der erwarteten Abhängigkeit gezeigt.

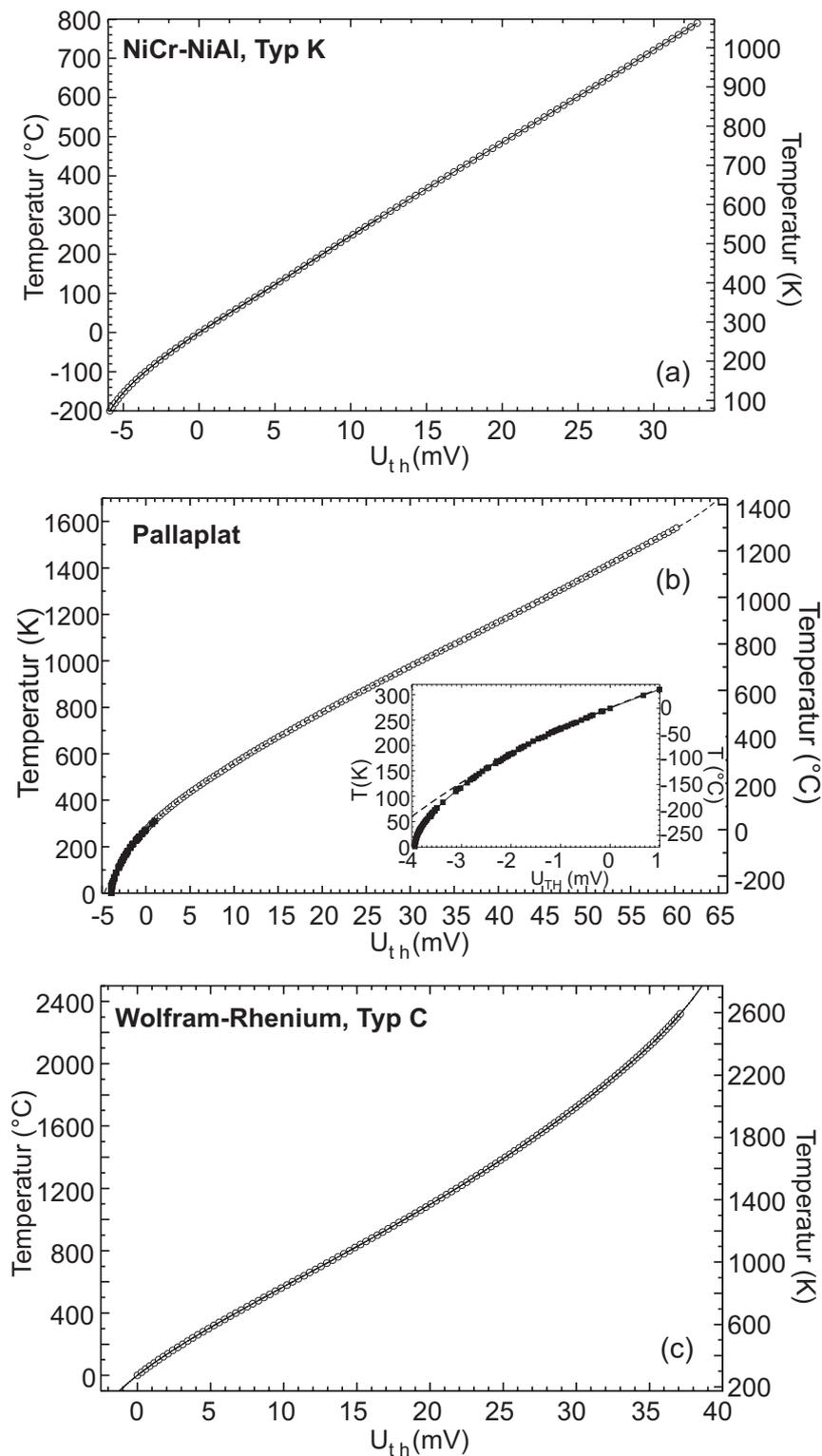
## Temperaturkalibrierung

Zur Temperaturmessung über einen weiten Temperaturbereich eignen sich Thermoelemente. Bringt man zwei Metalle an einer Kontaktstelle zum Beispiel durch Punktschweißen in Kontakt, so bildet sich eine temperaturabhängige Thermospannung an den offenen Enden aus. Um die Thermospannungen vergleichen zu können, werden sie relativ gegen einen Bezugspunkt – meist eine Eiswasser-Referenz – gemessen. Die Schaltung eines Thermoelements mit Eiswasser-Referenz ist schematisch in Abb. A.5(a) gezeigt. Für viele Thermoelemente existieren tabellierte Polynome  $T = \sum_{i=1}^N c_i \cdot U_{Th}^i$ , mit denen man für gegebene Thermospannung  $U_{Th}$ , gemessen gegen eine Eiswasser-Referenz, die Temperatur  $T$  bestimmen kann. Es existieren die verschiedensten Thermoelemente für unterschiedliche Verwendungszwecke. Gewünscht sind möglichst kleine Werte für die  $c_i$ , da dann bereits eine kleine Temperaturänderung eine große Änderung von  $U_{Th}$  bedingt. Die  $T(U_{Th})$ -Abhängigkeit hat dann nur geringe Steigungen. Ein Thermoelement, das diese Bedingung erfüllt und zudem über einen weiten Temperaturbereich verwendet werden kann, ist NiCr/NiAl (Chromel-Alumel). Abbildung A.6(a) zeigt die  $T(U_{Th})$ -Abhängigkeit samt Polynom für ein NiCr/NiAl-Thermoelement. Da für NiCr/NiAl Vakuum-Durchführungen existieren, ist eine Verwendung innerhalb einer UHV-Kammer ohne zusätzliche Problematik der Erzeugung weiterer Thermokontakte an der Durchführung mög-



**Abb. A.5.:** Schaltung von Thermoelementen mit und ohne Eiswasser-Referenz.

lich. Der entscheidende Nachteil von NiCr/NiAl ist jedoch, daß dieses Material ferromagnetisch ist und daher nicht zur direkten Messung der Proben­temperatur geeignet ist. Man muß daher zu anderen Materialien übergehen. (i) Messungen im UHV: In dieser Arbeit wurde für die UHV-Messungen auf Cu(001) zur Temperaturbestimmung ein 95%Pt 5%Rh /52%Au 46%Pd 2%Pt (Pallaplat) Thermo­element verwendet, das sich in einem kleinen Loch in der Probe befindet. Das Pallaplat-Thermo­element hat jedoch einige Nachteile: (i) Für Pallaplat existieren keine Vakuum­durchföhrungen. Es wurde daher eine normale Kupfer­durchföhrung verwendet, die sich oben am Manipulatorkopf befindet (siehe Kap. 3.1). Die an den Kupfer/Pallaplat-Kontakten entstehenden Thermospannungen föhren zu einer Verfälschung der Thermospannung an der Proben­kontakt­stelle. Würde sich die Durchföhrung stets auf konstanter Temperatur befinden, so müßte man nur den entsprechenden Spannungswert zum Gemessenen hinzuaddieren. Die Kontakt­spannung an der Durchföhrung ist aber einerseits den Schwankungen der Raumtemperatur unterworfen, andererseits ändert sie sich beim Heizen und Köhlen der Probe um bis zu 5 K. Um die entsprechende Referenztemperatur zu kennen, wurde daher ein NiCr/NiAl-Thermo­element zum Messen der Temperatur an der Kontakt­stelle verwendet (siehe Abb. A.5(b)). Somit kann stets der richtige Referenzwert bestimmt werden. Da sich das NiCr/NiAl-Thermo­element am Manipulatorkopf befindet, ist es weit genug von der Probe entfernt, so daß keine Störsignale am Ort der Probe entstehen können. (ii) Für Pallaplat existieren nur Polynome oberhalb Raumtemperatur. Dieses (mit Eiswasser als Referenz) ist in Abb. A.6(b) gezeigt. Um den Temperaturbereich zu tiefen Temperaturen hin zu erweitern, wurde die Thermospannung in diesem Bereich geeicht. Dazu wurde das Pallaplat-Thermo­element zusammen mit einem NiCr/NiAl-Thermo­element in eine mit flüssigem He gefüllte Kanne getaucht. Der Spannungswert beider Thermo­elemente wurde dann gegen eine Eiswasser-Referenz gemessen. Über das bekannte Polynom des NiCr/NiAl-Thermo­elementes kann man nun den Spannungswert des Pallaplat-Thermo­elementes einer Temperatur zuordnen. In der He-Kanne herrscht über dem flüssigen He ein Temperaturgradient im He-Gas. Somit können durch langsames Hochziehen aus der



**Abb. A.6.:** Eichpolynome für (a) NiCr-CrAl-, Wolfram-Rhenium- und (c) Pallaplat-Thermoelemente, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

He-Kanne beliebige weitere Eichwerte und damit Temperaturpunkte eingestellt werden. Zusätzlich wurden noch bekannte Fixpunkte, wie die Temperatur flüssigen Stickstoffs (77 K) und

der Schmelzpunkt von Wasser (273,15 K), zum Eichen verwendet. Das resultierende Polynom ist in Abb. A.6(b) zusammen mit demjenigen für hohe Temperaturen abgebildet (das kleine Bild zeigt den Tieftemperaturbereich). Die Form des Polynoms bei tiefen  $T$ -Werten zeigt einen weiteren Nachteil von Pallaplat auf, der typisch für unmagnetische Thermolemente ist. Die Steigung wird bei kleinen  $T$ -Werten größer, was zu einem größeren Fehler in der Temperaturbestimmung führt. Für die Untersuchungen an dünnen Ni Filmen auf Re(0001) wurde ein 5%W 95%Re/26%W 74%Re (Wolfram/Rhenium) Thermopaar benutzt. Auch dieses Material ist unmagnetisch. Die Verwendung dieses Thermolementes ist nötig, da zum Reinigen des 5d-Metalls Rhenium hohe Heiztemperaturen verwendet werden müssen (siehe Kap. 4). Die mittels eines Wolfram/Rhenium-Thermolementes zugängliche obere Temperaturgrenze beträgt laut Hersteller 2320 °C. Für Wolfram/Rhenium existieren zudem Vakuumdurchführungen, so daß die Referenzstelle außerhalb der Vakuumkammer liegen kann. Da nur Messungen oberhalb Raumtemperatur durchgeführt wurden, konnte das hierfür existierende kommerzielle Polynom benutzt werden, welches in Abb. A.6(c) gezeigt ist. Als Referenz wurde Eiswasser benutzt.

(ii) Labormessungen: Für die Labormessungen außerhalb der Vakuumkammer wurde ebenfalls ein Pallaplat-Thermolement verwendet. Hier sind keine Durchführungen notwendig, so daß die Thermospannung gegen eine Eiswasser-Referenz gemessen werden kann. Das in Abb. A.6 gezeigte Polynom kann daher ohne Verschiebung direkt benutzt werden. Zusätzlich zu dem Pallaplat-Thermolement, das direkt an der Probe sitzt, befindet sich im Oxford-Flow-Kryostaten (siehe Kap. 3.1) ein weiteres NiCr/NiAl-Thermolement direkt oberhalb der He-Austrittsdüse. Der Vorteil in der Verwendung eines separaten Proben thermolementes liegt in der Tatsache, daß die Temperatur oberhalb der Heliumdüse, abhängig vom He-Fluß, leicht vom Wert an der Probe abweicht.

## A.4. Messung und Auswertung der FMR-Daten

Die Messung sowie Auswertung der FMR-Daten erfolgte mittels verschiedener Computer-Programme, die alle auf einem Windows-PC gestartet werden können. Im folgenden sollen die verwendeten Programme beschrieben werden.

**Datenerfassung** Die FMR-Messungen erfolgten zunächst durch Meßkonsolen der Firma Varian. Diese enthalten Einheiten zur Magnetfeldsteuerung, zur Steuerung der Feldmodulationsspulen im Resonator sowie den Lock-In-Verstärker, in den direkt das Signal von der Detektordiode in der Mikrowellenbrücke gelangt. Zusätzlich ist in die Konsolen ein x/y-Schreiber zur Darstellung der FMR-Signale integriert. Um die Messungen später leichter weiterverarbeiten zu können, wurde ein Programm in der Programmierumgebung Testpoint<sup>TM</sup> der Firma Keithley geschrieben, das von Windows aus gestartet werden kann. Dieses Programm liest die

analogen Signale der Feldregeleinheit und des Lock-In-Verstärkers über eine Analog/Digital-Wandlertarte in einen PC ein und stellt die Signale während der Messung auf dem Bildschirm dar. Zur Messung der Spannung des Thermoelements an der Probe wird ein Multimeter der Firma Keithley verwendet, das die gemessenen Signale über eine serielle Schnittstelle an den PC weitergibt. Die Umrechnung der Thermospannungen in Temperaturen erfolgt dann im Programm. Es können die in Abb. A.6 gezeigten Polynome verwendet werden oder auch vom Benutzer frei wählbare. Die separat gemessene Referenztemperatur des Thermoelements kann über ein Eingabefeld angepaßt werden, so daß leicht mit verschiedenen Referenztemperaturen gearbeitet werden kann. Das Programm speichert die gemessenen Daten in einer Text-Datei. Am Anfang der Datei steht ein frei wählbarer Kommentar. In den weiteren Zeilen folgen dann die an der Varian-Konsole eingestellten Parameter während der Messung. Am Ende stehen die maximale, minimale und die mittlere Temperatur der Probe bei der Messung. Zusätzlich kann noch ein weiterer Temperaturmeßpunkt gespeichert werden (z. B.  $T$  im Resonanzfeld). Die Datei hat, an einem konkreten Beispiel, die folgende Struktur:

```
5Cu8Ni6.2Cu9Ni/Cu(001), 336°, RT,  
Fieldset (G) = 4000; Scanrange (G) = 4000; Receiver Gain = 32000  
Mod. Amplitude (G) = 20; Mikrowellen Leistung (mW) = 5;  
Mikrowellen Frequenz (GHz) = 8.991  
-9.927 -0.519  
-9.917 -0.520  
... ..  
9.893 0.120  
9.903 0.124  
Mittlere Temp. (K) = 317.38; Min. Temp. (K) = 317.355;  
Max. Temp. (K) = 317.399; Extra Temp. (K) = 317,40
```

**Datenanalyse** Die graphische Darstellung der gemessenen Daten erfolgt mittels einer innerhalb des Datenanalyse- und Visualisierungsprogrammes Origin<sup>©</sup> erstellten Umgebung. Dazu wurden in das Origin<sup>©</sup>-Programm speziell auf die FMR-Analyse angepaßte Menü-Punkte sowie diverse Daten- und Graphikfenster integriert, die das obige Format der Meßdaten einlesen. Abbildung A.7 oben zeigt einen Ausschnitt des Origin<sup>©</sup>-Programmes mit den drei neu eingebundenen Menüpunkten „MEED/AUGER“, „FMR-Analysis“ und „MOKE-Analysis“. Das erste Menü enthält die zwei Menüpunkte „Load MEED-Data“ und „Load AUGER-Data“, mit denen jeweils Datenfenster geöffnet werden können, die an die speziellen Formate der MEED- bzw. AUGER-Datenfiles angepaßt sind. Unter dem Menüpunkt „MOKE-Analysis“ können Programme aufgerufen werden, die die Magnetisierung als Funktion des externen Feldes sowohl für einen einzelnen als auch für zwei gekoppelte Filme berechnen. Diese Programme wurden von A. Anisimov geschrieben und haben einen ähnlichen Aufbau wie die weiter unten

beschriebenen FMR-Simulationsprogramme. Die Punkte im Menü „FMR-Analysis“ mit einer Beschreibung sind in Tab. A.4 zusammengestellt. Die typische Vorgehensweise ist nun wie folgt: Man ruft mit „New Worksheet“ ein leeres Daten-Fenster auf. Dieses ist in Abb. A.7 (mitte) gezeigt. Mit der Schaltfläche „Import FMR Data“ wird ein Datensatz des Meßprogramms (siehe oben) eingeladen, wobei in der ersten Spalte die Feldwerte, in der zweiten die Signale des Lock-In-Verstärkers eingelesen werden. Da die Feldwerte noch als Spannungen vorliegen, müssen sie mittels der Schaltfläche „V → kG“ umgerechnet werden. Durch „Integrate Data“ kann das Signal numerisch mittels der Trapezregel [182] integriert werden. Das Ergebnis wird in der Spalte „Sum1“ gespeichert und kann über die Schaltfläche „Numerical Intensity“ in einem Graphikfenster angezeigt werden. Die originalen, d. h. nicht integrierten Spektren können mit der Schaltfläche „Fit Data“ in ein weiteres, in Abb. A.7 (unten) dargestelltes, Graphikfenster eingeladen werden. In diesem Fenster können abgeleitete Lorentz-Linien an das Signal angepaßt werden. Ein Beispiel eines solchen Fits gibt Abb. 5.4. Es besteht die Möglichkeit eine oder – für gekoppelte Filme – die Summe zweier Lorentz-Linien als Fitkurve zu wählen. Unten rechts im Graphikfenster werden die aktuellen Fitparameter angezeigt. Man variiert die Parameter, bis eine möglichst gute Übereinstimmung von Datensatz und Fit vorliegt. Anschließend kann über den Menüpunkt „transfer results“ der Satz Fitparameter in das Datenfenster in die Spalte „results“ kopiert werden.

Für die Simulation der mittels der Origin<sup>©</sup>-Umgebung gefitteten FMR-Signale wurden mehrere Programme in Zusammenarbeit mit A. Anisimov erstellt, die in der Programmiersprache Delphi<sup>™</sup> 6.0 von Borland geschrieben sind. Die Programme können einerseits direkt von der Windows-Oberfläche gestartet werden, andererseits können einige von ihnen aus der oben beschriebenen Origin<sup>©</sup>-Umgebung direkt ausgeführt werden. In Tab. A.5 sind die Programme

Menüpunkt	Beschreibung
New Worksheet	Lädt das in Abb. A.7 (mitte) gezeigte Datenfenster zum Import der gemessenen FMR-Daten.
open FitWindow	Lädt das in Abb. A.7 (unten) gezeigte Graphikfenster zum Fitten der gemessenen FMR-Daten.
transfer results	Transferiert die Resultate der Fitprozedur in das Datenfenster (Abb. A.7) (mitte) sowie in die Resultat-Datenfenster.
Plot Results	Lädt diverse Graphikfenster, in die die Resultate eingezeichnet werden können.
angular fitting	Lädt in Borland Delphi <sup>™</sup> 6 geschriebene Programme zur winkelabhängigen Analyse der Daten.

**Tabelle A.4.:** Auflistung der Befehle im Menü „FMR-Analysis“ der Origin<sup>©</sup> Umgebung

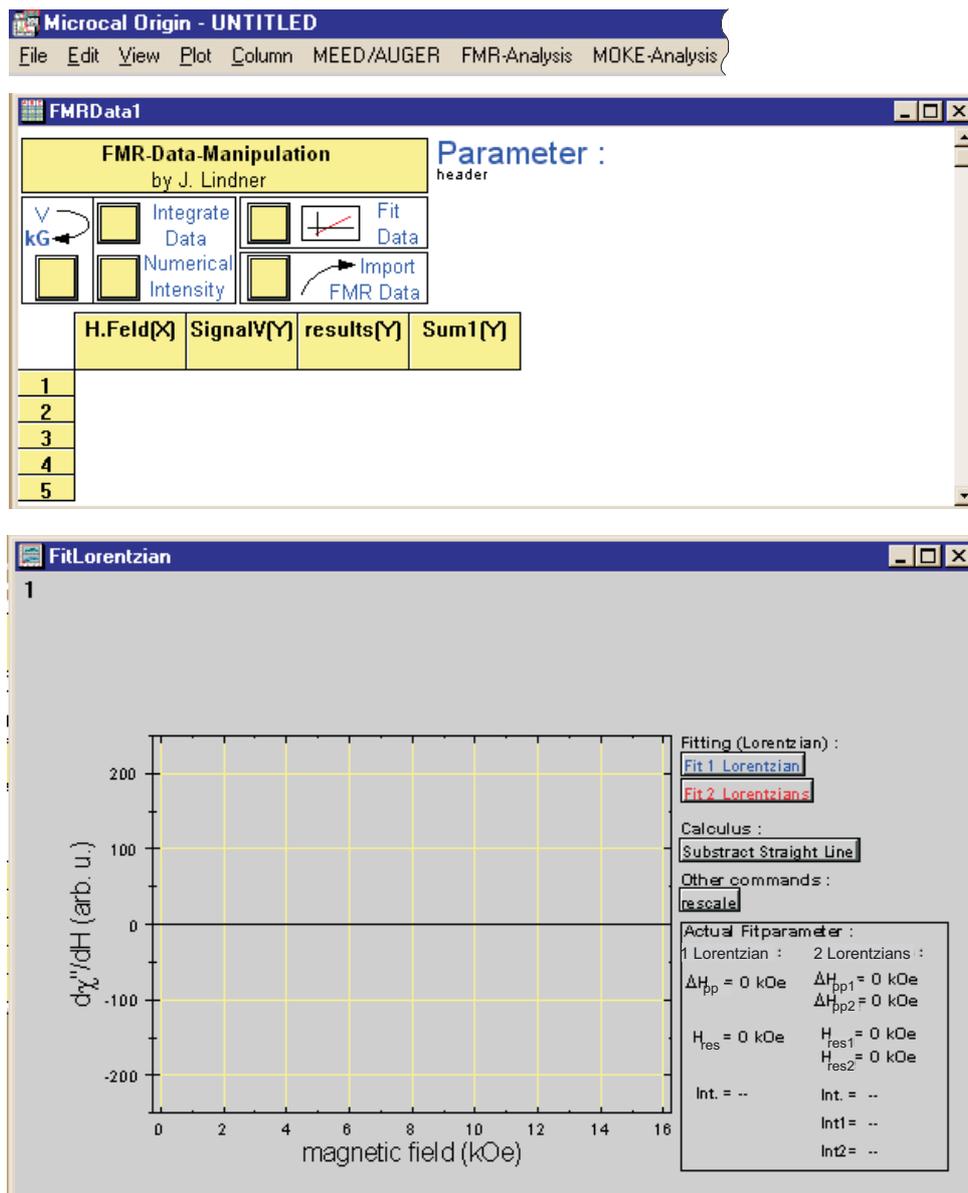


Abb. A.7.: Origin<sup>®</sup>-Templates zum Importieren und Fitten der FMR-Spektren

zusammen mit einer kurzen Beschreibung aufgelistet. Die azimuthale bzw. polare Geometrie bezieht sich auf das Koordinatensystem der Abb. 2.2 und 6.1. Es existieren Programme für einen einzelnen Film und solche für zwei gekoppelte Schichten. Dabei werden Filme mit tetragonaler Symmetrie – speziell also auch solche mit kubischer Symmetrie – vorausgesetzt, die in (001)-Orientierung vorliegt. Die freie Energie  $F$  ist also für einen einzelnen Film durch Glg. (2.13) und für zwei gekoppelte Filme durch Glg. (6.6) gegeben. Alle Programme erstellen als Ausgabe Tabellen der berechneten funktionalen Zusammenhänge, die so aufgebaut sind, daß sie leicht in Programme zur graphischen Darstellung (z. B. in die oben erwähnte Origin<sup>®</sup>-Umgebung) eingelesen werden können. Somit ist es möglich die simulierten Kurven zusammen mit den gemessenen Daten in einem Diagramm darzustellen. Der Aufbau der Ausgabe-Tabellen

Programmname	Verwendungszweck
azimuth.exe	Simulation der azimuthalen Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für einen einzelnen Film.
polar.exe	Simulation der polaren Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für einen einzelnen Film.
frequenz.exe	Simulation der Dispersionsrelation für einen einzelnen Film bei beliebiger Orientierung des externen Feldes in der Polarebene.
Kcalc.exe	Programm zur Berechnung der Anisotropiekonstanten aus den gemessenen Resonanzfeldern entlang der Filmnormalen und der [100]- sowie [110]-Richtung in der Filmebene.
polar2M.exe	Simulation der polaren Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für zwei (bilinear) gekoppelte Filme.
polar2Mbiquad.exe	Simulation der polaren Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für zwei (bilinear und biquadratisch) gekoppelte Filme.
frequenz2M.exe	Simulation der Dispersionsrelation für zwei (bilinear) gekoppelte Filme bei beliebiger Orientierung des externen Feldes in der Polarebene.

**Tabelle A.5.:** Auflistung der Delphi<sup>TM</sup>-Programme zur Simulation der FMR-Daten

ist der Hilfe-Funktion der Programme zu entnehmen. Zusätzlich ist es möglich die experimentellen Daten in die Delphi<sup>TM</sup>-Programme einzulesen. Alle Programme sind ähnlich aufgebaut und überdies aufgrund der zahlreichen Beschriftungen der Eingabefelder leicht zu bedienen. Die meisten Delphi<sup>TM</sup>-Programmen existieren jeweils in zwei Ausführungen. Die Programme, deren Name mit „...norm.exe“ endet, bestimmen aus den FMR-Daten die direkt zugängigen auf die Magnetisierung normierten Größen (also beispielsweise die normierten Anisotropien  $K_i/M$ ). Die Programme ohne Endung „norm“ benutzen  $M$  als separaten Fitparameter. Mit diesen Versionen können also die Fitgrößen (beispielsweise die  $K_i$ ) absolut bestimmt werden.

Zur Simulation der kompletten (lorentzförmigen) FMR-Signale einschließlich Intensität und Linienbreite, die allerdings nur über einen Parameter angepaßt werden kann, wurde von Prof. B. Heinrich (Simon Fraser University, Vancouver) ein auf der Programmiersprache Fortran basierendes Programm zur Verfügung gestellt. Dieses besteht aus mehreren Modulen und nutzt eine graphische Oberfläche, die von Windows aus in einem DOS-Fenster gestartet werden kann. Sämtliche Programmdateien müssen sich direkt in einem Verzeichnis unter der Startfestplatte „C:“ befinden. Das Programm erlaubt die Simulation einzelner sowie gekoppelter Filme bei beliebiger Orientierung des externen Magnetfeldes  $\vec{H}_0$  innerhalb der Filmebene. Das FMR-Spektrum wird als Tabelle ausgegeben, die die Punkte in Form von Werte-Paaren („Feld“, „Signal“) enthält und direkt in Programme zur graphischen Darstellung wie Origin<sup>©</sup> eingelesen werden kann. Die Ergebnis-Datei hat den Namen „Calcddata.tmp“. Im Gegensatz zu den

Parameter	Beschreibung
g1, g2	g-Faktor
msat1, msat2	Sättigungsmagnetisierung (kOe)
per1, per2	$\frac{2K_{2\perp,i}}{M}$ (kOe)
gil1, gil2	Gilbert-Faktor (Hz)
acop= $\frac{a}{4}J_{inter}$	Kopplungsstärke (erg/cm), $a$ : Gitterkonstante in der Ebene (cm)
f	Mikrowellenfrequenz (GHz)
d1, d2	Dicke der Filme (cm)
cubk1, cubk2	$K_{4\parallel}$ (erg/cm <sup>3</sup> )
start, end	Feldwert, bei dem die Rechnung startet (endet) (kOe)
from	Feldwert, bei dem die Darstellung auf dem Bildschirm beginnt (kOe), man sollte from=start wählen.
step	Schrittweite der Rechnung (kOe)
aincno	Anzahl berechneter Werte (aincno=(end-start)/step )
top, bottom	Obere (untere) Grenze des Graphik-Feldes (ohne Einheit)
angle	Winkel des externen Feldes (rad)

**Tabelle A.6.:** Parameter des Fortran-Programmes zur Simulation der FMR-Spektren

Delphi<sup>TM</sup>-Programmen, die in Windows-Fenstern laufen, muß das Fortran-Programm interaktiv mit der Tastatur im DOS-Fenster bedient werden. Dies setzt die Kenntnis der definierten Befehle voraus, die im folgenden beschrieben werden. Man startet das Programm durch Ausführen der Datei „bilayer3“. Im DOS-Fenster gibt man dann zunächst den Befehl „\$continue with bilayer3.ini\$“ ein, wodurch die Anfangswerte der Fitparameter eingelesen werden. Diese können durch Editieren der Datei „bilayer3.ini“ eingestellt werden. Diese Werte werden dann durch den Befehl „dat1“ angezeigt. Man ändert die Parameter, indem man einfach den Namen des Parameters, gefolgt von einem „=“, sowie dem neuen Wert eingibt. Tab. A.6 listet die Parameter auf. Die Rechnung wird mit dem Befehl „calc“ gestartet. Das Spektrum wird dann in einem Graphik-Feld dargestellt. Verändert man den Bereich dieses Feldes durch Ändern der Parameter „top“ und „bottom“, muß nicht neu gerechnet werden. Mit „redraw“ wird das Feld ohne zu rechnen neu aufgebaut. Will man das Feld löschen, so geschieht das mittels „newpage“. Durch den Befehl „where“ kann ein Fadenkreuz aufgerufen werden, mit dem die genauen Werte innerhalb des Graphik-Fensters angezeigt werden können. Man beendet das Programm mit „stop“.

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Paar und einfach kubisches Gitter aus magnetischen Atomen . . . . .	7
2.2. Koordinatensystem zur Beschreibung der dünnen Filme . . . . .	9
2.3. Freie Energie für ein uniaxiales System und einen kubischen Kristall in (001)-Orientierung . . . . .	11
2.4. Grundprinzip der FMR (EPR) . . . . .	13
2.5. Eulersche Winkel zur Beschreibung der Drehung von Koordinatensystemen . .	19
2.6. Prinzip der Interlagenkopplung . . . . .	21
2.7. Perioden der Interlagenkopplung bei Cu(001) . . . . .	24
3.1. Resonatormoden und schematischer Aufbau der FMR-Meßapparatur . . . . .	28
3.2. Aufbau der FMR-Kammer . . . . .	30
3.3. Aufbau des Oxford-Flow-Kryostats . . . . .	32
3.4. Definition von Rotation und Elliptizität . . . . .	33
3.5. Verschiedene experimentelle Anordnungen beim Magneto-optischen Kerr-Effekt	33
3.6. Messung des Magneto-optischen Kerr-Effekts an der FMR-Kammer . . . . .	36
3.7. Simulation von MEED-Oszillationen . . . . .	40
4.1. LEED-Bild des Cu(001)-Kristalls . . . . .	44
4.2. Auger-Spektren des Cu(001)-Kristalls bzw. von Ni- und Co-Filmen . . . . .	45
4.3. STM-Aufnahmen des Cu(001)-Kristalls . . . . .	46
4.4. Auger-Filmdickenkalibrierung . . . . .	47
4.5. MEED-Oszillationen während der Präparation der Zweifachlagen . . . . .	48
4.6. STM-Bilder der nacheinander präparierten Schichten einer Cu/Ni/Cu/Ni/Cu(001)-Zweifachlage . . . . .	49
4.7. STM-Bilder von Co-Filmen auf Cu(001) . . . . .	52
4.8. Augerspektrum und LEED-Bild des Re(0001)-Kristalls . . . . .	53
4.9. Röntgenbeugung an den Fe <sub>n</sub> /V <sub>m</sub> -Vielfachschichten . . . . .	55
5.1. Koordinatentransformation in ein an die Bewegung der Magnetisierung gekoppeltes System . . . . .	58

5.2. Stabilitätsdiagramme für die leichte Richtung der Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld . . . . .	61
5.3. Dispersionskurven für einen ultradünnen Film bei verschiedenen Orientierungen des externen Feldes . . . . .	63
5.4. Experimentelles FMR-Spektrum eines $\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Films mit Fit . . . . .	66
5.5. Winkelabhängigkeit für 12 ML $\text{Ni}/\text{Re}(0001)$ . . . . .	70
5.6. $H_{res,\parallel}$ , $K_{2\perp}$ und $\Delta H_{pp}$ als Funktion der reduzierten Temperatur für verschiedene Ni-Filme auf $\text{Re}(0001)$ . . . . .	71
5.7. Zeitabhängigkeit von Resonanzfeld und Linienbreite für $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ . . . . .	73
5.8. MEED und Auger an Ni auf $(2 \times 2\sqrt{2})\text{R}45^\circ$ -rekonstruiertem $\text{O}/\text{Cu}(001)$ . . . . .	75
5.9. LEED, STM und Hartkugelmodell für $\text{Cu}(001)$ , $(2 \times 2\sqrt{2})\text{R}45^\circ \text{O}/\text{Cu}(001)$ und Ni auf $(2 \times 2\sqrt{2})\text{R}45^\circ \text{O}/\text{Cu}(001)$ . . . . .	78
5.10. FMR-Messungen an auf oxidiertem $\text{Cu}(001)$ gewachsenen Ni-Filmen . . . . .	79
5.11. $1/d$ -Diagramm für $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ , $\text{Cu}/\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ und Ni auf $\text{O}/\text{Cu}(001)$ . . . . .	81
5.12. FMR an mit Cu-bedeckten $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Filmen I . . . . .	84
5.13. FMR an mit Cu-bedeckten $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ -Filmen II . . . . .	84
5.14. Winkelabhängigkeit von 8 und 9 ML $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$ mit und ohne Cu-Deckschicht . . . . .	85
5.15. Temperaturabhängigkeit der Anisotropie für $\text{Ni}/\text{Cu}(100)$ mit und ohne Cu-Deckschicht . . . . .	86
5.16. Temperatur- und Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für $\text{Co}/\text{Cu}(100)$ mit und ohne Cu-Deckschicht . . . . .	89
5.17. Temperaturabhängigkeit der Anisotropie für $\text{Co}/\text{Cu}(100)$ mit und ohne Cu-Deckschicht . . . . .	91
6.1. Koordinatensystem zur Beschreibung gekoppelter ultradünner Schichten . . . . .	93
6.2. Analogon zweier gekoppelter Magnetisierungen zu zwei gekoppelten Pendeln . . . . .	95
6.3. Dispersionsrelation für zwei FM gekoppelte Filme . . . . .	97
6.4. Dispersionsrelation für zwei AFM gekoppelte Filme . . . . .	98
6.5. Simulation von FMR-Spektren gekoppelter Zweifachlagen . . . . .	101
6.6. Messung von $J_{inter}$ . . . . .	102
6.7. FMR-Spektren von $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mit verschiedenen Zwischenschichtdicken . . . . .	104
6.8. Resonanzfelder und Intensität von optischer und akustischer Mode als Funktion von $J_{inter}$ . . . . .	106
6.9. $J_{inter}$ als Funktion der Zwischenschichtdicke . . . . .	108
6.10. $J_{inter}$ als Funktion der Zwischenschichtdicke für $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_x\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlagen mit rauhen Zwischenschichten . . . . .	109

6.11. FMR- und MOKE-Messungen an einer $\text{Cu}_x\text{Ni}_8\text{Cu}_7\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage mit $x = 4, 5, 7$ . . . . .	111
6.12. $J_{inter}$ als Funktion einer Cu-Deckschicht . . . . .	113
6.13. Temperaturabhängigkeit von $J_{inter}$ in Ni/Cu/Co/Cu(001)-Zweifachlagen . . . . .	116
6.14. $J_{inter}$ als Funktion der Temperatur in einer $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht und einer $\text{Cu}_4\text{Ni}_8\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Zweifachlage . . . . .	119
6.15. Vergleich einer berechneten Dispersionskurve mit experimentellen Daten bei Frequenzen von 4, 9 GHz . . . . .	121
6.16. Einfluß der Kopplung auf die Linienbreite in Zweifachlagen . . . . .	123
7.1. Hartkugelmodell der bcc Fe/V-Vielfachschichten auf MgO . . . . .	127
7.2. Kopplungsmoden in Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	133
7.3. Bestimmung von $J_{inter}$ in einer Fe/V-Multilage . . . . .	134
7.4. Röntgenbeugungsmessung an der $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht . . . . .	135
7.5. Winkel- und Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes der $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ - Vielfachschicht . . . . .	136
7.6. FMR-Intensität als Funktion der Temperatur und XMCD-Magnetisierungs- kurven der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ - und der $(\text{Fe}_{1,6}/\text{V}_5)_{50}$ -Vielfachschicht . . . . .	138
7.7. SQUID-Messungen an den Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	141
7.8. FMR-Winkelabhängigkeiten der $\text{Fe}_4/\text{V}_m$ -Vielfachschichten . . . . .	143
7.9. FMR-Winkelabhängigkeit der $\text{Fe}_2/\text{V}_5$ -Vielfachschicht . . . . .	145
7.10. Temperaturabhängigkeit der Anisotropie in den Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	145
7.11. Mechanismus der 2-Magnonen-Streuung . . . . .	147
7.12. Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	148
7.13. Winkelabhängigkeit der Linienbreite einer $(\text{Fe}_4/\text{V}_4)_{45}$ -Vielfachschicht . . . . .	151
8.1. Dispersionskurven eines tetragonalen Systems zur Messung der g- Tensorkomponenten . . . . .	156
8.2. Bestimmung der $g_{\parallel,[110]}$ -Komponente des g-Tensors in Fe/V-Vielfachschichten .	157
8.3. Bestimmung der $g_{\perp}$ -Komponente des g-Tensors in Fe/V-Vielfachschichten . . .	160
A.1. Schematischer Aufbau einer Kerr-Effekt-Messung . . . . .	170
A.2. Kalibrierung des Elektromagneten . . . . .	173
A.3. Skizze der MOKE-Spule . . . . .	174
A.4. Kalibrierung der MOKE-Spule . . . . .	175
A.5. Schaltung von Thermoelementen mit und ohne Eiswasser-Referenz . . . . .	177
A.6. Eichpolynome für die verschiedenen Thermoelemente . . . . .	178
A.7. Origin <sup>©</sup> -Templates zum Importieren und Fitten der FMR-Spektren . . . . .	182



# Tabellenverzeichnis

2.1. Magnetisierung und Anisotropien von Fe, Co und Ni im Volumen . . . . .	10
5.1. Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung und Stabilitätsbedingungen für deren Auftreten . . . . .	60
5.2. $T_C$ -Werte der in den Zweifachlagen verwendeten Ni- und Co-Filme . . . . .	69
5.3. Grenzflächenanisotropien für Ni-Filme auf Cu(001) . . . . .	82
7.1. Magnetische Momente der untersuchten Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	130
7.2. Fitparameter zum Anpassen der frequenzabhängigen Linienbreite in Fe/V-Multilagen . . . . .	150
8.1. Resultate der $g$ -Faktor-Messungen an Fe/V-Vielfachschichten . . . . .	158
A.1. Umrechnung von Energieeinheiten . . . . .	167
A.2. Umrechnung von Oberflächenanisotropieenergien-Einheiten . . . . .	167
A.3. Umrechnung von Volumenanisotropieenergien-Einheiten . . . . .	168
A.4. Auflistung der Befehle im Menü „FMR-Analysis“ der Origin <sup>©</sup> Umgebung . . .	181
A.5. Auflistung der Delphi <sup>TM</sup> -Programme zur Simulation der FMR-Daten . . . . .	183
A.6. Parameter des Fortran-Programmes zur Simulation der FMR-Spektren . . . . .	184



# Literaturverzeichnis

- [1] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, C. H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986)
- [2] R. Shad, C. D. Potter, P. Bliën, G. Verbanck, V. V. Moshchalkov, Y. Brunseraede, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3500 (1994)
- [3] B. Y. Jin, J. B. Ketterson, *Adv. in Phys.* **38**, 189 (1989)
- [4] V. K. Arkad'yev, *Annalen der Physik* **58**, 105 (1919)
- [5] L. Landau, E. Lifschitz, *Physik. Zeits. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [6] J. H. E. Griffiths, *Nature* **158**, 670 (1946)
- [7] E. K. Zavoiskii, *J. Phys. USSR* **10**, 197 (1946)
- [8] C. Kittel, *Phys. Rev.* **71**, 270 (1947)
- [9] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948)
- [10] D. Polder, *Phys. Rev.* **73**, 1116 (1948)
- [11] J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **78**, 266 (1950)
- [12] J. M. Luttinger, C. Kittel, *Helv. Phys. Acta* **21**, 480 (1948)
- [13] G. T. Rado, J. R. Wertman, *Phys. Rev.* **94**, 1386 (1954)
- [14] W. S. Ament, G. T. Rado, *Phys. Rev.* **97**, 1558 (1955)
- [15] L. S. Walker, *Phys. Rev.* **105**, 390 (1957)
- [16] M. H. Seavey, Jr., P. E. Tannenwald, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 168 (1958)
- [17] C. Kittel, *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958)
- [18] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **78**, 572 (1950)

- [19] R. J. Elliot, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954)
- [20] V. Kambersky, *Can. J. Phys.* **48**, 2906 (1970)
- [21] V. Korenman, R. Prange, *Phys. Rev. B* **6**, 1972 (1972)
- [22] B. Heinrich, J. F. Cochran, *J. Appl. Phys.* **57**, 3690 (1985)
- [23] B. Heinrich, J.F. Cochran, *Adv. in Phys.* **42**, 523 (1993)
- [24] W. Platow, A. N. Anisimov, G. L. Dunifer, M. Farle, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **58**, 5611 (1998)
- [25] G. A. Prinz, G. T. Rado, J. J. Krebs, *J. Appl. Phys.* **53**, 2087 (1982)
- [26] G. T. Rado, *Phys. Rev. B* **26**, 295 (1982)
- [27] B. Heinrich, K. B. Urquhart, A. S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle, S. T. Purcell, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1756 (1987)
- [28] Z. Celinski, K. B. Urquhart, B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mat.* **166**, 6 (1997)
- [29] M. Farle, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998)
- [30] J. F. Cochran, B. Heinrich, A. S. Arrott, *Phys. Rev. B* **34**, 7788 (1986)
- [31] B. Heinrich, S. T. Purcell, J. R. Dutcher, K. B. Urquhart, J. F. Cochran, A. S. Arrott, *Phys. Rev. B* **38**, 12879 (1988)
- [32] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. S. Arrott, K. Myrtle, *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991)
- [33] B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, A. S. Arrott, K. Myrtle, S. T. Purcell, *Phys. Rev. B* **47**, 5077 (1993)
- [34] Y. Li, *Magnetic Critical Behavior and Anisotropy of Ultrathin Ni Films on W(110): A Magnetic Resonance Study in UHV*, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (1991), unveröffentlicht
- [35] A. Hahn, *Ferromagnetische Resonanz an dünnen Co/W(110)-Filmen im Ultrahochvakuum*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1997), unveröffentlicht
- [36] B. Schulz, *Magnetische Eigenschaften ultradünner Ni/Cu(001)-Filme: Eine Untersuchung mittels ferromagnetischer Resonanz im UHV*, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (1995), unveröffentlicht

- 
- [37] J. Shen, J. Giergiel und J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **52**, 8454 (1995)
- [38] S. Müller, B. Schulz, G. Kostka, M. Farle, K. Heinz und K. Baberschke, *Surf. Sci.* **364**, 235 (1996)
- [39] W. Platow, U. Bovensiepen, P. Pouloupoulos, M. Farle, K. Baberschke, L. Hammer, S. Walter, S. Müller und K. Heinz, *Phys. Rev. B* **59**, 12641 (1999)
- [40] P. Pouloupoulos, J. Lindner, M. Farle und K. Baberschke, *Surf. Sci.* **437**, 277 (1999)
- [41] K. Heinz, S. Müller, L. Hammer, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9437 (1999)
- [42] B. Schulz, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **50**, 13467 (1994)
- [43] K. Baberschke, *Appl. Phys. A* **62**, 417 (1996)
- [44] M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A. N. Anisimov, W. Platow, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **55**, 3708 (1997)
- [45] M. Farle, W. Platow, A. N. Anisimov, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **56**, 5100 (1997)
- [46] K. Baberschke, M. Farle, *J. Appl. Phys.* **81**, 5038 (1997)
- [47] C. Uiberacker, J. Zabloudil, P. Weinberger, L. Szunyogh, C. Sommers, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1289 (1999)
- [48] Z. Kollonitsch, *Ferromagnetische Resonanz an austauschgekoppelten magnetischen Monolagen im UHV*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (2000), unveröffentlicht
- [49] J. Lindner, Z. Kollonitsch, E. Kosubek, M. Farle, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **63**, 094413 (2001)
- [50] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik, Band 4*, Vieweg, Braunschweig Wiesbaden, 3. Aufl. (1997)
- [51] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **39**, 865 (1989)
- [52] O. Hjortstam, J. Trygg, J. M. Wills, B. Johansson und O. Eriksson, *Phys. Rev. B* **53**, 9204 (1996)
- [53] J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **52**, 1178 (1937)
- [54] P. Bruno, *Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy*, in *Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*, Hrsg. Forschungszentrum Jülich, Bd. 24 von *IFF-Ferienkurse*, Jülich (1993)

- [55] H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **64**, 3610 (1988)
- [56] Charles Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, R. Oldenbourg Verlag, München, 12. Aufl. (1999)
- [57] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney (1965)
- [58] J. W. Orton, *Electron Paramagnetic Resonance*, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1968)
- [59] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin, New York (1981)
- [60] J. Smit, H. G. Beljers, *Phillips Res. Rep.* **10**, 113 (1955)
- [61] H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955)
- [62] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [63] H. Goldstein, *Klassische Mechanik*, AULA-Verlag, Wiesbaden, 11. Aufl. (1991)
- [64] E. P. Valstyn, J. P. Hanton, A. H. Morrish, *Phys. Rev.* **128**, 2078 (1962)
- [65] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990)
- [66] M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **48**, 7238 (1993)
- [67] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995)
- [68] N. B. Brookes, Y. Chang, P. D. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 354 (1991)
- [69] P. Bruno, C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602 (1991)
- [70] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, B. G. Teubner, Stuttgart (1989)
- [71] C. P. Poole, Jr., *Electron Spin Resonance*, Interscience Publishers John Wiley and Sons, New York London Sydney (1967)
- [72] E. Hecht, *Optik*, R. Oldenbourg Verlag München Wien, Braunschweig Wiesbaden, 2. Aufl. (1999)
- [73] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford (1980)
- [74] R. M. Osgood III, K. T. Riggs, A. E. Johnson, J. E. Mattson, C. H. Sowers, S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **56**, 2627 (1997)

- [75] Z. Q. Qiu, S. D. Bader, *Kerr Effect and Surface Magnetism*, in *Nonlinear Optics in Metals*, Hrsg. K. H. Bennemann, Bd. 98 von *International series of monographs on physics*, Oxford University Press, New York (1998)
- [76] G. Ertl, J. Küppers, *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 2. Aufl. (1985)
- [77] C. C. Chang, *Surf. Sci.* **25**, 53 (1971)
- [78] H. Heuser, *Lehrbuch der Analysis, Teil I*, B. G. Teubner, Stuttgart, 10. Aufl. (1993)
- [79] M. Ritter, M. Stindtman, M. Farle und K. Baberschke, *Surf. Sci.* **348**, 215 (1995)
- [80] J. C. Girard, Y. Samson, S. Gauthier, S. Rousset, J. Klein, *Surf. Sci.* **302**, 73 (1994)
- [81] W. Platow, M. Farle, K. Baberschke, *Europhys. Lett.* **43**, 713 (1998)
- [82] A. Biedermann, R. Tscheließnig, M. Schmid, P. Varga, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086103 (2001)
- [83] J. J. de Miguel, A. Cebollada, J. M. Gallego, R. Miranda, C. M. Schneider, P. Schuster, J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 1 (1991)
- [84] F. Nouvertné, U. May, A. Rampe, M. Gruyters, U. Korte, R. Berndt, G. Güntherot, *Surf. Sci.* **436**, L653 (1999)
- [85] F. Nouvertné, U. May, M. Bammig, A. Rampe, U. Korte, G. Güntherot, R. Pentcheva, M. Scheffler, *Phys. Rev. B* **60**, 14382 (1999)
- [86] U. Bovensiepen, *Suszeptibilitätsmessungen an Monolagen Ni/Cu(001) im UHV*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1996), unveröffentlicht
- [87] W. Platow, *Ferromagnetische Resonanz an Kobalt-Monolagen im UHV*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1995), unveröffentlicht
- [88] F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey und R. F. Willis, *Phys. Rev. B* **49**(6), 3962 (1994)
- [89] J. Fassbender, R. Allenspach, U. Dürig, *Surf. Sci.* **383**, L742 (1997)
- [90] J. Lindner, P. Pouloupoulos, F. Wilhelm, M. Farle und K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **62**, 10431 (2000)
- [91] R. Pentcheva, M. Scheffler, *Phys. Rev. B* **61**, 2211 (2000)
- [92] P. Pouloupoulos, P. J. Jensen, A. Ney, J. Lindner, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **65**, 064431 (2002)

- [93] A. K. Schmid, D. Atlan, H. Itoh, B. Heinrich, T. Ichinokawa, J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **48**, R2855 (1993)
- [94] R. Bergholz und U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mat.* **45**, 389 (1984)
- [95] M. Stindtman, M. Farle, T. S. Rahman, L. Benabid, K. Baberschke, *Surf. Sci.* **381**, 12 (1997)
- [96] A. Zangwill, *Physics at Surfaces*, Cambridge University Press, Oxford London Edinburgh New York Toronto Paris Frankfurt (1988)
- [97] P. Isberg, B. Hjörvarsson, R. Wäppling, E.B. Svedberg, L. Hultman, *Vacuum* **48**, 483 (1997)
- [98] P. Isberg, *Preparation and Properties of Fe/V Superlattices*, Doktorarbeit, Uppsala University, Acta Universitatis Upsaliensis, Uppsala (1997), ISBN 91-554-3975-6
- [99] A. Broddefalk, R. Mathieu, P. Nordblad, P. Blomqvist, R. Wäppling, J. Lu, E. Olsson, *Phys. Rev. B* **65**, 214430 (2002)
- [100] C. Li, A. J. Freeman, *Phys. Rev. B* **43**, 780 (2002)
- [101] Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, G. G. Khaliullin, I. A. Garifullin, L. R. Tagirov, F. Schreiber, Th. Mühge, H. Zabel, *Phys. Rev. B* **52**, 13450 (1995)
- [102] Th. Mühge, A. Stierle, N. Metoki, U. Pietsch, H. Zabel, *Appl. Phys. A* **59**, 659 (1994)
- [103] B. Kalska, P. Blomqvist, L. Häggström, R. Wäppling, *Europhys. Lett.* **53**, 395 (2001)
- [104] P. Blomqvist, *private Mitteilung* (2002)
- [105] P. Granberg, P. Isberg, E. B. Svedberg, B. Hjörvarsson, P. Nordblad, R. Wäppling, *J. Magn. Magn. Mat.* **186**, 154 (1998)
- [106] H. Kiessig, *Ann. Phys. (Leipzig)* **10**, 715 (1931)
- [107] W. Platow, *Magnetismus und Struktur ultradünner ferromagnetischer Filme der 3d Übergangsmetalle: Ferromagnetische Resonanz im Ultrahochvakuum*, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (1999), unveröffentlicht
- [108] A. Layadi, J. O. Artman, *J. Magn. Magn. Mat.* **92**, 143 (1990)
- [109] S. V. Vonsovski, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford London Edinburgh New York Toronto Paris Frankfurt (1966)

- 
- [110] L. L. Hirst, R. E. Prange, *Phys. Rev.* **139**, A892 (1965)
- [111] B. Heinrich, R. Urban, G. Woltersdorf, *J. Appl. Phys.* **91**, 7523 (2002)
- [112] S. M. Bhagat, P. Lubitz, *Phys. Rev. B* **10**, 179 (1974)
- [113] A. Ney, *A New Design of an UHV-High- $T_c$ -SQUID-Magnetometer: Absolute Determination of Magnetic Moments of 3d-Transition Metal Films*, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, dissertation.de - Verlag im Internet (2001), ISBN 3-89825-311-2
- [114] A. Ney, P. Pouloupoulos, M. Farle und K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **62**, 11336 (2000)
- [115] A. Ney, P. Pouloupoulos und K. Baberschke, *Europhys. Lett.* **54**, 820 (2001)
- [116] M. Farle, W. Platow, E. Kosubek, K. Baberschke, *Surf. Sci.* **439**, 146 (1999)
- [117] U. Bovensiepen, P. Pouloupoulos, W. Platow, M. Farle, K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, L386 (1999)
- [118] C. Rüdte, *private Mitteilung* (2002)
- [119] F. Wilhelm, U. Bovensiepen, A. Scherz, P. Pouloupoulos, A. Ney, H. Wende, G. Ceballos K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mat.* **222**, 163 (2000)
- [120] M. Farle, J. Lindner, K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mat.* **212**, 301 (2000)
- [121] W. L. Ling, O. Takeuchi, D. F. Ogletree, Z. Q. Qiu, M. Salmeron, *Phys. Rev. B* **63**, 024408 (2001)
- [122] Th. Herrmann, K. Lüdge, W. Richter, N. Esser, P. Pouloupoulos, J. Lindner, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **64**, 184424 (2001)
- [123] J. Camarero, T. Graf, J. J. de Miguel, R. Miranda, W. Kuch, M. Zharnikov, A. Dittschar, C. M. Schneider, J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4428 (1996)
- [124] P. Hofmann, R. Unwin, W. Wyrobisch, A. M. Bradshaw, *Surf. Sci.* **72**, 635 (1978)
- [125] J. H. Onuferko, D. P. Woodruff, *Surf. Sci.* **95**, 555 (1980)
- [126] M. Wuttig, R. Franchy, H. Ibach, *Surf. Sci.* **213**, 103 (1978)
- [127] Ch. Woell, R. J. Wilson, S. Chiang, H. C. Zeng, K. A. R. Mitchell, *Phys. Rev. B* **42**, 11926 (1990)
- [128] D. Arvanitis, G. Comelli, T. Lederer, H. Rabus, K. Baberschke, *Chem. Phys. Lett.* **211**, 53 (1993)

- [129] K. Baberschke, *Oxygen on Cu(001): From physisorption to chemically induced reconstruction*, in *Surface Science. Principles and current application*, Hrsg. R. J. McDonald, E. C. Taglauer, K. Wandelt, Springer, Berlin (1996)
- [130] L. Li, A. Kida, M. Ohnishi, M. Matsui, *Surf. Sci.* **493**, 120 (2001)
- [131] R. Nünthel, T. Gleitsmann, P. Pouloupoulos, A. Scherz, J. Lindner, E. Kosubek, Ch. Litwinski, Z. Li, H. Wende, K. Baberschke, *eingereicht bei Surf. Sci.*
- [132] J. Lindner, P. Pouloupoulos, R. Nünthel, E. Kosubek, H. Wende, K. Baberschke, *erscheint bei Surf. Sci. Lett.*
- [133] E. Kopatzki, S. Günther, W. Nichtl-Pecher, R. J. Behm, *Surf. Sci.* **284**, 154 (1993)
- [134] S. van Dijken, R. Vollmer, B. Poelsema, J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mat.* **210**, 316 (2000)
- [135] R. Nünthel, *private Mitteilung* (2002)
- [136] P. Krams, F. Lauks, R. L. Stamps, B. Hillebrands, G. Güntherodt, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3674 (1992)
- [137] J. Lindner, K. Baberschke, *erscheint bei J. Phys.: Condens. Matter*
- [138] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994)
- [139] P. Weinberger, *private Mitteilung* (2002)
- [140] B. Diény, J. P. Gavigan, J. P. Rebouillat, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 159 (1990)
- [141] B. Diény, J. P. Gavigan, J. P. Rebouillat, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 187 (1990)
- [142] A. Ney, F. Wilhelm, M. Farle, P. Pouloupoulos, P. Srivastava, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **59**, R3938 (1999)
- [143] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998)
- [144] P. M. Levy, S. Maekawa, P. Bruno, *Phys. Rev. B* **58**, 5588 (1999)
- [145] P. Bruno, *J. Magn. Magn. Mat.* **164**, 27 (1996)
- [146] V. Drchal, J. Kudrnovský, P. Bruno, I. Turek, P.H. Dederichs, P. Weinberger, *Phys. Rev. B* **60**, 9588 (1999)
- [147] N. S. Almeida, D. L. Mills, M. Teitelman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 733 (1995)

- [148] W. Nolting, *Quantentheorie des Magnetismus 2*, B. G. Teubner, Stuttgart (1986)
- [149] D. L. Mills, *private Mitteilung* (2001)
- [150] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, K. Ounadjela, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 336 (1994)
- [151] B. Lengeler, W. R. Wampler, R. R. Bourassa, K. Mika, K. Wingerath, W. Uelhoff, *Phys. Rev. B* **15**, 5493 (1977)
- [152] C. Rüdert, P. Pouloupoulos, J. Lindner, H. Wende, K. Baberschke, P. Blomqvist und R. Wäppling, *Phys. Rev. B* **65**, R220404 (2002)
- [153] P. Jensen, K. H. Bennemann, P. Pouloupoulos, M. Farle, A. Ney, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **60**, R14994 (1999)
- [154] F. Wilhelm, P. Srivastava, A. Ney, N. Haack, G. Ceballos, M. Farle, K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mat.* **198-199**, 458 (1999)
- [155] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996)
- [156] R. Urban, G. Woltersdorf, B. Heinrich, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 217204 (2001)
- [157] A.N. Anisimov, W. Platow, P. Pouloupoulos, W. Wisny, M. Farle, K. Baberschke, P. Isberg, B. Hjörvarsson, R. Wäppling, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 10581 (1997)
- [158] A. N. Anisimov, M. Farle, P. Pouloupoulos, W. Platow, K. Baberschke, P. Isberg, R. Wäppling, A. M. N. Niklasson, O. Eriksson, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2390 (1999)
- [159] M. Farle, A. N. Anisimov, K. Baberschke, J. Langer, H. Maletta, *Europhys. Lett.* **49**, 658 (2000)
- [160] P. Pouloupoulos, P. Isberg, W. Platow, W. Wisny, M. Farle, B. Hjörvarsson, K. Baberschke, *J. Magn. Magn. Mat.* **170**, 57 (1997)
- [161] N. K. Jaggi, L. H. Schwartz, H. K. Wong, J. B. Ketterson, *J. Magn. Magn. Mat.* **49**, 1 (1984)
- [162] K. Takahashi, H. Yasuoka, K. Kawaguchi, N. Hosoito, T. Shinjo, *J. Phys. Soc. of Japan* **53**, 4115 (1984)
- [163] A. Scherz, H. Wende, P. Pouloupoulos, J. Lindner, K. Baberschke, P. Blomqvist, R. Wäppling, F. Wilhelm und N. B. Brookes, *Phys. Rev. B* **64**, 180407(R) (2001)
- [164] P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli, X. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 694 (1993)

- [165] B. T. Thole, P. Carra, F. Sette, G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1943 (1992)
- [166] R. P. Stapele, F. J. A. M. Greidanus, J. W. Smits, *J. Appl. Phys.* **57**, 1282 (1985)
- [167] S. Mirbt, I. A. Abrikosov, B. Johansson, H. L. Skriver, *Phys. Rev. B* **55**, 67 (1997)
- [168] O. Le Basq, B. Johansson, O. Eriksson, *J. Magn. Magn. Mat.* **225**, 1722 (2001)
- [169] P. Pouloupoulos, M. Angelakeris, Th. Kehagias, D. Niarchos, N. K. Flevaris, *Thin Solid Films* **371**, 225 (2001)
- [170] J. Lindner, A. Scherz, P. Pouloupoulos, C. Rüdte, A. N. Anisimov, H. Wende, K. Baberschke, P. Blomqvist, R. Wäppling, F. Wilhelm und N. B. Brookes, *erscheint bei J. Magn. Magn. Mater.*
- [171] B. Heinrich, J. F. Cochran, A. S. Arrott, S. T. Purcell, K. B. Urquhart, J. R. Dutcher, W. F. Jr. Egelhoff, *J. Appl. Phys.* **49**, 473 (1989)
- [172] R. Krishnan, T. Catinaud, M. Seddat, M. Porte, M. Tessier, *J. Magn. Magn. Mat.* **159**, 175 (1996)
- [173] R. C. LeCraw, E. G. Spencer, C. S. Porter, *Phys. Rev.* **110**, 1311 (1958)
- [174] M. Sparks, R. Loudon, C. Kittel, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961)
- [175] R. Arias, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999)
- [176] M. B. Stearns, *Properties of Magnetic Materials*, in *Landold Börnstein*, Hrsg. H. P. J. Wijn, Bd. 19a von *New Series Group III*, Springer, Berlin Heidelberg New York (1986)
- [177] A. Abragam und B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970)
- [178] C. Kittel, *Phys. Rev.* **76**, 743 (1949)
- [179] C. Kittel, *J. Phys. Radium* **12**, 291 (1951)
- [180] H. Heuser, *Gewöhnliche Differentialgleichungen*, B. G. Teubner, Stuttgart, 3. Aufl. (1994)
- [181] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1995)
- [182] G. Berendt, E. Weimar-Woods, *Mathematik für Physiker*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 2. Aufl. (1990)

# Veröffentlichungen

## I. Artikel

1) P. Pouloupoulos, J. Lindner, M. Farle, K. Baberschke

*Changes of magnetic anisotropy due to roughness: A quantitative STM study on Ni/Cu(001)*  
Surf. Sci. **437**, 277 (1999)

2) M. Farle, J. Lindner, K. Baberschke

*Ferromagnetic Resonance of Ni(111) on Re(0001)*  
J. Magn. Magn. Mater. **212**, 301 (2000)

3) J. Lindner, P. Pouloupoulos, F. Wilhelm, A. Scherz, M. Farle, K. Baberschke

*Atomic exchange processes at the interface and their role on the magnetic moments of ultrathin Ni/Cu(001) films*  
Phys. Rev. B **62**, 10431 (2000)

4) J. Lindner, P. Pouloupoulos, M. Farle, K. Baberschke

*Structure and magnetism of self-organized Ni nanostructures on Cu(001)*  
J. Magn. Magn. Mater. **218**, 10 (2000)

5) J. Lindner, Z. Kollonitsch, E. Kosubek, M. Farle, K. Baberschke

*In-situ detection of two FMR modes in coupled Ni/Cu/Co/Cu(001) trilayer structures*  
Phys. Rev. B **63**, 094413 (2001)

6) T. Herrmann, K. Lüdge, W. Richter, N. Esser, P. Pouloupoulos, J. Lindner, K. Baberschke

*Growth Phases and Optical Anisotropy of Co on preoxidised Cu(110)*  
Phys. Rev. B **64**, 184424 (2001)

- 7) A. Scherz, H. Wende, P. Pouloupoulos, J. Lindner, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, F. Wilhelm, N. B. Brookes  
*Induced V and reduced Fe moment at the interface of Fe/V(001) superlattices*  
Phys. Rev. B **64**, R180407 (2001)
- 8) J. Lindner, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, B. Heinrich  
*Interlayer exchange coupling: An in situ investigation via ferromagnetic resonance*  
J. Magn. Magn. Mater. **240**, 220 (2002)
- 9) P. Pouloupoulos, P. J. Jensen, A. Ney, J. Lindner, K. Baberschke  
*Metastable magnetic properties of Co/Cu(001) films below the  $T_C$ -jump*  
Phys. Rev. B **65**, 064431 (2002)
- 10) J. Lindner, C. Rüdte, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, D. L. Mills  
*Evidence for a  $T^{3/2}$ -dependence of the interlayer exchange coupling in ferromagnetic multilayers*  
Phys. Rev. Lett. **88**, 167206 (2002)
- 11) C. Rüdte, P. Pouloupoulos, J. Lindner, A. Scherz, H. Wende, K. Baberschke  
*Absence of dimensional crossover in metallic ferromagnetic superlattices*  
Phys. Rev. B **65**, R220404 (2002)
- 12) J. Lindner, A. Scherz, P. Pouloupoulos, C. Rüdte, A. N. Anisimov, H. Wende, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, F. Wilhelm, N. B. Brookes  
*Ultrathin Fe-limit in Fe/V(001) superlattices*  
J. Magn. Magn. Mater. **256**, 404 (2003)
- 13) P. Aleshkevych, J. Lindner, K. Baberschke, V. Dyakonov, H. Szymczak, R. Szymczak  
*Spin-Wave Resonance and Magnetization Studies in  $La_{0.7}Mn_{1.3}O_3$  Films*  
erscheint in Phys. Stat. Sol. (a)
- 14) J. Lindner, P. Pouloupoulos, R. Nünthel, E. Kosubek, K. Baberschke  
*Improved growth and the spin reorientation transition of Ni on  $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}) R45^\circ$  reconstructed Cu(001)*  
Surf. Sci. **523**, L65 (2003)

---

**15)** R. Nünthel, T. Gleitsmann, P. Pouloupoulos, J. Lindner, E. Kosubek, Ch. Litwinski, Z. Li, H. Wende, K. Baberschke, Talat S. Rahman, Sergey Stolbov  
*Epitaxial growth of Ni on Cu(001) with the assistance of O-surfactant and its magnetism compared to Ni/Cu(001)*  
eingereicht bei Surf. Sci.

**16)** A. Hahlin, J. Hunter Dunn, O. Karis, D. Arvanitis, P. Pouloupoulos, R. Nünthel, J. Lindner, K. Baberschke  
*Ultrathin Co films on flat and vicinal Cu(111) surface: per atom determination of orbital and spin moments*  
J. Phys.: Condens. Matter **15**, S573 (2003)

**17)** J. Lindner, K. Baberschke  
*Ferromagnetic Resonance in coupled ultrathin films*  
J. Phys.: Condens. Matter **15**, S465 (2003)

## **II. Eingeladene Veröffentlichungen**

**18)** J. Lindner, K. Baberschke  
*In situ Ferromagnetic Resonance: An ultimate tool to investigate the coupling in ultrathin magnetic films*  
erscheint bei J. Phys.: Condens. Matter

## **III. Eingeladene Vorträge**

**1)** J. Lindner, K. Baberschke  
*Interlayer exchange coupling: An in situ Investigation via FMR*  
4<sup>th</sup> International Symposium on Metallic Multilayers (MML'01) (Aachen, 2001)

**2)** J. Lindner, K. Baberschke  
*Ferromagnetic Resonance in coupled ultrathin films*  
(281. WE-Heraeus Seminar) (Wandlitz, 2002)

#### IV. Weitere Vorträge

3) J. Lindner, P. Pouloupoulos, F. Wilhelm, M. Farle, K. Baberschke

*Atomare Austauschprozesse an der Grenzfläche und deren Einfluß auf den Magnetismus ultradünner Ni/Cu(001)-Filme*

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Regensburg, 2000)

4) J. Lindner, C. Rüdert, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, D. L. Mills

*$T^{3/2}$ -Verhalten der Interlagenaustauschkopplung in ultradünnen magnetischen Schichten*

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Regensburg, 2002)

#### V. Poster

1) J. Lindner, Z. Kollonitsch, E. Kosubek, M. Farle, K. Baberschke

*In situ detection of two FMR modes in coupled Ni/Cu/Co/Cu(001) trilayers*

International Workshop on Ground-State and Finite-Temperature Bandferromagnetism (242. WE-Heraeus Seminar) (Wandlitz, 2000)

2) J. Lindner, E. Kosubek, K. Baberschke

*Spin Dynamics in coupled Cu/Ni/Cu/Ni/Cu(001)-Structures: An in situ Investigation via FMR*

International Workshop on Spin Dynamics (248. WE-Heraeus Seminar) (Bad Honnef, 2001)

# Lebenslauf

## I. Persönliche Daten

Name: Jürgen Lindner  
Nationalität: deutsch  
Geburtsort und -tag: Berlin, 11.02.1974  
Anschrift: Freie Universität Berlin,  
Institut für Experimentalphysik, Arnimallee 14, D-14195 Berlin  
Tel.: +49-30-838 52098, Fax.: +49-30-838 53646,  
e-mail: lindnerj@physik.fu-berlin.de

## II. Schulausbildung

1980-1986 Grundschule am Insulaner, Berlin  
1986-1993 Lilienthal-Gymnasium, Berlin  
1993 Abitur

## III. Zivildienst

1993-1994 Zivildienst im DRK-Sonderkrankenhaus Rosengarten, Berlin

## IV. Hochschulausbildung

1995-1998 Physikstudium an der Freien Universität Berlin  
1998-1999 Diplomarbeit „*Rastertunnelmikroskopie und Kerr-Messungen an dünnen Ni/Cu(001)- und Co/Cu(001)-Filmen im UHV*“  
an der Freien Universität Berlin  
in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Baberschke  
Juni 1999 Diplom in Physik  
seit 1999 Doktorarbeit an der Freien Universität Berlin  
in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Baberschke

## V. Preise

Dezember 1999 Preis der Wilhelm und Else Heraeus Stiftung  
für die Verkürzung der Dauer des Physikstudiums



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle danke ich **Prof. Dr. K. Baberschke** für die Betreuung der Arbeit und die ständige Diskussionsbereitschaft und Unterstützung.

Des weiteren danke ich **Prof. Dr. P. Fumagalli** für die Zweit-Betreuung und das große Interesse am Fortkommen der Arbeit.

Außerdem gilt der Dank:

**E. Kosubek** für die unschätzbare große Hilfe bei den FMR-Messungen und, nicht zuletzt, für das Erstellen zahlreicher Transparentfolien, Poster und Bilder für Publikationen.

**Dr. A. Anisimov** für das Erstellen zahlreicher Analyseprogramme und die vielen Tips und Tricks bei FMR-Messungen.

**Dr. P. Pouloupoulos** für die Unterstützung bei den STM- und MOKE-Messungen sowie für die vielen guten Ideen, die immer wieder Anlaß zu neuen Experimenten gaben.

**Dr. A. Ney** für die Korrektur der Arbeit sowie die Hilfe bei so manchen UHV-Problemen. Nicht zuletzt danke ich für die vielen netten Abende mit Ihm und seiner Frau Verena.

**Dr. H. Wende** für die Hilfe bei den VSM-Messungen, für zahlreiche Anregungen beim Schreiben der Arbeit sowie für viele kompetente Kommentare zu physikalischen Fragen jeder Art.

**Z. Kollonitsch**, der mir in der Anfangszeit der Arbeit mit Rat und Tat half.

**Prof. Dr. M. Farle** für die Einführung in die FMR sowie für die ständige Diskussionsbereitschaft.

**K. Lenz** für das unermüdliche Korrekturlesen und, nicht zuletzt, für die Hilfe in Computer-Fragen, auf die er stets eine Antwort weiß. Ich wünsche ihm viel Glück mit der ESR II-Kammer.

**A. Scherz** und **C. Rüdert** für die gute Zusammenarbeit und die kritische Diskussion der

Ergebnisse.

**C. Litwinski** für das Korrekturlesen und die Zeit in dem gemeinsamen Büro, inklusive zahlreicher Diskussionen über Physik und Fußball.

**W. Wisny**, der immer wieder mit großem Können die technischen Probleme der Experimentalphysik zu lösen wußte.

**Prof. Dr. B. Heinrich, Prof. Dr. D. L. Mills** und **Prof. Dr. H. Szymczak** für die Beantwortung zahlreicher E-Mails und die fruchtbare Zusammenarbeit. **Prof. Dr. B. Heinrich** danke ich insbesondere für die Aushändigung des PC-Programms zum Simulieren von Spektren gekoppelter Filme.

**Dr. R. Meckenstock** und **D. Spoddig** aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. J. Pelzl für die Durchführung der Hochfrequenzmessungen, **Dr. M. Baran** aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. H. Szymczak für die SQUID-Messungen.

Meinen Eltern **B. und A. Lindner** dafür, daß sie mich stets gefördert haben. Ohne Euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Des weiteren danke ich für das Korrekturlesen.

**Meinem Bruder J. Lindner**, der immer bereit ist, mir zu helfen und mich in jeglicher Hinsicht unterstützt hat. Ich wünsche Ihm viel Erfolg bei seinem Studium.

**K. Krüger**, der mich stets förderte und das Interesse an der Physik bereits früh geweckt hat.

**Meinen Großeltern** für die schönen Tage in Bayern und das große Interesse am Fortkommen der Arbeit.

**R. Nünthel** für das zeitraubende Korrekturlesen und die ständige Unterstützung bei Problemen jeglicher Art. Insbesondere danke ich Ihr für das Verständnis und die Geduld, die sie für meine „Macke“ Physik aufbringt. Nicht zuletzt bedanke ich mich für die schöne Zeit in den letzten 6 Jahren (ich hoffe, es werden noch viele mehr).

Allen Mitgliedern (jetzigen sowie ehemaligen) der AG Baberschke, die stets für ein angenehmes Arbeitsklima gesorgt haben, in dem es Spaß macht zu arbeiten.