

**Magnetische Schichtsysteme:  
Veränderung statischer und  
dynamischer magnetischer  
Eigenschaften durch starke  
Zwischenschichtaustauschkopplung**

**Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln  
vorgelegt von**

Matthias Buchmeier  
aus Köln

31. Januar 2003

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. Grünberg

Prof. Dr. H. Micklitz

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Januar 2003

## Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wurden epitaktische Fe/Al/Fe Doppelschichtsysteme durch thermisches Verdampfen im Ultrahochvakuum präpariert. Es wurde in Übereinstimmung mit einer früheren Veröffentlichung [U<sup>+</sup>99] ein Stranski-Krastanov (SK) Wachstum der Aluminium-Zwischenschicht gefunden. Der Übergang vom lagenweisen zum inselartigen Wachstum findet bei einer Dicke von 2 Monolagen statt. Die Proben zeigen eine starke antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung mit einem Maximalwert zwischen -1,5 und 3 mJ/m<sup>2</sup> bei einer Zwischenschichtdicke von etwa 3 Monolagen. Die Kopplung zeigt ein langreichweitiges, nicht-oszillatorisches Abklingverhalten mit zunehmender Zwischenschichtdicke. Dies ist, unter Berücksichtigung der theoretisch erwarteten langen Oszillationsperioden der Kopplung, in Übereinstimmung mit der SK-Wachstumsform.

Die bilinearen und biquadratischen Anteile der Kopplung wurden detailliert mit 3 verschiedenen Techniken untersucht: Magneto-optischer Kerr Effekt (MOKE), Brillouin-Lichtstreuung (BLS) und SQUID-Magnetometrie.

Für Systeme mit starker antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung (stärker als etwa 1 mJ/m<sup>2</sup>) wird erwartet, daß sich eine partielle Bloch-Domänenwand parallel zur Schichtebene ausbildet. Dieser Zustand wird als verwundener (engl. twisted) Magnetisierungszustand bezeichnet. Aufgrund der starken Kopplung der untersuchten Proben konnte der verwundene Zustand experimentell verifiziert werden. Der verwundene Zustand wurde auch in die Modellierung der Ummagnetisierungskurven einbezogen, um die Kopplungsparameter im Bereich starker Kopplung genau bestimmen zu können. Nur die modifizierte Modellrechnung kann die Merkmale der experimentellen MOKE-Ummagnetisierungskurven reproduzieren.

Einen weiteren Beleg für den verwundenen Zustand liefern BLS Experimente. Im BLS Experiment werden die Frequenzen von thermisch angeregten Spinwellen, die es erlauben die magnetischen Eigenschaften zu bestimmen, über inelastische Photon-Magnon Streuung gemessen. BLS erlaubt eine detailliertere Analyse des Kopplungsverhaltens als die statischen Techniken MOKE und SQUID, da die Frequenz der optischen Magnonen, mit ungleichphasiger Präzession in den Schichten, direkt von dem durch die Kopplung auf die Magnetisierungen ausgeübten Drehmoment abhängt. Im Fall starker Kopplung können konventionelle Methoden zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen aufgrund von (i) dem verwundenen Zustand und (ii) nichtuniformer Präzessionsprofile jedoch nicht angewandt werden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Methode zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen ausgearbeitet, die die Auswirkungen starker Kopplung berücksichtigt. Die mit dieser neuen Methode berechneten Spinwellenfrequenzen passen sehr gut zur experimentelle Feldabhängigkeit der BLS-Frequenzen eines Fe/Si/Fe-Systems, das eine der stärksten je gefundenen Kopplungskonstanten zeigt[G<sup>+</sup>02].

Ein Vergleich der experimentellen Spinwellenfrequenzen des Fe/Al/Fe-Systems mit der neuen Modellrechnung zeigt, dass die Form der Zwischenschichtkopplung gut mit dem phänomenologischen  $J_1$ - $J_2$ -Ansatz übereinstimmt.

Kurz zusammengefasst kann das Kopplungsverhalten des Fe/Al/Fe-Systems im Rahmen der Standardtheorien der Kopplung über metallische Zwischenschichten verstanden werden. Die scheinbar anderen Eigenschaften lassen sich durch (i) die spezielle Form der Fermifläche von Aluminium und (ii) der Stranski-Krastanov Wachstumsform von Al auf Fe(001) erklären.

# Abstract

Epitaxial Fe/Al/Fe trilayers were prepared by thermal e-gun evaporation in ultra-high-vacuum. The aluminum interlayer was found to grow in the Stranski-Krastanov (SK) mode in agreement with a previous publication [U<sup>+</sup>99]. The transition from layer-by-layer to island-type growth occurs at a thickness of two monolayers. The samples show strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling with a maximum value between -1.5 and -3 mJ/m<sup>2</sup> at an interlayer thickness of about three monolayers. The coupling strength shows a long-range and non-oscillatory decay with increasing spacer thickness, which is in agreement with the SK growth mode taking into account the theoretically expected long range oscillation of the coupling.

The bilinear and biquadratic contributions to the coupling have been examined in detail with three different techniques: Magneto-optic-Kerr-Effect (MOKE), Brillouin Light Scattering (BLS), and Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) magnetometry.

In systems with strong antiferromagnetic interlayer coupling (stronger than about -1 mJ/m<sup>2</sup>) a partial Bloch-type domainwall parallel to the interface is predicted to form, which is referred to as the “twisted” groundstate. Due to the strong coupling of the studied samples, this specific magnetization state could be experimentally verified. This twisted groundstate has also been included in the modeling of remagnetization loops in order to get accurate coupling parameters in the region of strong coupling. Only the modified model calculation could reproduce the main features of the experimental MOKE magnetization reversal loops.

Further evidence for the twisted ground state stems from BLS experiments. In BLS the frequencies of thermal spinwaves which allow a determination of most magnetic properties, are measured via inelastic magnon-photon scattering. Using the BLS technique a more detailed analysis of the coupling behavior than with the static techniques MOKE and SQUID can be achieved, due to the direct dependence of the out-of-phase optic mode spinwave frequency on the torque exerted by the coupling on the magnetizations. However, in the case of strong coupling, conventional approaches to calculate the spinwave frequencies measured by BLS cannot be applied because of (i) the presence of the twisted ground state and (ii) non-uniform precession profiles. A novel method to calculate the spinwave frequencies has been worked out in order to properly take into account these effects of strong interlayer coupling. This novel approach is shown to excellently fit the BLS field dependence measured for a Fe/Si/Fe-system, which exhibits among the largest AFM-coupling strengths ever found[G<sup>+</sup>02].

By comparing the experimental spinwave frequencies of the Fe/Al/Fe-system with the novel model calculation, it was found that the form of the interlayer coupling is in good agreement with the phenomenological  $J_1$ - $J_2$ -model.

In summary, the coupling behavior of the Fe/Al/Fe-system can be understood in the framework of the standard theories for the coupling across metallic spacers. The seemingly different properties arise from (i) the peculiar shape of the Fermi surface of Al and (ii) the Stranski-Krastranov growth mode of Al on Fe(001).

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1. Zwischenschichtkopplung . . . . .	11
2.1.1. Übersicht . . . . .	11
2.1.2. Mikroskopische Modelle der 90°-Kopplung . . . . .	12
2.1.3. Mikroskopisches Modell der bilinearen Kopplung . . . . .	14
2.1.4. Temperaturabhängigkeit der Kopplung . . . . .	15
2.1.5. Stationäre Vektoren in Al(001) Zwischenschichten . . . . .	16
2.2. Ummagnetisierungsverhalten . . . . .	18
2.2.1. Zweipfadmodell . . . . .	18
2.2.2. Näherung steifer Magnetisierung . . . . .	18
<b>3. Techniken zur Magnetischen Charakterisierung</b>	<b>20</b>
3.1. Magneto-Optischer Kerr Effekt (MOKE) . . . . .	20
3.1.1. Einleitung . . . . .	20
3.1.2. Meßaufbau . . . . .	22
3.1.3. Phänomenologisches Modell . . . . .	24
3.2. Brillouin Lichtstreuung . . . . .	27
3.2.1. Einleitung . . . . .	27
3.2.2. Experimenteller Aufbau . . . . .	28
3.2.3. Spinwellen in Einzelschichten . . . . .	28
3.2.4. Akustische und optische Spinwellen in gekoppelten Doppelschichten	30
3.3. SQUID-Magnetometrie . . . . .	33
<b>4. Verwundener Magnetisierungszustand</b>	<b>34</b>
4.1. Berechnung des magnetischen Zustands . . . . .	35
4.1.1. Beispielrechnung einer Ummagnetisierungskurve . . . . .	36
4.2. Berechnung der Spinwellenfrequenzen . . . . .	38
4.2.1. Konventionelle Ansätze . . . . .	39

4.2.2.	Erweiterung der Rechnung für stark koppelnde Systeme . . . . .	42
4.3.	Anwendung auf ein Fe/Si/Fe-System mit starker Kopplung . . . . .	45
<b>5.</b>	<b>Probenherstellung und strukturelle Charakterisierung</b>	<b>50</b>
5.1.	Präparationsanlage . . . . .	50
5.2.	Techniken zur in-situ Charakterisierung: LEED und RHEED . . . . .	51
5.3.	Aufbau der Schichtsysteme . . . . .	52
5.4.	Grundrezept für das Substrat mit Silberpuffer . . . . .	52
5.5.	Präparation und strukturelle Charakterisierung der magnetischen Schichtsysteme . . . . .	53
<b>6.</b>	<b>Zwischenschichtkopplung in Fe(001)/Al/Fe</b>	<b>58</b>
6.1.	MOKE-Ummagnetisierungskurven . . . . .	58
6.1.1.	Abhängigkeit der MOKE-Koeffizienten von der Zwischenschichtdicke	60
6.2.	Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Zwischenschichtdicke . .	61
6.2.1.	Interpretation der Kopplung im Rahmen des Fluktuationsmodells .	63
6.2.2.	Auswirkung niedriger Substrattemperatur der unteren Eisenschicht	65
6.2.3.	Gezielte Legierung der Zwischenschicht mit Fe . . . . .	66
6.3.	Analyse der Kopplung mit BLS . . . . .	68
6.4.	Temperaturabhängigkeit der Kopplung . . . . .	72
6.5.	Zuordnung früherer Veröffentlichungen . . . . .	75
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>76</b>
<b>A.</b>	<b>Ultradünnfilm-Näherung zur Berechnung von Spinwellenfrequenzen: Herleitung der Formeln</b>	<b>79</b>
<b>B.</b>	<b>Formeln zur Berechnung der freien magnetischen Energie und Spinwellenfrequenzen in Multischichtsystemen</b>	<b>81</b>
B.1.	Zeeman Energie: . . . . .	81
B.2.	Kubische Kristallanisotropie: . . . . .	81
B.3.	Uniaxiale Volumenanisotropie in der Filmebene: . . . . .	82
B.4.	Oberflächenanisotropie: . . . . .	82
B.5.	Zwischenschichtkopplung: . . . . .	82
B.6.	Dipolare Terme: . . . . .	83
B.7.	Austauschwechselwirkung: . . . . .	84
B.8.	Drehmoment: . . . . .	84

# 1. Einleitung

Magnetische Zwischenschicht-Austauschkopplung, die 1986 von Grünberg *et al.* entdeckt wurde, ist im letzten Jahrzehnt ausgiebig untersucht worden. Während ihre Ursache mittlerweile im Wesentlichen verstanden ist, gibt es noch deutliche Abweichungen zwischen den theoretisch vorhergesagten und tatsächlich beobachteten Kopplungsstärken, die oft um mindestens eine Größenordnung kleiner ausfallen[B<sup>+</sup>01]. Diese Diskrepanzen werden in der Regel darauf zurückgeführt, daß die Rechnungen an idealisierten Systemen mit unrealistisch perfekte Grenzflächen durchgeführt werden. Die schwer modellierbaren strukturellen und chemischen Eigenschaften reeller Grenzflächen haben aber einen wesentlichen Einfluß auf die Kopplungsstärke. Andererseits gibt es ein zunehmendes Interesse insbesondere für Systeme mit starker Kopplung, nicht nur weil es sich um ein neues Quantenphänomen handelt, sondern auch Aufgrund ihrer Anwendung als künstliche Antiferromagneten in Magnetsensoren und neuerdings auch als antiferromagnetische Speichermedien in Festplatten [F<sup>+</sup>00].

Auch die Ursache des in den meisten Systemen gefundenen biquadratischen Anteils der Kopplung der eine 90° Ausrichtung der magnetischen Momente begünstigt, ist noch nicht ganz geklärt. Es existieren unterschiedliche Ansätze [Slo93, Slo91, Slo94], um die biquadratische Kopplung durch extrinsische Mechanismen zu erklären.

Aluminium als koppelndes Zwischenschichtmaterial wurde bisher relativ wenig untersucht, unter anderem weil es wegen seiner Fähigkeit Verunreinigungen aus der Gasphase zu binden hohe Ansprüche an die Präparation stellt. In Schichtsystemen mit Aluminiumzwischenschicht wurde sowohl die übliche antiferromagnetische Kopplung [Fuß93] als auch eine 90°-Kopplung [G<sup>+</sup>92, U<sup>+</sup>99] mit starker Temperaturabhängigkeit gefunden. Die gefundene Kopplung über Aluminiumzwischenschichten war jedoch relativ schwach. Erst im Rahmen dieser Arbeit gelang es Fe(001)/Al/Fe-Schichtsysteme mit starker antiferromagnetischer Zwischenschichtkopplung zu präparieren, deren maximale Stärke von ca. 3 mJ/m<sup>2</sup> [K<sup>+</sup>02] etwa eine Größenordnung über dem Rekordwert früherer Veröffentlichungen liegt. Ziel dieser Arbeit ist eine möglichst verlässliche Bestimmung der Kopplungskonstanten aus der qualitativen Analyse des Ummagnetisierungsverhaltens und der hochfrequenten Anregungen der Magnetisierung in Form von thermischen Magnonen.

Dabei hat sich im Lauf der Arbeit herausgestellt, daß die Magnetisierung im Fall starker

Kopplung nicht mehr wie üblich als steif betrachtet werden darf. Infolge der konkurrierenden Drehmomente des externen Magnetfelds im Volumen und der starken Kopplung an der Zwischenschicht, bildet ein verwundener (engl. *twisted*) Magnetisierungszustand aus, der bisher wenig Beachtung fand.

Deshalb liegt ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit in der Analyse der Zwischenschichtkopplung mit Hilfe der Methode der Brillouinlichtstreuung, die eine experimentelle Verifizierung dieses Zustands erlaubt. Das Meßprinzip besteht in der Bestimmung der Frequenzverschiebung die Photonen beim inelastischen Streuprozess an Magnonen erfahren. Aus der Frequenz der Magnonen lassen sich viele magnetische Eigenschaften, so auch die Zwischenschichtkopplung extrahieren. Die Frequenz der sogenannten optischen Magnonen, bei denen die magnetischen Momente in den Schichten ungleichphasig präzedieren, ist sensitiv auf das durch die Zwischenschichtkopplung ausgeübte Drehmoment. Dieser Effekt ist insbesondere für starke Zwischenschichtkopplung ausgeprägt. Deshalb erlaubt die Brillouinlichtstreuung eine exaktere Bestimmung der Kopplungskonstanten als statische Methoden wie MOKE und SQUID-Magnetometrie. Durch Vergleichen der experimentellen Feldabhängigkeit der Magnonenfrequenzen mit der Modellrechnung läßt sich zudem die Abhängigkeit der Kopplungsenergie vom relativen Winkel der Magnetisierung und der Zustand der Magnetisierung verifizieren. Deshalb ist die Brillouinlichtstreuung zur Untersuchung der Kopplung besonders geeignet. Es zeigt sich jedoch das konventionelle Methoden zur Modellierung der Magnonenfrequenzen die Auswirkung starker Kopplung nicht richtig beschreiben. In dieser Arbeit wird deshalb eine neue Methode zur Berechnung der Magnonenfrequenzen in stark koppelnden Systemen ausgearbeitet.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Zwischenschichtkopplung

#### 2.1.1. Übersicht

Es gibt zwei Ursachen für die Kopplung von ferromagnetischen Schichten: die dipolare Kopplung der Magnetisierungen über Streufelder und die Heisenberg-Austauschwechselwirkung. Die dipolare Kopplung kann eine ferromagnetische (FM), eine antiferromagnetische (AFM) oder eine  $90^\circ$ -Ausrichtung der Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten bewirken. Sie ist meist relativ schwach und soll hier nicht im Detail behandelt werden.

Ursache für die Austauschkopplung von ferromagnetischen Schichten über nichtferromagnetische Zwischenschichten ist eine indirekte Austauschwechselwirkung, die über die Leitungselektronen der Zwischenschicht vermittelt wird. Der Mechanismus ist analog zur RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida)-Wechselwirkung [RK54, Kas56, Yos56] zwischen magnetischen Verunreinigungen in Metallen. Art und Stärke der indirekten Austauschkopplung oszillieren als Funktion der Zwischenschichtdicke. Die Periode der Oszillation ist durch die Bandstruktur des Zwischenschichtmaterials vorgegeben. Im Fall von antiferromagnetischen und ferromagnetischen Zwischenschichten gibt es zusätzlich zur indirekten Austauschwechselwirkung eine direkte Kontakt-Austauschwechselwirkung.

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der Kopplungsenergie vom relativen Winkel  $\Delta\phi$  der makroskopischen magnetischen Momente der ferromagnetischen Schichten hat sich folgender phänomenologischer Ansatz bewährt:

$$E_C = -J_1 \cos \Delta\phi - J_2 \cos^2 \Delta\phi. \quad (2.1)$$

Die Kopplungsenergie  $E_C$  beschreibt eine Oberflächenenergiedichte, und der relative Winkel der Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten  $\Delta\phi$  muß an der Grenzfläche zur Zwischenschicht ausgewertet werden. Der  $J_1$ -Term der Gleichung 2.1 wird auch als bilineare, der  $J_2$ -Term als biquadratische Kopplung bezeichnet. Die Form der bilinearen Kopplung ist das makroskopische Analogon zur quantenmechanischen Austauschkopplung

zweier Spins. Ihre Ursache ist die intrinsische indirekte Austauschwechselwirkung. Positives  $J_1$  bevorzugt eine ferromagnetische, negatives  $J_1$  eine antiferromagnetische Ausrichtung der Magnetisierungen. In den meisten Proben mit antiferromagnetischer, bilinearer Kopplung findet sich experimentell auch ein biquadratischer Anteil mit negativem  $J_2$ , der eine  $90^\circ$ -Ausrichtung bevorzugt. Positive Werte für  $J_2$ , die eine kollineare Ausrichtung der Magnetisierungen bevorzugen würden, scheinen dagegen nicht vorzukommen.

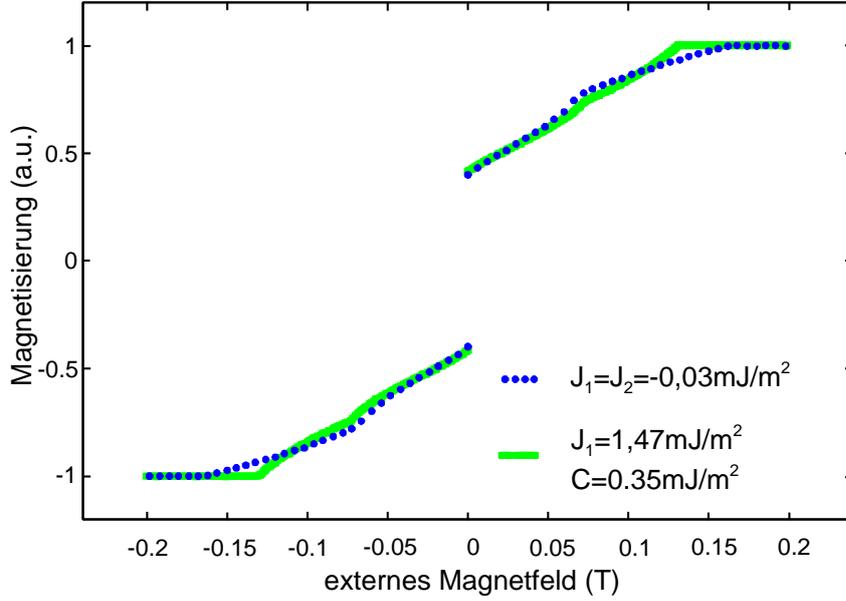
### 2.1.2. Mikroskopische Modelle der $90^\circ$ -Kopplung

Die intrinsische, indirekte Austauschkopplung hat auch Terme höherer Ordnung der Form  $J_i \cos^i(\Delta\phi)$ , jedoch ist die vorhergesagte Größenordnung für intrinsisches  $J_2$  um mindestens 2 Größenordnungen niedriger als  $J_1$  [Slo95]. Experimentell werden aber weit größere Werte gefunden. Deshalb nimmt man an, daß  $J_2$  durch extrinsische Mechanismen verursacht wird.

Von Slonczewski sind zwei extrinsische Mechanismen zur Erklärung der biquadratischen Kopplung vorgeschlagen worden. Im Loose-Spin Modell [Slo93] befinden sich paramagnetische Verunreinigungen in der Zwischenschicht. Sie koppeln über die RKKY Wechselwirkung an die Magnetisierungen beider ferromagnetischer Schichten. Die Kopplungsenergie kann nach Potenzen von  $\cos(\Delta\phi)$  entwickelt werden, und ergibt einen biquadratischen Kopplungsterm mit negativem Vorzeichen. Das Fluktuationsmodell [Slo91] erklärt die biquadratische Kopplung durch eine inhomogene intrinsische bilineare Kopplungsstärke. Sind die Momente nicht kollinear ausgerichtet, so können sie in einen inhomogenen Zustand mit verringerter Energie relaxieren. Der relative Winkel der Magnetisierungen wird dabei lokal dort größer, wo die  $J_1$ -Kopplungskonstante unter ihrem makroskopischen Mittelwert liegt, d.h. die Kopplung stärker antiferromagnetisch ist. Im umgekehrten Fall wird der relative Winkel lokal kleiner. Im antiparallel und parallel ausgerichteten Zustand ist dagegen keine solche Relaxation möglich. Deshalb bewirkt dieser Mechanismus eine verringerte Kopplungsenergie im nichtkollinearen Zustand, was einem negativem  $J_2$ -Wert entspricht.

Eine weitere Ursache für  $90^\circ$ -Kopplung ergibt sich, wenn die Zwischenschicht ferromagnetische Brücken (sogenannte Pinholes) aufweist [Slo94]. Eine Kombination aus intrinsischer, bilinearer AFM-Kopplung und direkter FM-Kopplung über Pinholes kann auch ohne Fluktuationsmechanismus zu einer bevorzugten  $90^\circ$ -Ausrichtung der Magnetisierungen führen, da sich die Form der direkten FM Austauschkopplung von der der indirekten Kopplung unterscheidet.

Besteht eine ferromagnetische Zwischenschicht aus  $N$  Monolagen Spins, so haben die Spins in benachbarten Lagen näherungsweise einen mittleren relativen Winkel  $\Delta\phi/N$ , wenn  $\Delta\phi$  der relative Winkel der Magnetisierungen an den Grenzflächen ist. Die makroskopische Winkelabhängigkeit der direkten Austauschkopplung ist deshalb gegeben durch



**Abb. 2.1.:** Vergleich von mit  $J_1$ - $J_2$  und  $J_1$ - $C$  Kopplungsmodell berechneten Ummagnetisierungskurven. Es wurden Literatur-Parameter für Fe(001) Schichten mit Dicke  $50\text{\AA}$  berücksichtigt. Das externe Magnetfeld liegt parallel zur leichten Anisotropieachse.

$E_C \propto \cos(\Delta\phi/N)$ . Im Kontinuumslimit  $N \rightarrow \infty$ , d.h. für genügend dicke Schichten ergibt sich daraus

$$E_C = C(\Delta\phi)^2. \quad (2.2)$$

Für eine homogene ferromagnetische Zwischenschicht unter Vernachlässigung der Kristallanisotropie des Zwischenschichtmaterials läßt sich die Konstante  $C$  im Kontinuumslimit zu  $A/d$  mit Dicke  $d$  und Austauschkonstante  $A$  der Zwischenschicht berechnen.

Die Kopplung der Form 2.1 mit negativen  $J_1$  und  $J_2$  läßt sich oft kaum von einer Kombination von bilinearer und direkter FM Kopplung unterscheiden. Dies gilt besonders im Fall von dominanter Kristallanisotropie, wenn sich die Magnetisierungen näherungsweise in einer der leichten Achsen befinden. Abbildung 2.1 zeigt aber, daß auch starke biquadratische Kopplung unter Umständen kaum von einer Kombination aus Pinhole-Kopplung und intrinsischer AFM-Kopplung zu unterscheiden ist. Hier wurde für ein gekoppeltes Fe(001)-Doppelschichtsystem mit ferromagnetischen Schichtdicken von  $50\text{\AA}$  und  $J_1 = J_2 = -0,3 \text{ mJ/m}^2$  eine Ummagnetisierungskurve mit der in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Methode berechnet. Diese Kurve wurde dann mit einem Kopplungsmodell, das bilineare und Pinhole-Kopplung berücksichtigt, angepaßt. Das Ergebnis sind sehr ähnliche Kurven, die sich experimentell kaum unterscheiden lassen.

### 2.1.3. Mikroskopisches Modell der bilinearen Kopplung

Die Ursache für die oszillatorische Zwischenschichtkopplung läßt sich im Rahmen des Quanteninterferenzmodells von Bruno [Bru95] verstehen. Aufgrund der spinabhängigen Reflektivität der Elektronen an den Grenzflächen bilden sich bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen in der nichtmagnetischen Zwischenschicht stehende Elektronenwellen aus. Wie in einem Fabry-Perot-Interferometer muß dazu die halbe Wellenlänge ein Vielfaches der Schichtdicke sein. Die Komponente des  $k$ -Vektors senkrecht zur Schicht, ( $k_{\perp}$ ), wird also quantisiert. Vergrößert man die Schichtdicke, dann sinken die Energieniveaus, und es passieren in Abständen von  $\Delta d = \frac{\pi}{k_{\perp}}$  Energieniveaus die Fermikante. Je nach der Lage der Fermikante relativ zum nächsten Energieniveau wird nun entweder eine ferromagnetische Ausrichtung der Schichten mit  $k$ -Quantisierung oder eine antiferromagnetische Ausrichtung ohne  $k$ -Quantisierung energetisch günstiger. Infolgedessen oszilliert die Kopplung in Abhängigkeit der Zwischenschichtdicke mit einer Periode von  $\frac{\pi}{k_{\perp}}$  zwischen ferromagnetisch und antiferromagnetisch. Im Prinzip können alle Wellenvektoren auf der Fermifläche zur Kopplung beitragen, man beobachtet jedoch nur Oszillationsperioden, die sogenannten stationären Vektoren entsprechen. Das liegt daran, daß die möglichen Perioden kontinuierlich verteilt sind und sich deshalb im wesentlichen gegeneinander wegmitteln, so daß nur die Vektoren mit hoher Zustandsdichte übrigbleiben. Die stationären Vektoren  $q_i$  zeichnen sich dadurch aus, daß sie zwei Punkte auf der Fermifläche mit antiparalleler Gruppengeschwindigkeiten  $v_i$  verbinden und in Richtung der Schichtnormale zeigen. Ihre Länge, die nur bis auf ein Vielfaches von  $2\pi/a$  ( $a$  = Lagenabstand) bestimmt ist muß dabei so gewählt werden, daß sie in der Brillouin-Zone liegt, d.h.  $q_i < 2\pi/a$  gilt.

Die Abhängigkeit der bilinearen Kopplung von der Zwischenschichtdicke läßt sich in folgender Form schreiben [Sti96]:

$$J_1 \propto - \sum_i \frac{v_{\perp}^i \kappa^i}{d^2} \text{Im}[\Delta r_A^i \Delta r_B^i \exp(iq_i d + \phi_0)] \times F(d, T) \quad (2.3)$$

Die Summierung geht über den Index  $i$  der verschiedenen stationären Vektoren  $q_i$ . Man erkennt, daß die Abhängigkeit der Kopplungsstärke von der Dicke der Zwischenschicht  $d$  durch Schwingungen mit der Periode  $q_i$  gegeben ist, deren Amplitude mit  $1/d^2$  abklingt. In der Formel 2.3 bezeichnet  $\kappa^i$  den Krümmungsradius der Fermifläche an den Endpunkten der stationären Vektoren und  $v_{\perp}^i$  die Komponente der Gruppengeschwindigkeit senkrecht zur Fermifläche. Die Größen  $\Delta r^i$  beschreiben die Spinabhängigkeit der Reflektivitäten an den Grenzflächen A und B und sind definiert als:  $\Delta r^i = (r^{i\uparrow} - r^{i\downarrow})/2$ . Der Faktor  $F(d, T)$  ist eine dimensionslose Funktion der Größenordnung 1 und beschreibt den Effekt der Aufweichung der Fermikante bei endlicher Temperatur  $T$  auf die Kopplungsstärke.

### 2.1.4. Temperaturabhängigkeit der Kopplung

Die Temperaturabhängigkeit der bilinearen Kopplung wird durch zwei Effekte bestimmt. Das Aufweichen der Fermikante mit zunehmender Temperatur wird durch die Funktion  $F(d,T)$  in Formel 2.3 beschrieben. Für metallische Zwischenschichten mit reellen  $q_i$  nimmt die Kopplungsstärke mit zunehmender Temperatur ab, und zwar um so stärker, je größer die Schichtdicke  $d$  ist. Daneben nimmt die Kopplung mit Erhöhung der Temperatur aber auch aufgrund der thermischen Reduzierung der Magnetisierung ab [AM95]. Dieser Effekt geht in die Formel 2.3 über eine Abnahme der Reflektionsasymmetrien  $\Delta r$  mit zunehmender Temperatur ein.

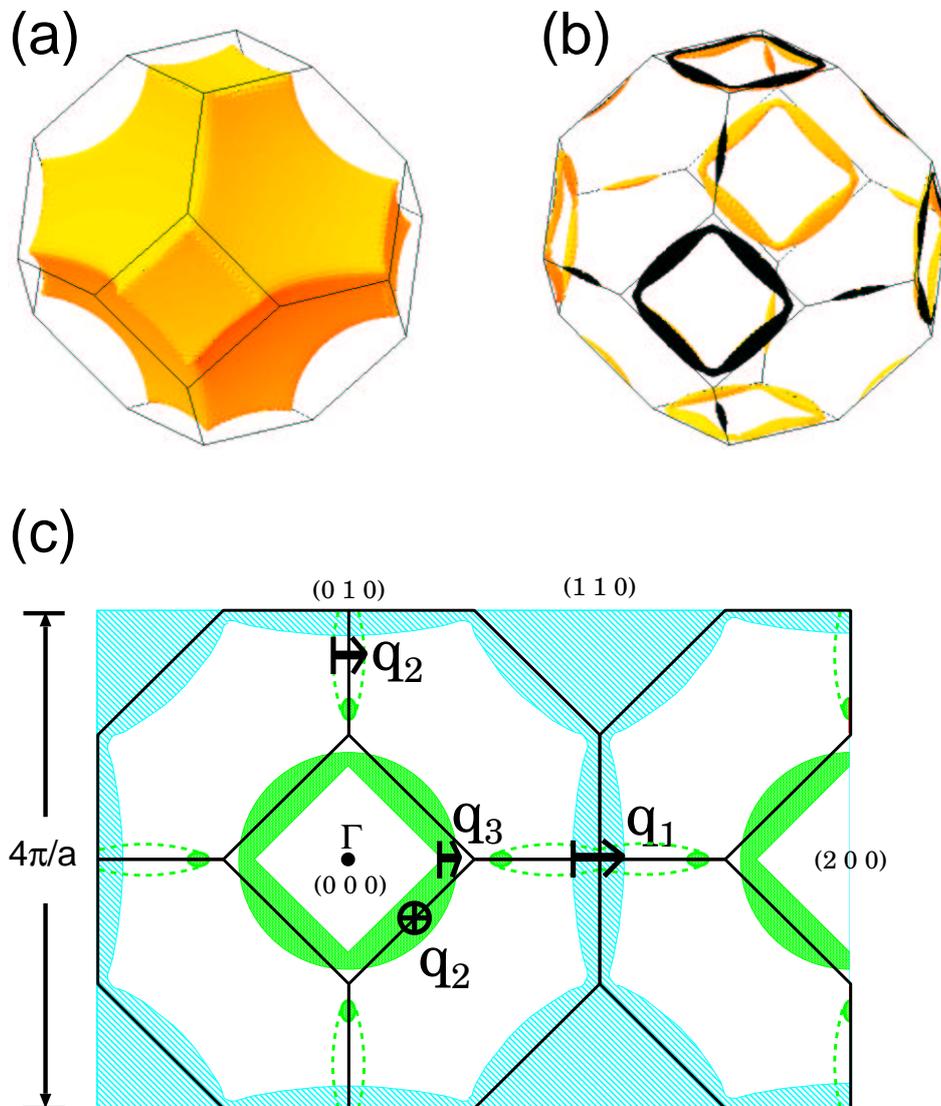
Die Temperaturabhängigkeit der extrinsischen biquadratischen Kopplung unterscheidet sich je nach zugrundeliegendem Mechanismus. Der Loose-Spin-Mechanismus sagt eine bei tiefen Temperaturen um mehr als eine Größenordnung erhöhte Kopplung vorher, was experimentell bestätigt wurde [Sch96]. Im Fluktuationsmechanismus ist die Änderung der biquadratischen Kopplung dagegen im wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit der bilinearen Kopplung und der Austauschwechselwirkung in den ferromagnetischen Schichten gegeben, und nimmt deshalb zu tiefen Temperaturen weniger ausgeprägt zu als im Loose-Spin-Modell.

### 2.1.5. Stationäre Vektoren in Al(001) Zwischenschichten

In kubisch flächenzentriertem (fcc) Aluminium belegen die Valenzelektronen Zustände in drei Bändern. Das erste Band ist vollständig gefüllt, so daß es nur Fermiflächen im zweiten und dritten Band gibt. Abbildung 2.2 (a) und (b) zeigen von Lehmann *et al.* [LSZ<sup>+</sup>98] berechnete Fermiflächen des zweiten bzw. dritten Bandes. Abbildung 2.2 (c) ist eine schematische Projektion in die (001)-Ebene. Die schattierten Flächen sind die besetzten Zustände der Schnitte des zweiten Bandes durch den  $\Gamma$ -Punkt (000) im Zentrum der Brillouinzone und des dritten Bandes durch den X-Punkt (001). Es ergeben sich die drei in Abb. 2.2 (c) eingezeichneten stationäre Vektoren  $q_{1,2,3}$ .

Der Vektor  $q_1$ , der Punkte der Fermifläche des ersten Bandes verbindet, hat eine Länge von  $q_1 = 0,198 \times 2\pi/a$  [JM80]. Dies entspricht mit Gitterkonstante  $a \approx 4\text{\AA}$  des Aluminiums einer Oszillationsperiode von  $\Lambda_1 = 5a = 20\text{\AA}$ . Die Periode  $\Lambda_1$  paßt gut zu den von Fuß [Fuß93] in epitaktischen Fe(001)/Al/Fe-Systemen experimentell gefundenen Positionen des ersten und zweiten AFM-Kopplungsmaximums bei  $7\text{\AA}$  bzw.  $25\text{\AA}$  Zwischenschichtdicke. In gesputterten Co/Al/Co Multischichten [Y<sup>+</sup>95] mit (200)-Textur des Aluminiums wurden AFM-Maxima bei  $10\text{\AA}$  und  $22\text{\AA}$  gefunden. Auch diese Positionen der Maxima lassen sich mit  $q_1$  vereinbaren, falls die Position des ersten Maximums durch einsetzende Pinhole Kopplung bei dünneren Zwischenschichten bestimmt ist.

Die Vektoren  $q_2 \approx 0,07 \times 2\pi/a$  und  $q_3 \approx 0,035 \times 2\pi/a$ , die deutlich kürzer als  $q_1$  sind, verbinden Punkte der Fermifläche des dritten Bandes. Daraus ergeben sich sehr lange Oszillationsperioden  $\Lambda_2 = 57\text{\AA}$  und  $\Lambda_3 = 115\text{\AA}$ , jedoch sollten  $q_2$  und insbesondere  $q_3$  aufgrund der starken Krümmung der Fermifläche an ihren Endpunkten nicht wesentlich zur Kopplung beitragen.



**Abb. 2.2.:** Fermifläche von fcc-Aluminium. Die berechneten Fermiflächen (a) und (b) wurden mit freundlicher Genehmigung von P. Zahn aus [LSZ<sup>+</sup>98] entnommen. (c) zeigt schematisch eine Projektion in die (001)-Ebene in die die für die Kopplung relevanten stationären Vektoren eingezeichnet sind.

## 2.2. Ummagnetisierungsverhalten

### 2.2.1. Zweipfadmodell

Um die Art und Stärke der Zwischenschichtkopplung zu bestimmen, müssen im allgemeinen Ummagnetisierungskurven ausgewertet werden. Eine Ausnahme bilden dynamische Meßmethoden wie Brillouin Lichtstreuung (BLS), die es erlauben, die Kopplungsstärke im gesättigten oder antiparallelen Magnetisierungszustand direkt zu messen. Ummagnetisierungskurven in epitaktischen Dünnschichtsystem können zu einem großen Teil durch eine kohärente Rotation der Magnetisierungen (auch bezeichnet als Stoner-Wohlfarth-Modell [SW48]) beschrieben werden. Die Probe befindet sich dabei in einem magnetisch eindomänigen Zustand, der einem lokalen Minimum der freien magnetischen Energie entspricht. Die Magnetisierungen folgen mit Änderung des externen Magnetfelds der Position des Energieminimums.

Konkurrierend zur Rotation gibt es die Möglichkeit von Ummagnetisierungsprozessen über Domänenwandbewegung. In realen Schichtsystemen sind fast immer kleine, an Defekten lokalisierte Domänen vorhanden. Um ihre Wände, die an Defekten festgehalten werden (im englischen als pinning bezeichnet), bewegen zu können ist eine Aktivierungsenergie  $E_{pin}$  nötig. Aufgrund der konkurrierenden Domänenwandbewegungsprozesse sagt das Stoner-Wohlfarth Modell unrealistisch große Koerzitivfeldstärken voraus und kann nicht alleine zur Modellierung des Ummagnetisierungsverhaltens von Proben verwendet werden.

Rechnerisch läßt sich ein Zweipfadmodell [C<sup>+</sup>95], das Rotation und Entpinnen von Domänenwänden berücksichtigt, einfach realisieren, indem man die Pinning-Energie  $E_{pin}$  als Energietoleranz interpretiert. Mögliche Zustände sind dann alle lokalen Energieminima, die höchstens um  $E_{pin}$  oberhalb des tiefsten Energieminimums liegen. Im einfachsten Fall ( $E_{pin} = 0$ ) befinden sich die Magnetisierungen im Zustand niedrigster freier Energie. Man erhält ein hysterese freies Verhalten.

Die freie magnetische Energie  $F$  setzt sich aus der Anisotropieenergie  $E_{an}$ , der Zeeman-Energie  $E_Z$ , der Kopplungsenergie  $E_C$  und der Austauschenergie  $E_{ex}$  zusammen:

$$F = E_{an} + E_Z + E_C + E_{ex}. \quad (2.4)$$

Die genaue Form ist in Abschnitt 4 für den Austauschterm und in Anhang 7 für die restlichen Terme angegeben.

### 2.2.2. Näherung steifer Magnetisierung

In ultradünnen Schichten kann die Magnetisierung als steif angenommen werden, so daß ihre Richtung in jeder Schicht einheitlich ist. Dann hat die freie Energie keine Austauschanteile ( $E_{ex} = 0$ ), und ist eine Funktion des Winkels der Magnetisierungen. Auf-

grund der Formanisotropie liegen diese in der Schichtebene falls keine zu großen senkrechten Oberflächenanisotropien vorhanden sind. Deshalb hängt die freie Energie in Doppelschichtsystemen nur von zwei Variablen ab:  $F = F(\theta_1, \theta_2)$ . Die Winkel  $\theta_i$  der Magnetisierungen müssen im allgemeinen numerisch bestimmt werden. Damit eine Schicht als ultradünn bzw. magnetisch steif behandelt werden kann, muß ihre Dicke  $d$  sehr viel kleiner sein als die einer Bloch-Domänenwand:  $d \ll \sqrt{A/K}$  [HS98]. Hier ist  $A$  die Austauschkonstante und  $K$  die Stärke der Volumenanisotropie. Die Größe  $\lambda = \sqrt{A/K}$  wird auch als Austauschlänge bezeichnet, da sie eine Längenskala angibt, auf der die Magnetisierung durch die Austauschwechselwirkung zusammengehalten wird. Im Fall von Eisen mit vierzähliger Kristallanisotropie der Größe  $K_1 = 45 \text{ kJ/m}^3$  und der Austauschkonstante  $A = 2 \times 10^{-11} \text{ J/m}$  ergibt sich eine Austauschlänge von ca. 20 nm.

# 3. Techniken zur Magnetischen Charakterisierung

## 3.1. Magneto-Optischer Kerr Effekt (MOKE)

### 3.1.1. Einleitung

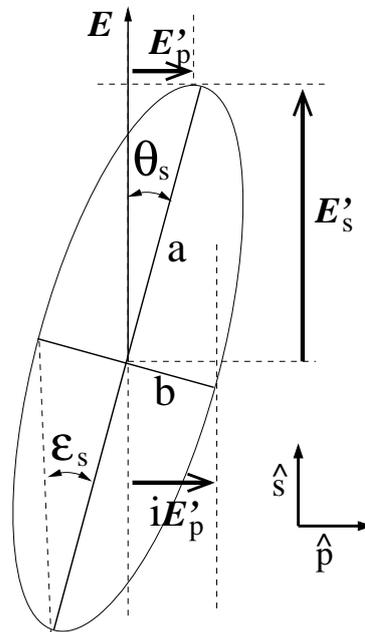
Der Magneto-Optische Kerr Effekt (MOKE) hat sich als statische, orts aufgelöste und oberflächensensitive Meßmethode zur Charakterisierung von Ummagnetisierungsprozessen bewährt. Wie bei allen statischen Meßmethoden müssen die magnetischen Eigenschaften aus dem Ummagnetisierungsverhalten extrahiert werden. Die qualitative Modellierung der mit MOKE gemessenen Ummagnetisierungskurven ist jedoch aufgrund des ausgeprägten quadratischen MOKE-Effekts (auch Voigt-Effekt genannt) nicht einfach. Deshalb erfolgt meistens die Bestimmung der Zwischenschichtkopplung mittels MOKE nur über die aus der Ummagnetisierungskurven bestimmten Schaltfelder. In dieser Arbeit wurden erstmals in gekoppelten Doppelschichtsystemen die quadratischen Effekte mit einem einfachen phänomenologischen Modell in die Modellierung einbezogen.

Die mikroskopische Ursache des MOKE-Effekts liegt im Zusammenspiel von Spin-Bahn Kopplung und der Austauschaufspaltung im Ferromagneten. Im halbklassischen Bild kann der MOKE-Effekt als Hochfrequenz-Halleffekt verstanden werden [O<sup>+</sup>97a]. Die Magnetisierung wirkt auf die Elektronen wie ein Magnetfeld. Durch das Licht werden die Elektronen zur Schwingung parallel zur oszillierenden elektrischen Feldkomponente angeregt. Die zur Bewegungsrichtung senkrechte Lorentzkraft  $F_L \propto v \times M$ , bewirkt eine Ablenkung so daß sich eine elliptische Bahn ergibt. Dies macht sich im Polarisationszustand des reflektierten Lichts bemerkbar. Hat das einfallende Licht z.B. eine lineare Polarisation, so ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert, wobei die große Halbachse der Ellipse gegenüber der Polarisationsrichtung des eingestrahnten Lichts rotiert ist (siehe Abb. 3.1). Man definiert die komplexe Größe  $\Phi_s = E_s/E'_p$  bzw.  $\Phi_p = E_p/E'_s$  für s- bzw. p-Polarisation <sup>1</sup> des einge-

---

<sup>1</sup>In der Optik werden die Richtungen senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene mit s bzw p indiziert. Der Polarisationszustand wird über die Richtung des elektrischen Feldvektors angegeben, da die Wechselwirkung der Magnetfelder des Lichts mit Materie vernachlässigbar sind.

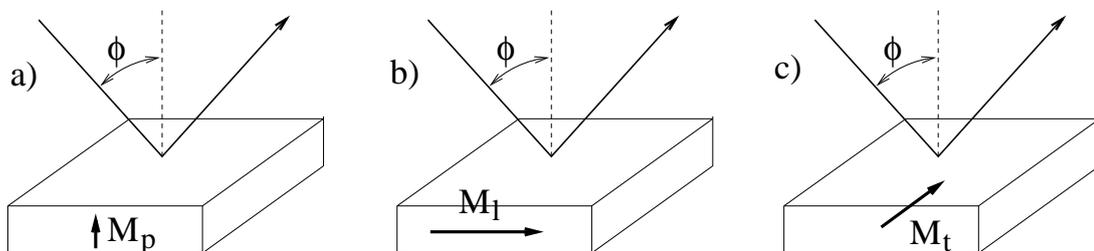
strahlten Lichts als Kerr-Signal. Die gestrichene p- bzw. s-Komponenten des elektrischen



**Abb. 3.1.:** Elliptischer Polarisationszustand des reflektierten Lichts ( $\vec{E}'$ ) bei s-Polarisation des eingestrahlten Lichts ( $\vec{E}$ ). Rotation und Elliptizität sind stark übertrieben dargestellt.

Feldvektor  $E$  entsprechen dem reflektierten Strahl. Da das Kerr-Signal im allgemeinen sehr klein ist (Größenordnung von Milligrad), entspricht Imaginäranteil des Kerr-Signals der Elliptizität  $Im(\Phi) = \epsilon_s$  des reflektierten Lichts und der Realanteil  $Re(\Phi_s) = \theta_s$  einer Rotation der Hauptachse relativ zur eingestrahlten Polarisationsrichtung. Je nach Orientierung der Magnetisierung relativ zur Oberfläche unterscheidet man drei verschiedene Spezialfälle:

polare Geometrie:



**Abb. 3.2.:** Geometrien des Kerr-Effekts.

Die Magnetisierung steht senkrecht zur Oberfläche.

longitudinale Geometrie:

Die Magnetisierung liegt parallel zur Oberfläche und in der aus einfallendem und reflektiertem Strahl aufgespannten Ebene, der sogenannten Einfallsebene. Im Gegensatz zur polaren Geometrie verschwindet bei senkrechter Einstrahlung, d.h.  $\phi = 0$  in Abbildung 3.2 (b) das Kerr-Signal.

transversale Geometrie:

In der transversalen Geometrie steht die Magnetisierung parallel zur Oberfläche und senkrecht zur Einfallsebene. Es gibt keine Kerr-Rotation sondern nur eine von Richtung und Betrag der Magnetisierung abhängige Intensitätsänderung. Für einen s-polarisierten, einfallenden Lichtstrahl verschwindet der MOKE-Effekt, da dann die Elektronen parallel zur Magnetisierung schwingen.

Für den allgemeinen Fall beliebiger Orientierung der Magnetisierung werden die den Spezialfällen entsprechenden Magnetisierungskomponenten in der Magneto-Optik meist als polar ( $M_p$ ), longitudinal ( $M_l$ ) und transversal ( $M_t$ ) bezeichnet.

### 3.1.2. Meßaufbau

Abbildung 3.3 zeigt schematisch den für die MOKE Messungen verwendeten Meßaufbau. Der verwendete Elektromagnet kann eine maximale Feldstärke von ca. 0.8 T erzeugen, die mit einer Hall-Sonde gemessen wird. Der Einfallswinkel ist in diesem Aufbau durch den Abstand der Polschuhe des Elektromagneten auf einen Maximalwert von ca.  $20^\circ$  beschränkt. Das MOKE-Signal ist wegen diesem geringen Einfallswinkel mit deutlichen quadratischen Effekten behaftet.

Als Lichtquelle dient eine Multimoden-Laserdiode vom Typ TOLD9231M mit einer Wellenlänge von 670nm. Polarisator und Analysator aus Polaroidfolie sind drehbar angeordnet. Die Phase des von der Probe reflektierten Lichts wird mit einem photo-elastischen Modulator (PEM) der Firma Hinds vom Typ PEM-90 mit einer Frequenz  $F = 50$  kHz moduliert. Das Meßsignal ist die mit einem Lock-In-Verstärker bestimmte Lichtintensität (mit  $F$  oder  $2F$  moduliert), die mit einer Photodiode hinter PEM und Analysator gemessen wird. Je nach Stellung von Polarisator, Analysator und der Modulationsachse des PEM ist es mit diesem Aufbau möglich, verschiedene Größen zu messen. Welcher Größe das Signal in einer gegebenen Konfiguration entspricht, läßt sich mit Hilfe des Jones-Formalismus [Jon41] berechnen, der das Licht entsprechend seines Polarisationszustands als komplexen Vektor ( $E_s$   $E_p$ ) und alle optischen Elemente im Strahlengang durch  $2 \times 2$  Matrizen beschreibt.

In Tabelle 3.3 sind drei mögliche Konfigurationen aufgelistet. Für die MOKE-Messung in dieser Arbeit wurde hauptsächlich die Methode A verwendet, die aufgrund des deutli-

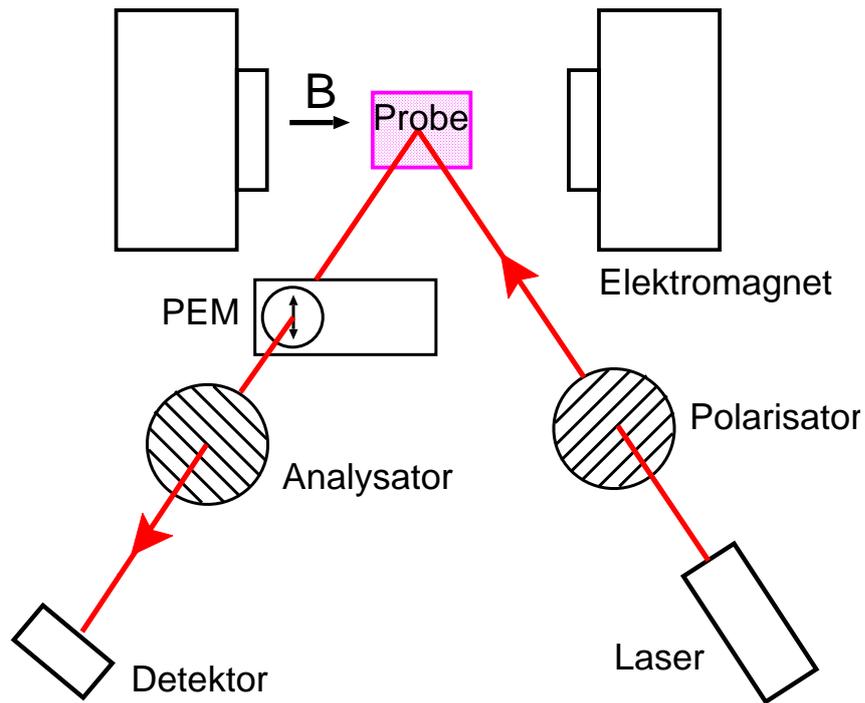


Abb. 3.3.: MOKE-Meßaufbau

chen, zur reflektierten Intensität proportionalen 2F-Signals, eine besonders einfache Justage des Strahlengangs erlaubt.

Tabelle 3.1.: Konfigurationsmöglichkeiten des MOKE-Meßaufbaus

Methode	Orientierung Polarisator	Orientierung Analysator	Orientierung aktive Achse PEM	Signal F	Signal 2F	Referenz
A	s	p	45°	$\epsilon_s$	I	[Buc99]
B	45°	s	45°	$M_T$	I	[O <sup>+</sup> 97b]
C	s	s	45°	$\epsilon_s$	$\theta_s$	[O <sup>+</sup> 97a]

### 3.1.3. Phänomenologisches Modell

Die optischen und magneto-optischen Materialeigenschaften lassen sich durch den dielektrischen Tensor  $\epsilon_{ij}$  beschreiben, der als Potenzreihe nach der Magnetisierung entwickelt werden kann:

$$\epsilon_{ij}(\vec{M}) = \epsilon_{ij}(\vec{M} = 0) + K_{ijk}M_k + G_{ijkl}M_kM_l + \dots \quad (3.1)$$

Die Anzahl der unabhängigen linearen und quadratischen magneto-optischen Kopplungskonstanten  $K_{ijk}$  bzw.  $G_{ijkl}$  ist durch Symmetrien beschränkt. In kubischen Kristallen sind sie durch vier unabhängige Parameter eindeutig bestimmt. Die quadratischen sind im Gegensatz zu den linearen Kopplungskonstanten anisotrop, d.h. sie hängen von der Orientierung der Kristallachsen ab.

Die Meßgrößen  $\epsilon$  und  $\theta$  lassen sich im Rahmen des Yeh-Matrix-Formalismus [Yeh80] berechnen [V<sup>+</sup>86b]. In Multischichtsystemen hängt das Kerr-Signal in komplizierter Weise von den optischen und magneto-optischen Konstanten, den Dicken aller Schichten, dem Einfallswinkel des Lichts und der Orientierung der Magnetisierungen in den magnetischen Schichten ab.

Geschlossene Formeln lassen sich nur für einfache Spezialfälle angeben z.B. für Einzelschichten mit fast senkrechtem Einfallswinkel [P<sup>+</sup>02]. Zum Modellieren von mit MOKE gemessenen Ummagnetisierungskurven ist es daher sinnvoll, die Abhängigkeit des Kerr-Signals von der Orientierung der Magnetisierung in eine einfache Form zu bringen. Für einzelne ferromagnetische Schichten hat sich dazu der Ansatz bewährt, das Kerr-Signal nach Potenzen der Magnetisierungskomponenten  $M_l$ ,  $M_t$  und  $M_p$  zu entwickeln. Vor kurzem wurde dieser Ansatz von Postava [P<sup>+</sup>02] für Doppelschichtsysteme erweitert. Danach hat das Kerrsignal  $\Phi$  als Funktion der Magnetisierungskomponenten in der Filmebene in eindomänigen kubischen Doppelschichtsystemen näherungsweise die Form:

$$\begin{aligned} \Phi = \theta + i\epsilon &= l_1m_{l1} + l_2m_{l2} \\ &+ t_1m_{t1} + t_2m_{t2} \\ &+ a_{11}m_{l1}m_{t1} + a_{12}m_{l1}m_{t2} + a_{21}m_{l2}m_{t1} + a_{22}m_{l2}m_{t2} \\ &+ b_{11}m_{t1}m_{t1} + b_{12}m_{t1}m_{t2} + b_{21}m_{t2}m_{t1} + b_{22}m_{t2}m_{t2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Hier bezeichnen  $m_{li}$  und  $m_{ti}$  die bezüglich der Sättigungsmagnetisierung  $M_{Si}$  normierten longitudinalen bzw. transversalen Magnetisierungskomponenten, d.h.  $m_{li} = M_{li}/M_{Si}$  und  $m_{ti} = M_{ti}/M_{Si}$ . Für einzelne ferromagnetische Schichten gilt dieselbe Formel unter Berücksichtigung der Terme, die nur  $m_1$  enthalten.

Da die Terme quadratisch in  $m$  mit den Koeffizienten  $a$  und  $b$  durch die quadratischen Terme der magneto-optischen Kopplung verursacht werden, sind diese im Gegensatz zu den linearen Termen mit Koeffizienten  $l$  und  $t$  anisotrop. Dies bedeutet, daß die Koeffizienten  $a_{ij}$  und  $b_{ij}$  als Funktion der Orientierung der Kristallachsen relativ zur Einfallsebene oszillieren.

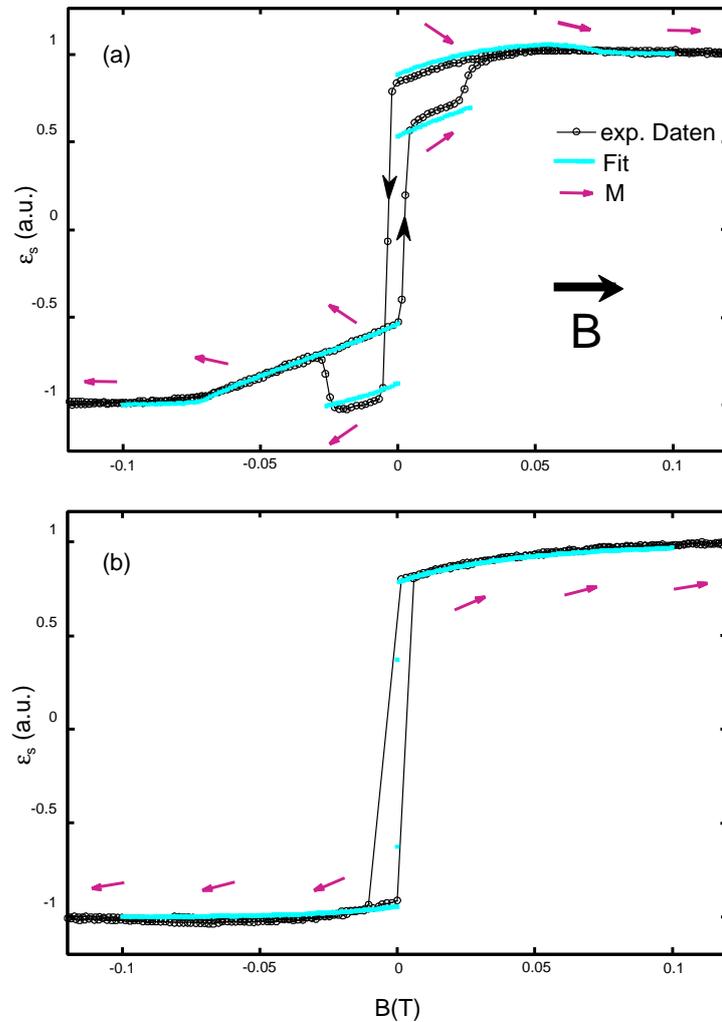
In bestimmten Spezialfällen verschwinden einige der Terme in Gleichung (3.2) und vereinfachen sie dadurch beträchtlich. So sind die transversalen Koeffizienten  $t_i$  nur von Null verschieden, wenn das einfallende Licht eine p-polarisierte Komponente hat. Die  $b_{ij}$  Koeffizienten der Terme quadratisch in  $m_t$  verschwinden, falls die Einfallsebene parallel zur [001]- oder [011]-Kristallachse liegt, oder im Spezialfall isotroper magnetischer Schichten. Des Weiteren sind die quadratischen Terme mit gemischten Schichtindizes ( $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$  mit  $i \neq j$ ) um etwa eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden Terme mit identischen Schichtindizes ( $a_{ii}$  bzw.  $b_{ii}$ ) [Pos01], und können deshalb näherungsweise vernachlässigt werden.

Der Einfluß der quadratischen Terme wird mit abnehmendem kleinen Einfallswinkel zunehmend dominant. Im Fall von senkrechtem Einfallswinkel sind nur die quadratischen Terme vorhanden, es gibt dann keinen linearen MOKE-Effekt. Da mit dem verwendeten Meßaufbau Konstruktionsbedingt nur kleine Einfallswinkel ( $<20^\circ$ ) möglich sind und Eisenschichten ausgeprägte quadratische MOKE-Effekte zeigen, müssen die quadratischen Terme berücksichtigt werden.

Dazu muß man im allgemeinen die Koeffizienten in Gleichung 3.2 experimentell bestimmen. Zwar lassen sie sich prinzipiell auch berechnen, in der Praxis hängt die Rechnung jedoch von zu vielen nicht genau genug bekannten Parametern ab. Für magnetische Einzelschichten ist eine einfache und eindeutige experimentelle Bestimmung der Konstanten  $a$  und  $b$  z.B. mit der ROTMOKE Methode [M<sup>+</sup>99] möglich. Dabei wird ein in der Schichtebene rotierbares Feld benutzt, um die gesättigte Magnetisierung zu drehen. Aber auch mit einem Magnetfeld in fester Richtung gelingt es, durch Anpassung von ungefähr entlang der schweren Anisotropieachse ([011]-Richtung) gemessenen Ummagnetisierungskurven die quadratischen Koeffizienten zu bestimmen [Y<sup>+</sup>00]. Abbildung 3.4 zeigt solche Kurven. Sie wurden an einer Probe mit einer 50Å dicken, epitaktischen Fe(001)-Schicht gemessen. Wie erwartet unterscheiden sich die Koeffizienten für die Probenorientierungen mit Einfallsebene ungefähr parallel zu einer schweren Achse in Abb. 3.4 (a) und um 15° dazu gedreht in Abb. 3.4 (b) deutlich. In Abb. 3.4 (a) ist der Term proportional zu  $m_t^2$  im Rahmen der Fehlertoleranz nicht vorhanden, wie von der Theorie gefordert.

In Doppelschichtsystemen lassen sich im Gegensatz zu Einzelschichten nicht ohne weiteres alle MOKE-Koeffizienten bestimmen, da sich prinzipiell die magnetischen Momente der beiden Schichten nicht unabhängig voneinander drehen lassen. Koppeln die Schichten z.B. ferromagnetisch, so gilt  $\vec{m}_1 = \vec{m}_2$ , und man kann nur die Summen der Koeffizienten bestimmen. Auch im Fall von antiferromagnetisch koppelnden Schichten ist die Bestimmung der MOKE-Koeffizienten aufgrund der großen Anzahl von Unbekannten oft nicht möglich. Nur in bestimmten Spezialfällen gelingt die Bestimmung der MOKE-Koeffizienten durch numerische Anpassung der Ummagnetisierungskurven. Eindeutig und einfach bestimmen lassen sich z.B. im Fall von dominanter AFM-Kopplung und unterschiedlich dicken magnetischen Schichten die relative Größe der linearen Koeffizienten  $l_1/l_2$

durch Vergleich der MOKE-Signale im gesättigten und antiparallelen Zustand. In Tabelle 3.2 sind experimentelle und berechnete Werte  $l_1/l_2$  für unterschiedliche Schichtdicken verglichen. Wie man sieht ergibt die Rechnung die richtige Tendenz der Abhängigkeit von den Schichtdicken. Die experimentellen Werte sind jedoch deutlich kleiner, d.h. es kommt



**Abb. 3.4.:** Ummagnetisierungskurven einer  $50\text{\AA}$  dicken  $\text{Fe}(001)$ -Schicht. Die Einfallsebene parallel zum externen Feld liegt ungefähr entlang der schweren  $[011]$ -Achse in (a) und um  $15^\circ$  dazu verdreht in (b). Gemessen wurde  $\epsilon_s$  nach Methode A in Tabelle 3.1. Der genaue Schichtaufbau ist in Kapitel 5 beschrieben. Der Einfallswinkel beträgt hier ca.  $10^\circ$ . Eine Kurvenanpassung mit Sättigungsmagnetisierung  $M_s = 1,7 \times 10^6 \text{ A/m}$  ergibt in (a) eine vierzählige Anisotropiekonstante:  $K_1 = 54,6 \text{ kJ/m}^3$ , Verdrehung des externen Magnetfelds relativ zur schweren Achse:  $0,3^\circ$ , pinning Energie:  $2,5 \times 10^{-6} \text{ J/m}^2$ , MOKE-Koeffizienten:  $a = 0.344$ ,  $b = 0$ , und in (b)  $a = 0.067$ ,  $b = 0.206$ .

Tabelle 3.2.: Vergleich von experimentell bestimmten und berechneten longitudinalen MOKE-Koeffizienten in Doppelschichten. Berechnet wurde  $\epsilon_s$ , gemessen nach Methode A in Tabelle 3.1. Der Aufbau der Schichtsysteme ist Ag/Fe( $d_1$ )/Al(10Å)/Fe( $d_2$ )/ZnS(500Å) Der Einfallswinkel betrug  $10^\circ$ , die Wellenlänge des Lichts 670nm. Die Rechnung wurde mit dem KerrCalc Programm von John Mattson [Mat] unter Vernachlässigung der Zwischenschicht durchgeführt.

$d_1$ (Å)	$d_2$ (Å)	$l_1/l_2$ experimentell	$l_1/l_2$ Rechnung
30	30	$\approx 0,7$	0.81
50	70	0,35	0.44
100	34	1,35	1.67
80	130	-0,1	0.13

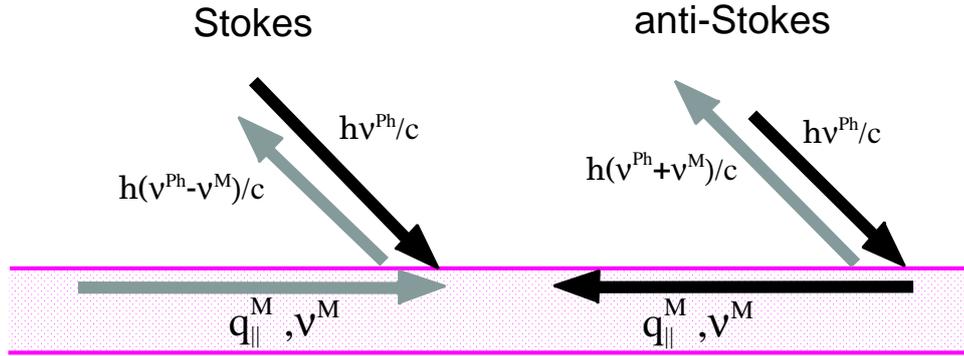
weniger Signal von der unteren Schicht als nach der Rechnung erwartet.

## 3.2. Brillouin Lichtstreuung

### 3.2.1. Einleitung

Die Frequenz von Spinwellen in magnetischen Schichtsystemen hängt von vielen Eigenschaften, unter anderem von der Magnetisierung, den Anisotropien und der Zwischenschichtkopplung ab. Diese Eigenschaften können mit geeigneten Experimenten aus den gemessenen Spinwellenfrequenzen bestimmt werden. Als Brillouin Lichtstreuung (BLS) bezeichnet man allgemein die Spektroskopie mittels Interferometer im GHz Frequenzbereich. Sie ist nach Brillouin benannt, der in den 20er Jahren als erster die inelastische Streuung von Licht an Phononen vorhergesagt hat. Auch an Spinwellen können Photonen inelastisch gestreut werden, wobei der zugrunde liegende Mechanismus die elektrische Dipolstreuung ist. Die elektrischen Dipole entstehen aufgrund der magneto-optischen Kopplung, die auch für den MOKE-Effekt verantwortlich ist, aus der Modulation der Magnetisierung der Spinwelle.

Abbildung 3.5 zeigt schematisch den inelastischen Streuprozess. Es wird entweder ein Magnon erzeugt (Stokes Prozess) oder vernichtet (anti-Stokes Prozess), wobei sich aufgrund der Energieerhaltung die Frequenz des Photons um  $\nu_m$  verringert bzw. erhöht. Translationsinvarianz parallel zur Oberfläche bewirkt eine Erhaltung der entsprechenden Impulskomponente. Deshalb ist die Wellenvektorkomponente des Magnons parallel zur Oberfläche  $q_{\parallel}$  durch die Streugeometrie bestimmt. Senkrecht zur Oberfläche gilt dagegen keine Translationsinvarianz und keine Impulserhaltung, weshalb die Wellenvektorkomponente senkrecht zur Oberfläche  $q_{\perp}$  der am Streuprozess beteiligten Magnonen nicht durch



**Abb. 3.5.:** Schematische Darstellung des inelastischen Streuprozesses zwischen Photon und Magnon. Die schwarzen und grauen Vektoren sind die Impulse vor bzw. nach dem Stoß.

die Streugeometrie vorgegeben ist.

### 3.2.2. Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.6 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Als Lichtquelle dient ein grüner Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 532$  nm. Der Strahl wird unter einem Einfallswinkel von  $\Phi = 45^\circ$  auf die Probe fokussiert, und das inelastisch gestreute Licht mit einer Kameralinse gesammelt. Es ergibt sich eine Wellenvektorkomponente in der Filmebene  $q_{||} = 4\pi \cos \Phi / \lambda = 1,67 \times 10^7$  /m. Das von einem Elektromagneten erzeugte Magnetfeld mit maximaler Stärke von ca. 0.8 T liegt senkrecht zur Einfallsebene an, d.h. es gilt  $B \parallel q_{||}$ . Gemessen wird die magnetische Feldstärke mit einer Hallsonde. Zur Unterdrückung des elastisch und an Phononen gestreuten Lichts befindet sich ein in Auslöschung gedrehter Analysator im Strahlengang. Die Bestimmung der Frequenzverschiebung erfolgt mit einem von Sandercock [San82] entwickelten Tandem-Fabry-Perot-Interferometer.

### 3.2.3. Spinwellen in Einzelschichten

Abbildung 3.7 zeigt schematisch die Modenprofile von Spinwellen in einer ferromagnetischen Einzelschicht. Die Spinwellen lassen sich nach der Anzahl der Knoten im Modenprofil senkrecht zur Oberfläche klassifizieren. Die Damon-Eshbach (DE) Moden ohne Knoten sind durch die dipolare Wechselwirkung dominiert. In ultradünnen Schichten haben sie die niedrigste Frequenz. Die Frequenz der DE-Moden läßt sich mit folgender Formel abschätzen:

$$\nu_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{B_{ext}(B_{ext} + \mu_0 M_s) + \frac{1}{4}(\mu_0 M_s)^2(1 - \exp(-2q_{||}d))}. \quad (3.3)$$

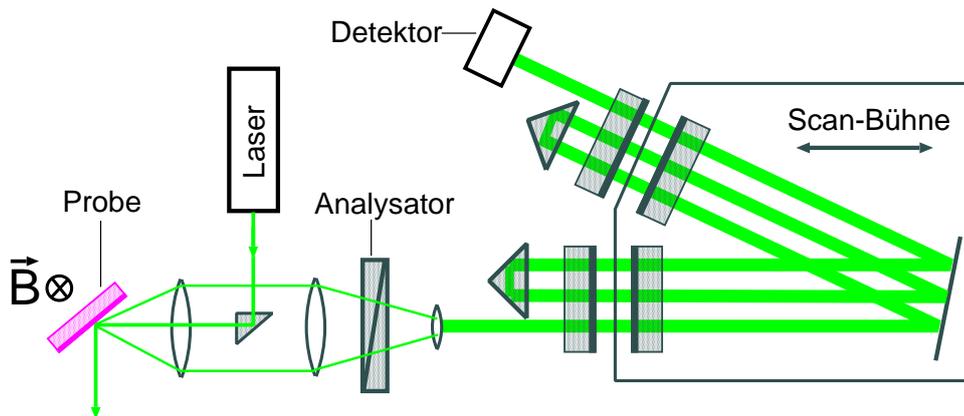


Abb. 3.6.: Experimenteller Aufbau der Brillouin Lichtstreuung

DE-Moden sind Oberflächenmoden, d.h. in nicht zu dünnen Schichten sind sie an der Vorderseite oder Rückseite der Schicht lokalisiert. Sie haben die besondere Eigenschaft, daß sie nichtreziprok sind, d.h. Magnonen entsprechend Stokes und anti-Stokes Seite der Spektren, die entgegengesetztes  $q_{\parallel}$  haben, propagieren auf jeweils gegenüberliegenden Oberflächen.

Im Fall  $q_{\parallel} \parallel M$  geht der Oberflächencharakter der Spinwelle verloren. Dann wird das Modenprofil näherungsweise konstant, und man spricht wegen der negativen Gruppengeschwindigkeit der Spinwelle von Backward-Volume(BV)-Moden. Auch in genügend dünnen

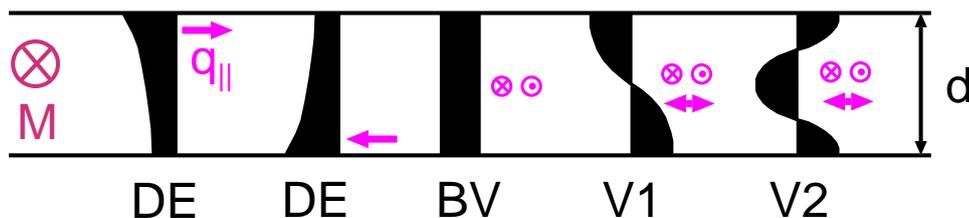


Abb. 3.7.: Präzessionsprofile von Spinwellen in ferromagnetischen Einzelschichten. Die hellgrauen Pfeile geben die Richtung der der Wellenvektorkomponente in der Ebene  $q_{\parallel}$  an. Die dipolaren Damon-Eshbach (DE) Oberflächenmoden propagieren je nach Richtung von  $q_{\parallel}$  auf der Vorderseite- oder Rückseite der Probe. Gilt  $q_{\parallel} \parallel M$  so geht der Oberflächencharakter verloren und die Spinwelle wird als Backward-Volume-Mode (BV) bezeichnet. Für die stehenden Volumenmoden V1 und V2 rechts im Bild hängt das Modenprofil dagegen nicht wesentlich von  $q_{\parallel}$  ab.

Schichten, d.h.  $1 \ll q_{\parallel}d$  und für  $q_{\parallel} = 0$  ist das Modenprofil näherungsweise konstant.

Bei den Moden mit einem oder mehreren Knoten im Modenprofil handelt es sich um stehende Wellen, d.h. es muß die Resonanzbedingung  $q_{\perp} = n\pi/d, n = 1, 2, 3, \dots$  mit Dicke  $d$  und Anzahl der Knoten  $n$  erfüllt sein. Die Frequenz der stehenden Spinwellen ist näherungsweise durch die Formel:

$$\nu_V = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(B_{ext} + Dq^2 + \mu_0 M_s)(B_{ext} + Dq^2)} \quad (3.4)$$

mit  $q^2 = q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2$  und Austauschsteifigkeit  $D = 2A/M_s$  gegeben.

Wie man anhand der Formeln 3.3 und 3.4 erkennen kann, läßt sich aus der Dickenabhängigkeit der Frequenzen die Austauschkonstante  $D$  und Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  bestimmen. Abbildung 3.8 zeigt an einer Fe(001) Einzelschicht gemessene Spinwellenfrequenzen in Abhängigkeit der Fe-Schichtdicke. Die schweren Achsen liegen parallel zum externen Feld bzw.  $q_{\parallel}$ . In (a) liegt kein Feld an und die Magnetisierung befindet sich in einer leichten Achse, in (b) wurde die Probe mit externen Magnetfeld mit  $B = 0.194$  T gesättigt. Für die Rechnung wurde der Literaturwert der gyromagnetischen Konstante für Eisen  $\gamma/2\pi = 29.5$  GHz/T und eine aus MOKE-Messungen bestimmte Konstante der vierzähligen Kristallanisotropie  $K_1 = 50$  kJ/m<sup>3</sup> verwendet. Die Kurvenanpassung mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen vollständigen Rechnung ergibt  $M_s = 1,71 \times 10^6$  A/m,  $D = 1,95 \times 10^{-17}$  Tm<sup>2</sup> und eine senkrechte Oberflächenanisotropie der Stärke  $K_s = 0,45$  mJ/m pro Grenzfläche.

### 3.2.4. Akustische und optische Spinwellen in gekoppelten Doppelschichten

Spinwellen in gekoppelten Doppelschichtsystemen können in Analogie zu gekoppelten, harmonischen Oszillatoren als akustische und optische Moden klassifiziert werden. Die Frequenz der optischen Mode, bei der die Magnetisierungen in den Schichten außer Phase präzedieren, hängt im Gegensatz zur akustischen Mode mit gleichphasiger Präzession von der Kopplungsstärke ab. Die beiden Präzessionstypen sind in Abbildung 3.9 für parallele (P) und antiparallele (AP) Ausrichtung der Magnetisierungen skizziert.

Hat die Spinwelle eine von Null verschiedene Wellenvektorkomponente  $q_{\parallel}$ , so gibt es neben der Austauschkopplung der Spinwellen auch eine dipolare Kopplung über die Streufelder des dynamischen Anteils der Magnetisierung. Diese dynamische dipolare Kopplung bewirkt, daß die Frequenz der akustischen Mode von der Ausrichtung der Magnetisierungen abhängt. Eine weitere Folge der dipolaren Kopplung ist eine einzigartige Asymmetrie zwischen der Stokes und anti-Stokes Seite der Spektren, falls die Magnetisierungskomponenten antiparallel und senkrecht zu  $q_{\parallel}$  ausgerichtet sind. Diese Asymmetrie läßt sich in einem geeigneten Meßaufbau zur eindeutigen Identifizierung des antiparallelen Zustands verwenden [B<sup>+</sup>89].

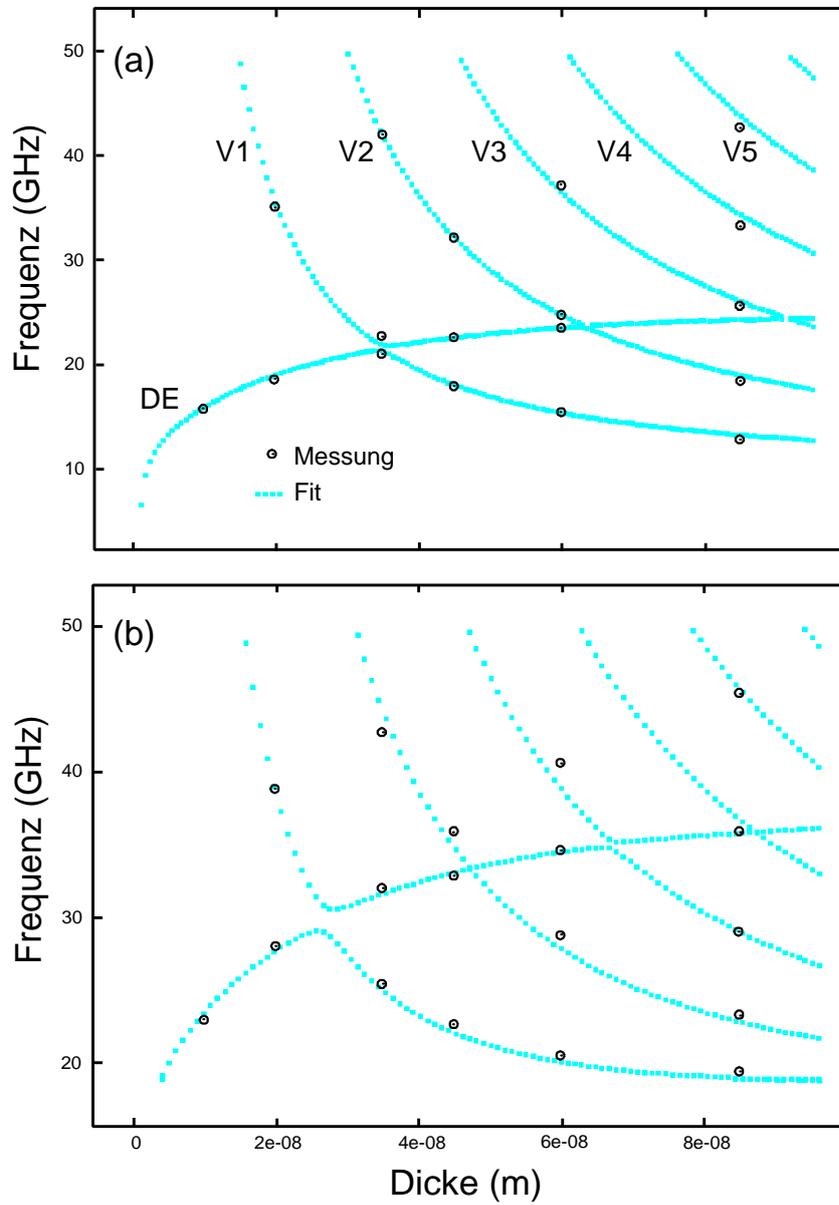
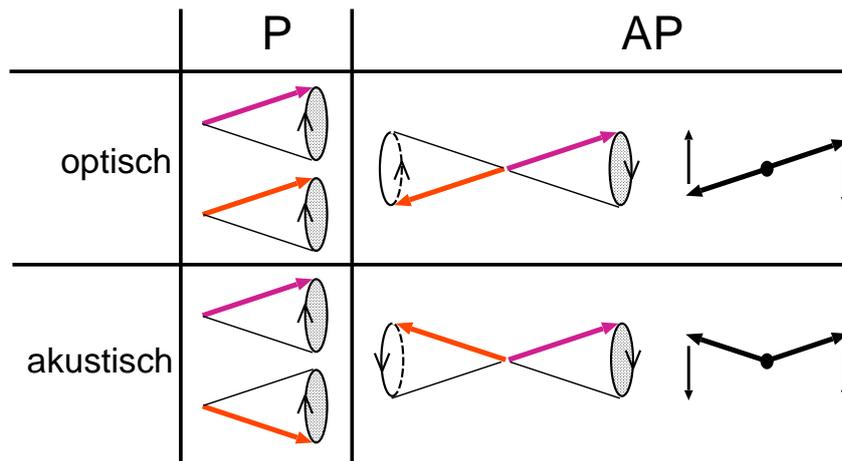


Abb. 3.8.: Spinwellenfrequenzen einer einzelnen Fe(001)-Schicht als Funktion der Schichtdicke.



**Abb. 3.9.:** Präzessionskegel der Magnetisierungen. Links parallele (P) Ausrichtung, rechts antiparallele (AP) Ausrichtung, oben akustische Mode und unten optische Mode. Die dicken Pfeile liegen in der Filmebene. Im Fall von paralleler Ausrichtung unterscheidet sich der relative Winkel der präzedierenden Magnetisierungen der akustischen Mode nicht vom vom relativen Winkel der statischen Magnetisierungen. Deshalb hängt die Frequenz der akustischen Mode nicht von der Stärke der Zwischenschichtkopplung ab. Die Formanisotropie, die die Magnetisierungen in die Filmebene drängt, hat eine stark elliptische Präzession zur Folge. Ganz rechts ist die pendelartige Bewegung in der Filmebene im Fall starker Formanisotropie eingezeichnet. Im komplizierten Fall antiparalleler Ausrichtung wird der akustische bzw. optische Charakter der Moden durch diese Komponente parallel zur Filmebene bestimmt. Es gibt für antiparallele Ausrichtung aber auch eine schwache Kopplungsabhängigkeit der akustischen Mode, die durch die senkrechte Komponente der Präzession verursacht wird.

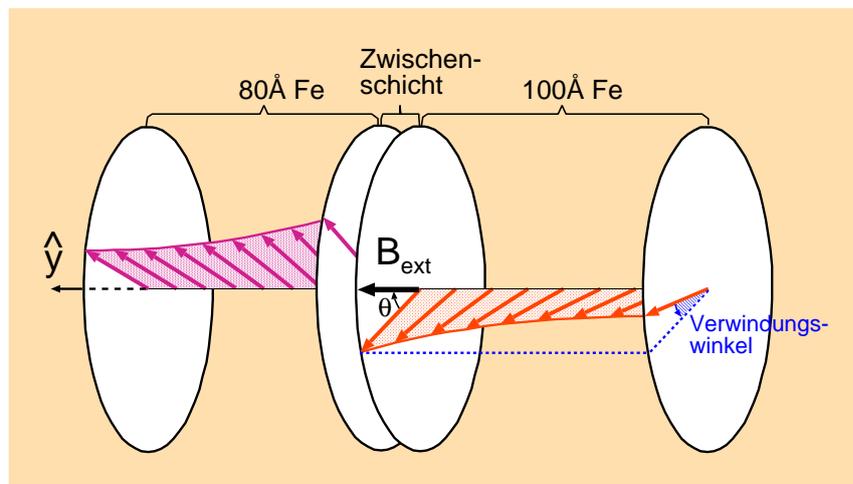
### 3.3. SQUID-Magnetometrie

Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Zwischenschichtkopplung wurde ein kommerzielles SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design verwendet. Das Gerät erlaubt es Magnetfelder einer Stärke bis zu 7 T anzulegen und hat eine Auflösungsgrenze bei einem magnetischen Moment von etwa  $10^{-10}$  Am<sup>2</sup>. Das Meßprinzip beruht auf einer dc-SQUID-Schaltung [J<sup>+</sup>95] (Gleichstrom Superconducting Quantum Interferometer Device). Es handelt sich dabei um eine Parallelschaltung zweier Josephson-Kontakte durch die ein nicht zu großer konstanter Strom geschickt wird. Die Spannung die über der so gebildeten supraleitendem Schaltkreis abfällt oszilliert dann als Funktion des magnetischen Flusses  $\Phi$  durch die supraleitende Schleife, mit der Periode des magnetische Flußquant  $\Phi_0 = h/2e$ . Um dem Fluß der magnetischen Probe unabhängig von externen Störfeldern messen zu können wird eine Gradiometeranordnung verwendet. Diese besteht aus zwei in Reihe geschalteten Spulen mit gegensinniger Windung. Da die Störfelder in beide Spulen des Gradiometers gleich groß sind ergeben sie keinen effektiven Fluß. Bei der Messung wird die Probe aus der einen Gradiometerspule in die andere geschoben. Aus der Anzahl der Oszillationen im SQUID läßt sich dann das magnetische Moment der Probe bestimmen.

Im Gegensatz zu den oberflächensensitiven Methoden MOKE und BLS wird mit dem SQUID das magnetische Moment des gesamten Volumens der Probe gemessen. Dies kann ein Nachteil sein, wenn das Signal des Substrates zu dominant ist oder ferromagnetische Anteile enthält. Bei der Modellierung der Feldabhängigkeit, muß deshalb die effektive paramagnetische und diamagnetische Suszeptibilität des Substrat-Puffer-Systems berücksichtigt werden, da es ein viel größeres Volumen einnimmt als das eigentliche magnetische Schichtsystem. Ein Vorteil gegenüber MOKE-Messungen liegt in der Messung des absoluten magnetischen Moments, so daß auch seine Temperaturabhängigkeit bestimmt werden kann.

## 4. Verwundener Magnetisierungszustand

Wenn die AFM Zwischenschichtkopplung und das externe Magnetfeld stark genug verglichen mit der Austauschwechselwirkung sind, bildet sich auch in ultradünnen Schichten eine partielle Bloch-Domänenwand parallel zur Schichtebene aus, wie in Abbildung 4.1 skizziert [F<sup>+</sup>92]. Die meist zum Modellieren des Ummagnetisierungsverhaltens verwendete steife Näherung wird dann ungültig. Dieser verwundene Magnetisierungszustand (engl. twisted oder spiral state) ist eine Folge der konkurrierenden Drehmomente des externen Magnetfelds im Volumen und der Kopplung an den Grenzflächen mit der Zwi-



**Abb. 4.1.:** Darstellung des verwundenen Magnetisierungszustands in einem Doppelschichtsystem mit starker AFM Kopplung. Die Kreise liegen in den Grenzflächen. Der Winkel  $\theta$  der Magnetisierung, die in der Filmebene liegt ist in Richtung der Probennormale  $\hat{y}$  variabel. Das Bild entspricht Fe(80Å)/Zwischenschicht/Fe(100Å) mit externem Magnetfeld  $B_{ext} = 0.5 \text{ T}$  und Kopplungskonstanten  $J_1 = -2.6 \text{ mJ/m}^2$  und  $J_2 = -0.2 \text{ mJ/m}^2$ , wie sie in etwa im AFM-Kopplungsmaximum von Fe/Al/Fe-Schichten gefunden werden.

schenschicht. Der verwundene Magnetisierungszustand wurde an sogenannten Austausch-Federn (englisch: exchange springs) ausgiebig untersucht. Austausch-Federn sind granulare oder Schicht-Systeme mit starker direkter Austauschwechselwirkung zwischen einem magnetisch weichen und harten ferromagnetischen Material. Dagegen gibt es nur wenige Veröffentlichungen [F<sup>+</sup>92, Coc95, Z<sup>+</sup>96] die den verwundenen Magnetisierungszustand in AFM-koppelnden Systemen behandeln.

## 4.1. Berechnung des magnetischen Zustands

Der Ausgangspunkt zur Berechnung ist die freie Energie, die nun ein Funktional des Winkels der Magnetisierung  $\theta_i(y)$  ist, der in Richtung der Schichtnormale  $\hat{y}$  variiert:

$$F = \int (E_{ex} + E_{an} + E_Z) dy + E_C \quad (4.1)$$

Der Austauschterm hat die Form [HS98]  $E_{ex} = A(\partial\theta/\partial y)^2$  und die Kopplungsenergie hängt vom relativen Winkel der Magnetisierungen an den Grenzflächen zur Zwischenschicht  $\theta_{if}$  ab:  $E_C = -J_1 \cos(\Delta\theta_{if}) - J_2 \cos^2(\Delta\theta_{if})$ . Die Lösungsfunktion  $\theta(y)$ , die die freie Energie minimiert, kann mit Hilfe von Variationsrechnung [Coc95] gefunden werden. Jedoch läßt sich in dünnen Filmen das Integral (4.1) einfach als Summe nähern. Dazu definiert man  $\theta$  an  $N$  Punkten mit Index  $i$ , wobei die Grenzflächen mit berücksichtigt werden. In den Zwischenräumen wird ein lineares Verhalten angenommen. Die Volumenergien  $E_Z$  und  $E_{an}$  können dann durch ihren Wert entsprechend des mittleren Winkels  $\bar{\theta}_i = (\theta_i + \theta_{i+1})/2$  genähert werden. Die Austauschenergie hängt vom relativen Winkel zwischen benachbarten Punkten  $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i+1}$  ab. Die freie Energie berechnet sich zu:

$$F \approx \sum_{i \neq if} \left[ (E_Z(\bar{\theta}_i) + E_{an}(\bar{\theta}_i) + A \left( \frac{\Delta\theta_i}{\Delta y} \right)^2) \times \Delta y \right] + E_C \quad \Delta y = \frac{d_1 + d_2}{N - 3} \quad (4.2)$$

Natürlich muß der Term, der den Punkten an der Zwischenschicht entspricht ( $i = if$ ) von der Summierung ausgenommen werden. Gleichung (4.2) kann mit üblichen multidimensionalen Minimierungsalgorithmen relativ leicht bis etwa  $N = 100$  gelöst werden. In dieser Arbeit wurden dazu Funktionen aus der „Numerical Recipes in C“ Bibliothek [nr01] verwendet. Bedenkt man die Quantennatur der Austauschwechselwirkung und die Rauigkeit in realen Proben, so macht es keinen Sinn  $\Delta y$  kleiner als die Dicke einer Monolage (ML) zu wählen.

Die geringere Energie der verwundenen Konfiguration verglichen mit der gleichförmig magnetisierten Konfiguration wird möglich, indem die Kopplungsenergie auf Kosten von Austauschenergie verringert wird. Die einfachste Form der Gleichung (4.2) berücksichtigt nur die Punkte an den Grenzflächen. Daraus läßt sich eine kritische AFM-Kopplungsstärke  $J_{crit}$  abschätzen, bei der sich die Austausch- und Kopplungsanteile gerade aufheben. Man

erhält  $|J_{crit}| < A/d$ , mit der Dicke  $d$  einer ferromagnetischen Schicht, wenn man eine kleine Verwindung aus dem gesättigten Zustand betrachtet.

Antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung führt also zu einer Austauschlänge der Größenordnung  $\lambda_C = A/|J_1|$ . Gilt  $d \ll \lambda_C$ , so ist die Austauschwechselwirkung stärker als die Zwischenschichtkopplung und das System kann als magnetisch steif angesehen werden. Andererseits kann im Limit starker Kopplung, d.h. wenn die Anisotropie vernachlässigbar ist, im Fall von  $d > \lambda_C$  bzw.  $|J_1| > |J_{crit}|$  die Austauschwechselwirkung die Magnetisierung nicht mehr zusammenhalten. Dann wird die Magnetisierung stark verwunden, was zu einer überproportionalen Zunahme des Sättigungsfelds als Funktion der Kopplungsstärke führt. Im Fall dominanter Anisotropie ( $d > \sqrt{A/K}$ ) ist dagegen eine genauere Analyse nötig, da dann die Magnetisierung lokal in einer leichten Achse festgehalten wird. Der in einer schweren Achse gesättigte Zustand wird durch die Anisotropie zusätzlich destabilisiert, während der in leichter Achse gesättigte Zustand stabilisiert wird.

Man kann also den verwundenen Zustand unterdrücken, indem man die magnetischen Schichten dünn genug macht, allerdings auf Kosten eines erhöhten Sättigungsfelds  $B_S$ . Falls die experimentell verfügbare Feldstärke kleiner als das Sättigungsfeld wird, erschwert dies aber erheblich die Bestimmung der Kopplungskonstanten.

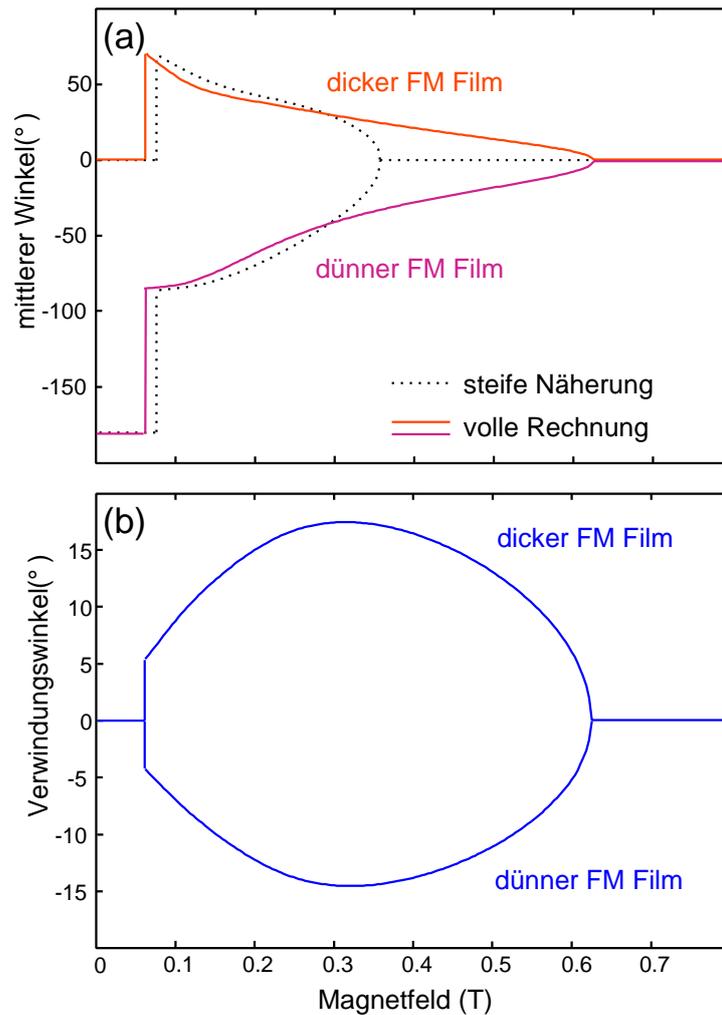
#### 4.1.1. Beispielrechnung einer Ummagnetisierungskurve

Unter Verwendung von  $d = 100 \text{ \AA}$  und dem Literaturwert der Austauschkonstante für Eisen  $A = 2 \times 10^{-11} \text{ J/m}$  erhält man  $J_{crit} = -2 \text{ mJ/m}^2$ . Das berechnete Ummagnetisierungsverhalten in Abb. 4.2 unter Verwendung der Kopplungskonstanten  $J_1 = -2.6 \text{ mJ/m}^2$ ,  $J_2 = -0.2 \text{ mJ/m}^2$  zeigt tatsächlich deutliche Abweichungen vom gleichförmig magnetisierten Zustand. In Teil (a) sind die Winkel der Magnetisierungen in steifer Näherung und der über jede ferromagnetische Schicht gemittelte Winkel unter Berücksichtigung des verwundenen Zustands dargestellt. Der mittlere Winkel der Magnetisierungen bestimmt näherungsweise das MOKE-Signal und Frequenz der akustischen Spinwellen-Mode im verwundenen Zustand.

Das externe Magnetfeld liegt in  $0^\circ$ -Richtung entlang der leichten Achse der vierzähligen Kristallanisotropie. Das Ummagnetisierungsverhalten ist typisch für Doppelschichten mit asymmetrischen ferromagnetischen Dicken und dominanter antiferromagnetischer Kopplung. Für genügend kleine Werte der Feldstärke, ist der ferrimagnetische Zustand, mit antiparallelen Magnetisierungen und der Magnetisierung der dickeren Schicht in Feldrichtung, energetisch am günstigsten. Da hier das Magnetfeld kein Drehmoment auf die Magnetisierungen ausübt ist die Magnetisierung einheitlich. Hier verschwindet der in Teil (b) aufgetragene Verwindungswinkel, der wie in Abb. 4.1 skizziert definiert ist, und ein Maß für die Ungleichförmigkeit der Magnetisierung angibt. Wird das Magnetfeld erhöht, so kippen beide Magnetisierungen bei einem bestimmten Wert plötzlich in einen gekan-

teten Zustand. Dieser Vorgang wird als Spinflip bezeichnet und findet hier etwa bei  $B_{sf} = 70$  mT statt. Beim weiteren Erhöhen des Magnetfelds drehen die Magnetisierungen dann langsam in die Richtung des Magnetfelds.

Mittlerer Winkel der Magnetisierung im verwundenen Zustand und der Winkel in steifer Näherung liegen über einen weiten Feldbereich eng beieinander, oberhalb von 0,3 T gibt es jedoch eine deutliche Abweichung und das Sättigungsfeld ist ca. doppelt so groß wie



**Abb. 4.2.:** Berechnete Feldabhängigkeit des verwundenen Magnetisierungszustands in einem Doppelschichtsystem mit starker antiferromagnetischer Kopplung. Verwendet wurden typische Literaturwerte für Fe(001)-Schichten mit Dicken von  $80\text{\AA}$  bzw.  $100\text{\AA}$  und externes Magnetfeld in  $0^\circ$ -Richtung entlang der leichten Achse. (a): Vergleich des mittleren Winkels der Magnetisierung mit der steifen Näherung (gestrichelte Linie). (b): Verwindungswinkel (definiert in Abb. 4.1).

in steifer Näherung. Ein subtiler Unterschied zur steifen Näherung ist das verringerte Spin flop-Feld.

Der Verwindungswinkel erreicht seinen Maximalwert von ca.  $20^\circ$  in etwa dort, wo die Magnetisierung in steifer Näherung sättigen würde. Deshalb kann die Frequenz der optischen Spinwellen-Mode im Lichtstreuexperiment, die stark vom Magnetisierungswinkel an der Grenzfläche zur Zwischenschicht abhängt nicht ohne Berücksichtigung des verwundenen Zustands berechnet werden

Die Kopplungskonstanten  $J_1$  und  $J_2$  werden meist aus Ummagnetisierungskurven anhand von Spin flop- und Sättigungsfeld berechnet, die sie vollständig bestimmen. Werden die Kopplungskonstanten aus Spin flop- und Sättigungsfeld in steifer Näherung bestimmt, so ergeben sich im Fall starker Kopplung erhebliche systematische Fehler. Die bilineare und biquadratische Kopplungsstärke wird dann aufgrund des tatsächlich niedrigeren Spin flop- und höheren Sättigungsfelds überschätzt.

## 4.2. Berechnung der Spinwellenfrequenzen

Zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen gibt es zwei Kontinuums-Ansätze, die hier als “vollständiger“ Ansatz und Ultradünnfilm-Näherung bezeichnet werden sollen. Beide Methoden setzen eine einheitliche, statische Magnetisierung voraus und eignen sich nicht zur Berechnung der Spinwellen im verwundenen Zustand.

Die “vollständige“ Methode wurde Ende der achtziger Jahre zum Berechnen der Spinwellenfrequenzen in Multischichtsystemen mit Austausch-Zwischenschichtkopplung verwendet. Barnas *et al.* [BG89] gibt die Lösung für Doppelschichtsysteme mit P- und AP-Ausrichtung und Hillebrands [Hil90] für Multischichtsysteme mit P-Ausrichtung an. Es gibt dagegen bis heute keine Veröffentlichung in der der vollständige Ansatz für beliebige Ausrichtung der Magnetisierungen gelöst wird.

Die Ultradünnfilm-Näherung erlaubt dagegen die Berechnung für beliebige Ausrichtung der Magnetisierungen, die zum quantitativen Auswerten von mit BLS gemessenen Ummagnetisierungskurven benötigt wird. Die Methode wurde von Cochran *et al.* [C<sup>+</sup>90] erstmalig zum Berechnen der Spinwellenfrequenzen in Doppelschichten mit  $q_{||} \neq 0$  verwendet. Die Ultradünnfilm-Näherung ist aber nicht nur für dickere Filme, und die stehenden Spinwellen, sondern auch im Fall starker Zwischenschichtkopplung ungeeignet, wie in Abschnitt 4.2.1 gezeigt wird. In Abschnitt 4.2.2 wird eine neue Methode vorgestellt, die auf einer Erweiterung der Ultradünnfilm-Näherung basiert, und deshalb als „erweiterte Ultradünnfilm-Näherung“ bezeichnet werden soll. Diese Erweiterung erlaubt die Berechnung der Spinwellenfrequenzen inklusive der stehenden Wellen im parallelen, antiparallelen, nichtkollinearen und verwundenen Magnetisierungszustand und liefert auch bei starker Zwischenschichtkopplung genaue Werte.

## 4.2.1. Konventionelle Ansätze

### “vollständiger“ Ansatz

Der vollständige Ansatz löst zunächst die linearisierte Bloch-Gleichung in magnetostatischer Näherung ( $\text{rot}\vec{H} = 0$ ) in jeder einzelnen Schicht. Man erhält dabei für jede Frequenz sechs komplexe Wellenvektoren pro Schicht. Durch Linearkombination erhält man die Spinwellen des Gesamtsystems, wobei die Randwertbedingungen an den Grenzflächen erfüllt sein müssen. Dort gelten neben den magnetostatischen Randwertbedingungen (Stetigkeit von  $H_{\parallel}$  und  $B_{\perp}$ ) auch die Rado-Weertman [RW59] Bedingungen, die eine stetige Drehmomentdichte fordert. Die Rado-Weertman Bedingung berücksichtigt den Effekt der senkrechte Oberflächenanisotropie und der Zwischenschichtkopplung. Da die Zwischenschichtkopplung von Hoffmann [Hof70] in die Rado-Weertman Bedingung einbezogen wurde, wird sie in ihrer vollständigen Form auch als Hoffman Bedingung bezeichnet. Die Randwertbedingungen bilden ein homogenes lineares Gleichungssystem mit komplexen Koeffizienten und  $6N$  Unbekannten, wobei  $N$  die Anzahl der Schichten ist. Die Lösungen, die numerisch gefunden werden müssen, sind die Frequenzen der Spinwellen.

### Ultradünnfilm-Näherung

Die Ultradünnfilm-Näherung, die die Rechnung wesentlich vereinfacht, nimmt konstante Modenprofile an. Sie ist gültig falls  $1 \ll dq_{\parallel}$  erfüllt ist. Es werden keine Randwertbedingungen ausgewertet. Alle Wechselwirkungen einschließlich der Austausch-Zwischenschichtkopplung, Oberflächenanisotropie und dynamischer, dipolarer Kopplung werden über ihre effektiven Volumendrehmomente einbezogen. Dies führt zu einem Gleichungssystem mit reellen Koeffizienten und  $2N$  Unbekannten. Die vollständigen Formeln für Multischichtsysteme mit Herleitung sind in Anhang A angegeben.

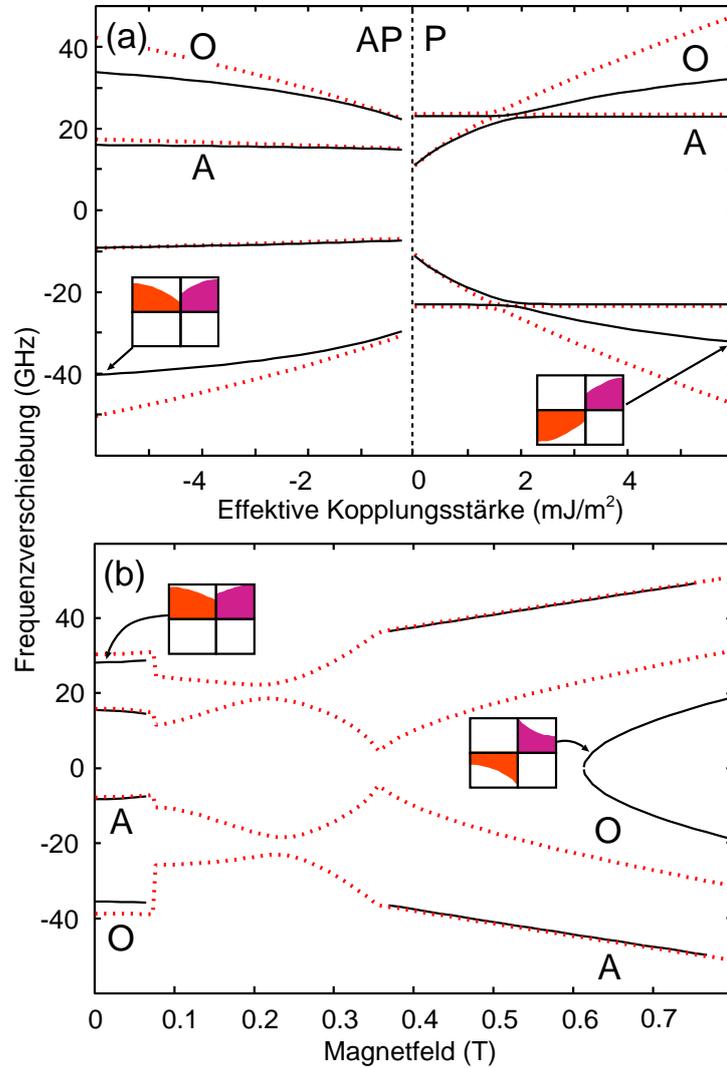
### Vergleich der Ansätze anhand einer Beispielrechnung

Abbildung 4.3 vergleicht die mit vollständiger Methode (durchgezogene Linien) und Ultradünnfilm-Näherung (gestrichelte Linien) berechneten Frequenzen für ein  $\text{Fe}(80\text{\AA})/\text{Fe}(100\text{\AA})$  Doppelschichtsystem unter Verwendung von für  $\text{Fe}(001)$  typischen Parametern. Diese sind die Sättigungsmagnetisierung  $M_s = 1,65 \times 10^6$  A/m, die Konstante der vierzähligen Kristallanisotropie  $K_1 = 45$  kJ/m<sup>3</sup>, der gyromagnetische Faktor  $\gamma/2\pi = 29,4$  GHz/T, die Austauschkonstante  $A = 2 \times 10^{11}$  J/m, und die Magnon-Wellenvektor-Komponente in der Filmebene  $q_{\parallel} = 1,67 \times 10^7$  m<sup>-1</sup>. Die Rechnung nimmt kein externes Feld und Magnetisierungen in leichter Achse und senkrecht zu  $q_{\parallel}$  an. Diese Situation tritt im Experiment auf, wenn die Schichten unterschiedlich dick sind ( $d_1 \neq d_2$ ), die bilineare Kopplung dominant ist ( $|J_1| > 2|J_2|$ ) und ein schwaches Magnetfeld parallel zur leichten Achse und senkrecht zu  $q_{\parallel}$  angelegt ist. Die Frequenzen sind in Abhängigkeit einer effektiven Kopp-

lungsstärke  $J_{eff}$  aufgetragen, durch die sie im parallelen und antiparallelen Zustand bestimmt sind.  $J_{eff}$  ist im parallelen und antiparallelen Zustand definiert als  $J_{eff} = J_1 + 2J_2$  bzw.  $J_{eff} = J_1 - 2J_2$ . Die linke Seite zeigt antiparallele Ausrichtung mit antiferromagnetischer Kopplung ( $J_{eff} < 0$ ), die rechte Seite parallele Ausrichtung mit ferromagnetischer Kopplung ( $J_{eff} > 0$ ). Wie man in Abb. 4.3 (a) erkennen kann, nimmt die Frequenz der optischen Mode mit zunehmend starker ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung im parallelen bzw. antiparallelen Zustand zu. Während die Ultradünnfilm-Näherung für schwache Zwischenschichtkopplung die richtigen Frequenzen vorhersagt, weicht sie um so mehr von der vollständigen Rechnung ab, je stärker die Zwischenschichtkopplung ist. Die Ursache hierfür liegt in einer Verformung der Präzessionsprofile durch die Zwischenschichtkopplung. Die Profile der Komponente in der Filmebene des dynamischen Anteils der Magnetisierung sind in den eingesetzten Graphiken in Abb. 4.3 (a) und (b) zu sehen. Es bilden sich bei starker Kopplung je nach Ausrichtung der Magnetisierungen und Vorzeichen der Kopplung partielle Knoten oder Peaks an der Zwischenschicht aus.

Die in Ultradünnfilm-Näherung gerechnete gestrichelte Kurve in Abbildung 4.3 (b) zeigt eine typische Ummagnetisierungskurve. Für die Rechnung wurde eine steife statische Magnetisierung und Kopplungskonstanten  $J_1 = -2,6 \text{ mJ/m}^2$ ,  $J_2 = -0,2 \text{ mJ/m}^2$  angenommen. Bei kleinen Feldstärken richten sich die Magnetisierungen antiparallel mit dem größeren magnetischen Moment in Feldrichtung aus. Man erkennt dies an der Asymmetrie zwischen Stokes und anti-Stokes Seite, die auch auf der linken Seite von Teil (a) zu sehen ist. Oberhalb des Spinflop-Felds von hier ca. 70 mT springen die Magnetisierungen dann in einen nicht-kollinearen Zustand mit geringerer Asymmetrie. Das Spinflop-Feld macht sich durch Sprünge der optischen und akustischen Frequenzen bemerkbar. Während die Magnetisierungen mit zunehmender Feldstärke in Feldrichtung drehen nimmt die Frequenz der optischen Mode ab und die Frequenz der akustischen Mode zu. Beide Moden kreuzen sich etwa bei  $B=220 \text{ mT}$ , dort wo die Magnetisierung  $90^\circ$  zueinander ausgerichtet sind. Die Sättigung der Magnetisierungen bei etwa  $B=360 \text{ mT}$  erkennt man in der Feldabhängigkeit als Senke in der optischen Frequenzkurve und Knick in der akustischen Frequenzkurve. Im parallelen Zustand nehmen schließlich die Frequenzen beider Moden zu. Wie bereits erwähnt läßt sich die vollständige Rechnung nur für den antiparallelen und parallelen Zustand durchführen. Während sie im antiparallelen Zustand nur eine geringfügig niedrigere optische Frequenz liefert, unterscheidet sich die berechnete optische Frequenz im parallelen Zustand deutlich vom Ergebnis Ultradünnfilm-Näherung. Es fällt auf, daß die vollständige Rechnung über den Feldbereich zwischen 360 mT und 600 mT keine optische Mode liefert. Dies liegt daran, daß die zum Berechnen des Magnetisierungszustands verwendete steife Näherung hier ungültig und der parallele Zustand in diesem Feldbereich instabil ist. Wie der Vergleich mit dem unter Berücksichtigung des verwundenen Zustands berechneten Ummagnetisierungsverhalten (Abb. 4.2 in Abschnitt 4.1.1) zeigt, erscheint die optische Mode in etwa dort, wo die Probe unter Berücksichtigung des

verwundenen Zustands tatsächlich sättigt.



**Abb. 4.3.:** Berechnete Frequenzen der akustischen (A) und optischen (O) Spinwellen für ein  $\text{Fe}(001)(80\text{\AA})/\text{Zwischenschicht}/\text{Fe}(100\text{\AA})$ -System. Gestrichelte Linien: Ultradünnfilm-Näherung, durchgezogene Linien: vollständige Rechnung. Eingesetzt dargestellt sind die Präzessionskomponenten in der Filmebene als Funktion der Position in Richtung der Filmnormale. Die für die Rechnung verwendeten Parameter sind im Text angegeben. (a): Frequenzen ohne Magnetfeld mit  $q_{\parallel} \perp M$  als Funktion der effektiven Kopplungsstärke. (b): Frequenzen als Funktion der externen Feldstärke  $B$ . Das Magnetfeld liegt in einer leichten Achse und senkrecht zu  $q_{\parallel}$ . Zur Berechnung der magnetischen Konfiguration wurde die steife Näherung und die Kopplungskonstanten  $J_1 = -2,6 \text{ mJ/m}^2$ ,  $J_2 = -0,2 \text{ mJ/m}^2$  verwendet.

## 4.2.2. Erweiterung der Rechnung für stark koppelnde Systeme

Das Prinzip der Rechnung besteht darin, die magnetischen Schichten virtuell in dünnere Teilschichten der Dicke  $\delta$  zu unterteilen, für die eine einheitliche Magnetisierung angenommen werden kann. Dann kann man die Ultradünnfilm-Näherung, die für hinreichend dünne Schichten gültig ist, verwenden. Diese Vorgehensweise ähnelt der von Grimsditch *et al.* [G<sup>+</sup>99], die allerdings die dynamische dipolare Kopplung der Spinwellen nicht berücksichtigen und  $\delta$  auf 1 ML festlegen. Soll der verwundene Magnetisierungszustand berücksichtigt werden, so setzt man den Winkel der Magnetisierung in jeder Teilschicht gemäß dem, wie in Kapitel 4 beschrieben, berechneten Wert an. Die Zwischenschichtkopplung und Oberflächenanisotropien werden nur in der Teilschicht an der entsprechenden Grenzfläche berücksichtigt. Die Austauschwechselwirkung wird als effektive Zwischenschichtkopplung der Teilschichten mit folgender Energie behandelt:

$$E_{ex}^{eff} = A(\Delta\theta)^2/\delta \quad (4.3)$$

Da der relative Winkel zwischen der Magnetisierungen benachbarter Teilschichten  $\Delta\theta$  klein ist, kann Gleichung (4.3) in die selbe Form der bilinearen Zwischenschichtkopplung gebracht werden:

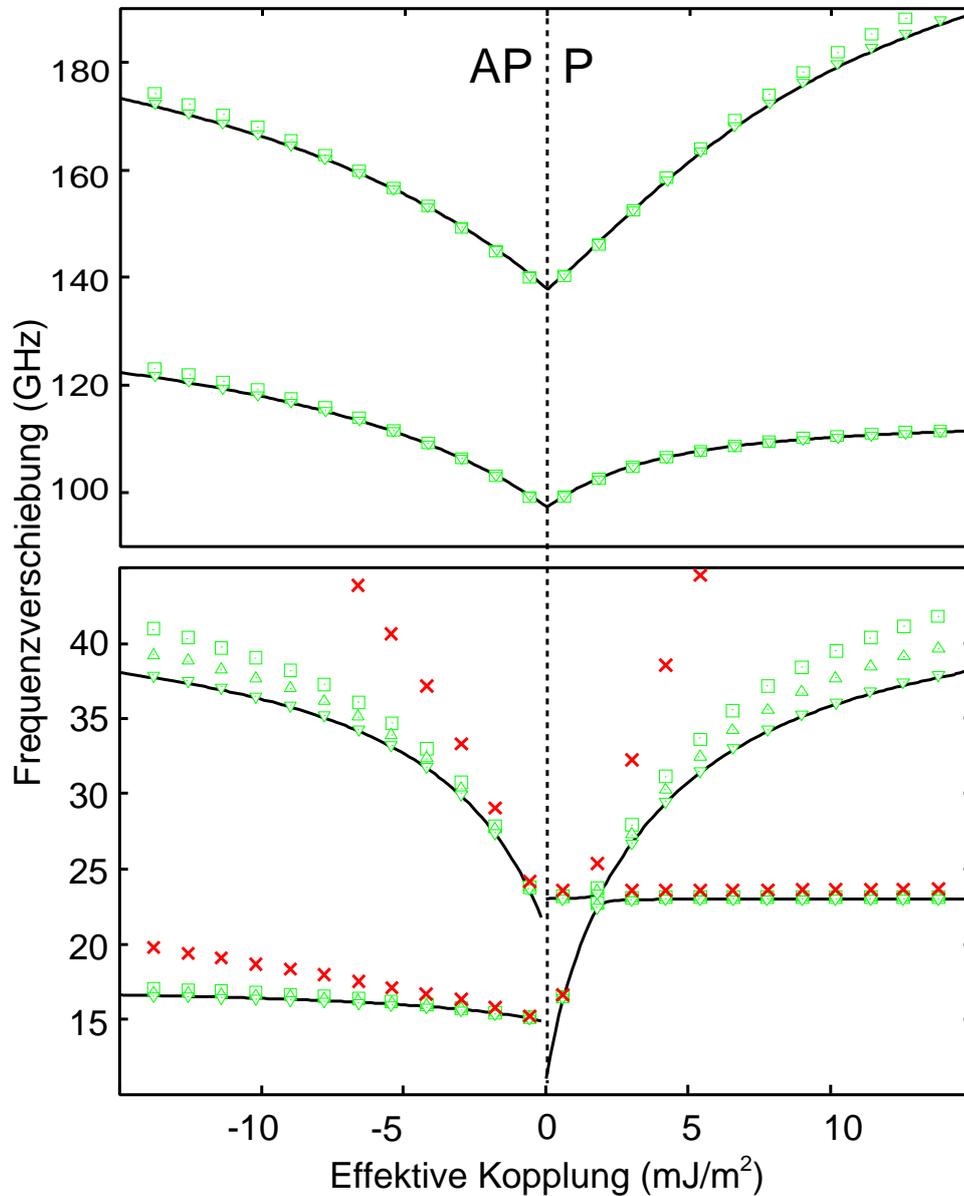
$$E_{ex}^{eff} \approx -J_1^{eff} \cos \Delta\theta + const; J_1^{eff} = \frac{2A}{\delta} \quad (4.4)$$

Dies läßt sich leicht überprüfen indem man den Cosinus in eine Taylorreihe um  $\Delta\theta = 0$  entwickelt. Zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen des virtuellen Multischichtsystems kann also die Ultradünnfilm-Näherung verwendet werden. Gebrauchsfertige Formeln sind in Anhang B angegeben.

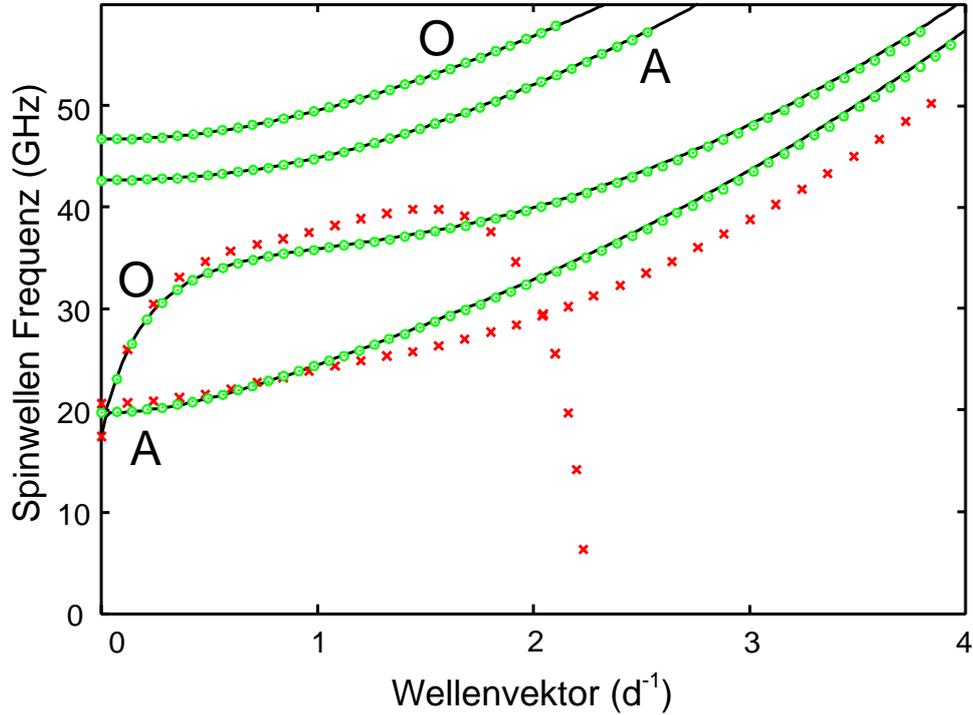
Abbildung 4.4 vergleicht die mit der hier vorgestellten Methode unter Verwendung unterschiedlicher  $\delta$  Werte bestimmten Spinwellenfrequenzen mit den Ergebnissen der Ultradünnfilm-Näherung und der vollständigen Rechnung. Wie in Abb. 4.3(a) ist die Abhängigkeit von der Zwischenschichtkopplung ohne externes Magnetfeld aufgetragen. Der untere Teil entspricht dem anti-Stokes Teil von Abb. 4.3(a) jedoch ist hier ein größerer Kopplungsbereich dargestellt. Der obere Teil zeigt die stehenden Moden mit niedrigster Frequenz, d.h. mit einem Knoten im Modenprofile jeder Schicht. Wie man sieht, hängt die Frequenz beider stehender Moden von der Kopplungsstärke ab, d.h. man kann nicht zwischen einer optischen und einer akustischen Mode unterscheiden. Dies liegt an der unterschiedlichen Dicke der ferromagnetischen Schichten und der starken Dickenabhängigkeit der Frequenz der stehenden Moden.

Die mit der erweiterten Ultradünnfilm-Näherung berechneten Frequenzen konvergieren mit abnehmendem  $\delta$  rasch gegen das Ergebnis der vollständigen Rechnung, wie man in Abb. 4.4 erkennen kann. Während schon die Rechnung mit  $\delta = 20 \text{ \AA}$  ( $\square$ ) der vollständigen Rechnung deutlich näher kommt als die konventionelle Ultradünnfilm-Näherung ( $\times$ ), so ist die Genauigkeit für  $\delta = 1 \text{ \AA}$  über den vollen dargestellten Bereich besser als 1GHz.

Außer zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen im Fall von starker Kopplung und verwundenem Magnetisierungszustand ist die Erweiterung der Ultradünnfilm-Näherung

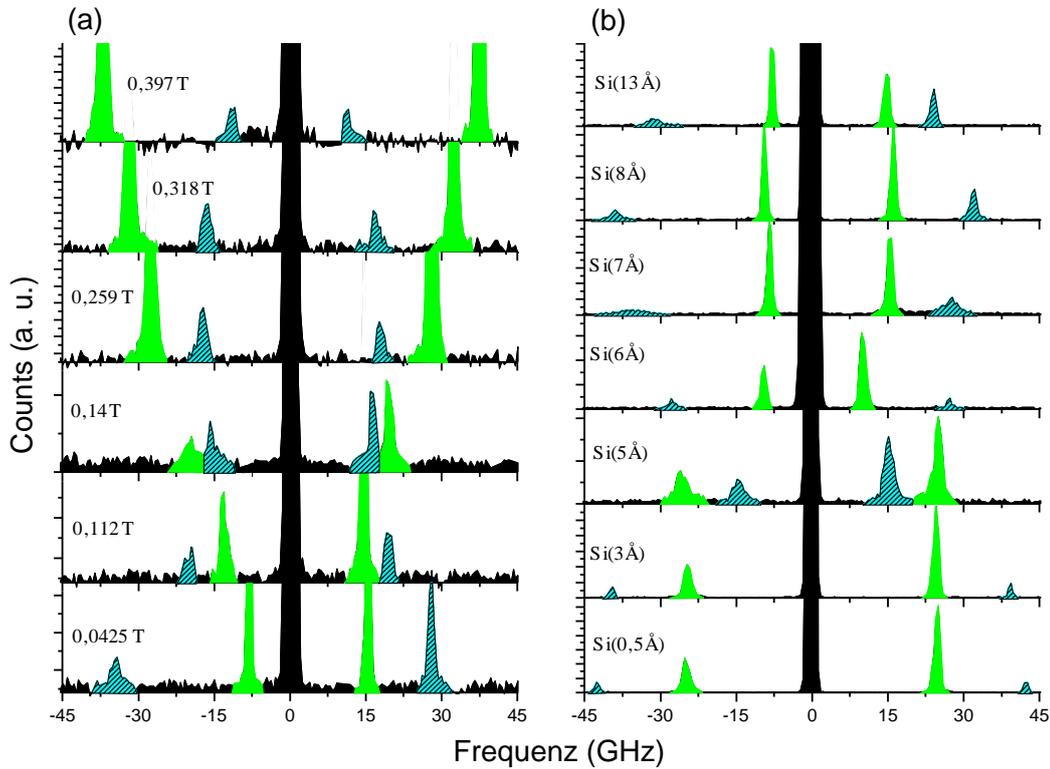


**Abb. 4.4.:** Konvergenz der erweiterten Ultradünnfilm-Näherung als Funktion der Kopplungsstärke und Teilschichtdicke  $\delta$ . Die durchgezogenen Linien und Kreuze ( $\times$ ) sind das Ergebnis der vollständigen Rechnung bzw. der konventionellen Ultradünnfilm-Näherung. Offene Quadrate ( $\square$ ) und Dreiecke mit Spitze nach oben ( $\Delta$ ) und nach unten ( $\nabla$ ) entsprechen Teilschichtdicken von  $20\text{\AA}$ ,  $10\text{\AA}$  bzw.  $1\text{\AA}$ . Es wurden die selben Parameter wie in Abb. 4.3(a) verwendet.



**Abb. 4.5.:** Spinwellenfrequenzen eines Eisen-Doppelschichtsystems als Funktion des Wellenvektors  $q_{\parallel}$ . Durchgezogene Linien: vollständige Rechnung, Kreuze ( $\times$ ): konventionelle Ultradünnschicht-Näherung, offene Kreise ( $\circ$ ): erweiterte Ultradünnschicht-Näherung mit  $\delta = 2\text{\AA}$ . Die beiden Kurven mit niedrigerer Frequenz entsprechen den gekoppelten DE-Moden und die Kurven mit höherer Frequenz den niedrigsten gekoppelten stehenden Moden. Verwendete Werte:  $d_{Fe} = 200\text{\AA}$ ,  $J_1 = 1 \text{ mJ/m}^2$ ,  $B = 0.1\text{mT}$ , alle anderen Parameter wie in Abb. 4.3.

auch für zu dicke Schichten, d.h. wenn  $q_{\parallel}d \ll 1$  nicht mehr gilt, geeignet. Der Gültigkeitsbereich ist nicht mehr durch die Schichtdicke sondern durch die Dicke der Teilschichten  $\delta$  beschränkt. In Abbildung 4.5 sind die Spinwellenfrequenzen eines Doppelschichtsystems als Funktion des Wellenvektors  $q_{\parallel}$  aufgetragen. Die  $200\text{\AA}$  dicken Fe-Schichten sind ferromagnetisch gekoppelt ( $J_1 = 1 \text{ mJ/m}^2$ ) und ein Magnetfeld der Stärke  $B = 0.1 \text{ T}$  liegt parallel zur leichten Achse an. für  $q_{\parallel}d > 0.3$  deutlich von der vollständigen Rechnung abweicht, während die erweiterte Ultradünnschicht-Näherung wenigstens bis  $q_{\parallel}d = 4$  genaue Ergebnisse liefert.



**Abb. 4.6.:** Typische Spektren, gemessen an einer  $Fe(80\text{\AA})/Si(\text{Keil})/Fe(100\text{\AA})$  Probe. Die Peaks der akustischen Moden sind grau die der optischen Moden schraffiert eingefärbt. Teil (a): Feldabhängigkeit für  $10\text{\AA}$  Siliziumdicke. Teil (b): Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke in schwachem Magnetfeld ( $B = 30\text{mT}$ ) parallel zur leichten Achse. Die Probenherstellung und Messung wurde von B. K. Kuanr durchgeführt.

### 4.3. Anwendung auf ein Fe/Si/Fe-System mit starker Kopplung

Vor kurzem hat unsere Forschungsgruppe eine besonders starke antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung ( $> 6 \text{ mJ/m}^2$ ) in epitaktischen Fe/Si/Fe-Doppelschichtsystemen gefunden [G<sup>+</sup>02]. In diesem Abschnitt soll anhand der an diesem System gemessenen Feldabhängigkeit der Spinwellenfrequenzen demonstriert werden, daß sich die in Abschnitt 4.2.2 eingeführte Methode zur Modellierung der Feldabhängigkeit stark koppelnder Doppelschichtsysteme eignet. Mit der Ultradünnschicht-Näherung lassen sich dagegen die hier gezeigten Kurven nicht befriedigend modellieren.

Die hier vermessene Probe wurde wie in Abschnitt 5 beschrieben hergestellt, wobei eine Substrattemperatur für die untere Eisenschicht und Siliziumschicht von  $T_S = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  bzw.

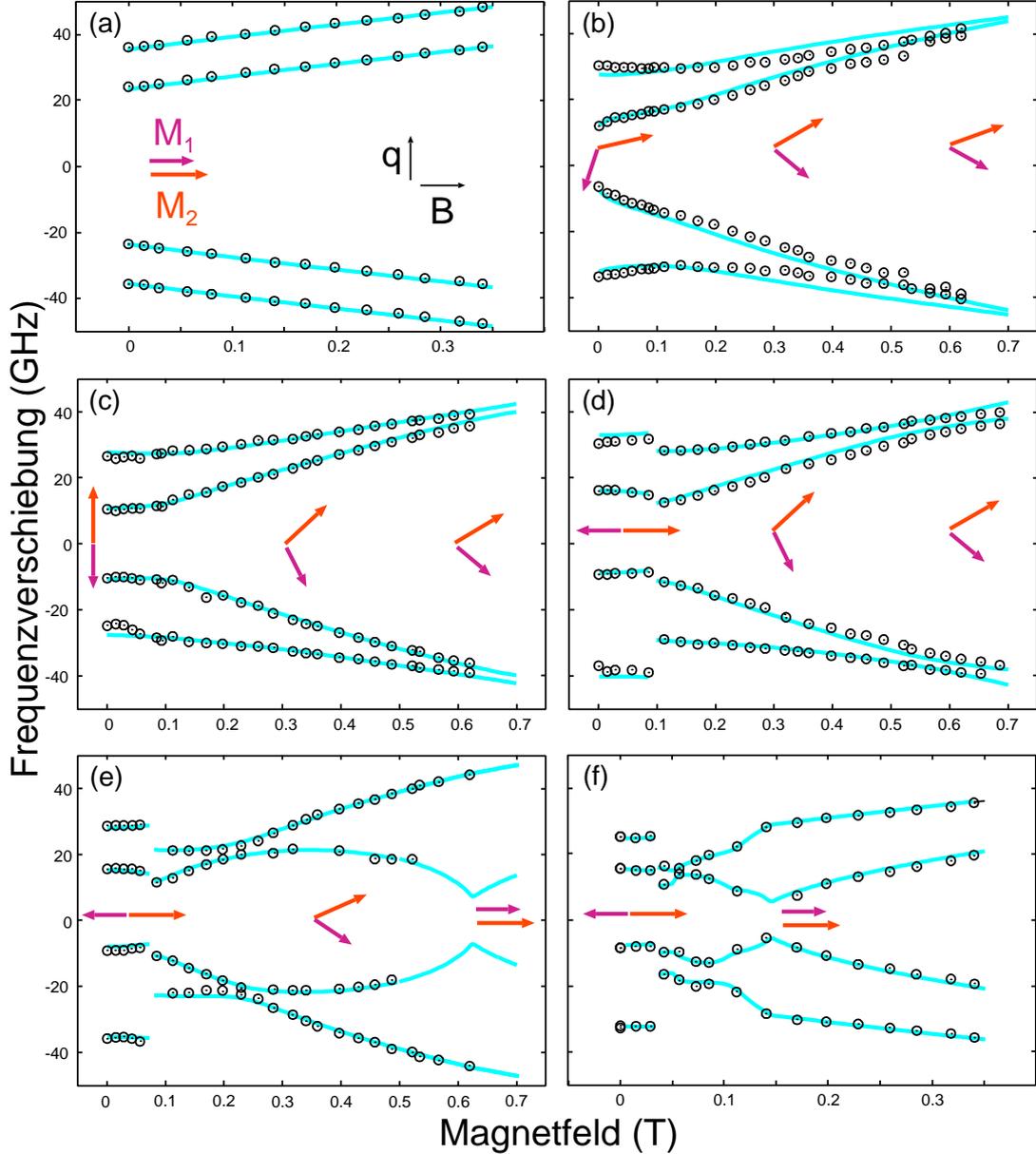
$T_S = RT$  gewählt wurde. Die Dicken der unteren und oberen Eisenschichten betragen  $80\text{\AA}$  bzw.  $100\text{\AA}$ . Die Siliziumschicht hat eine Keilgeometrie mit Dickenbereich von  $0\text{\AA}$  bis  $13\text{\AA}$ .

Abbildung 4.7 zeigt typische Feldabhängigkeitskurven, die mit Magnetfeld parallel zur leichten Achse für verschiedene Zwischenschichtdicken gemessen wurden. Die entsprechenden rohen Spektren sind in Abb. 4.6 gezeigt. In Abb. 4.7 sind offene Kreise die Meßwerte und die durchgezogene Linien Kurvenanpassungen mit Levenberg-Marquardt Algorithmus. Für die Berechnung des magnetischen Zustands gemäß Abschnitt 4 und der Spinwellenfrequenzen gemäß Abschnitt 4.2.2 wurde eine Aufteilung der Schichten in  $4\text{\AA}$  dicke Scheiben gewählt, was eine hinreichende Genauigkeit verglichen mit der experimentellen Frequenzauflösung von  $0,5\text{ GHz}$  ergibt.

Die Kopplung ist für kleine Zwischenschichtdicken bis  $5\text{\AA}$  ferromagnetisch, was wahrscheinlich auf direktem Austausch über Pinholes zurückzuführen ist. Die für die Kurvenanpassung verwendete Konstante der vierzähligen Anisotropie  $K_1 = 45\text{kJ/m}^2$  wurde aus dem mit MOKE gemessenen Sättigungsfeld der schweren Achse im Bereich ferromagnetischer Kopplung bestimmt. Aus der Kurve in Abb. 4.7 (a) mit Zwischenschichtdicke  $4\text{\AA}$  ergibt sich unter Annahme einer Austauschkonstante  $A = 2 \times 10^{-11}\text{ J/m}$  eine Sättigungsmagnetisierung  $M_S = 1.67 \times 10^6\text{ A/m}$  und eine ferromagnetische Kopplungsstärke  $J_1 = 8.8\text{ mJ/m}^2$ . Die senkrechte Oberflächenanisotropie, die in Fe(001) typischerweise eine Größenordnung von  $K_s = 0.5\text{mJ/m}^2$  hat (vergleiche Abb. 3.8), wurde hier vernachlässigt. Sie hat auf die Spinwellenfrequenzen näherungsweise den Effekt einer effektiven Reduzierung der Magnetisierung um  $2K_s/(d\mu_0 M_s)$ , was hier in der Größenordnung von  $10\%$  liegt. Da die bestimmte Sättigungsmagnetisierung dem Literaturwert von etwa  $M_S = 1.7 \times 10^6\text{ A/m}$  recht nahe kommt, haben die Grenzflächen an der Zwischenschicht wahrscheinlich keine Oberflächenanisotropie. Die Stärke der ferromagnetischen Kopplung nimmt mit zunehmender Zwischenschichtdicke schnell ab und bei einer Zwischenschichtdicke von  $6\text{\AA}$  wird die Kopplung dominant biquadratisch. Dies kann in Abb. 4.7 (b) anhand der Asymmetrie zwischen Stokes und anti-Stokes Seite bei fehlendem antiparallelen Zustand erkannt werden. Die Kopplungskonstanten betragen hier  $J_1 = -3.4\text{ mJ/m}^2$  und  $J_2 = -2.7\text{ mJ/m}^2$ .

Der Bereich mit dominant biquadratischer Kopplung ist sehr schmal. Schon für  $7\text{\AA}$  Zwischenschichtdicke (Abb. 4.7 (c)) hat die bilineare Kopplung auf  $J_1 = -6.5\text{ mJ/m}^2$  zugenommen, während die biquadratische Kopplung mit  $J_2 = -1.1\text{ mJ/m}^2$  nur noch etwa halb so groß wie die für  $6\text{\AA}$  Zwischenschichtdicke ist. Interessanterweise sind die Magnetisierungen für kleine Magnetfelder senkrecht zum Feld ausgerichtet, weshalb man in Abb. 4.7 (c) keinen Spinflipübergang erkennen kann. Eine antiparallele Ausrichtung kollinear zum Magnetfeld ist eigentlich energetisch günstiger. Für eine externe Feldstärke von  $50\text{ mT}$  ergibt sich aus der Rechnung ein Energieunterschied von ca.  $7 \times 10^{-5}\text{ J/m}^2$ . Andererseits liegt die Pinning-Energie, die man anhand des Koerzitivfelds der Kurve für  $8\text{\AA}$  Zwischenschichtdicke bestimmen kann, bei etwa  $2,5 \times 10^{-5}\text{ J/m}^2$ . Man würde

also eine Spinflip in den AP-Zustand mit Magnetisierungen kollinear zum Magnetfeld erwarten. Eine Erklärung für dieses unerwartete Verhalten liegt möglicherweise in einer



**Abb. 4.7.:** Gemessene Feldabhängigkeit (offene Kreise) der Spinwellenfrequenzen und Kurvenanpassung (durchgezogene Linie) für unterschiedliche Zwischenschichtdicken einer Fe(80Å)/Si(Keil)/Fe(100Å) Probe: (a) 4Å, (b) 6Å, (c) 7Å, (d) 8Å, (e) 10Å, (f) 12Å. Die gefundene Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Zwischenschichtdicke ist in Abb. 4.8 aufgetragen. Pfeile zeigen die Richtung der Magnetisierungen an. Die Probenherstellung und Messung wurde von B. K. Kuanr durchgeführt.

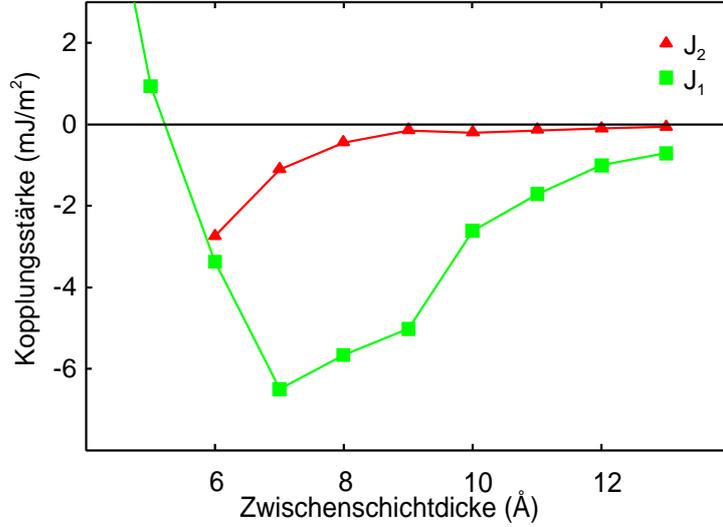


Abb. 4.8.: Kopplungskonstanten als Funktion der Zwischenschichtdicke.

von Gleichung (2.1) abweichenden Form der Kopplungsenergie.

Im nächsten Graph 4.7(d) mit 8Å Zwischenschichtdicke erreicht die optischen Frequenz ihren Maximalwert im schwachen Magnetfeld, was dem Maximum der effektiven Kopplungsstärke im AP-Zustand entspricht. Die Kurvenanpassung liefert die Kopplungskonstanten  $J_1 = -5,66 \text{ mJ/m}^2$  und  $J_2 = -0,44 \text{ mJ/m}^2$ . Danach nimmt die bilineare und biquadratische Kopplung rasch ab, bis die Probe bei etwa 15Å Zwischenschichtdicke schließlich entkoppelt.

Die Kopplungskonstanten  $J_1$  und  $J_2$  sind in Abbildung 4.8 als Funktion der Zwischenschichtdicke dargestellt. Die starke biquadratische Kopplung  $J_2$  für kleine Zwischenschichtdicken kann durch den Fluktuationsmechanismus als Ergebnis von konkurrierender ferromagnetischer Kontaktkopplung über Brücken und intrinsischer antiferromagnetischer Kopplung erklärt werden. Dabei kann auch, wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert, die von der bilinearen Form abweichende Winkelabhängigkeit der direkten Austauschkopplung zu  $J_2$  beitragen. Das schnelle Abklingen von  $J_2$  mit zunehmender Zwischenschichtdicke spricht für eine ferromagnetische Brückenkopplung als Ursache der biquadratischen Kopplung, da man eine rasche Bedeckung der Brücken erwartet. Auch der geringe biquadratische Anteil von  $J_2/J_1 \approx 10\%$  auf der rechten Seite des Kopplungsmaximums ist mit dem Fluktuationsmechanismus als Ursache der biquadratischen Kopplung vereinbar, da die bilineare Kopplung hier langsam abklingt. Von einer Proportionalität zwischen  $J_1$  und  $J_2$  im Fe/Si/Fe-System berichten auch Strijkers *et al.*[S<sup>+</sup>00].

Die gute Übereinstimmung mit der Modellrechnung in Abb. 4.7(d)-(f) mit geringem biquadratischen Kopplungsanteil zeigt daß dort der magnetische Zustand der Rechnung nahe kommt. Das heißt insbesondere, daß die Magnetisierung eindomänig und der verwundene Zustand konform mit der Theorie ist. Der berechnete Verwindungswinkel in Abb.

4.7(c) beträgt für ein Magnetfeld von 0.6 T etwa  $34^\circ$ , was mit der typischen Größenordnung in Austauschfedern vergleichbar ist. Eine weniger gute Übereinstimmung im Bereich mit starkem biquadratischen Anteil (Abb. 4.7 (b)-(c)) deutet dagegen auf eine Abweichung der Kopplungsenergie vom Ansatz in Gleichung (2.1) hin.

# 5. Probenherstellung und strukturelle Charakterisierung

## 5.1. Präparationsanlage

Die Proben wurden in einer Molekularstrahlepitaxieanlage im Ultrahochvakuum (UHV) bei Drucken  $< 5 \times 10^{-10}$  mbar hergestellt. Die verwendete Anlage (Abb 5.1) besteht aus 3 Kammern. In der Vorkammer wird Zinksulfid in einem mit einer Wendel erhitzten Tiegel verdampft. Die Hauptkammer enthält 2 Elektronenstrahlverdampfer mit 2 bzw. 3 Tiegel. Zur Analyse der Rauigkeit und Struktur während des Aufdampfens ist ein RHEED-System (reflection high energy electron diffraction) in die Hauptkammer integriert. In der Analysekammer können mit Auger-Spektroskopie (engl. Auger electron spectroscopy

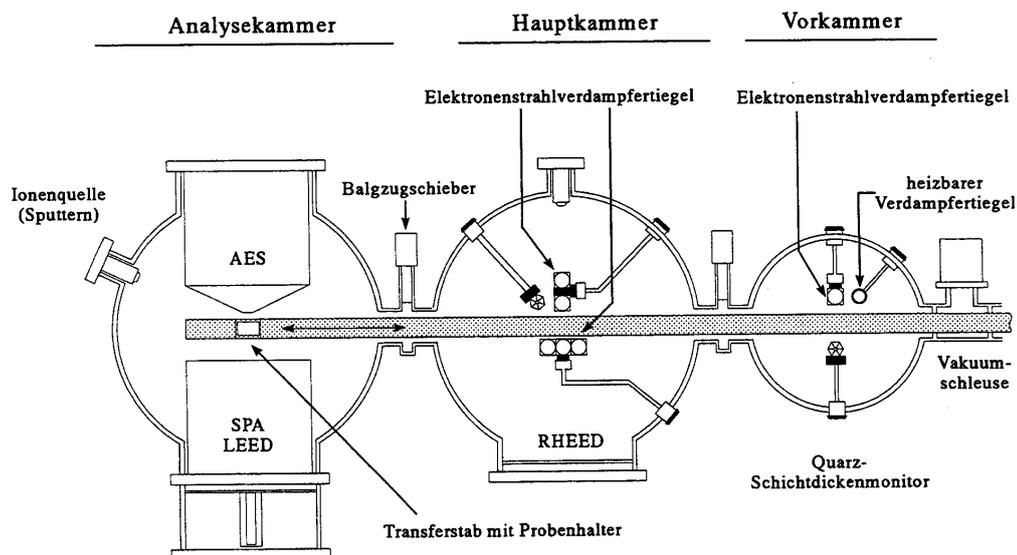


Abb. 5.1.: Zeichnung der Präparationsanlage, entnommen aus [Sch96].

AES) die chemische Zusammensetzung sowie mit LEED (low energy electron diffraction) die Kristallstruktur und Qualität der Oberfläche untersucht werden. Die Probe mit den Abmessungen  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  oder  $6 \times 16 \text{ mm}^2$  ist auf einem heiz- und kühlbaren ( ca. -196°C bis 700°C ) Transferstab montiert. In der Hauptkammer zwischen Verdampfertiegel und Transferstab befindet sich eine rechteckige Blende, so daß durch Verschieben der Probe während des Aufdampfens keil- und terrassenförmige Schichten hergestellt werden können. Zur Messung der Schichtdicken sind Haupt- und Vorkammer mit Schwingquarzen ausgestattet.

## 5.2. Techniken zur in-situ Charakterisierung: LEED und RHEED

Zur in-situ Untersuchung von Oberflächen haben sich zwei Varianten der Elektronenbeugung, LEED und RHEED bewährt. Beim LEED (low energy electron diffraction) werden langsame Elektronen im Energiebereich bis wenige hundert 100 eV, senkrecht auf die Oberfläche eingestrahlt. RHEED (reflection high energy electron diffraction) verwendet Elektronen einer Energie von typischerweise 10 keV unter streifendem Einfall. Das Beugungsbild der Elektronen wird mit einem Leuchtbildschirm sichtbar gemacht. Beide Methoden sind sehr oberflächensensitiv, da die die Elektronen nur in die obersten Atomlagen eindringen. Daher belegt schon die Existenz von Spots im LEED-Bild bzw. Spots oder Streifen im RHEED-Bild eine geordnete und im wesentlichen saubere Oberfläche.

Aus dem LEED-Bild lassen sich folgende Informationen extrahieren [v<sup>+</sup>86a]:

1. Da das Bild einer Aufsicht des zweidimensionalen reziproken Oberflächengitters entspricht spiegelt seine Symmetrie die Symmetrie des Gitters wieder.
2. Ist der Typ des Gitters z.B. bcc bekannt, so läßt sich aus dem Abstand der Spots im geeichten LEED-Bild die Gitterkonstante bestimmen.
3. Da die Elektronen eine endliche Eindringtiefe in den Kristall haben, ist das Kristallgitter, an dem die Elektronen gebeugt werden nicht streng zweidimensional sondern dreidimensional. Die Variation der Intensität der Spots mit der Energie (sogenannte I(V)-Kurven) läßt deshalb Aufschlüsse über die Positionen der Atome in der Einheitszelle und die Gitterkonstante in Richtung der Oberflächennormalen zu.
4. Falls die Oberfläche nicht perfekt glatt ist, hat die endliche Terrassenbreite Auswirkungen auf die Profile der Spots, die verbreitert werden. Durch Analyse der Spotprofile können deshalb Informationen über die Morphologie der Oberfläche gewonnen werden.

Im Gegensatz zum LEED-Bild läßt das RHEED-Bild keine direkten Rückschlüsse auf die Symmetrie der Oberfläche zu. Die Bestimmung der Kristallstruktur aus RHEED-Bildern ist nicht ganz einfach und erfordert den Vergleich verschiedener Blickrichtungen. Die Stärke der RHEED Technik liegt darin, daß die Beugungsbilder aufgrund des flachen Einfallswinkels Rückschlüsse auf die Morphologie der Oberfläche zulassen [Wol93]. Für glatte Oberflächen dominiert der zweidimensionale Charakter des reziproken Oberflächengitters das RHEED-Bild, deshalb sind die Spots auf den Lauekreisen angeordnet. Dagegen durchstrahlen die Elektronen bei rauen Oberflächen den Kristall, so daß dann das RHEED-Bild durch das reziproke 3d-Gitter dominiert wird und die Spots gitterartig angeordnet sind.

Ein lagenweises Wachstum der Schichten kann durch Oszillation der RHEED-Intensität als Funktion der deponierten Materialmenge nachgewiesen werden [HS96]. Man erklärt diesen Effekt durch eine periodische Modulation der Stufendichte. Um die RHEED-Oszillationen aufzunehmen, wird während des Aufdampfens die Intensität des Spots, für den der Beugungswinkel der anti-Bragg Bedingung genügt, als Funktion der Zeit aufgezeichnet. Da die Periodizität der RHEED-Oszillationen der Monolagendicke entspricht, können Rückschlüsse auf die Gitterkonstante in Richtung senkrecht zur Oberfläche gezogen werden. Ein Fehlen der RHEED-Oszillationen bedeutet aber nicht unbedingt ein Inselwachstum der Schicht, da man für die sogenannte lagenweise step-flow Wachstumsform, bei der sich die Oberflächenmorphologie während des Wachstums nicht ändert keine RHEED-Oszillationen erhält [N<sup>+</sup>85].

### 5.3. Aufbau der Schichtsysteme

Als Unterlage für die Probenherstellung wird ein GaAs(001)-Substrat mit einer 1500Å dicken Silber-Pufferschicht verwendet. Um ein Aufwachsen der Silber-Pufferschicht in (001)-Richtung zu gewährleisten, muß eine Eisenkeimschicht verwendet werden. Die Silber-Pufferschicht dient zum Glätten der Oberfläche und Ausgleichen von Kristalldefekten. Auf den Silber-Puffer wird das magnetische Fe(001)/Al/Fe Sandwichsystem aufgewachsen. Eine abschließende Zinksulfidschicht dient als Oxidationsschutz und optische Antirefleksionschicht. Die verwendeten Materialien haben annähernd gleiche Gitterkonstanten, so daß ein epitaktisches Wachstum möglich ist. Die Gitterstrukturen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

### 5.4. Grundrezept für das Substrat mit Silberpuffer

Das Substrat-Puffersystem wird nach einem optimierten Verfahren [Wol93] präpariert. Das Substrat wird zunächst im Ultraschallbad von Staub befreit und dann kurz in Iso-

Material	Gitterstruktur	Gitterkonstante [ $\text{\AA}$ ]	Fehlanpassung zu Fe [%]
Fe	bcc	2,866	0
Al	fcc	4,049	0,1
Ag	fcc	4,086	0,8
GaAs	ZnS	5,653	1,4

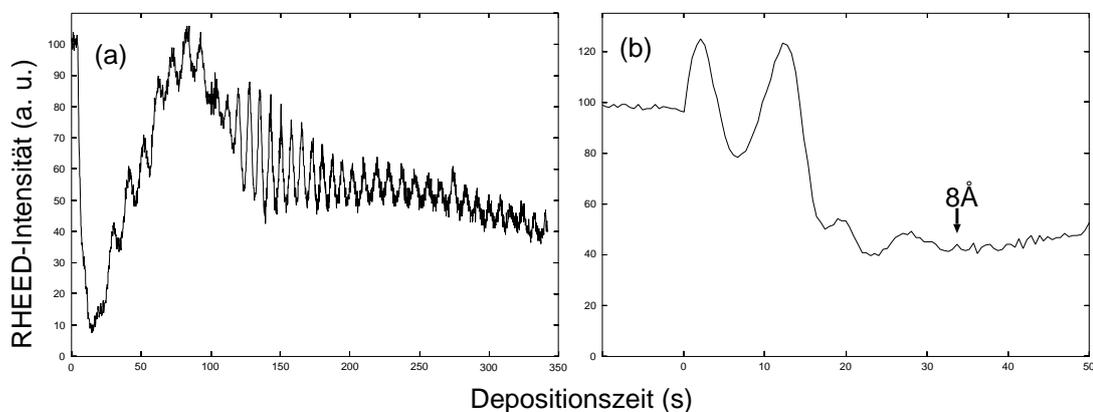
Tabelle 5.1.: Gitterstrukturen der verwendeten Materialien

propanol aufgeköcht um etwaiges Fett zu entfernen. Um das durch die Lagerung an Luft oxidierte GaAs zu reinigen wird es im UHV bei ca. 580°C eine Stunde getempert. Dabei ist zu beachten, daß die Temperatur nicht stark von den genannten 580°C abweichen darf, da zum einem GaAs bei etwas höherer Temperatur dissoziiert und andererseits bei geringerer Temperatur Sauerstoffverunreinigungen nicht vollständig entfernt werden. Die getemperte GaAs-Oberfläche wird deshalb mittels AES auf Restsauerstoff untersucht und die kristalline Struktur mit LEED und RHEED überprüft. Die 10 $\text{\AA}$  dicke Fe-Keimschicht wird mit einer Rate von ca. 0,1 $\text{\AA}$ /s aufgedampft. Sie ist nötig um ein Wachstum des Ag mit (001)-Orientierung zu erhalten. Die Temperatur beim Aufdampfen der Fe-Keimschicht und Ag-Pufferschicht beträgt 100°C. Die Silberschicht wird dann zum Glätten und Verbessern der kristallinen Ordnung bei 300°C eine Stunde lang getempert. Dazu darf die Ag-Schicht nicht viel dünner als 1500 $\text{\AA}$  sein, da sich sonst Tröpfchen bilden.

## 5.5. Präparation und strukturelle Charakterisierung der magnetischen Schichtsysteme

### Untere Eisenschicht

Das magnetische Schichtsystem wird bei Raten von etwa 0,1 $\text{\AA}$ /s aufgedampft. Um ein Aufschwimmen des Silbers auf der unteren Eisenschicht zu unterdrücken wird die Substrattemperatur ( $T_S$ ) für die ersten 4 Monolagen (ML) auf Raumtemperatur (RT) gehalten, und die für die restliche Schicht eine höhere  $T_S$  verwendet. Da sich bei einer Substrattemperatur von  $T_S = 300^\circ\text{C}$  die stärkste Zwischenschichtkopplung ergibt, wurden die meisten Proben auf diese Weise hergestellt. Im Vergleich zu niedrigerer Substrattemperatur von 150°C, die eine deutlich schwächere Kopplung zur Folge hat, findet man typischerweise größere Terrassenbreiten [B<sup>+</sup>01]. Tunnelmikroskopie-Bilder der unteren Eisenschicht (Abb. 5.5), die „in situ“ in einer anderen Präparationsanlage aufgenommen wurden, zeigen für  $T_S = 300^\circ\text{C}$  eine mittlere Terrassenbreite von 50 $\text{\AA}$  und eine RMS-Rauhigkeit von ca. 2 Monolagen. Während des Wachstums der unteren Fe-Schicht deuten auch die Oszillationen der RHEED-Intensität, die bis zu einer Schichtdicke von ca. 50 $\text{\AA}$  zu erkennen sind (Abb. 5.4), auf ein gutes, lagenweises Wachstum hin. Scharfe LEED-Spots (Abb. 5.3)



**Abb. 5.2.:** RHEED-Oszillationen, (a) während der Deposition der unteren Eisenschicht bei  $T_S = 300^\circ\text{C}$ , (b) während der Deposition der der Aluminiumschicht bei  $T_S = 80^\circ\text{C}$ .

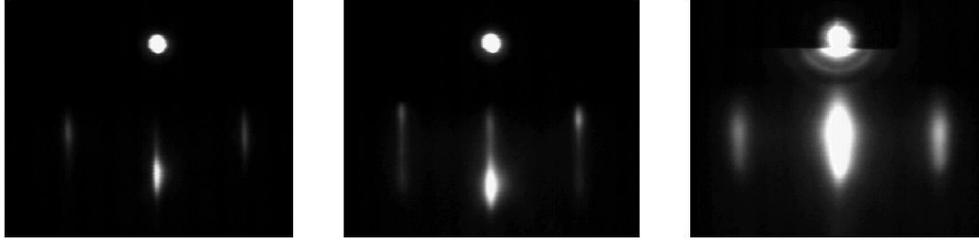
belegen die gute kristalline Qualität der Eisenschicht.

### Aluminiumschicht

Aluminium hat eine sehr geringe Gitterfehlpassung zu Eisen (siehe Tabelle 5.1), so daß man ein glattes, lagenweises Wachstum erwarten könnte. Wie in Abb. 5.4 zu sehen ist, verursachen jedoch nur die ersten zwei Monolagen Aluminium ausgeprägte RHEED-



**Abb. 5.3.:** LEED-Bilder, aufgenommen bei einer Elektronenenergie von 88 eV. Links: untere Fe-Schicht, Mitte: Al-Schicht, rechts: obere Fe-Schicht. Im Gegensatz zur unteren Fe-Schicht sind in Bild der oberen Fe-Schicht für die hier verwendete Elektronenenergie keine (0 1)-Spots sichtbar. Dies liegt an der deutlich größeren Rauigkeit der oberen Fe-Schicht.



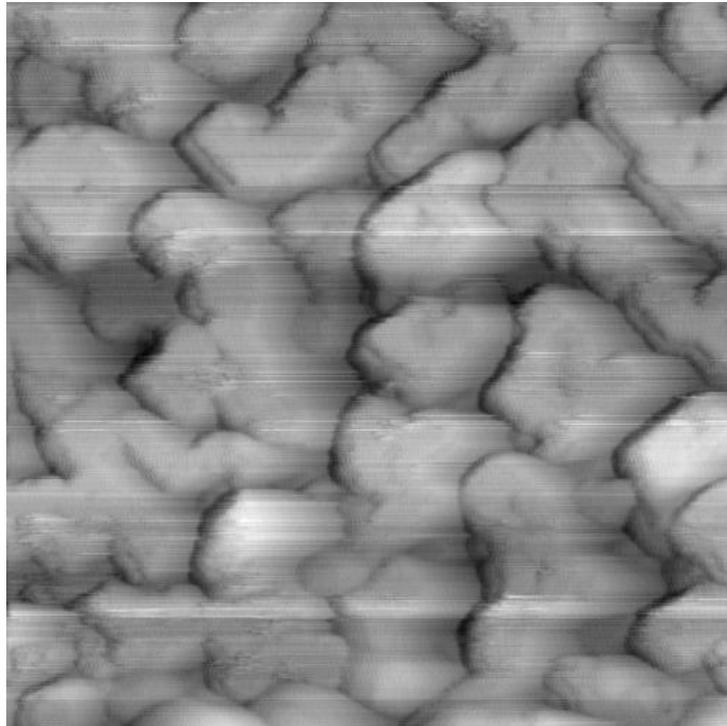
**Abb. 5.4.:** RHEED-Bilder, aufgenommen bei einer Elektronenenergie von 9 keV. Links: untere Fe-Schicht, Mitte: Al-Schicht, rechts: obere Fe-Schicht

Oszillationen. Danach deutet eine Verbreiterung der Spots im RHEED-Bild und typische Durchstrahlungs-RHEED-Bilder für viele Monolagen dicken Al-Schichten, auf ein Inselwachstum hin. Die LEED-Bilder der Aluminium Schicht (Abb. 5.3) stimmen mit der erwarteten Kristallstruktur (fcc-Al(001)) überein, und die Gitterkonstante  $a$  deckt sich im Rahmen der Fehlertoleranz mit  $\sqrt{2}a(\text{Fe})$ . Die Intensität der Spots im LEED-Bild ist jedoch deutlich geringer als die der unterliegenden Fe-Schicht und nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab. Dies deutet auf eine mit der Schichtdicke abnehmende Kristallqualität hin.

Die als Stranski-Krastanov-Mode (SK) bekannte Wachstumsform, bei der auf ein anfänglich lagenweises Wachstum eine Inselbildung folgt, kommt in vielen Systemen vor [Gre93]. Ein SK-Wachstum von Al auf Fe(001) wurde auch von Unguris *et al.* [U<sup>+</sup>99] gefunden. Fuß [Fuß93] und Gutierrez *et al.* [G<sup>+</sup>92] berichten von Inselwachstum, machen jedoch keine Aussage über eine anfängliche Benetzung des Fe-Substrats durch Al.

Der Übergang zum Inselwachstum nach anfänglicher Benetzung, wird durch Spannung ausgelöst [G<sup>+</sup>98]. Diese kann z.B. Aufgrund von Gitterfehlpassung zum Substrat, Oberflächendefekten aber auf der geringeren Bindungsenergie von Oberflächenatomen entstehen. Die Ursache für das SK-Wachstum von Al auf Fe(001) ist nicht klar. Unguris *et al.* und Gutierrez *et al.* vermuten, daß eine Legierungsbildung an der Grenzfläche und eine dadurch veränderte Gitterkonstante dafür verantwortlich sind. Beim Wachstum von Al auf Cr(001), das die gleiche Gitterstruktur und fast gleiche Gitterkonstante wie Fe hat, kommt es jedoch nach Kingetsu *et al.* [K<sup>+</sup>00], auch ohne daß Al und Cr legieren, zu SK-Wachstum.

Man erwartet daß der Übergang von Lagen- zu Inselwachstum bei tieferen Temperaturen zu größerer Schichtdicke verschoben ist [Gre93]. Anders als Fuß [Fuß93], der von Insel-Wachstum bei  $T_S = 120^\circ\text{C}$  und lagenweisem Wachstum bei  $T_S = 80^\circ\text{C}$  und  $T_S = \text{RT}$



**Abb. 5.5.:** *STM-Bild der 50Å dicken unteren Fe-Schicht. Die Größe des gezeigten Ausschnitts beträgt 100 nm × 100 nm und der Höhenbereich 3 nm. Die Rohdaten wurden mit der Ableitung des Höhenprofils überlagert um den Effekt einer Beleuchtung von rechts zu erzielen und so die Struktur plastischer darzustellen.*

berichtet, wurde hier jedoch ein über einen weiten Temperaturbereich (RT bis 150°C) ähnliches Wachstumsverhalten gefunden. Auch die Art und Stärke der Zwischenschichtkopplung hängt in diesem Temperaturbereich wenig von der Substrattemperatur beim Aufdampfen des Aluminiums ab. Eine noch höhere Substrattemperatur von  $T_S = 250^\circ\text{C}$  führt dagegen zu ferromagnetischer Kopplung, vermutlich aufgrund von Legierungsbildung zwischen Al und Fe.

### **obere Eisenschicht**

Da die Rauigkeit und kristalline Qualität der oberen Eisenschicht keinen Einfluß mehr auf die Zwischenschichtkopplung hat, wurde eine Substrattemperatur von  $T_S = \text{RT}$  gewählt um eine Vermischung, die Aufgrund der rauheren oberen Grenzfläche eher stattfindet als für die glatte untere Grenzfläche, weitgehend zu verhindern. LEED-Bilder der oberen Ei-

senschicht zeigen deutlich größere Spots als die der untere Eisenschicht, also eine schlechter geordnete Schicht. Die Gitterkonstante und Orientierung bleiben jedoch erhalten.

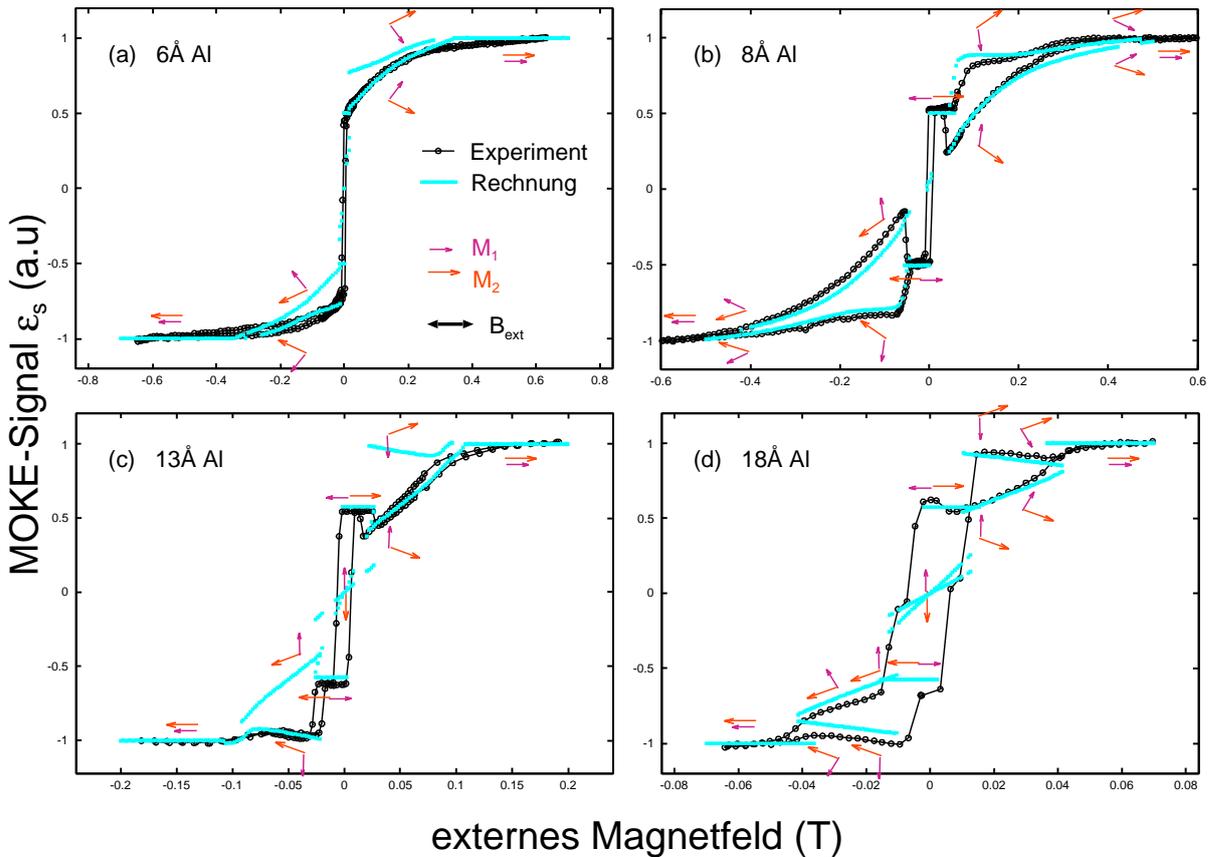
# 6. Zwischenschichtkopplung in Fe(001)/Al/Fe

## 6.1. MOKE-Ummagnetisierungskurven

Zur Bestimmung der Zwischenschichtkopplung wurden Ummagnetisierungskurven an verschiedenen Proben in Keilgeometrie sowie mit konstanter Zwischenschichtdicke für unterschiedlichen Herstellungsparameter aufgenommen. Die Steigung bei den Keilproben von (1-5Å/mm) ist flach genug verglichen mit der Größe des fokussierten Laserstrahls von ca. 0.1mm auf der Probe, um eine gute örtliche Auflösung zu gewährleisten. Es wurde die Meßmethode A aus Tabelle 3.1 verwendet, die die Kerr-Elliptizität  $\epsilon_s$  bestimmt.

Der Magnetisierungszustand wurde mit der in Kapitel 4 beschriebenen Methode berechnet. Für die numerische Kurvenanpassung der Ummagnetisierungskurven wurde die Sättigungsmagnetisierung, die mittels MOKE nur in polarer Geometrie bestimmt werden kann, entsprechend dem Literaturwert [M<sup>+</sup>95] bei Raumtemperatur,  $M_s = 1,7 \times 10^6$  A/m, angesetzt. Die Konstante der vierzähligen Kristallanisotropie wurde aus Ummagnetisierungskurven im Bereich dünner Zwischenschicht mit ferromagnetischer Kopplung zu etwa  $K_1 = 45000$  J/m<sup>2</sup> bestimmt. Dies stimmt mit dem Wert für einzelne Fe-Schichten überein, was ein epitaktisches Wachstum der oberen Fe-Schicht in (001)-Richtung belegt. Als Austauschkonstante wurde der mittels BLS (Abb. 3.8) bestimmte Wert  $D = 1,95 \times 10^{-17}$  Tm<sup>2</sup> verwendet.

Das MOKE-Signal wurde über Gleichung 3.2 aus der magnetischen Konfiguration berechnet. Der verwundene Magnetisierungszustand wurde näherungsweise über die mittlere Richtung der beiden Magnetisierungen berücksichtigt. Aufgrund der s-Polarisation des einfallenden Strahls, brauchen die Terme linear in den transversalen Magnetisierungskomponenten in Gleichung 3.2 nicht berücksichtigt zu werden. Da die Proben bestmöglich mit leichter bzw. schwerer Anisotropieachse parallel zur Einfallsebene ausgerichtet wurden, brauchen auch die Terme quadratisch in den transversalen Magnetisierungskomponenten nicht berücksichtigt zu werden. Die exakte Ausrichtung läßt sich anhand der Ummagnetisierungskurven über ein Auftreten beider Drehrichtungen (nach unten und nach oben wie z.B. in Abb. 6.1 (b)) der Magnetisierungen identifizieren. Die gemessenen Kurven wurden



**Abb. 6.1.:** Mit MOKE gemessene Ummagnetisierungskurven für unterschiedliche Zwischenschichtdicken. Die für die Rechnung verwendeten magnetischen Parameter sind im Text angegeben. Die MOKE-Koeffizienten und Kopplungskonstanten sind in Abb. 6.2 bzw. 6.3(a) als Funktion der Zwischenschichtdicke aufgetragen.

vor der Kurvenanpassung so normiert, daß sich ein Kerr-Signal von  $\pm 1$  im gesättigten Zustand ergibt. Da dann in Gleichung 3.2  $l_1 + l_2 = 1$  gilt braucht nur daß relative Verhältnis  $l_1/l_2$  bestimmt zu werden. Es gibt also fünf unbekannte Größen, die Kopplungskonstanten  $J_1$ ,  $J_2$ , und die MOKE-Koeffizienten  $l_1/l_2$ ,  $a_{11}$  und  $a_{22}$ , die durch Kurvenanpassung gefunden werden müssen.

Abbildung 6.1 zeigt typische an einer Probe mit Keilgeometrie gemessene Ummagnetisierungskurven sowie die numerisch angepaßten, rechnerischen Kurven. Die untere und obere Fe-Schicht sind  $50\text{\AA}$  bzw.  $70\text{\AA}$  dick. Die Substrattemperatur betrug  $T_S(\text{Fe1}) = 300^\circ\text{C}$  und  $T_S(\text{Al}) = RT$  beim Aufdampfen der unteren Eisenschicht bzw. der Aluminiumzwischen-schicht.

Anhand der horizontalen Plateaus im Bereich kleiner Feldstärke in Teil (b) und (c) mit  $8\text{\AA}$  bzw.  $13\text{\AA}$  Al-Dicke, die einer antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungen

entsprechen, erkennt man leicht eine dominant antiferromagnetische Kopplung ( $J_1 < 0$  und  $2|J_1| > |J_2|$ ). Ein Fehlen dieser Plateaus in Teil (a) mit 6Å Zwischenschichtdicke läßt dagegen auf eine nicht-kollineare Ausrichtung im kleinen Feld und somit dominant biquadratische Kopplung ( $2|J_1| < |J_2|$ ) schließen. In Teil (d) mit einer größeren Zwischenschichtdicke (18Å) und schwächerer Kopplungsstärke ist dagegen auf den ersten Blick keine Zuordnung des Kopplungstyps möglich. Dies liegt an der im hier kleineren Feldbereich deutlicher werdenden Koerzivität. Diese läßt sich unabhängig von der Zwischenschichtdicke recht gut über eine Pinning-Energie von  $2 \times 10^{-5}$  mJ/m<sup>2</sup> modellieren, was auf eine von der Zwischenschichtdicke unabhängige Qualität der oberen Fe-Schicht hindeutet. Dagegen ist die Pinning-Energie in einzelnen Eisschichten wie z.B. in Abb. 3.4 typischerweise deutlich geringer.

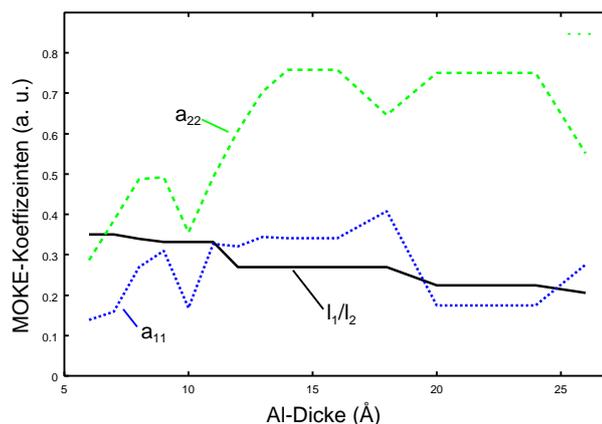
Wie man sieht, beschreibt die Modellrechnung recht gut die gemessenen Feldabhängigkeit. Die berechneten Kurven zeigen alle wesentlichen Eigenschaften sowie viele Details der gemessenen Ummagnetisierungskurven. Das Modell ist daher zum Verständnis des Ummagnetisierungsverhaltens und der Auswirkung der quadratischen MOKE-Effekte sehr hilfreich. Zudem erlaubt die numerische Kurvenanpassung mit Levenberg-Marquardt-Algorithmus die Bestimmung der in Abb. 6.3 gegebenen Kopplungskonstanten. Diese sind zwar im Fall dominanter AFM-Kopplung auch über die Schaltfelder zugänglich, deren manuelle Bestimmung aber insbesondere für schwache Kopplung mit deutlicher Hystereseeffekten und starker Kopplung mit langsamer Sättigung nicht genau ist. Im Fall dominanter biquadratischer Kopplung (Abb. 6.1 (a)) ist dagegen aufgrund des fehlenden Spinflops die Bestimmung der Kopplungskonstanten nur mit Hilfe der numerische Kurvenanpassung möglich.

Abbildung 6.1 zeigt auch, daß es systematische Abweichungen zwischen der Modellrechnung und den experimentellen Kurven gibt. So zeigen die experimentellen Kurven Abb. 6.1 (b) und (d) z.B. eine Asymmetrie bezüglich Feldumkehr, die nicht in in der Formel 3.2 mit den verwendeten Termen enthalten ist.

Diese Abweichungen lassen sich durch die vernachlässigten Terme höherer Ordnung in  $M$  bei der Modellierung des MOKE-Signals, sowie durch Meßartefakte aufgrund von thermischem Drift und eine durch Streufelder verursachte Faradayrotation in den optischen Bauteilen erklären.

### 6.1.1. Abhängigkeit der MOKE-Koeffizienten von der Zwischenschichtdicke

Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der aus der Kurvenanpassung (Abb. 6.1) extrahierten phänomenologischen MOKE-Koeffizienten. Index 1 bezieht sich auf die untere, 2 auf die obere Schicht. Man erkennt eine deutliche lineare Abnahme des Anteils der unteren Schicht am linearen MOKE-Koeffizienten  $l_1/l_2$  mit zunehmender Schichtdicke. Dies

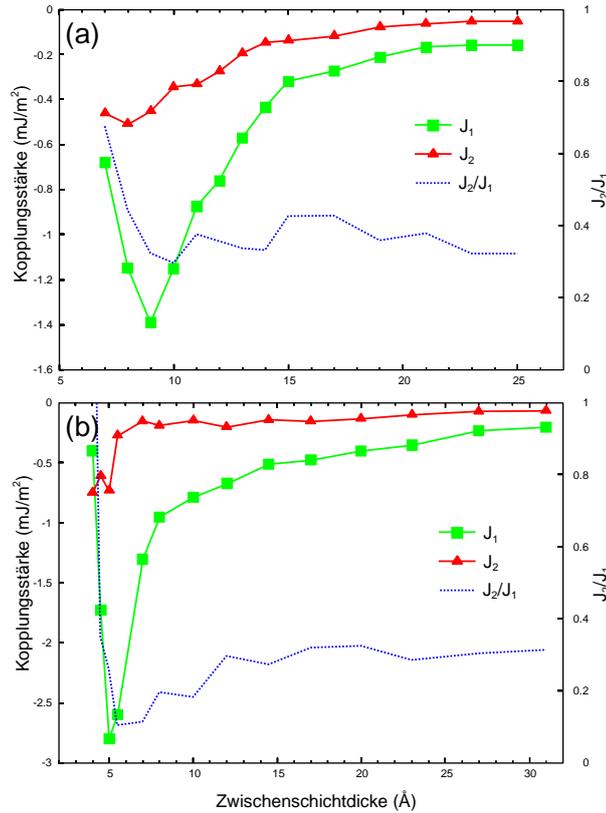


**Abb. 6.2.:** Phänomenologische MOKE-Koeffizienten als Funktion der Zwischenschichtdicke. Die Werte wurden aus den in Abb. 6.1 gezeigten MOKE-Ummagnetisierungskurven mit numerische Kurvenanpassung bestimmt.

liegt im Wesentlichen am großen Imaginäranteil des Brechindex des Aluminiums (ca.  $\kappa = 8$  bei der verwendeten Wellenlänge) der eine Abschwächung des von der Zwischenschicht transmittierten Lichts verursacht. Eine Interpolation zu  $0\text{Å}$  Zwischenschichtdicke ergibt  $l_1/l_2 = 0.4$ , was sich recht gut mit dem KerrCalc Programm [Mat] Berechneten Wert ohne Zwischenschicht von 0.45 deckt. Der etwas geringere experimentelle Wert läßt sich möglicherweise durch eine inkohärente Lichtstreuung an der Grenzfläche erklären. Dagegen schwanken die Werte der Koeffizienten des quadratischen MOKE-Effekts  $a_{11}$  und  $a_{22}$  ziemlich unkorreliert als als Funktion der Zwischenschichtdicke. Da man auch hier ein lineares Verhalten erwarten würde deutet dies auf einen großen Fehler bei der numerischen Bestimmung der Werte hin. Dagegen bleibt die Tendenz, daß der Koeffizient der unteren Schicht  $a_{11}$  in etwa halb so groß wie der der oberen Schicht  $a_{22}$  ist, erhalten. Auch die Größenordnung der quadratischen Koeffizienten deckt sich mit typischen an Einzelschichten gefundenen Werten von  $a \approx 0,4$  (vergleiche Abb. 3.4) wenn man bedenkt das nach Gleichung 3.2 für ferromagnetische Kopplung  $2a = a_{11} + a_{22}$  gelten muß.

## 6.2. Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Zwischenschichtdicke

Die Kopplungskonstanten wurden an Proben mit unterschiedlicher Substrattemperatur von RT bis  $150^\circ\text{C}$  beim Aufdampfen des Aluminiums bestimmt. Das Kopplungsverhalten dieser Proben ist ähnlich, wobei eine Substrattemperatur von ca.  $T_s = 80^\circ\text{C}$  die größte antiferromagnetische Kopplungsstärke und die ausgeprägtesten RHEED-Oszillationen ergibt.



**Abb. 6.3.:** Kopplungskonstanten als Funktion der Zwischenschichtdicke. Die Werte wurden aus MOKE-Ummagnetisierungskurven extrahiert. Die Substrattemperatur bei der Al-Präparation betrug in RT in (a) und 80°C in (b).

In Abbildung 6.3 sind zwei repräsentative Kopplungskurven dargestellt. Die antiferromagnetische Kopplung setzt bei allen Proben bei ca. 3 Monolagen (6Å) Aluminium ein. Bei geringer Zwischenschichtdicke  $d$  wird die Kopplung stark ferromagnetisch. Die ferromagnetische Kopplungsstärke läßt sich mit BLS, aber nicht mit MOKE-Ummagnetisierungskurven bestimmen. Es zeigt sich für alle Proben ein ausgeprägter Peak mit maximaler antiferromagnetischer, bilinearen Kopplung  $J_1$  bei geringer Zwischenschichtdicke. Das antiferromagnetische Kopplungsmaximum mit Werten von  $J_1 = -1,5$  bis  $-3$  mJ/m<sup>2</sup> findet sich bei einer Zwischenschichtdicke von 3 bis 4 Monolagen (6-8Å). An der linken Flanke des Kopplungsmaximum-Peaks bei geringen Zwischenschichtdicken nimmt die biquadratische Anteil  $J_2$  zu und wird dominant. Dagegen ist der biquadratische Anteil ist an der rechten Flanke und im Maximum mit typischerweise  $J_2/J_1 = 0,1 - 0,15$  eher gering.

Zu größeren Schichtdicken fällt die antiferromagnetische Kopplung zunächst schnell und dann sehr langsam ab. Es zeigt sich eine ungewöhnliche langreichweitige antiferromagnetische Kopplung bis mindestens 30Å Zwischenschichtdicke. Es gibt keine Anzeichen

für eine Oszillation der Kopplungsstärke als Funktion der Zwischenschichtdicke, wie sie für viele antiferromagnetisch koppelnde Zwischenschichtmaterialien gefunden wurde. Das asymptotische Abklingverhalten für große Zwischenschichtdicken  $d$  variiert sehr stark von Probe zu Probe zwischen  $J_1 \propto d^{-2}$  bis nahezu konstant. Es fällt auf, daß der Anteil der biquadratischen Kopplungskonstante  $J_2/J_1$  im Bereich  $d > 15\text{\AA}$  für alle Proben mit  $J_2/J_1 \approx 0,3$  nahezu gleich ist.

### 6.2.1. Interpretation der Kopplung im Rahmen des Fluktuationsmodells

Das von Probe zu Probe unterschiedliche langreichweitige Abklingverhalten der antiferromagnetische Kopplung deutet auf einen extrinsischen Mechanismus hin. Eine mögliche Erklärung liegt im Zusammenspiel von Stranski-Krastanov Wachstum und starker antiferromagnetischer Kopplung im Dickenbereich des Übergangs zum Inselwachstum. Das Stranski-Krastanov Wachstum der Aluminiumschicht läßt vermuten, daß die antiferromagnetische Kopplung für dicke Zwischenschichten über die Täler mit Aluminiumdicken im Bereich des Kopplungsmaximums vermittelt wird. Die Kopplung über die Oberseite der Inseln sollte aufgrund der langen theoretischen Oszillationsperioden (siehe Abschnitt 2.1.5) nach Gleichung 2.3 mit mindestens  $\propto d^{-2}$  abklingen, so daß sie für dicke Zwischenschichten klein wird. Als Ursache der biquadratischen Kopplung wird man den Fluktuationsmechanismus vermuten, da die Kopplungsstärke lokal zwischen Tälern und Inseln stark variiert. Diese Vorstellung ist im Einvernehmen mit der Tatsache, daß die Kopplung über den gesamten Dickenbereich rechts vom Kopplungsmaximum dominant bilinear bleibt, d.h.  $J_2/J_1 < 0,5$  gilt. Falls die mikroskopische Verteilung der Kopplung nämlich keine wesentlichen ferromagnetischen Beiträge hat, gibt es keine Wechselwirkung die eine nichtkollineare Ausrichtung der Magnetisierungen (d.h.  $J_2/J_1 > 0,5$ ) in Abwesenheit eines externe Magnetfeldes bewirken könnte.

Im Fluktuationsmodell hängt die Stärke der biquadratischen Kopplung vom typischen Durchmesser der Inseln  $L$  und der Stärke der mikroskopischen Fluktuation der Kopplung  $\Delta J$  ab. Für einen kleinen Flächenanteil  $f$  der Täler wird nur die integrale Kopplungsstärke über die Täler in  $\Delta J$  eingehen d.h. es gilt:

$$\Delta J = fJ^{Tal} - (1 - f)J^{Insel} \approx fJ^{Tal} - J^{Insel}. \quad (6.1)$$

Slonczewski [Slo91] erhält für kleine Fluktuationen  $\Delta J$  der Kopplungsstärke die Abhängigkeit:

$$J_2 \propto (\Delta J)^2 L. \quad (6.2)$$

Da man für die bilineare Kopplung  $J_1 \propto fJ^{Tal}$  erwartet, kann Gleichung 6.2 hier nicht

für beliebig große  $\Delta J$  gelten, da die Beziehung

$$J_2/J_1 \propto \frac{(\Delta J)^2 L}{f J^{Tal}} \approx f J^{Tal} L \quad (6.3)$$

impliziert daß  $J_2/J_1$  mit zunehmendem  $\Delta J$  beliebig groß werden kann, was dem oberem Limit  $J_2/J_1 < 0,5$  im Fall von mikroskopischer, reiner AFM-Kopplung widerspricht. Man wird also erwarten, daß  $J_2/J_1$  mit zunehmend starker Fluktuation gegen einen bestimmten Wert  $J_2/J_{1MAX} \leq 0,5$  konvergiert. Deshalb muß in einen Bereich mit genügend großem  $\Delta J$  die biquadratische Kopplung  $J_2$  näherungsweise proportional zu  $\Delta J$  und damit  $J_2/J_1$  konstant werden.

Das Fluktuationsmodell kann also den für alle Proben gleichen, konstanten Anteil der biquadratischen Kopplung  $J_2/J_1 \approx 0,3$  für dicke Zwischenschichten erklären. Ob die Größe des experimentellen Wertes für  $J_2/J_1$  mit der mikroskopischen Theorie vereinbar ist, muß im Rahmen einer mikromagnetischen Modellrechnung geklärt werden.

Unter den oben gemachten Annahmen kann der Flächenanteil der Täler, der für die beobachtete Kopplungsstärke nötig ist, abgeschätzt werden. Da ohne externes Feld die magnetischen Momente antiparallel ausgerichtet sind und außer der Kopplung im wesentlichen keine anderen Kräfte auf sie wirken, muß sich die effektive makroskopische Kopplungsstärke im antiparallelen Zustand  $J_{eff}^{makro}(AP) = J_1^{makro} - 2J_2^{makro}$ , als Integral der mikroskopischen antiferromagnetischen Kopplung  $J^{mikro}$  berechnen lassen:

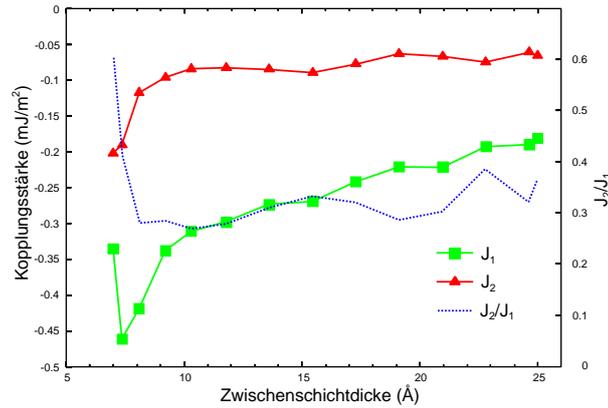
$$J_{eff}^{makro}(AP) = \frac{1}{A} \int J^{mikro} dA. \quad (6.4)$$

Nimmt man an, daß die Kopplung ausschließlich über die Täler mit Flächenanteil  $f$  vermittelt wird, in denen die Kopplungsstärke in etwa dem makroskopischen Maximalwert  $J_1^{MAX}$  entspricht, so erhält man:

$$J_{eff}^{makro}(AP) = f J_1^{MAX}. \quad (6.5)$$

Mit dieser Abschätzung erhält man bei 10ML Zwischenschichtdicke experimentelle Werte für  $f$  im Bereich 2% bis 10%, was angesichts eines rechnerischen Wertes für runde sich gerade berührende Inseln von  $f \approx 20\%$  durchaus glaubhaft erscheint.

Auch der im Kopplungsmaximum und auf der rechten Flanke des Kopplungsmaximums geringe Anteil der biquadratischen Kopplungsstärke ist im Einvernehmen mit dem Fluktuationsmodell. Falls die intrinsische Kopplung rechts vom Maximum nicht zu schnell abklingt ist hier nämlich  $\Delta J/J_1$  und deshalb  $J_2/J_1$  geringer als bei großen Schichtdicken. Dagegen erwartet man links vom Kopplungsmaximum aufgrund von konkurrierender starker direkter ferromagnetischer Kontaktkopplung und starker antiferromagnetischer Kopplung große Werte für  $\Delta J$ , was sich mit der experimentellen starken Zunahme von  $J_2$  deckt. Zusätzlich zum Fluktuationsmechanismus kann hier auch wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert die Winkelabhängigkeit der ferromagnetischen Kontaktkopplung zu  $J_2$  beitragen.

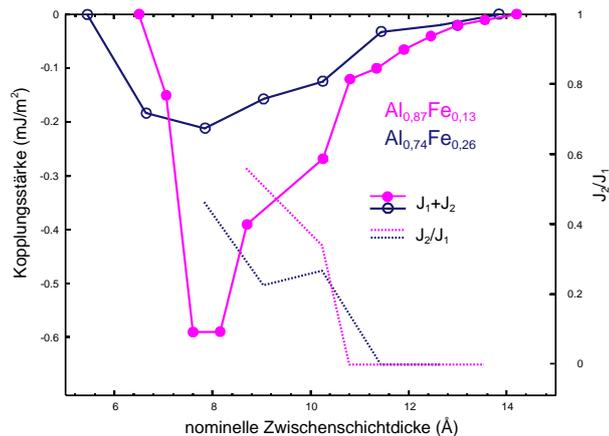


**Abb. 6.4.:** *Kopplung als Funktion der Zwischenschichtdicke. Die Werte wurden aus MOKE-Ummagnetisierungskurven extrahiert. Die Substrattemperatur betrug 150°C für die untere Eisenschicht und 80°C für die Aluminiumschicht*

## 6.2.2. Auswirkung niedriger Substrattemperatur der unteren Eisenschicht

Findet die Präparation der unteren Eisenschicht bei deutlich niedrigerer Substrattemperatur als  $T_S = 300^\circ\text{C}$  statt, so ergibt sich eine deutlich schwächere Zwischenschichtkopplung. Für die Probe mit der hier in Abbildung 6.4 gezeigten Kopplungskurve wurde  $T_S = 150^\circ\text{C}$  verwendet. Es zeigt sich daß die Kopplungsstärke gegenüber den  $300^\circ\text{C}$ -Proben im wesentlichen im Kopplungsmaximum deutlich verringert ist. Der Wert  $J_1 = -0,45 \text{ mJ/m}^2$  im Maximum bei etwa  $7\text{Å}$  Zwischenschichtdicke ist gegenüber typischen Werten von Proben mit  $T_S = 300^\circ\text{C}$  um ca. einen Faktor 5 geringer. Dagegen deckt sich die Kopplungsstärke für dickere Zwischenschichten mit  $J_1 = -0,2 \text{ mJ/m}^2$  bei  $25\text{Å}$  in etwa mit typischen Werten der  $300^\circ\text{C}$ -Proben. Auch der Anteil der biquadratischen Kopplungskonstante von  $J_2/J_1 \approx 0,3$  ist identisch mit dem der  $300^\circ\text{C}$ -Proben

Die verringerte Substrattemperatur hat Auswirkungen auf die Morphologie der Eisenschicht. Man findet bei  $T_S = 150^\circ\text{C}$  typischerweise kleinere Terrassenbreiten als bei  $T_S = 300^\circ\text{C}$ . Wieso sich daraus eine Verringerung der Kopplungsstärke ergibt ist nicht ganz klar. Intuitiv erwartet man im Bild des Quanteninterferenzmodells für rauhere Grenzflächen verringerte Reflektionskoeffizienten und deshalb eine geringere der Kopplungsstärke. Bruno *et al.* zeigen, daß die Kopplungsstärke durch Rauigkeit verringert wird, falls die entsprechenden stationären Vektoren Punkte verbinden, an denen die Fermigeschwindigkeiten nicht parallel zur Schichtnormale liegen [BC92]. Dies gilt jedoch nicht für die in Abschnitt 2.1.5 diskutierten stationären Vektoren. Für Materialien mit mehr als einem Leitungsband wie Aluminium kann man aber nicht ganz ausschließen, daß es noch andere nicht offensichtliche stationäre Vektoren gibt, die Punkte auf verschiedenen



**Abb. 6.5.:** *Kopplung als Funktion der Dicke der mit Fe legierten Al-Zwischenschicht. Die Werte wurden aus MOKE-Ummagnetisierungskurven extrahiert. Die hellgrauen und schwarzen Kurven entsprechen einem atomaren Fe-Anteil von 13% bzw. 26%. Unterhalb 8Å nomineller Zwischenschichtdicke wird die Kopplung dominant biquadratisch und die Kopplungskonstanten  $J_1$  und  $J_2$  lassen sich nicht mehr separieren. Die Messungen wurden von B. K. Kuanr und die Probenherstellung in Zusammenarbeit mit B. K. Kuanr durchgeführt.*

Bändern verbinden [UM99].

Eine andere mögliche Erklärung für die verminderte Kopplungsstärke liegt in einer stärkeren Durchmischung an der Grenzfläche. Diese kann sich z.B. aufgrund einer geringeren Bindung der Fe-Atome an Stufenkanten, die in rauheren Proben häufig sind, ergeben. Wie in Abschnitt 6.2.3 gezeigt ist die Kopplung über eine mit Eisen legierte Zwischenschicht deutlich geringer, so daß man bei einer stärkeren Durchmischung der Grenzfläche auch eine Verringerung der Kopplung erwarten kann.

### 6.2.3. Gezielte Legierung der Zwischenschicht mit Fe

Aluminium läßt sich leicht mit Eisen legieren, wobei es antiferromagnetische, ferromagnetische und paramagnetische Phasen gibt. Die Vermutung, daß in Fe/Al/Fe-Schichtsystemen zumindest an den Grenzflächen eine Legierungsbildung stattfindet, was einen wesentlichen Einfluß auf die Zwischenschichtkopplung haben sollte, liegt deshalb nahe.

In früheren Veröffentlichungen wurde sowohl die gefundene biquadratische Kopplung mit starker Temperaturabhängigkeit im Rahmen des Loose-Spin Modells mit einer Legierungsbildung an der Grenzfläche in Verbindung gebracht, als auch das SK-Wachstum durch die veränderten Gitterkonstante von legiertem Aluminium erklärt.

Hier wird die Auswirkung einer Fe-Legierung auf die Kopplung untersucht. Dazu wurden  $Al_xFe_{1-x}$  Zwischenschichten durch Koverdampfen von Eisen und Aluminium aus zwei

getrennten Tiegeln in unterschiedlichen kontrollierten Zusammensetzungen hergestellt. Abbildung 6.5 zeigt das Kopplungsverhalten für eine Zwischenschicht mit atomarem Anteil von 13% und 26% Fe. Man sieht, daß die Kopplungsstärke mit zunehmendem Fe-Anteil der Zwischenschicht stark abnimmt. Für  $Al_{0,87}Fe_{0,13}$  beträgt der Kopplungsstärke im Maximum nur noch  $-0,6 \text{ mJ/m}^2$  und verringert sich für  $Al_{0,74}Fe_{0,26}$  weiter auf  $-0,2 \text{ mJ/m}^2$ . Zwischenschichten mit noch größere Eisenkonzentration von 40% und 65% zeigen keine antiferromagnetische Kopplung mehr.

Der Anteil der biquadratischen Kopplung ist bei den Proben mit legierter Zwischenschicht dagegen nicht erhöht, was darauf hindeutet daß der Lise-Spin Mechanismus nicht wesentlich zur biquadratischen Kopplung beiträgt. Auch die Position des Kopplungsmaximums ändert sich bei Legierung der Zwischenschicht nicht. Dagegen zeigen die Proben mit legierter Zwischenschicht keine langreichweitige antiferromagnetische Kopplung, was vermutlich auf ein verändertes Wachstum zurückführbar ist.

### 6.3. Analyse der Kopplung mit BLS

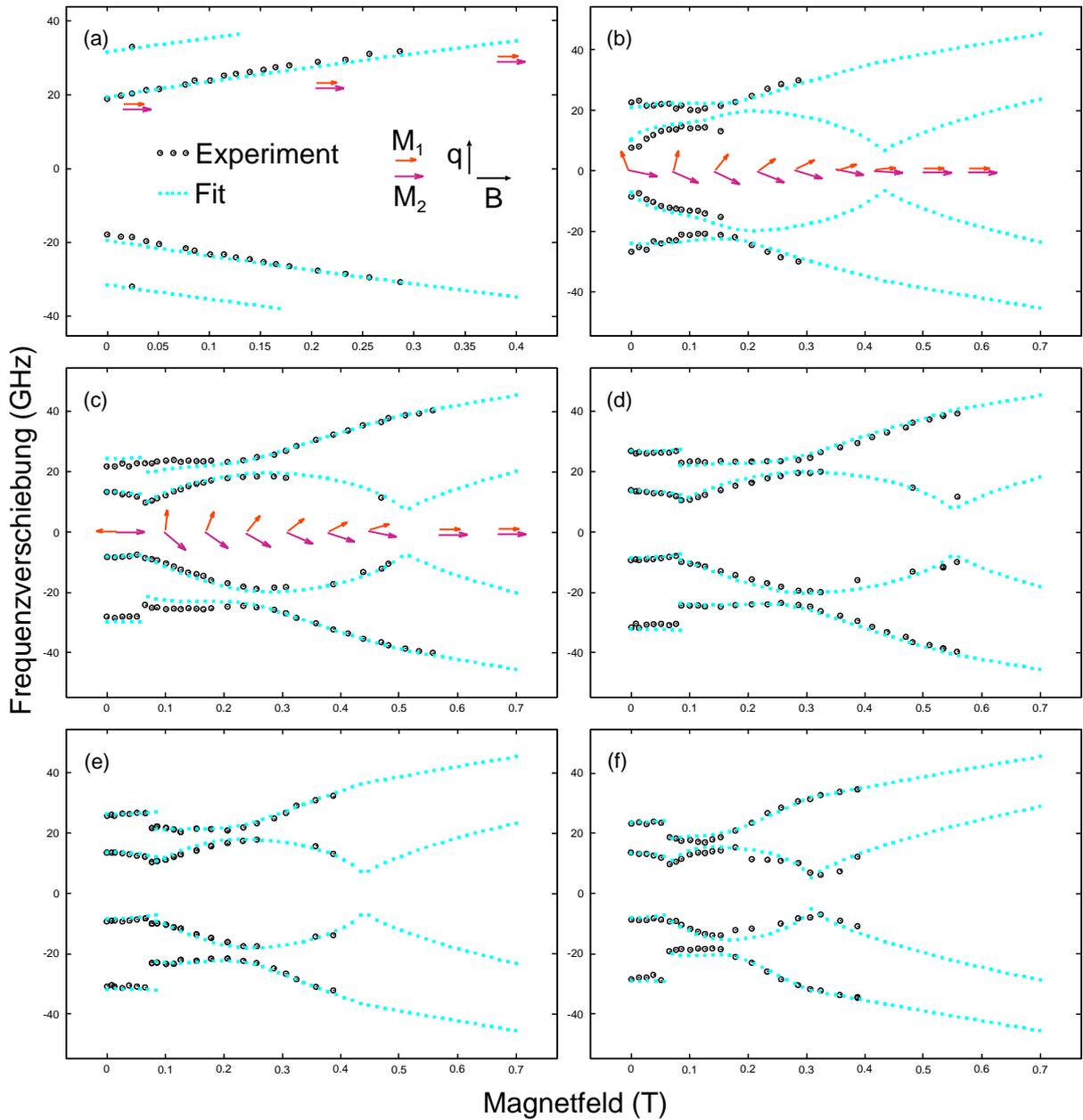
Abbildung 6.6 zeigt typische Feldabhängigkeitskurven im Dickenbereich des Kopplungsmaximums, die an einer einer Fe(50Å)/Al(0-10Å)/Fe(70Å)-Probe gemessen wurden. Bei der Präparation wurde eine Substrattemperatur  $T_S(Fe_1) = 300^\circ\text{C}$  und  $T_S(Al) = 80^\circ\text{C}$  beim Aufdampfen der unteren Eisenschicht bzw. Aluminium-Zwischenschicht verwendet. Das Magnetfeld  $B$  liegt parallel zu einer leichten Achse an. Offene schwarze Kreise sind die Meßwerte und hellgraue Quadrate die Kurvenanpassungen. Die Pfeile in Abb. 6.6(a), (b) und (c) zeigen in die mittlere Richtung der magnetischen Momente gemäß der Rechnung.

Wie bereits in Abschnitt 4.3 diskutiert lassen sich die Effekte senkrechter Oberflächenanisotropie nicht ohne Variation der Dicke der ferromagnetischen von der Magnetisierung trennen. Eine geringe effektive Magnetisierung  $M_{eff} \approx 1,5 \times 10^6$  A/m in Abb. 6.6 (a) mit ferromagnetischer Kopplung und einer Zwischenschichtdicke von 4Å läßt vermuten, daß hier alle vier Grenzflächen eine deutliche senkrechte Oberflächenanisotropie zeigen. Die Kurvenanpassung unter Annahme gleich starker Oberflächenanisotropie  $K_s$  aller Grenzflächen, der in Abschnitt 3.2.3 bestimmten Größen  $M_s = 1,71 \times 10^6$  A/m und  $D = 1,95 \times 10^{-17}$  Tm<sup>2</sup> sowie  $\gamma/2\pi = 29,4$  GHz/T und  $K_1 = 45$  kJ/m<sup>3</sup> ergibt eine Oberflächenanisotropie von  $K_s = 5.5$  mJ/m<sup>2</sup> pro Grenzfläche. Da die Oberflächenanisotropie durch Rauigkeit verringert wird, deutet ihr relativ großer Wert auf wie erwartet glatte Oberflächen hin. Die ferromagnetische Kopplungsstärke ergibt sich aus der Kurvenanpassung zu  $J_1 = 2.8$  mJ/m<sup>2</sup>.

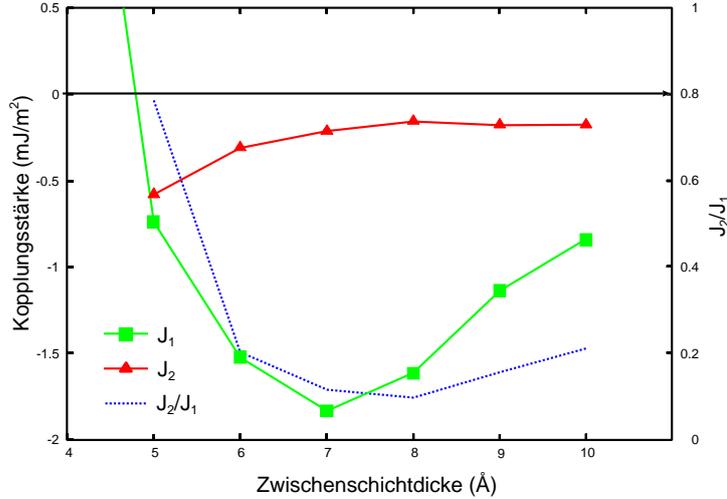
Zur Anpassung der restlichen Kurven wurden dieselben Parameter wie in in Abb. 6.6 (a) verwendet. Die extrahierte Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Zwischenschichtdicke ist in Abb. 6.7 dargestellt. Die Kurve entspricht dem bereits in Abschnitt 6.3 diskutierten Kopplungsverhalten. Hier liegt der Bereich mit dominanter 90°-Kopplung bei 5Å und das Kopplungsmaximum mit  $J_1 = -1,8$  mJ/m<sup>2</sup> bei 7Å Zwischenschichtdicke. Wie man sieht wird der Anteil der biquadratischen Kopplung etwas rechts vom Kopplungsmaximum bei 8Å Al-Dicke mit  $J_2/J_1 = 0,1$  minimal und nimmt mit weiter zunehmender Zwischenschichtdicke wieder zu.

Die Feldabhängigkeit einer anderen Probe mit 12Å Zwischenschichtdicke ist in In Abbildung 6.8 (a) gezeigt. Die ferromagnetischen Schichten wurden mit 80Å bzw. 130Å etwas dicker gewählt, um ein besseres Signal-Rausch Verhältnis der temperaturabhängigen Messung mit SQUID in Abschnitt 6.4 zu gewährleisten. Aufgrund der dickeren ferromagnetischen Schichten kann auch die Frequenz der optischen Moden im Bereich großer Felder genauer bestimmt werden. Für die dünneren Schichten in Abb. 6.6 ist der Peak der optischen Mode im Bereich des Sättigungsfelds dagegen weniger deutlich ausgeprägt, weshalb dort die optische Frequenz z.T. nicht oder nur ungenau bestimmt werden konnte. Für die Probe in Abb. 6.8 betragen die aus BLS bestimmten Kopplungskonstanten  $J_1 = -1,13$  mJ/m<sup>2</sup> und  $J_2 = -0,30$  mJ/m<sup>2</sup>. Das Verhältnis der biquadratischen Kopp-

lung  $J_2/J_1 = 0,27$  entspricht dem bei allen Proben für dicke Zwischenschicht gefundenen Wert. Zum Vergleich ist in Abb. 6.8 (b) eine MOKE-Kurve der gleichen Probe dargestellt.



**Abb. 6.6.:** Feldabhängigkeit (offene schwarze Kreise) der Spinwellenfrequenzen und Kurvenanpassung (helle Quadrate) für unterschiedliche Zwischenschichtdicken einer  $Fe(50\text{\AA})/Al(\text{Keil})/Fe(70\text{\AA})$  Probe: (a)  $4\text{\AA}$ , (b)  $5\text{\AA}$ , (c)  $6\text{\AA}$ , (d)  $7\text{\AA}$ , (e)  $8\text{\AA}$ , (f)  $9\text{\AA}$ . Die gefundene Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Zwischenschichtdicke ist in Abb. 6.7 aufgetragen. Die Messung wurde von B. K. Kuanr durchgeführt.



**Abb. 6.7.:** Kopplungskonstanten als Funktion der Zwischenschichtdicke, extrahiert aus der in Abb. 6.6 gezeigten Feldabhängigkeit.

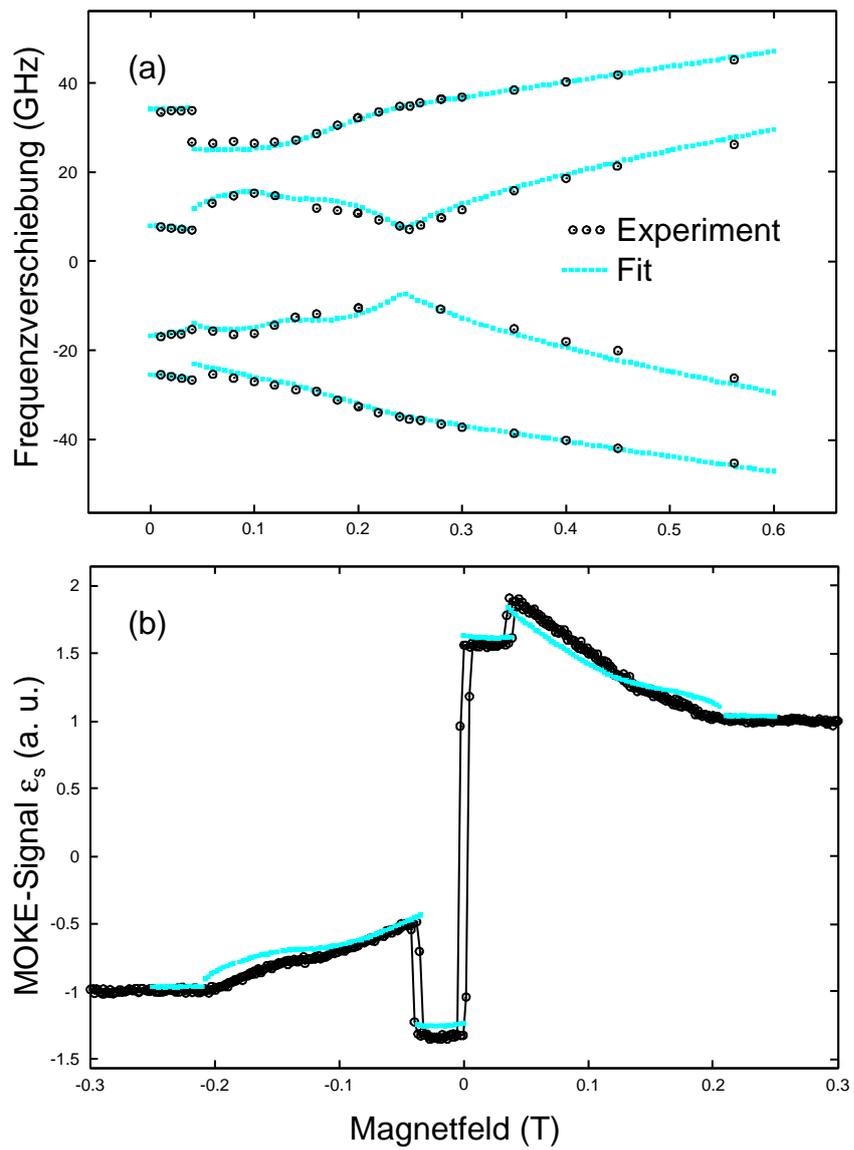
Die aus der MOKE-Kurve bestimmten Kopplungskonstanten decken sich recht gut mit den Werten der BLS-Messung.

Die theoretischen Kurven für Zwischenschichtdicken im Bereich des Kopplungsmaximums und größer (Abb. 6.6 (d)-(f) und 6.8 (a)) passen gut zu den experimentellen Daten. Dies zeigt die Winkelabhängigkeit der Kopplungsenergie gut durch den phänomenologischen  $J_1 - J_2$ -Ansatz beschrieben werden kann. Dagegen werden im Bereich kleinerer Zwischenschichtdicken, links vom Kopplungsmaximum (Abb. 6.6 (b) und (c)) Abweichungen von der Modellrechnung deutlich. Eine in Abb. 6.6(c) erkennbare zu kleine experimentelle optische Frequenz im AFM-Zustand verglichen mit dem gekanteten Zustand läßt vermuten, daß diese Abweichung durch Anteile ferromagnetischer Kontaktkopplung mit parabolischer Winkelabhängigkeit der Kopplungsenergie (Abschnitt 2.1.2) verursacht werden.

Eine Modellierung der experimentellen Kurven in Abb. 6.6 unter Annahme steifer Magnetisierung und mit der Ultradünnsfilm-Näherung (Abschnitt 4.2.1) ist aufgrund der relativ geringen Dicken und der nicht bestimmten optischen Frequenz in Sättigung möglich und wurde in einer früheren Veröffentlichung [K<sup>+</sup>02] für eine Probe mit gleichen Schichtdicken durchgeführt. Die so bestimmten Kopplungskonstanten sind jedoch mit systematischen Fehler behaftet. Insbesondere die biquadratische Kopplungskonstante wird im Bereich starken Kopplung deutlich zu groß bestimmt.

Dagegen paßt die Modellrechnung mit steifer Magnetisierung und Ultradünnsfilm-Näherung nicht zur experimentellen Kurve in Abb. 6.8, was daran liegt, daß die ferromagnetischen Schichten dicker sind und die Frequenzen der optischen Mode auch für die gesättigte

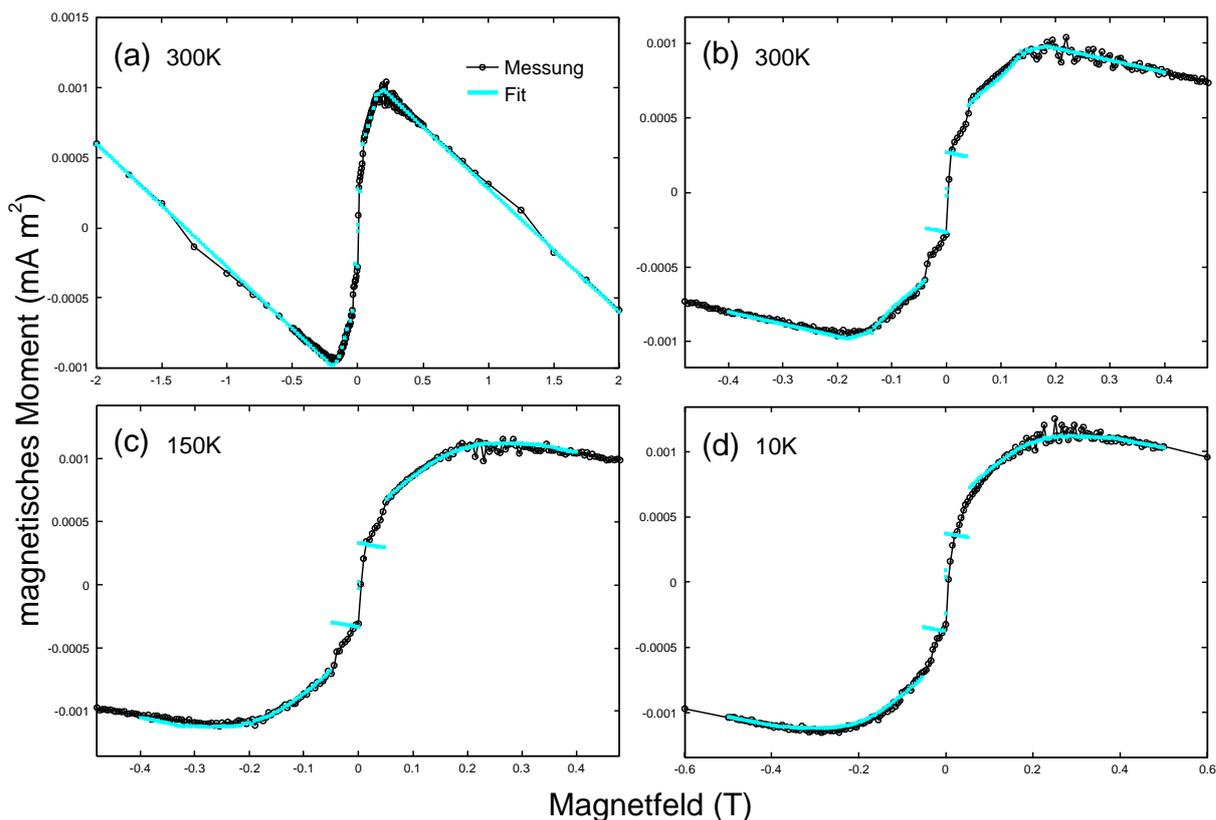
Probe bestimmt wurden.



**Abb. 6.8.:** Feldabhängigkeit der BLS-Frequenzen (a) und des MOKE-Signals (b) einer Fe(80Å)/Al(12Å)/Fe(130Å)-Probe. Die Kurvenanpassung ergibt in (a)  $J_1 = -1,13 \text{ mJ/m}^2$  und  $J_2 = -0,30 \text{ mJ/m}^2$  und in (b)  $J_1 = -1,05 \text{ mJ/m}^2$ ,  $J_2 = -0,29 \text{ mJ/m}^2$  sowie die MOKE-Koeffizienten  $l_1/l_2 = -0,18$ ,  $a_{11} = 0,48$  und  $a_{22} = 1,78$

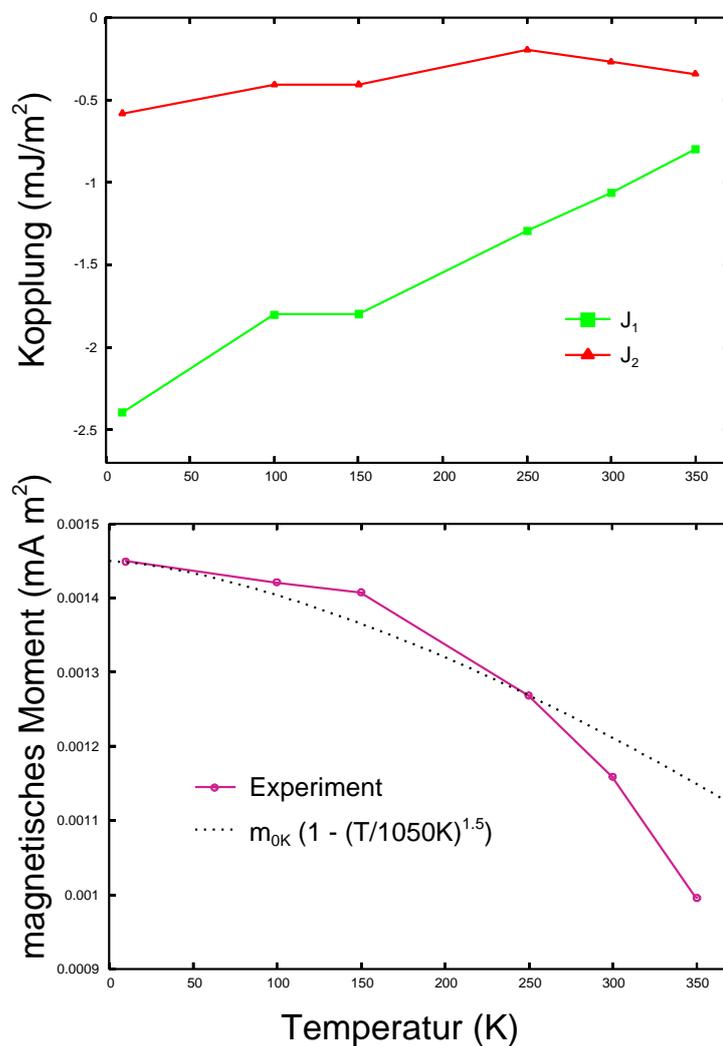
## 6.4. Temperaturabhängigkeit der Kopplung

Abbildung 6.9 zeigt mit die SQUID-Magnetometrie gemessene Feldabhängigkeit der Magnetisierung für verschiedene Temperaturen (offene schwarze Kreise und Linien) und die Kurvenanpassung (graue Linie). Bei der Rechnung wurde der Magnetismus des Substrat-Puffersystems über eine effektive Suszeptibilität der Form  $M = \chi_{eff} B_{ext} / \mu_0$  berücksichtigt



**Abb. 6.9.:** SQUID-magnetometrisch gemessene Ummagnetisierungskurven für verschiedene Temperaturen. Die Zwischenschicht ist  $12\text{\AA}$  und die Eisenschichten  $80\text{\AA}$  bzw.  $130\text{\AA}$  dick. Die entsprechenden bei Raumtemperatur gemessenen MOKE und BLS-Kurven sind in Abb. 6.8 gezeigt. Teil (a) und (b) zeigen die selben Kurven, wobei in (b) der Feldbereich kleiner ist. Die extrahierte Temperaturabhängigkeit der Kopplungskonstanten und Sättigungsmagnetisierung ist in Abb. 6.10 zu sehen. Die Messungen wurden von S. Stein und L. L. Pohlman durchgeführt.

tigt. In Abb. 6.9 (a) ist deutlich die effektive diamagnetische Suszeptibilität ( $\chi_{eff} < 0$ ) des Substrat-Puffersystems zu erkennen. Der ferromagnetische Anteil des bei Raumtemperatur gemessene magnetische Dipolmoments  $m = M_s \times V = 1,16\mu\text{Am}^2$  deckt sich in etwa mit dem aus der Sättigungsmagnetisierung  $M_s = 1,71 \times 10^6 \text{ A/m}$  und dem Volumen der Eisenschichten der  $9 \times 3 \text{ mm}^2$  großen Probe berechneten Wert  $m = 0,97\mu\text{Am}^2$ . Da die Fläche der Probe nicht exakt genug bestimmt werden konnte, und um mit den MOKE und BLS Messungen konsistente Kopplungswerte zu erhalten, wurde ihr Wert für die die Rechnung so angesetzt, daß sich eine Sättigungsmagnetisierung von  $1,71 \times 10^6 \text{ A/m}$  bei RT ergibt. Die Kopplungskonstanten bei Raumtemperatur (Kurven in Abb. 6.9 (a) und



**Abb. 6.10.:** Temperaturabhängigkeit der Kopplungskonstanten (oben) und der ferromagnetischen Sättigungsmagnetisierung (unten).

(b))  $J_1 = -1,06 \text{ mJ/m}^2$  und  $J_2 = -0,28 \text{ mJ/m}^2$  stimmen gut mit den mit MOKE und BLS bestimmten Werten (Abb. 6.8) überein.

Wie man in Abbildung 6.9 erkennen kann stimmen die angepaßten Kurven im gekanteten Zustand gut mit der Messung überein und geben die Sättigungs- und Spinflop-Felder richtig wieder. Für den antiferromagnetischen Zustand ergeben sich dagegen deutliche Abweichungen zwischen Experiment und Modellrechnung. Es scheint als ob sich unterhalb des Spinflop-Übergangs nur ein Teil der Probe mit der Magnetisierung im antiparallelen Zustand kollinear zum Magnetfeld befindet, während ein anderer Teil im gekanteten Zustand bleibt. Eine solche Domänenbildung in kleinen Feldern ist aufgrund des dann geringen Energieunterschieds zwischen antiparallelen und gekantetem Zustand denkbar, konnte jedoch nicht mit Kerrmikroskopie nachgewiesen werden.

In Abbildung 6.10 ist die mit der Kurvenanpassung bestimmte Temperaturabhängigkeit des ferromagnetischen Moments und der Kopplungskonstanten zu sehen. Zum Vergleich ist das theoretische Bloch- $T^{3/2}$ -Gesetz mit der Curie-Temperatur für Eisen von etwa 1050K in die Magnetisierungskurve eingezeichnet. Scheinbar nimmt die gemessene Magnetisierung oberhalb von etwa 200K deutlich zu schnell mit der Temperatur ab. Dies liegt möglicherweise an ferromagnetischen Verunreinigungen, die beim Anlassen des GaAs auf der Unterseite der Probe festhaften können und eine verringerte Curie-Temperatur haben. Dies hat jedoch keinen allzu großen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Kopplungskonstanten zur Folge, da diese durch die Sättigungs- und Spinflop-Felder, die durch die Rechnung richtig wiedergegeben werden, im wesentlichen schon bestimmt sind.

Die Kopplungskonstanten  $J_1$  und  $J_2$ , die im oberen Teil von Abb. 6.10 in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen sind, nehmen näherungsweise linear mit abnehmender Temperatur zu, und sind bei 10K um etwa einen Faktor 2 größer als bei Raumtemperatur. Die Zunahme der bilinearen Kopplung mit abnehmende Temperatur ist in Übereinstimmung mit der Standardtheorie für metallische Zwischenschichten. Die Größe der Kopplungszunahme deckt sich etwa mit dem Ergebnis von Fuß [Fuß93] für die hier untersuchte Zwischenschichtdicke von  $12\text{Å}$ . Die lineare Zunahme der biquadratischen Kopplungsstärke  $J_2$  proportional zu  $J_1$  deckt sich mit dem für den Fluktuationsmechanismus als Ursache von  $J_2$  erwarteten Verhalten. Der Loose-Spin Mechanismus sagt dagegen eine stärkere überproportionale Zunahme von  $J_2$  bei tiefen Temperaturen voraus, und kann deshalb als Ursache für  $J_2$  ausgeschlossen werden.

## 6.5. Zuordnung früherer Veröffentlichungen

Die in dieser Arbeit gefundene Kopplung paßt gut zu den Ergebnissen von Fuß [Fuß93], der seine Proben an der selben Präparationsanlage und nach demselben Verfahren hergestellt hat. Von Fuß wurde eine maximale Kopplungsstärke  $J_1 + 2J_2 = -0,4 \text{ mJ/m}^2$ , unter Verwendung einer Substrattemperatur von  $T_S(Fe_1) = 80^\circ\text{C}$  für die untere Eisenschicht gefunden. Zum Vergleich wurde in dieser Arbeit  $J_1 + 2J_2 = -0,8 \text{ mJ/m}^2$  für  $T_S(Fe_1) = 150^\circ\text{C}$  gefunden. Somit liegt das Ergebnis von Fuß im Trend der hier gefundenen Verringerung der Kopplung mit abnehmender Substrattemperatur der unteren Eisenschicht. Auch das von Fuß gefundene langreichweitige Abklingen für  $T_S(Al) = 120^\circ\text{C}$  und der antiferromagnetische Charakter der Kopplung deckt sich mit den Resultaten dieser Arbeit. Dagegen konnte eine von Fuß gefundene stark verminderte Kopplung für  $T_S(Al) = \text{RT}$  und ein oszillatorisches Verhalten für  $T_S(Al) = 80^\circ\text{C}$  nicht bestätigt werden.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen dieser Arbeit und von Fuß berichten Unguris *et al.* [U+99] und Gutierrez *et al.* [G+92] von dominanter  $90^\circ$ -Kopplung. Dabei ist die von Gutierrez *et al.* gefundene Kopplungsstärke bei RT mit ca.  $-0,05 \text{ mJ/m}^2$  sehr gering. Unguris *et al.* machen keine Angaben über die Kopplungsstärke. Warum das Kopplungsverhalten in diesen Veröffentlichungen und das Ergebnis von Fuß und dieser Arbeit so völlig unterschiedlich sind, ist nicht klar. Denkbar wären andere Bindungsverhältnisse oder Verunreinigungen an den Grenzflächen, die eine Verschiebung der Phase der Oszillation verursachen können. Falls die Phase so liegt, das sich eine Vorzeichenwechsel der Kopplung im Bereich der Übergangsdicke zum Inselwachstum ergibt, so würde man eine schwache  $90^\circ$ -Kopplung erwarten. Daß die Zwischenschichtkopplung sehr empfindlich auf eine Änderung der Herstellungsbedingungen reagiert, belegt die Tatsache, daß mit dem selben Herstellungsverfahren in einer anderen Präparationsanlage, in der das Tunnelmikroskopie-Bild in Abb. 5.5 aufgenommen wurde, keine AFM-Kopplung reproduziert werden konnte.

## 7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Kopplungseigenschaften von epitaktischen Fe(001)/Al/Fe und Fe(001)/Si/Fe Doppelschichtsystemen detailliert mit drei verschiedenen Techniken untersucht: Magneto-optischer Kerr Effekt (MOKE), Brillouin-Lichtstreuung (BLS) und SQUID-Magnetometrie. Beide Systeme zeigen eine starke, antiferromagnetische Zwischenschichtkopplung mit Maximalwerten von zwischen  $-1,5$  und  $-3$   $\text{mJ}/\text{m}^2$  im Fall von Aluminium Zwischenschichten und über  $-6$   $\text{mJ}/\text{m}^2$  für Silizium Zwischenschichten.

Es zeigt sich, daß im Fall der hier vorliegenden starken Zwischenschichtkopplung die Magnetisierungen innerhalb der ferromagnetischen Schichten nicht mehr wie üblich homogen sind. In Folge der konkurrierenden Drehmomente der an der Grenzfläche wirkenden Zwischenschichtkopplung und des im Volumen wirkenden äußeren Magnetfeldes kann sich eine partielle Bloch-Domänenwand parallel zur Schichtebene ausbilden. Dieser Zustand wird als verwundener (engl. *twisted*) Magnetisierungszustand bezeichnet. Der verwundene Zustand tritt auf, wenn die Stärke der Zwischenschichtkopplung einen bestimmten kritischen Wert  $J_{krit} = -A/d$  überschreitet, wobei  $A$  die Heisenberg-Austauschkonstante und  $d$  die Dicke der ferromagnetischen Schicht bezeichnet. Da das Ummagnetisierungsverhalten durch den verwundenen Zustand stark modifiziert wird, muß er in die Modellierung der Ummagnetisierungskurven einbezogen werden, um die Kopplungsparameter im Bereich starker Kopplung genau bestimmen zu können.

Die experimentelle Technik BLS liefert einen klaren Beleg für den verwundenen Zustand. Im BLS Experiment werden die Frequenzen von thermisch angeregten Spinwellen (Magnonen) über inelastische Photon-Magnon Streuung gemessen. Diese erlauben die Bestimmung magnetischen Eigenschaften. Mittels BLS kann eine detailliertere Analyse des Kopplungsverhaltens durchgeführt werden als mit den statischen Techniken MOKE und SQUID, da die Frequenz der optischen Magnonen, mit ungleichphasiger Präzession in den Schichten, direkt von dem durch die Kopplung auf die Magnetisierungen ausgeübten Drehmoment abhängt. Im Fall der hier vorliegenden, starken Kopplung können konventionelle Methoden zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen aufgrund von (i) dem verwundenen Zustand und (ii) nichtuniformer Präzessionsprofile jedoch nicht angewandt werden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Methode zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen ausgearbeitet, die die Auswirkungen starker Kopplung berücksich-

tigt. Die mit dieser neuen Methode berechneten Spinwellenfrequenzen passen sehr gut zur experimentelle Feldabhängigkeit der Fe/Si/Fe und Fe/Al/Fe-Systeme, was die Existenz des verwundenen Zustands belegt.

Desweiteren zeigt der Vergleich der experimentellen Spinwellenfrequenzen mit der neu entwickelten Modellrechnung, daß die Winkelabhängigkeit der Zwischenschichtkopplung in beiden Systemen gut mit dem phänomenologischen  $J_1$ - $J_2$ -Ansatz übereinstimmt. Die Konstanten  $J_1$  und  $J_2$ , die die Zwischenschichtkopplung charakterisieren wurden auch durch Kurvenanpassung der mit MOKE- und SQUID-Technik gemessene Ummagnetisierungskurven bestimmt. In die Modellierung der MOKE-Ummagnetisierungskurven wurden erstmalig die quadratischen MOKE-Effekte oder MOKE-Effekte zweiter Ordnung auf der Grundlage eines phänomenologischen Ansatzes von K. Postava [P<sup>+</sup>02] einbezogen. Trotz der ausgeprägten quadratischen MOKE-Effekte gelang es die experimentellen MOKE-Ummagnetisierungskurven durch die Modellrechnung zu reproduzieren. Es zeigt sich dabei, das nur die Rechnung unter Berücksichtigung des verwundenen Zustands die Merkmale der experimentellen Kurven vollständig reproduzieren kann.

Das Kopplungsverhalten im Fe/Al/Fe-System zeigt Merkmale, die sich vom den üblichen Eigenschaften der Kopplung über metallische Zwischenschichten unterscheiden: Die antiferromagnetische Kopplungsstärke zeigt auf der rechten Seite des Kopplungsmaximums mit zunehmender Zwischenschichtdicke ein langreichweitiges, nicht-oszillatorisches Abklingverhalten. Dies kann jedoch im Rahmen der Standardtheorien der Kopplung über metallische Zwischenschichten verstanden werden, wenn man die spezielle Form der Fermifläche von Aluminium und die gefundene Wachstumsform des Aluminiums auf Eisen berücksichtigt. In Übereinstimmung mit einer früheren Veröffentlichung [U<sup>+</sup>99] erfolgt das Wachstum des Aluminiums in der Stranski-Krastanov (SK) Wachstumsform. Der Übergang vom lagenweisen zum inselartigen Wachstum findet bei einer Dicke von 2 Monolagen statt. Die starke antiferromagnetische Kopplung in den Tälern zwischen den Inseln und die aufgrund der Form der Fermi Oberfläche theoretisch erwarteten langen Oszillationsperioden der Kopplung ergeben das langsame, nicht oszillierende Abklingen der antiferromagnetischen Kopplungsstärke.

Neben der bilinearen, antiferromagnetischen Kopplung tritt für alle Zwischenschichtdicken auch ein biquadratischer, 90°-Kopplungsbeitrag ( $J_2$ ) auf, dessen Ursprung untersucht wurde. Das Kopplungsverhalten ist über den gesamten Dickenbereich rechts vom Kopplungsmaximum, dominant antiferromagnetisch mit einem Verhältnis  $J_2/J_1 \approx 0.3$  für große Zwischenschichtdicken. Im Bereich des Kopplungsmaximums findet man einen deutlich geringeren biquadratischen Anteil  $J_2/J_1 \approx 0.15$  und an der linken Flanke des Kopplungsmaximums zu geringeren Zwischenschichtdicken wird die Kopplung dominant biquadratisch mit  $J_2/J_1 \approx 1$ . Dieses Verhalten kann der von Slonczewski vorgeschlagene Fluktuationsmechanismus [Slo91] als Ursache des extrinsischen biquadratischen Kopplungsanteils erklären. Auch die mittels SQUID-Magnetometrie gemessene Temperaturabhängig-

keit der Kopplungskonstanten ist in Übereinstimmung mit dem Fluktuationsmechanismus: Beide Kopplungskonstanten nehmen in etwa linear mit abnehmender Temperatur zu, wobei sie bei 10K um etwa einen Faktor 2 stärker sind als bei Raumtemperatur.

Kurz zusammengefaßt wurde das Kopplungsverhalten des Fe/Al/Fe-Systems detailliert untersucht. Dabei zeigte sich, daß die experimentellen Kurven nur unter Berücksichtigung des hier erstmals in die Modelle integrierten verwundenen Magnetisierungszustand befriedigend verstanden werden können. Das Kopplungsverhalten kann im Rahmen der Standardtheorien der Kopplung über metallische Zwischenschichten für  $J_1$  und dem Fluktuationsmechanismus für  $J_2$  verstanden werden. Die scheinbar vom üblichen Kopplungsverhalten abweichenden Eigenschaften des Fe/Al/Fe-Systems lassen sich durch (i) die spezielle Form der Fermifläche von Aluminium und (ii) der Stranski-Krastanov Wachstumsform von Al auf Fe(001) erklären.

# A. Ultradünnfilm-Näherung zur Berechnung von Spinwellenfrequenzen: Herleitung der Formeln

Im folgenden Text soll eine kurze Beschreibung der Ultradünnfilm-Näherung gegeben werden. Es wird der Ansatz von Cochran *et al.*[C<sup>+</sup>90] zur Herleitung der Spinwellenfrequenzen für ein Multischichtsystem mit Magnetisierung in der Filmebene verfolgt. Zur Vereinfachung der Rechnung wählt man für jede Schicht ein eigenes Koordinatensystem  $(\xi, y, \zeta)$  wie in Abbildung A.1 gezeigt. Die lokale z-Achse,  $\hat{\zeta}$  liegt in Richtung der statischen Magnetisierung und die lokale x-Achse,  $\hat{\xi}$  liegt in der Schichtebene und senkrecht zur statischen Magnetisierung. Die y-Achse senkrecht zur Filmebene ist für alle Schichten gleich. Die Magnetisierung in Schicht  $i$ ,  $M_i$  im globalen Koordinatensystem  $(x,y,z)$  wird dann durch eine Koordinatentransformation als Funktion des magnetischen Moments pro Einheitsfläche  $m$  im lokalen Koordinatensystem ausgedrückt:

$$M_{i,x} = (m_{i,\zeta} \cos \theta_{M_i} - m_{i,\xi} \sin \theta_{M_i})/d_i \quad (\text{A.1})$$

$$M_{i,y} = m_{i,y}/d_i \quad (\text{A.2})$$

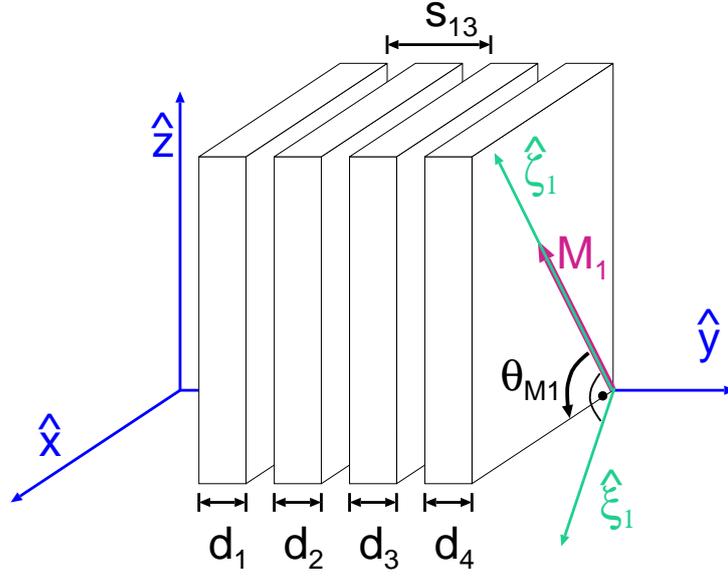
$$M_{i,z} = (m_{i,\zeta} \sin \theta_{M_i} + m_{i,\xi} \cos \theta_{M_i})/d_i \quad (\text{A.3})$$

Man beachte, daß  $m_{i,\zeta}$  dem statischen Anteil und  $m_{i,\xi}$  und  $m_{i,y}$  den kleinen dynamischen Anteilen der magnetischen Momente entsprechen. Ausgangspunkt der Rechnung bildet die Bloch-Gleichung, die folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$\gamma_i^{-1} d\vec{m}_i/dt = \vec{m}_i \times \vec{b}_i^{eff}. \quad (\text{A.4})$$

$\gamma$  ist hier der gyromagnetische Faktor und  $\vec{b}_i^{eff}$  das auf  $\vec{m}_i$  wirkende effektive Magnetfeld, das wie folgt mit Achsenindex  $k$  und freier Energie pro Einheitsfläche  $F$  definiert wird:

$$b_{i,k}^{eff} = -(\partial F/\partial m_{i,k}) \quad (\text{A.5})$$



**Abb. A.1.:** Zur Herleitung verwendetes Koordinatensystem.

Die der Zeeman-, Anisotropie- und Kopplungs-Energie entsprechenden effektiven Felder können leicht berechnet werden, indem man die freie Energie als Funktion der  $m_{i,k}$  entwickelt und dann nur die Terme quadratisch in den dynamischen  $\xi$  und  $y$  Komponenten behält. Die Herleitung der effektiven Felder, die der dipolaren dynamischen Kopplung entsprechen basiert dagegen nicht auf Gleichung (A.5) ist etwas aufwendiger [C<sup>+</sup>90]. Mit dem Ansatz:

$$\vec{m}_i(t) = \exp(i\omega t)(\hat{\xi}m_{i,\xi} + i\hat{y}m_{i,y}) + \hat{\zeta}m_{i,\zeta} \quad (\text{A.6})$$

für die Zeitabhängigkeit, der zusammen mit der effektiven Feldern in die Bloch-Gleichung einzusetzen ist und unter Vernachlässigung der Terme höherer als linearer Ordnung in  $m_{i,y}$  und  $m_{i,\xi}$  erhält man schließlich  $2N$  Gleichungen:

$$A_{j,l}^{i,k}m_{i,k} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Die Komponenten der Matrix  $A_{j,l}^{i,k}$  sind eine Summe aus Beiträgen der verschiedenen Anteile der freien Energie. Das Gleichungssystem (A.7) ist nur für bestimmte Frequenzen, die den Spinwellen entsprechen lösbar. In dieser Arbeit wurden zur Lösung Funktionen aus der „Numerical Recipes in C“ Bibliothek [nr01] verwendet.

# B. Formeln zur Berechnung der freien magnetischen Energie und Spinwellenfrequenzen in Multischichtsystemen

In folgendem Abschnitt sind die Terme der freien magnetischen Energie und die ihnen entsprechenden Terme der zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen nötigen Matrix-Komponenten  $A_{j,l}^{i,k}$  (siehe Anhang A) aufgelistet. <sup>1</sup>

## B.1. Zeeman Energie:

$$E_Z = \sum_i d_i \vec{M}_i \vec{B}_{ext} \quad (\text{B.1})$$

ergibt die Matrix-Terme:

$$A_{Zi,\xi}^{i,y} = A_{Zi,y}^{i,\xi} = B_{ext} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{B_{ext}}) \quad (\text{B.2})$$

## B.2. Kubische Kristallanisotropie:

$$E_{ca} = \sum_i \frac{d_i K_{1i}}{M_i^4} (M_{i,x}^2 M_{i,y}^2 + M_{i,x}^2 M_{i,z}^2 + M_{i,y}^2 M_{i,z}^2) \quad (\text{B.3})$$

Der Einfachheit halber wurde angenommen, daß eine leichte Achse parallel zu  $\hat{x}$  liegt. Folgende Matrix-Terme berücksichtigen dagegen eine beliebige Richtung einer leichten Achse parallel zu  $\hat{\theta}_{e.a.}$  in der Filmebene:

$$A_{cai,\xi}^{i,y} = \frac{K_{1i}}{2M_i} [3 + \cos(4(\theta_{M_i} - \theta_{e.a.}))] \quad (\text{B.4})$$

$$A_{cai,y}^{i,\xi} = \frac{2K_{1i}}{M_i} \cos(4(\theta_{M_i} - \theta_{e.a.})) \quad (\text{B.5})$$

---

<sup>1</sup>Die  $\xi$ -Zeilen und  $y$ -Zeilen wurden zur Vereinfachung durch  $i$  bzw.  $-1$  dividiert

### B.3. Uniaxiale Volumenanisotropie in der Filmebene:

$$E_{ua} = - \sum_i \frac{d_i K_{ui}}{M_i^2} (\vec{M}_i \hat{\theta}_{e.a.})^2 \quad (\text{B.6})$$

ergibt die Matrix-Terme:

$$A_{ua i, \xi}^{i, y} = \frac{2K_{ui}}{M_i} \cos^2(\theta_{M_i} - \theta_{e.a.}) \quad (\text{B.7})$$

$$A_{ua i, y}^{i, \xi} = \frac{2K_{ui}}{M_i} \cos(2(\theta_{M_i} - \theta_{e.a.})) \quad (\text{B.8})$$

### B.4. Oberflächenanisotropie:

$$E_{sa} = - \sum_i \frac{K_{si}}{M_i^2} M_{i,y}^2 \quad (\text{B.9})$$

ergibt die Matrix-Terme:

$$A_{sa i, \xi}^{i, y} = - \frac{2K_{si}}{M_i d_i} \quad (\text{B.10})$$

### B.5. Zwischenschichtkopplung:

$$E_C = - \sum_{i=1}^{N-1} [J_1^{i, i+1} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}) + J_2^{i, i+1} \cos^2(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}})] \quad (\text{B.11})$$

Die entsprechenden Matrix-Terme sind:

$$A_{C i, \xi}^{i, y} = \frac{1}{M_i d_i} [J_1^{i, i+1} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}) + 2J_2^{i, i+1} \cos^2(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}) + J_1^{i-1, i} \cos(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i}) + 2J_2^{i-1, i} \cos^2(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i})] \quad (\text{B.12})$$

$$A_{C i, y}^{i, \xi} = \frac{1}{M_i d_i} [J_1^{i, i+1} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}) + 2J_2^{i, i+1} \cos(2(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}})) + J_1^{i-1, i} \cos(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i}) + 2J_2^{i-1, i} \cos(2(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i}))] \quad (\text{B.13})$$

$$A_{C_{i,\xi}}^{i+1,y} = \frac{1}{M_{i+1}d_{i+1}} [-J_1^{i,i+1} - 2J_2^{i,i+1} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}})] \quad (\text{B.14})$$

$$A_{C_{i,y}}^{i+1,\xi} = \frac{1}{M_{i+1}d_{i+1}} [-J_1^{i,i+1} \cos(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}) - 2J_2^{i,i+1} \cos(2(\theta_{M_i} - \theta_{M_{i+1}}))] \quad (\text{B.15})$$

$$A_{C_{i,\xi}}^{i-1,y} = \frac{1}{M_{i-1}d_{i-1}} [-J_1^{i-1,i} - 2J_2^{i-1,i} \cos(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i})] \quad (\text{B.16})$$

$$A_{C_{i,y}}^{i-1,\xi} = \frac{1}{M_{i-1}d_{i-1}} [-J_1^{i-1,i} \cos(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i}) - 2J_2^{i-1,i} \cos(2(\theta_{M_{i-1}} - \theta_{M_i}))] \quad (\text{B.17})$$

## B.6. Dipolare Terme:

Die Berechnung der effektiven Dipolfelder basiert nicht auf Gleichung A.5 und ist komplizierter. Es wurde der Ansatz von Cochran *et al.* [C<sup>+</sup>90] verfolgt, der von DE-Modenprofilen in Einzelschicht-Näherung ausgeht. Für die unten angegebenen Formeln wurden, wie bei Rezende *et al.* [R<sup>+</sup>98] die Terme zweiter Ordnung in  $qd_i$  berücksichtigt. Diese Näherung ist für mittlere Schichtdicken  $d_i$  geeignet, d.h. etwa  $d_i < 0.3/q$ :

$$A_{dip_{i,\xi}}^{i,y} = \mu_0 M_i (1 - qd_i/2) \quad (\text{B.18})$$

$$A_{dip_{i,y}}^{i,\xi} = \frac{1}{2} \mu_0 M_i qd_i \sin^2(\theta_{M_i} - \theta_q) \quad (\text{B.19})$$

$$A_{dip_{i,\xi}}^{j \neq i,y} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_i qd_i (1 - qd_j/2) \exp(-qs_{i,j}) \quad (\text{B.20})$$

$$A_{dip_{i,y}}^{j \neq i,\xi} = \frac{1}{2} \mu_0 M_i qd_i (1 - qd_j/2) \exp(-qs_{i,j}) \times \sin(\theta_{M_i} - \theta_q) \sin(\theta_{M_j} - \theta_q) \quad (\text{B.21})$$

$$A_{dip_i, \xi}^{j \neq i, \xi} = \frac{1}{2} \text{sign}(j - i) \mu_0 M_i q d_i (1 - q d_j / 2) \times \exp(-q s_{i,j}) \sin(\theta_{M_j} - \theta_q) \quad (\text{B.22})$$

$$A_{dip_i, y}^{j \neq i, y} = -\frac{1}{2} \text{sign}(j - i) \mu_0 M_i q d_i (1 - q d_j / 2) \times \exp(-q s_{i,j}) \sin(\theta_{M_i} - \theta_q) \quad (\text{B.23})$$

Hier ist  $s_{i,j}$  der Abstand zwischen Schicht  $i$  und  $j$ , wie in Abb. A.1 skizziert, der sich aus  $|j - i|$  Zwischenschichtdicken und  $|j - i| - 1$  Dicken ferromagnetischer Schichten zusammensetzt.

## B.7. Austauschwechselwirkung:

Aus der Variation des dynamischen Anteils der Magnetisierung parallel zur Schichtebene ergeben sich folgende Terme [Sta94]:

$$A_{ex_i, \xi}^{i, y} = A_{ex_i, y}^{i, \xi} = D_i q^2 \quad (\text{B.24})$$

## B.8. Drehmoment:

Schließlich die Terme entsprechend der linken Seite der Bloch-Gleichung (A.4):

$$A_{\omega_i, \xi}^{i, \xi} = A_{\omega_i, y}^{i, y} = -\omega / \gamma_i \quad (\text{B.25})$$

# Literaturverzeichnis

- [AM95] N. S Almeida and D. L. Mills. *Physics Review Letters*, 75:733, 1995.
- [B<sup>+</sup>89] G. Binasch et al. *Physical Review B*, 39:4828, 1989.
- [B<sup>+</sup>01] D. E. Bürgler et al. *Handbook of Magnetic Materials*, volume 13, page 14. Elsevier Science B. V., 2001.
- [BC92] P. Bruno and C. Chappert. *Physical Review B*, 46:261, 1992.
- [BG89] J. Barnas and P. Grünberg. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 82:186, 1989.
- [Bru95] P. Bruno. *Physical Review B*, 52:411, 1995.
- [Buc99] M. Buchmeier. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1999.
- [C<sup>+</sup>90] J. F. Cochran et al. *Physical Review B*, 42:508, 1990.
- [C<sup>+</sup>95] R. P. Cowburn et al. *Journal of Applied Physics*, 78:7210, 1995.
- [Coc95] J. F. Cochran. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 147:101, 1995.
- [F<sup>+</sup>92] W. Folkerts et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 111:306, 1992.
- [F<sup>+</sup>00] E. E. Fullerton et al. *Applied Physics Letters*, 77:3806, 2000.
- [Fuß93] H. A. Fuß. *Dissertation, Universität zu Köln*. Berichte des Forschungszentrums Jülich;2740, 1993.
- [G<sup>+</sup>92] C. J. Gutierrez et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 116:305L, 1992.
- [G<sup>+</sup>98] G. H. Gilmer et al. *Comp. Mat. Science*, 12:354, 1998.
- [G<sup>+</sup>99] M. Grimsditch et al. *Journal of Applied Physics*, 85:5901, 1999.

- [G<sup>+</sup>02] R. R. Gareev et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240:237, 2002.
- [Gre93] J. E. Greene. *Handbook of Crystal Growth*, volume 1. Elsevier Science Publishers B. V., 1993.
- [Hil90] B. Hillebrands. *Physical Review B*, 41:530, 1990.
- [Hof70] F. Hoffmann. *Physica Status Solidi*, 41:807, 1970.
- [HS96] M. A. Hermann and H. Sitter. *Molecular Beam Epitaxy*. Springer, Heidelberg, 1996.
- [HS98] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer, 1998.
- [J<sup>+</sup>95] W. J. Jenks et al. *Encyclopedia of Applied Physics*, volume 19, page 457. VCH Publishers Inc., 1995.
- [JM80] W. Joss and R. Monnier. *J. Phys. F*, 10:9, 1980.
- [Jon41] R. C. Jones. *J. Opt. Soc. Am.*, 31:488, 1941.
- [K<sup>+</sup>00] T. Kingetsu et al. *Journal of Applied Physics*, 87:159, 2000.
- [K<sup>+</sup>02] B. K. Kuanr et al. *Journal of Applied Physics*, 91:7209, 2002.
- [Kas56] T. Kasuya. *Prog Theor. Phys.*, 16:45, 1956.
- [LSZ<sup>+</sup>98] C. Lehmann, S. Sinning, P. Zahn, et al. Fermi surfaces, <http://www.phy.tu-dresden.de/~fermisur/>, 1996-1998.
- [M<sup>+</sup>95] R. Meckenstock et al. *Journal of Applied Physics*, 77:6439, 1995.
- [M<sup>+</sup>99] R. Mattheis et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 205:143, 1999.
- [Mat] J. Mattson. Kerr-Calculator, <http://www.msd.anl.gov/groups/mf/JMKerrCalc/>.
- [N<sup>+</sup>85] J. H. Neave et al. *Journal of Applied Physics*, 47:100, 1985.
- [nr01] *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, <http://www.nr.com>, 2001.
- [O<sup>+</sup>97a] R. M. Osgood III et al. *Physical Review B*, 56:2627, 1997.
- [O<sup>+</sup>97b] R. M. Osgood III et al. *Physical Review B*, 55:8990, 1997.

- [P<sup>+</sup>02] K. Postava et al. *Journal of Applied Physics*, 91:7293, 2002.
- [Pos01] K. Postava. private Mitteilung, 2001.
- [R<sup>+</sup>98] S. M. Rezende et al. *Journal of Applied Physics*, 84:958, 1998.
- [RK54] M. A. Ruderman and C. Kittel. *Phys. Rev.*, 96:99, 1954.
- [RW59] G. T. Rado and J. R. Weertman. *J. Phys. Chem. Solids*, 11:315, 1959.
- [S<sup>+</sup>00] G. J. Strijkers et al. *Journal of Applied Physics*, 87:5452, 2000.
- [San82] J. R. Sandercock. *Topics in Applied Physics*, 51:173, 1982.
- [Sch96] M. Schaefer. *Dissertation, Universität zu Köln*. Berichte des Forschungszentrums Jülich;3290, 1996.
- [Slo91] J. C. Slonczewski. *Physics Review Letters*, 67:3172, 1991.
- [Slo93] J. C. Slonczewski. *Journal of Applied Physics*, 73:5957, 1993.
- [Slo94] J.C. Slonczewski. *Journal of Applied Physics*, 75:6474, 1994.
- [Slo95] J.C. Slonczewski. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 150:13, 1995.
- [Sta94] R. L. Stamps. *Physical Review B*, 49:339, 1994.
- [Sti96] M. D. Stiles. *Journal of Applied Physics*, 79:5805, 1996.
- [SW48] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. *Philos. Trans. R. Soc. London*, 240:599, 1948.
- [U<sup>+</sup>99] J. Unguris et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198:396, 1999.
- [UM99] A. Umerski and J. Mathon. unveröffentlicht. 1999.
- [v<sup>+</sup>86a] M. van Hoove et al. *Low-Energy Electron Diffraction*. Springer Verlag, Berlin, 1986.
- [V<sup>+</sup>86b] S. Visnowsky et al. *Czech. J. Phys.*, 36:625, 1986.
- [Wol93] J. A. Wolf. *Dissertation, Universität zu Köln*. Berichte des Forschungszentrums Jülich;2743, 1993.
- [Y<sup>+</sup>95] Q. Y. Yin et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140:565, 1995.
- [Y<sup>+</sup>00] S. Yan et al. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 210:309, 2000.

- [Yeh80] P. Yeh. *Surface Science*, 96:41, 1980.
- [Yos56] K. Yosida. *Phys. Rev.*, 106:893, 1956.
- [Z<sup>+</sup>96] S. Zoll et al. *Journal of Applied Physics*, 79:2601, 1996.

# Danksagung

Ein herzliches Dankeschön an alle, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere an:

- **Herrn Prof. Dr. Peter Grünberg** für die Aufnahme in seine Forschungsgruppe, die Betreuung dieser Arbeit, seinem regen Interesse und vielen interessanten Diskussionen.
- **Herrn Prof. Dr. Wolfgang Eberhardt** für die Aufnahme in das **Institut für Elektronische Eigenschaften**.
- **Herrn Prof. Dr. Gert Eilenberger** für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission
- **Herrn Prof. Dr. Hans Micklitz** für die Übernahme des Zweitgutachtens
- **Herrn Dr. Daniel E. Bürgler** für seine hervorragende Betreuung und die Durchsicht dieser Arbeit
- **die Herren Prof. Dr. Bijoy Kuanr und Dr. Rashid Gareev** für die sehr fruchtbare Zusammenarbeit aus der viele Veröffentlichungen hervorgegangen sind und die Bereitstellung vieler Messdaten
- **Herrn Reinert Schreiber** für die hervorragende Betreuung und Wartung der MBE-Anlage
- **die Herren Simon Stein und Lars Pohlman** für die SQUID-Messungen
- **Herrn Dr. Dominik Olligs** für die Einführung in die Probenpräparation, den MOKE-Messplatz und sein Messprogramm
- **die Herren Henning Dassow, Thorsten Damm, und Heiko Braak** für das Korrekturlesen dieser Arbeit
- **Herrn Michael Breidbach** für die Hilfe bei der Probenherstellung an *seiner* STM-Anlage

- **die Herren Dr. Peter Rottländer, Dr. Jörg Wingbermühle und Heiko Braak** die das Büro mit mir geteilt haben und sich nie an meinem unaufgeräumten Schreibtisch gestört haben für das immer sehr gute Arbeitsklima
- **die Herren Prof. Dr. John F. Cochran und Prof. Dr Robert Stamps** für lehrreiche Diskussionen der Spinwellen
- **Herrn Prof. Dr. Peter Dederichs** für die sehr hilfreiche Diskussion der Fermifläche von Aluminium
- **meine Familie**
- **Frau Sibylle Esser** vom Dekanat für die *besondere* Hilfe beim Ausfüllen der diversen Formblätter zur Promotion
- **alle die ich noch vergessen habe**



Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. P. Grünberg betreut worden.

Teilpublikationen:

Kapitel 4 wurde (in ähnlicher Form und englischer Sprache) zwecks Veröffentlichung zum Physical Review B eingeschickt.

Jülich, September 2002

Matthias Buchmeier



# Lebenslauf

- 16. 4. 1970 geboren in Köln, Eltern: Walter und Helga Buchmeier.
- 1976-80 Besuch der Grundschule in Frechen-Grefrath.
- 1980-89 Besuch des Tagesheimgymnasium Kerpen, Abitur.
- 1990-91 Zivildienst beim Lazarus Hilfswerk in Hürth.
- 1991 Heirat mit Carmen Cecilia Gallegos-Fuenzalida.
- ab 1991 Physikstudium mit Ziel Diplom an der Universität zu Köln.
- 1992 1 Jahr Aufenthalt in Chile, wo meine Tochter, Carmen Martina, am 10. 11. geboren wurde.
- 1993 Fortsetzung des Physikstudiums an der Universität zu Köln.
- 9/98 bis 9/99 Diplomarbeit an der Universität zu Köln, die Arbeiten wurden im Forschungszentrum Jülich ausgeführt, Titel:  
Experimente zum inversen Riesenmagnetowiderstand.
- 9/99 Diplom mit Gesamtnote „sehr gut“ bestanden.
- 9/99 bis 9/02 Doktorarbeit an der Universität zu Köln, die Arbeiten wurde im Forschungszentrum Jülich ausgeführt.

Jülich, September 2002

Matthias Buchmeier