

Mikroskopischer Ursprung der Austauschkopplung in ferromagne- tischen/antiferromagnetischen Schichten

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälisch Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation
vorgelegt von

Diplom-Physiker
Peter Miltényi

aus Mainz

Berichter: Universitätsprofessor Dr. rer. nat. G. Güntherodt
Universitätsprofessor Dr. rer. nat. K.D. Usadel

Tag der mündlichen Prüfung: 5.6.2000

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1. Anisotropien in magnetischen Schichten	8
1.1. Magnetische Anisotropien	8
1.2. Anisotropien in ferromagnetischen Materialien und Schichten . .	9
1.2.1. Magnetokristalline Anisotropie	9
1.2.2. Formanisotropie	13
1.2.3. Grenzflächenanisotropie	15
1.2.4. Weitere Anisotropien	16
1.2.5. Phänomenologische Beschreibung von Anisotropien	17
1.3. Anisotropien in antiferromagnetischen Schichten	18
1.4. Kopplungen an ferro-/antiferromagnetischen Grenzflächen	19
1.4.1. 90°-Kopplung	19
1.4.2. Exchange Bias	22
1.4.2.1. Experimentelle Untersuchungen	23
1.4.2.2. Theoretische Modelle	31
1.4.3. Phänomenologische Beschreibung der Grenzflächenkopp- lung	48
1.5. Einfluss der Anisotropien auf Spinwellenanregungen	49
2. Experimenteller Aufbau	52
2.1. Epitaxieanlage	52
2.2. Strukturanalyse mit RHEED und LEED	54
2.3. Brillouin-Lichtstreuungsspektroskopie	57
2.4. Spektroskopiekryostat	60
3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“	64
3.1. Präparation und Struktur	66
3.1.1. Materialien	66
3.1.2. Probenpräparation	68
3.1.3. Strukturuntersuchungen	69

Inhaltsverzeichnis

3.2. Magnetische Eigenschaften	77
3.3. Verdünnte Antiferromagnete	81
3.4. „Domain State“-Theorie	84
4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppelagen	92
4.1. Induzierte Anisotropien	92
4.1.1. Einfache „Exchange Bias“-Anisotropie	92
4.1.2. Isotrope Frequenzverschiebung	94
4.1.3. Vergleichbarkeit verschiedener Messmethoden	98
4.2. Spinwellenmodenbreiten	107
4.3. Einkühlbedingung	115
5. Zusammenfassung und Ausblick	120
A. „Random Field Model“	125
B. Einheiten, Definitionen und Materialkonstanten	128

Einleitung

Die Erscheinungsformen des Magnetismus in der heutigen Alltagswelt sind sehr vielfältig. Das Spektrum reicht von einfachen und seit langem bekannten Kompassnadeln bis zu hochmodernen magnetischen Festplatten höchster Speicherdichte. Diesen Erscheinungsformen liegt jedoch nicht nur die parallele Anordnung der atomaren magnetischen Momente (Ferromagnetismus) zugrunde, sondern auch die Wechselwirkung der magnetischen Momente mit dem sie umgebenden Festkörper. Diese Wechselwirkung wird als magnetische Anisotropie bezeichnet und resultiert in energetisch bevorzugten Richtungen der Magnetisierung relativ zu dem Kristallgitter. Ohne diese Anisotropien würde sich die Magnetisierung einer Kompassnadel zwar nach Norden drehen, die Kompassnadel jedoch in ihrer Position verharren. Die geschriebene Information auf einer Festplatte wäre ohne Anisotropien nicht stabil, sondern würde sofort von beliebigen Magnetfeldern gelöscht.

Mit dem Verständnis der Austauschwechselwirkung zwischen magnetischen Momenten seit Beginn des 20. Jahrhunderts werden auch eingehend die Mechanismen untersucht, die zu magnetischen Anisotropien führen. Wesentlich hierbei ist, dass sich die Symmetrie des Festkörperrgitters auf die Symmetrie der magnetischen Anisotropien überträgt.

1956 wurde eine „Neue Anisotropie“ entdeckt, die nicht durch die Kristallsymmetrie gegeben ist. Stattdessen ist die Kopplung an der Grenzfläche zwischen einem ferro- und einem antiferromagnetischen Material für diese Anisotropie verantwortlich. Sie wirkt auf das ferromagnetische Material wie ein äußeres Magnetfeld bzw. zusätzliches Austauschfeld, was sich bei einer Hysteresekurvenmessung in einer Verschiebung der Hysterese entlang der Magnetfeldachse äußert. Erste Modelle zur Erklärung dieses sogenannten „Exchange Bias“-Effekts können die experimentellen Ergebnisse nur unvollständig erklären.

Durch die bahnbrechenden Arbeiten zu dem „**Giant Magneto Resistance**“(GMR)-Effekt 1988 und dem damit verbundenen Interesse an magnetischen Schichtsystemen sind auch die Forschungsaktivitäten bezüglich „Exchange Bias“ deutlich intensiver geworden. Bei den GMR-Systemen hängt

Einleitung

der elektrische Widerstand stark von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung zweier benachbarter ferromagnetischer Schichten ab. Während eine Schicht frei in einem äußeren Magnetfeld ummagnetisiert werden kann, wird die Magnetisierung der anderen Schicht durch die zusätzliche Kopplung an einen Antiferromagneten, welche zum „Exchange Bias“ führt, festgehalten. So ein System wird als „Spin-Valve“ bezeichnet, und ist in den Leseköpfen moderner Festplatten integriert. Durch dieses enorme technologische Potential ist das mikroskopische Verständnis des „Exchange Bias“, welches die Optimierung und Kontrolle ermöglicht, von sowohl von aktueller als auch fundamentaler Bedeutung.

Dieses mikroskopische Verständnis und die makroskopischen Auswirkungen des „Exchange Bias“-Effekts, die über das einfache Bild eines externen Magnetfeldes oder Austauschfeldes hinausgehen, sind Gegenstand dieser Arbeit.

Dazu werden zunächst die wichtigsten Grundlagen zu magnetischen Anisotropien zusammengefasst. Über die zahlreichen experimentellen Untersuchungen zu „Exchange Bias“ wird ein Überblick gegeben. Die theoretischen Überlegungen zu „Exchange Bias“ zeigen, dass einfache Bilder der Kopplung an der Grenzfläche zwischen Ferro- und Antiferromagnet versagen. Perfekte antiferromagnetische Spinstrukturen liefern je nach Kristallorientierung keinen oder im Vergleich zu Experimenten einen viel zu großen „Exchange Bias“. Einige Ansätze zur Erklärung von „Exchange Bias“ betonen die Rolle von Unordnung oder Rauigkeit an der Grenzfläche zwischen Ferro- und Antiferromagnet. Diese Unordnung an der Grenzfläche soll die Bildung von Domänen im Antiferromagneten bewirken, wodurch die Symmetrie und die Kompensation der entgegengesetzten magnetischen Momente im Antiferromagneten gebrochen wird. Diese und weitere Modelle werden diskutiert. Abschließend wird in Kapitel 1 der Einfluss von Anisotropien auf Spinwellenfrequenzen erläutert, der die Grundlage für die Bestimmung der Anisotropien darstellt.

In Kapitel 2 werden die experimentellen Apparaturen und deren Funktionsweise kurz erläutert. Dazu gehört eine Epitaxiekammer zur Herstellung von ferro-/antiferromagnetischen Schichtstrukturen. Weiterhin wird die Brillouinspektroskopie und das verwendete Tandem-Fabry-Perot-Interferometer zur Messung von Spinwellenfrequenzen und damit zur Bestimmung der Anisotropien besprochen. Dabei wird auch kurz auf die Konstruktion eines Kryostaten eingegangen, der bei einigen Messungen Verwendung fand.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den mikroskopischen Ursachen des „Exchange Bias“. Die theoretischen Untersuchungen in Kapitel 1 hatten auf die potentielle Bedeutung von Unordnung und Rauigkeit an der ferro-/antiferromagnetischen

Einleitung

Grenzfläche und der Bildung von Domänen im Antiferromagneten hingewiesen.

Um den Einfluss von Unordnung gezielt zu untersuchen, wird sowohl experimentell als auch theoretisch die Rolle von nichtmagnetischen Defekten im Volumen des Antiferromagneten untersucht. Diese Defekte stabilisieren die diskutierte Domänenbildung im Antiferromagneten. Das Wechselspiel von Defekten in Antiferromagneten und Domänenbildung ist im Rahmen von Modellen für Zufallsfeldsysteme ausführlich untersucht worden (**Diluted Antiferromagnet in an External Field, DAFF**). Einige Eigenschaften dieser Systeme werden in Kapitel 3 zusammengefasst.

Die experimentellen Untersuchungen zeigen, dass die nichtmagnetischen Defekte im Antiferromagneten den „Exchange Bias“ deutlich erhöhen. Theoretische Untersuchungen hierzu von Dr. U. Nowak und Prof. Dr. K.D. Usadel von der Gerhard-Mercator-Universität in Duisburg zeigen qualitativ dasselbe Verhalten wie die Experimente.

Aufbauend auf diesen Untersuchungen ergibt sich ein mikroskopisches Verständnis des „Exchange Bias“-Effekts. Jede Art von Unordnung im Antiferromagneten unterstützt die Bildung von Domänen im Antiferromagneten. Die Unordnung kann durch Kristallitbildung, Grenzflächenrauigkeit oder Defekte gegeben sein. Das Bild, welches sich für die Ursache von „Exchange Bias“ ergibt, kann viele experimentell gefundenen Abhängigkeiten des „Exchange Bias“-Effekts erklären.

Im letzten Kapitel werden die makroskopischen Auswirkungen des „Exchange Bias“-Effekts auf den Ferromagneten detailliert untersucht.

Der „Exchange Bias“-Effekt kann sowohl mit Brillouinlichtstreuung durch Messung der Spinwellenfrequenzen im Ferromagneten, als auch durch einfaches Vermessen einer Hysteresekurve bestimmt werden. Während sich bei Messung des „Exchange Bias“ mit Brillouinlichtstreuung die Magnetisierung des Ferromagneten in einem gesättigten Zustand befindet, wird bei der Hysteresekurve der Ferromagnet zweimal vollständig ummagnetisiert. Diese Unterschiede wirken sich auf die Bestimmung des „Exchange Bias“-Feldes aus.

Die mit Brillouinlichtstreuung gemessenen Spinwellenmoden zeigen eine ungewöhnliche Verbreiterung in Gegenwart des Antiferromagneten. Die Winkelabhängigkeit dieser Verbreiterung wird durch die Anisotropien des Ferromagneten als auch durch das angelegte Magnetfeld beeinflusst. Die Ursache für die Modenverbreiterung liegt in der Unordnung der Grenzflächenkopplung, die auch für den „Exchange Bias“ verantwortlich ist.

Der „Exchange Bias“ wird in einem ferro-/antiferromagnetischen System induziert, indem es, je nach Ordnungstemperatur der Materialien, in einem ex-

Einleitung

ternen Feld hergestellt oder abgekühlt wird. Die Rolle des Einkühlfeldes wird abschließend untersucht. Es zeigt sich, dass ein Einkühlfeld keine notwendige Voraussetzung für „Exchange Bias“ ist, sondern vielmehr die Magnetisierung des Ferromagneten den „Exchange Bias“ definiert. Damit ergibt sich durch Einstellen einer remanenten Magnetisierung im Ferromagneten vor dem Abkühlen im Nullfeld ein neuer Freiheitsgrad mit dem der Wert des „Exchange Bias“ beliebig innerhalb gegebener Grenzen gesetzt werden kann.

Die dargestellten Untersuchungen werden anschließend in Kapitel 5 zusammengefasst.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

In diesem Kapitel werden die magnetischen Anisotropien von ferromagnetischen, antiferromagnetischen und austauschgekoppelten ferro-/antiferromagnetischen Schichten behandelt. Zunächst wird das Konzept von magnetischen Anisotropien erläutert und kurz für ferro- und antiferromagnetische Schichten besprochen. Durch die Austauschkopplung von antiferromagnetischen Schichten mit ferromagnetischen Schichten entstehen neue Anisotropien, welche anschließend dargestellt werden. Zum Abschluss dieses Kapitels wird der Zusammenhang zwischen magnetischen Anisotropien und den durch Brillouinlichtstreuung experimentell zugänglichen Spinwellenfrequenzen erläutert. Dieser Zusammenhang erlaubt die Bestimmung von Anisotropien in ferromagnetischen Materialien.

1.1. Magnetische Anisotropien

Magnetische Anisotropien äußern sich darin, dass die freie Energie eines magnetischen Systems von der Richtung der Magnetisierung bzw. Untergittermagnetisierung in Bezug auf die Kristallachsen des Festkörpers abhängt. Ohne äußeres Magnetfeld richtet sich die Magnetisierung entlang bestimmter Kristallrichtungen aus. Dieser Effekt tritt sowohl bei Ferromagneten als auch bei Antiferromagneten auf. Die Richtungen, in die sich die magnetischen Momente von alleine stellen, werden als leichte Richtungen bezeichnet, die energetisch ungünstigsten Richtungen als harte.

Die magnetischen Momente in ferro-/antiferromagnetischen Materialsystemen werden durch die Austauschkopplung parallel oder antiparallel zueinander ausgerichtet. Nach dem Heisenberg-Modell wird die Kopplung zweier Spins durch

$$E = -2JS_1 \cdot S_2 \quad (1.1)$$

beschrieben, wobei S_i , $i = 1,2$, die Spins, J die Austauschkonstante und E die Austauschenergie ist. Die magnetischen Momente μ sind dabei gegeben durch

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

$\mu = -g\mu_B\mathbf{S}$, mit g dem g-Faktor und μ_B dem Bohrschen Magneton. J ergibt sich aus dem Austauschintegral, welches von der Überlappung der beteiligten Ortswellenfunktionen abhängt. Je nach Vorzeichen von J ergibt sich eine parallele ($J > 0$) oder antiparallele ($J < 0$) Einstellung der Spins zueinander. Jedoch macht dieser Ansatz (isotropes Heisenberg-Modell) keine Aussage über die Orientierung der beiden Momente relativ zu dem Festkörperrgitter, welches sie umgibt und kann somit Anisotropien nicht erklären. Die Mechanismen, die in dem jeweiligen Materialsystem für Anisotropien verantwortlich sind, werden in den folgenden zwei Abschnitten 1.2 und 1.3 dargestellt. Dabei werden die Anisotropien immer in Form von Anisotropieenergiedichten angegeben. Volumen anisotropien haben die Einheiten J/m^3 und Grenzflächen anisotropien J/m^2 .

1.2. Anisotropien in ferromagnetischen Materialien und Schichten

1.2.1. Magnetokristalline Anisotropie

In den ferromagnetischen Metallen Fe, Co und Ni sind die magnetischen Bahnmomente unterdrückt. Das heißt, der Magnetismus wird ausschließlich durch den Spin \mathbf{S} der Elektronen getragen [1]. Die Spinorientierung ist aber zunächst von der Ortswellenfunktion der Elektronen völlig entkoppelt. Erst durch Berücksichtigung von Spin-Bahnkopplung als kleine Störung wird die Spinquantisierungssachse relativ zu den Elektronenorbitalen und damit dem Kristallgitter festgelegt. Dadurch ergeben sich dann Energien, die abhängig sind von der Richtung der Magnetisierung, d.h. magnetische Anisotropien. Der theoretische Hintergrund hierzu soll im Folgenden zusammengefasst dargestellt werden.

Eine grundlegende Beschreibung der mikroskopischen Ursachen von magnetischen Anisotropien in Festkörpern muss die quantenmechanische Natur der Elektronen sowie die relativistischen Eigenschaften der Elektronenbewegung in einem Vielteilchenproblem berücksichtigen. Ausgangspunkt ist der Ein-Teilchen Dirac-Hamiltonian für ein Elektron in Anwesenheit elektromagnetischer Felder [2]

$$H_D = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\pi} + \beta mc^2 - e\Phi$$

mit

$$\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}, \boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \beta = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix}, I_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, $\boldsymbol{\sigma}$ der Vektor der Pauli-Matrizen, \mathbf{p} der

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Impulsoperator $-i\hbar\nabla$, e die Elektronenladung, \mathbf{A} und Φ sind die elektromagnetischen Vektor- und Skalarpotentiale. Diese Potentiale enthalten sämtliche Wechselwirkungen mit den Gitteratomen (z.B. Coulombwechselwirkung, Wechselwirkung mit dem magnetischen Kernmoment) sowie mit anderen Elektronen und deren elektrischen Strömen. Daher sind \mathbf{A} und Φ Funktionale der Teilchendichte n und des Elektronenstroms j . In dieser allgemeinen Form ist es schwierig, wenn nicht unmöglich, konkrete Systeme zu berechnen, daher müssen einige Näherungen gemacht werden. Dabei wird von dem Term $e\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}$ nur noch die Wechselwirkung zwischen den Elektronenspins und einem effektiven Magnetfeld, d.h. dem Austauschfeld der Elektronen behalten und orbitale Anteile des relativistischen Vierer-Stroms $\mathbf{j} = (j, ic\rho)$ weggelassen [3]. Um die Größenordnung der Terme anzugleichen, wird noch einmal die Ruheenergie mc^2 des Elektrons abgezogen. So erhält man den Kohn-Sham-Dirac-Operator [4]:

$$H_D = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + (\beta - I_4)mc^2 + \frac{e\hbar}{2mc}\beta\boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{B} - e\Phi I_4. \quad (1.2)$$

Hierbei ist I_4 die 4×4 Einheitsmatrix und $\boldsymbol{\Sigma} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} & 0 \\ 0 & \boldsymbol{\sigma} \end{pmatrix}$. Ausgehend von solchen Operatoren ist es seit einigen Jahren möglich, magnetische Anisotropien in konkreten Schichtsystemen quantitativ richtig zu berechnen [3,5–8].

Um jedoch zu einem allgemeineren Verständnis der Mechanismen zu kommen, die zu Anisotropien führen, ist es hilfreich, den obigen Ansatz noch weiter zu vereinfachen. Dazu wird der Dirac Hamiltonian nach Potenzen von v^2/c^2 entwickelt. Dies ist möglich, da die Geschwindigkeiten der Elektronen im Vergleich zu c sehr klein sind und die potentielle Energie eV (V elektrostatisches Potential) klein im Vergleich zu mc^2 ist [7]. Weiterhin wird mittels einer Foldy-Wouthuysen Transformation [9] die vierkomponentige Diracgleichung in zwei ungekoppelte zweikomponentige Teile zerlegt. Ein Teil beschreibt die Lösungen positiver Energie für die Elektronen, der andere die negativen Energien, die auf die Positronen führen [2]. Damit kann auf die Beschreibung von Positronen verzichtet werden. So ergibt sich der bekannte Pauli Operator [10]:

$$H_{Pauli} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - eV + \frac{e\hbar}{2mc}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} - \frac{\mathbf{p}^4}{8m^3c^2} + \frac{e\hbar}{8m^2c^2}\nabla \cdot \mathbf{E} + \frac{e\hbar^2}{4m^2c^2}\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{p})$$

Die einzelnen Terme lassen sich nun interpretieren. Der erste ist der Operator der kinetischen Energie, der zweite der Operator der potentiellen Energie im elektrischen Feld. Der dritte beschreibt die Wechselwirkung des Spins mit dem äußeren Magnetfeld bzw. Austauschfeld, der vierte die relativistische Massenvergrößerung und der fünfte (Darwin Term) den Einfluss von elektrischen Feldern

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

durch das „Zittern“ des Elektrons, bedingt durch die Wechselwirkung mit virtuellen Photonen [10]. Diese ersten drei relativistischen Korrekturen (dritter bis fünfter Term) führen nicht zu einer Anisotropie von Ferromagneten, weil die Spinrichtung bisher nur in Verbindung mit dem Austauschfeld, welches von den Spins selber getragen wird, steht. Jedoch der letzte Term, der Spin-Bahn-Kopplungsterm, führt zur magnetischen Anisotropie.

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann unter Annahme eines kugelsymmetrischen Potentials $\mathbf{E}(r) = -\frac{dV}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r}$ vereinfacht werden zu [7]:

$$\begin{aligned} H_{\text{spin-Bahn}} &= -\frac{e\hbar^2}{4m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \\ &= -\frac{e\hbar^2}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \\ &= \xi(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}. \end{aligned}$$

Statt der Funktion $\xi(r)$ wird oft nur eine gewichtete Konstante ξ verwendet.

Um die Anisotropieenergie als Funktion der Richtung der Magnetisierung zu berechnen, muss also die Gesamtenergie des Elektronensystems für jede Richtung der Magnetisierung ausgerechnet werden. Dies kann durch Störungsrechnung geschehen, da die Spin-Bahnkopplung nur eine sehr kleine Störung des Systems darstellt. Je nach Symmetrie des Systems muss die Störungsrechnung in verschiedenen Ordnungen durchgeführt werden. Für uniaxiale Systeme (tetragonal oder hexagonal) reicht Störungstheorie zweiter Ordnung für kubische Systeme wird vierte Ordnung benötigt. Für die zweite Ordnung Störungstheorie gilt [11, 12]:

$$\Delta E = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{n}^{\text{bes}} \sum_{m}^{\text{unbes}} \frac{|\langle m\mathbf{k} | \xi \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} | n\mathbf{k} \rangle|^2}{E_m(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k})}. \quad (1.3)$$

Hierbei bezeichnet n die besetzten Zustände, m die unbesetzten Zustände, die mit einem Elektron mit dem Blochvektor \mathbf{k} angeregt werden können. Die Summe erstreckt sich über alle Zustände \mathbf{k} in der 1. Brillouinzone. Aus dem Nenner von Gl. 1.3 wird klar, dass Zustände dicht ober- und unterhalb der Fermienergie, die sehr kleine Energiedifferenzen haben, sehr große Beiträge liefern können. In realen Bandstrukturen kann die Fermioberfläche sehr komplexe Formen annehmen, muss aber sehr genau bekannt sein. Daher ist es wichtig, zunächst sehr genaue Bandstrukturrechnungen durchzuführen.

Man kann sich zu Nutze machen, dass die relativistischen Effekte in der Nähe des Ionenrumpfes am größten sind. Mit einem „Tight binding“-Ansatz für die itineranten 3d-Elektronen kann gezeigt werden, dass falls $\xi(r)$ stärker als $1/r^3$ abfällt, sich für die Matrixelemente in Gl. 1.3 dieselben Werte ergeben, wenn

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

man die $\langle m\mathbf{k}|$ und $|n\mathbf{k}\rangle$ durch die zugehörigen Atomfunktionen ersetzt aus denen im „Tight Binding Model“ die Blochfunktionen linear kombiniert wurden [1].

Die Matrixelemente von $\xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ lassen sich aufteilen in einen winkel- und spinabhängigen Teil und einen radialen Teil. Lässt sich die Ortswellenfunktion $\varphi(\mathbf{r})$ der Gesamtwellenfunktion $\varphi(\mathbf{r})\chi(\sigma)$ im Bereich um einen Atomrumpf als Produkt aus einem radialen und einem winkelabhängigen Faktor schreiben (oder auch aus solchen Funktionen linear kombinieren) $\varphi(\mathbf{r}) = f(r)g(\varphi, \theta)$, so ergibt sich $\langle \varphi\chi | \xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} | \varphi'\chi' \rangle = \langle f | \xi(r) | f' \rangle \langle g\chi | \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} | g'\chi' \rangle$ [13]. Der erste Faktor bestimmt dann die Stärke der Anisotropie, der zweite die Winkelabhängigkeit. Brooks hat mit einem einfachen „Tight Binding“-Ansatz für die 3-d Elektronen gezeigt, dass diese Winkelabhängigkeit für kubische Kristalle erst in vierter Ordnung Störungsrechnung von Null verschieden ist und dass sich eine Energieabhängigkeit der Form [1]

$$E = K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) \quad (1.4)$$

ergibt. Hierbei sind α_x , α_y und α_z die Richtungskosinusse der Richtung der Magnetisierung relativ zu einer der kubischen Kristallachsen. In die Größe und das Vorzeichen von K_1 fließen dann Eigenschaften der zugrunde gelegten Bandstruktur ein.

Eine grobe Abschätzung der Größenordnung von K_1 ergibt sich mit $K_1 = n_0\xi^2/W$. Dabei werden die Terme abschätzt, die in Gl. 1.3 für die Störungsenergie auftreten und mit der Teilchendichte multipliziert. Weiterhin wird statt einem radial abhängigen $\xi(r)$ eine gemittelte Spin-Bahn-Wechselwirkungskonstante ξ verwendet. Mit einer Teilchendichte n_0 von $1 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$, einem $\xi = 1,2 \times 10^{-20} \text{ J}$ ($= 75 \text{ meV}$) und einer Bandbreite $W = 8 \times 10^{-19} \text{ J}$ ($= 5 \text{ eV}$) ergibt sich als grobe Abschätzung eine Anisotropie von 1800 kJ/m^3 . Für die vierte Ordnung Störungstheorie ergibt sich mit $K = n_0\xi^4/W^3$ eine Anisotropie von 4 kJ/m^3 . Diese Werte passen größenordnungsmäßig etwa zu den experimentell bestimmten für Fe, Co und Ni (kubisch, vierte Ordnung Störungstheorie: Fe: 42 kJ/m^3 , Ni: 5 kJ/m^3 ; hexagonal, zweite Ordnung Störungstheorie: Co: 410 kJ/m^3) [14].

Damit können die Anisotropieenergien auch quantitativ mit der Austauschenergie verglichen werden. Die Energien, die bei der Austauschwechselwirkung auftreten, lassen sich mit der Beziehung $E \cong n_0\mu_B B_A \cong M_S B_A$ [7, 15] abschätzen, wobei n_0 die Dichte der magnetischen Momente μ_B , M_S die Sättigungsmagnetisierung und B_A das Austauschfeld der Molekularfeldnäherung ist [15]. Dabei ergeben sich für Fe 1800 MJ/m^3 , Co 1639 MJ/m^3 und Ni 350 MJ/m^3 , dass heißt Werte, die um 4 bis 5 Größenordnungen größer sind als die Anisotro-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

pieenergien. Die Anisotropieenergien stellen hier also nur eine winzige Korrektur der magnetischen Energien dar.

1.2.2. Formanisotropie

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Anisotropie beschrieben, die durch die Kristallstruktur verursacht wird. Bei Ferromagneten zeigt sich, dass auch die äußere Form Anisotropien hervorruft. Die Ursache hierfür liegt in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der einzelnen magnetischen Momente über magnetische Streufelder. Auch diese Wechselwirkung hat einen relativistischen Ursprung in einem Vielteilchenproblem [16]. Ausgehend von einer Magnetisierungsdichte $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ lautet der Hamiltonoperator für die Dipol-Dipol-Wechselwirkung [17]

$$H_{dip} = \frac{\mu_B^2}{2} \int \int \mathbf{d}\mathbf{r} \mathbf{d}\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} * \\ * \left(\mathbf{m}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}') - 3 \frac{((\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r})) ((\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \right)$$

Im Allgemeinen kann die Magnetisierungsdichte $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ um ein Atom durch eine Multipolentwicklung mit den Multipolmomenten $\mathbf{m}_{l,m} = \int r^l Y_{l,m}^*(\frac{\mathbf{r}}{r}) \mathbf{m}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ beschrieben werden, bei den Übergangsmetallen reicht jedoch das Multipolmoment mit $l = 0$, d.h. $\mathbf{m}_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \mathbf{m}$, da die Magnetisierungsverteilung nahezu kugelsymmetrisch ist [18]. Damit ergibt sich

$$E_{dip} = \frac{\mu_B^2}{2} \sum_{i,i'} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|^3} \left(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_{i'} - 3 \frac{((\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}) \cdot \mathbf{m}_i) ((\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}) \cdot \mathbf{m}_{i'})}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|^2} \right).$$

Hier ist \mathbf{m}_i das Moment an der Atomposition i . Dieser Ausdruck kann weiter vereinfacht werden, wenn man annimmt, dass alle Momente in dem Ferromagneten gleich groß sind und parallel stehen, d.h. $\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_{i'} = m^2$ und $(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}) \cdot \mathbf{m}_i = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}) \cdot \mathbf{m}_{i'} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}| m_i \cos(\angle(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}, \mathbf{m}_i))$

$$E_{dip} = \frac{\mu_B^2 m^2}{2} \sum_{i,i'} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|^3} (1 - 3 \cos^2(\angle(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}, \mathbf{m}_i))). \quad (1.5)$$

An diesem Ausdruck sieht man deutlich, dass die Energie zweier Dipole von der Richtung der Momente zu der Verbindungsgeraden abhängt.

Für den Fall einer Kette von Spins vereinfacht sich dieser Ausdruck noch weiter, da der Winkel α zwischen den parallelen \mathbf{m} und den möglichen Verbin-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

dungsgeraden in der Linie immer gleich ist.

$$E_{dip} = \frac{\mu_B^2 m^2}{2} (1 - 3 \cos^2(\alpha)) \sum_{i,i'} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|^3}.$$

Die Summe sei durch s abgekürzt und bildet nur einen winkelunabhängigen Faktor. α stellt also den Winkel zwischen der Kette und der Richtung der Spins dar. So ergibt sich

$$E_{dip} = \frac{\mu_B^2 m^2 s}{2} (1 - 3 (\cos^2 \alpha)).$$

Dieser Ausdruck wird minimal für $\cos \alpha = 1$, d.h. $\alpha = 0$. Also wird die Dipol-Dipol-Wechselwirkung versuchen, die Momente in Richtung der Kette zu orientieren.

Für komplexere Systeme als eine lineare Kette wird die Berechnung der Anisotropie aufgrund von Gl. 1.5 schwierig. Weil die Winkel α nicht konstant sind und Dipol-Dipol-Wechselwirkung sehr langreichweitig ist, konvergiert die Summe nur schlecht. Statt die Energie direkt über die Wechselwirkung der Dipole zu berechnen, kann auch zunächst das Dipolfeld \mathbf{H}_{dip} eingeführt werden, welches von der Verteilung der Dipole abhängt und dann die Energie der Dipole in diesem Feld berechnet werden. Aufgrund der großen Reichweite der Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann von der diskreten Beschreibung zu einem Kontinuumsansatz übergegangen werden, da die genaue Position der Dipole dann nicht mehr entscheidend ist.

Für ein Ellipsoid ist \mathbf{H}_{dip} im Inneren des Volumens konstant, sowohl vom Betrag, als auch von der Richtung und durch das Entmagnetisierungsfeld gegeben [19]

$$\mathbf{H}_{dip} = -\mathbf{NM}.$$

\mathbf{M} ist die Magnetisierung und \mathbf{N} der Entmagnetisierungsfaktor, der i.Allg. ein Tensor zweiter Stufe ist. Die Energie der Dipole in diesem Feld ist gegeben durch

$$E = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{dip}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3 = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{NM}.$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ tritt auf, um Doppelzählungen der Momente als Ursache des Feldes und als Träger der potentiellen Energie auszuschließen. Für ultradünne Filme ist (z-Richtung parallel zur Filmnormalen)

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

und mit θ dem Winkel zwischen der Magnetisierung und der Filmnormalen ergibt sich

$$E(\theta) = \frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \theta.$$

Üblicherweise schreibt man diesen Ausdruck mit $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$ um und lässt den für Anisotropieenergien unwichtigen konstanten Term weg. Damit ergibt sich

$$E_{ani}(\theta) = K \sin^2 \theta \text{ mit } K = -\frac{\mu_0 M^2}{2}. \quad (1.6)$$

D.h. die Formanisotropie wird immer eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Filmebene begünstigen, da sich das energetische Minimum für $\theta = \pi/2$ ergibt. Der Wert der Formanisotropiekonstante K liegt also für z.B. Co ($M = 1,4 \text{ MA/m}$) bei $-1,2 \times 10^6 \text{ J/m}^3$. Die Werte der Formanisotropie liegen also in derselben Größenordnung wie die Kristallanisotropien bzw. leicht darüber.

1.2.3. Grenzflächenanisotropie

Neben der bereits behandelten Kristallanisotropie und der Formanisotropie tritt in dünnen magnetischen Schichten eine weitere Anisotropie auf, die Grenzflächenanisotropie genannt wird. Der Ursprung der Grenzflächenanisotropie ist derselbe wie für die Kristallanisotropie, d.h. durch Spin-Bahn-Wechselwirkung spürt das Spindrehmoment die Symmetrie der Elektronenverteilung, die ihrerseits von dem umgebenden Gitter abhängt. An einer Grenzfläche ist die Anordnung der Gitteratome nicht mehr periodisch, sondern die Grenzfläche bricht die Translationsinvarianz entlang der Schichtnormalen. Durch die erniedrigte Symmetrie des Systems können Terme zweiter Ordnung Störungstheorie bereits zu Anisotropien führen, die in kubischen Systemen nicht möglich waren. Eine theoretische Behandlung kann also vollrelativistisch erfolgen [3,5–8] (siehe Gl. 1.2) oder durch Störungsrechnung mit einem Spin-Bahn-Wechselwirkungsterm [12,20,21] (siehe Gl. 1.3). Die Winkelabhängigkeit der Grenzflächenanisotropieenergie in zweiter Ordnung Störungsrechnung für ein „Tight Binding“-Modell ergibt sich zu [20]

$$E_{ani} = k \sin^2(\theta) \quad (1.7)$$

für (001) und (111) orientierte Monolagen und zu

$$E_{ani} = k \sin^2(\theta) + k' \sin^2(\theta) \cos(2\phi)$$

für (110) orientierte Monolagen. Hierbei ist θ der out-of-plane Winkel der Magnetisierung bzgl. der Flächennormalen und ϕ der in-plane Winkel bzgl. einer Referenzrichtung in der Filmebene. Wie man sieht, hat die Winkelabhängigkeit

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

der Energie von θ dieselbe Form wie die Formanisotropie. Das Vorzeichen der Anisotropie ist jedoch nicht eindeutig festgelegt, sondern hängt von Details der elektronischen Struktur ab, die i.Allg. für ein gegebenes System zu berechnen ist. In der hier verwendeten Konvention bedeutet $k > 0$ ($k < 0$) eine bevorzugte „out-of-plane“ („in-plane“) Orientierung der Magnetisierung.

Diese Grenzflächenanisotropien sind in der Forschung und Technologie von besonderem Interesse, weil sie es ermöglichen, die Magnetisierung entgegen der Formanisotropie aus der Filmbene herauszeigen zu lassen [22]. Dies ist z.B. für magnetooptische Speichermedien relevant [23, 24].

In sehr dicken Schichten wird die Grenzflächenanisotropie zu vernachlässigigen sein, weil dann die Volumeneigenschaften des Materials dominieren. Die Grenzflächenanisotropie wirkt nur auf die magnetischen Momente der äußersten Lagen. Statt diese Energie als schichtdickenunabhängige Grenzflächenanisotropie zu beschreiben, ist es bei dünnen Schichten möglich, sie als schichtdickenabhängige effektive Volumenanisotropie aufzufassen und den Energiebetrag über die Schichtdicke t zu mitteln. Für die zwei Grenzflächen einer Schicht ergibt sich

$$K^{eff} = K^{Volumen} + 2K^{Grenz}/t.$$

Diese Schichtdickenabhängigkeit wurde experimentell z.B. von F.J.A. den Broeder et al. gezeigt [22]

1.2.4. Weitere Anisotropien

Neben den behandelten Anisotropien lassen sich noch weitere Beiträge identifizieren. Da sie jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse sind, sollen sie hier nur kurz aufgelistet werden. Näheres zu den einzelnen Punkten ist insbesondere in Referenz [7] zu finden.

- **Magnetoelastische Anisotropie:** Durch Verspannung von magnetischen Schichten werden die Gitterabstände des Materials geändert, und daher auch die Elektronenkonfigurationen. Über Spin-Bahn-Wechselwirkung ergeben sich wieder neue Anisotropiebeiträge, die in der Regel nicht zu vernachlässigen sind.
- **Anisotropie durch dipolare Wechselwirkung:** Die Spin-Bahn-Wechselwirkung beeinflusst auch den Betrag des magnetischen Moments, welches damit auch von der Richtung der Magnetisierung abhängt. Da die Formanisotropie vom Betrag des magnetischen Moments abhängt, ergibt sich eine Anisotropie, die jedoch von der Größenordnung her oft zu vernachlässigen ist.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

- Oberflächenformanisotropie: Die magnetischen Momente an der Oberfläche eines Festkörpers müssen nicht gleich denen im Volumen des Materials sein, daher ergibt sich über die magnetisierungsabhängige Formanisotropie ein kleiner oft zu vernachlässigender Beitrag.

1.2.5. Phänomenologische Beschreibung von Anisotropien

In den vorangehenden Abschnitten wurden die mikroskopischen Ursachen der Anisotropien beschrieben und ihre Winkelabhängigkeiten angegeben. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie durch Symmetrieverlegungen die prinzipiellen Winkelabhängigkeiten in niedriger Ordnung gefunden werden können. Aussagen über Vorzeichen oder Stärke der Anisotropien sind so nicht möglich.

Die Überlegungen gehen davon aus, die Anisotropieenergie nach Potenzen der Richtungskosinusse α_i :

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \sin \theta \cos \phi \\ \alpha_2 &= \sin \theta \sin \phi \\ \alpha_3 &= \cos \theta\end{aligned}\tag{1.8}$$

zu entwickeln und nur die Terme niedrigster Ordnung zu berücksichtigen [25, 26].

$$E = \sum_i b_i \alpha_i + \sum_{i,j} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{i,j,k,l} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots$$

Da sich in entgegengesetzten Richtungen (Ersetzung von α_i durch $-\alpha_i$) die Energie aus Symmetriegründen nicht ändern darf, sind alle Entwicklungskoeffizienten ungerader Potenzen (b_i, b_{ijk}, \dots) Null. Weiterhin können keine ungeraden Potenzen (z.B. $\alpha_1 \alpha_2$) von α_i auftreten, sondern nur gerade $\alpha_i^2, \alpha_i^4, \dots$. Für die übrigen Terme ergeben sich teilweise richtungsunabhängige Beiträge, die nicht zur Anisotropie beitragen (Beispiel: $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 = 1$) und weggelassen werden können. Damit ergibt sich bis zu sechster Ordnung für einen kubischen Kristall

$$E = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2).\tag{1.9}$$

Der erste Term entspricht genau dem aus Gl. 1.4.

Bei dünnen Schichten wird die Translationssymmetrie entlang der Schichtnormalen gebrochen, daher scheint eine Entwicklung der Grenzflächenenergie nach geraden Termen von $\alpha_3 = \alpha_z$ (z-Richtung parallel zu Filmnormalen) naheliegend [27]:

$$E^{grenz} = k_1 \alpha_3^2 + k_2 \alpha_3^4 + \dots = k_1 \sin^2 \theta + k_2 \sin^4 \theta + \dots\tag{1.10}$$

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Der erste Term enthält die Grenzflächen- und die Formanisotropie (siehe Gl. 1.7 und 1.6). Der zweite wird in der Regel vernachlässigt [27].

Diese Ausdrücke der Anisotropien orientieren sich an den Achsen des Kristalls. Für dünne Schichten ist es zweckmäßig, die Anisotropieenergie als Funktion der „in-plane“ Winkels ϕ und des „out-of-plane“-Winkels θ zu schreiben. Für die (100)-Orientierung werden dazu in den ersten Term der Gl. 1.9 die Ausdrücke aus Gl. 1.8 eingesetzt. Damit ergibt sich [28]

$$E_{ani}^{(100)} = K \left(\cos^2 \theta \sin^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \phi \sin^2 \phi \right). \quad (1.11)$$

Für die (111)-Orientierung ergibt sich nach Koordinatentransformation [28]

$$E_{ani}^{(111)} = K \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos(3\phi) \right). \quad (1.12)$$

Zu diesen Ausdrücken wird dann noch die Grenzflächen-Anisotropie hinzugefügt, also in der Regel der erste Term der Gl. 1.10. Diese Ausdrücke werden dann in Abschnitt 1.5 verwendet, um Anisotropiefelder und Spinwellenfrequenzen zu berechnen.

1.3. Anisotropien in antiferromagnetischen Schichten

Die Ursachen für Anisotropien in Antiferromagneten sind identisch mit denen der Ferromagnete [29,30]. Der Unterschied in der Austauschkopplung (siehe Gl. 1.1), die zu antiferromagnetischer Ausrichtung der Momente führt, hat keinen Einfluss auf die Anisotropien. Auch bei Antiferromagneten spielt die Spin-Bahn-Wechselwirkung die wesentliche Rolle bei der Ausbildung der magnetischen Anisotropien. Ebenso lassen sich die Symmetrieverlegungen der Winkelabhängigkeit der Anisotropie aus Abschnitt 1.2.5 auf Antiferromagnete anwenden [30,31].

Bei Antiferromagneten entfallen jedoch die Effekte aufgrund von dipolaren Streufeldern, die zur Formanisotropie führen. Durch die antiparallele Ausrichtung der Momente heben sich die dipolaren Streufeldern der magnetischen Momente gerade auf. Von außen sind daher keine magnetischen Felder zu beobachten.

Bei dem Antiferromagneten CoO, der in dieser Arbeit eine wichtige Rolle spielt, ist jedoch das magnetische Bahnmoment nicht gequencht, im Gegensatz zu den ferromagnetischen Metallen aus dem vorhergehenden Abschnitt. Dies wirkt sich stark auf die Anisotropien aus, da nicht erst durch Spin-Bahn-Kopplung eine kleinen Bahnmoment erzeugt werden muss. Die Anisotropien

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

sind dadurch erheblich größer. Dies äußert sich auch in der starken Jahn-Teller-Kopplung und der damit einhergehenden Magnetostriktion [29]. Bei $T_{Néel}$ ergibt sich eine starke tetragonale Gitterverzerrung (siehe Abschnitt 3.1.1), die die kubische Symmetrie von CoO aufhebt und somit eine ausgezeichnete Achse in der Kristallstruktur erzeugt (siehe Abschnitt 3.1.1). Eine genaue Analyse der Beiträge zur magnetischen Anisotropie in CoO ergibt, dass durch die Gitterverzerrung der größte Beitrag zur Anisotropie entsteht. Dies liegt nahe, da dieser Beitrag aufgrund der erniedrigten Symmetrie bereits in zweiter Ordnung Störungstheorie beiträgt, wohingegen andere aufgrund der kubischen Symmetrie erst in vierter Ordnung beitragen [31,32].

1.4. Kopplungen an ferro- / antiferromagnetischen Grenzflächen

Während in den vorangegangenen Abschnitten die intrinsischen Anisotropien von ferro- und antiferromagnetischen Materialien behandelt wurden, sollen hier die Anisotropien behandelt werden, die sich durch die Austauschkopplung an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien ergeben.

Durch diese Austauschkopplung werden neue Anisotropien in dem Ferromagneten induziert. Hierzu gehört die sogenannte 90°-Kopplung sowie der technologisch wichtige „Exchange Bias“. Während die 90°-Kopplung weitgehend verstanden ist, sind die mikroskopischen Ursachen für den „Exchange Bias“ nicht abschließend geklärt. Daher soll zunächst eine Zusammenstellung der wichtigsten experimentellen Ergebnisse zu diesem Effekt erfolgen (Abschnitt 1.4.2.1) und anschließend die theoretischen Modelle erläutert werden (siehe Abschnitt 1.4.2.2).

1.4.1. 90°-Kopplung

90°-Kopplung zwischen einem Ferromagneten und einem Antiferromagneten bedeutet, dass sich die magnetischen Momente des Ferromagneten senkrecht zu der leichten Richtung des Antiferromagneten orientieren. Das heißt, für einen einachsigen Antiferromagneten wird in dem Ferromagneten eine uniaxiale Anisotropie erzeugt. Dies wurde erstmals theoretisch von Hinckley und Mills beschrieben und später von Koon [33] und Schulthess *et al.* [34,35] aufgrund von mikromagnetischen Simulationen bestätigt. Experimentell ist diese Kopplung bei verschiedenen Systemen beobachtet worden. Bei Fe auf FeF₂(110)-Einkristallen (Antiferromagnet, $T_{Néel} = 78$ K) ergeben sich oberhalb von $T_{Néel}$ aufgrund der Kristallorientierung aus Hysteresekurven, die in verschiedenen Richtungen

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

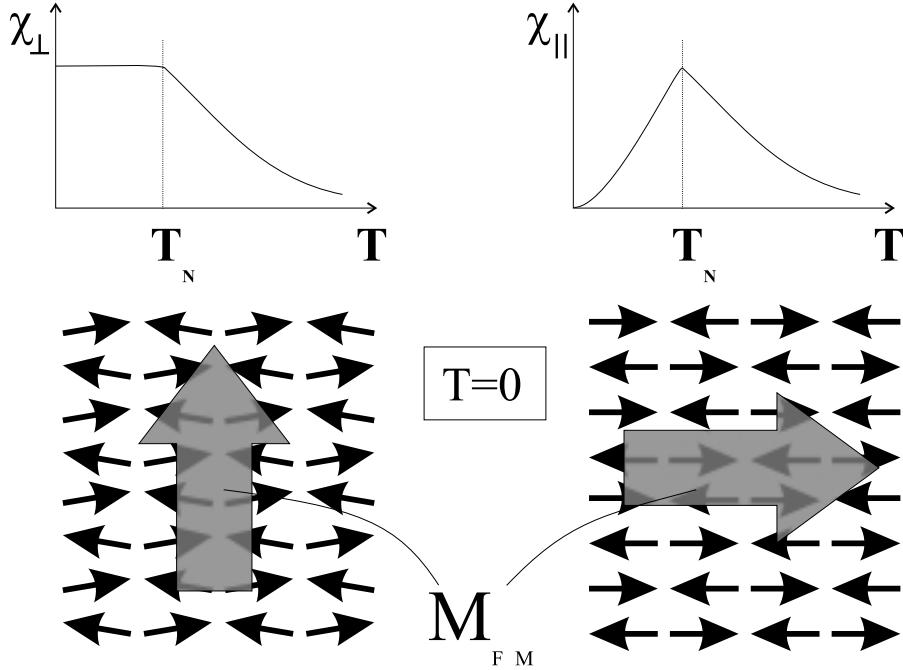


Abbildung 1.1.: *Oben:* Typische Suszeptibilität eines Antiferromagneten senkrecht und parallel zur leichten Achse. *Unten:* Reaktion der antiferromagnetischen Momente auf die Kopplung zu einem Ferromagneten (grauer großer Pfeil) mit der Magnetisierungsrichtung senkrecht und parallel zur leichten Achse des Antiferromagneten.

gemessen werden, eine leichte und eine harte Achse, die senkrecht aufeinander stehen. Nach Abkühlen unter $T_{Néel}$ sind die leichten und harten Achsen aufgrund von 90°-Kopplung vertauscht [36]. In $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$ Übergittern wurde mit Neutronenstreuung eine bevorzugte senkrechte Ausrichtung der Co-Spins zu den Netto-Momenten des ferrimagnetischen Fe_3O_4 gefunden [37]. Mit Hysteresemessungen konnte in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ eine uniaxiale Anisotropie nachgewiesen werden, die durch $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ induziert wurde [38,39]. Ebenso findet sich bei Permalloy-Filmen auf CoO-Einkristallsubstraten eine senkrechte Kopplung zwischen ferro- und antiferromagnetischen Spins [40].

Die Anisotropie kommt durch eine leichte Verkipfung der antiferromagnetischen und ferromagnetischen Momente an der Grenzfläche zustande. Ein Verständnis dieser Kopplung kann durch folgende Überlegungen gewonnen werden.

In einem einachsigen Antiferromagneten ist die Suszeptibilität von der Richtung des angelegten Feldes in Bezug auf die Anisotropieachse abhängig [14]. Allgemein ist die Suszeptibilität χ_{\parallel} parallel zu der leichten Anisotropieachse kleiner als die Suszeptibilität χ_{\perp} , bei der das äußere Feld senkrecht zu der leichten Achse angelegt wird.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Die Winkelabhängigkeit der Suszeptibilität kann also beschrieben werden durch

$$\chi(\phi) = \chi_{\parallel} + (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \sin^2 \phi. \quad (1.13)$$

ϕ ist der Winkel zwischen der leichten Richtung des Antiferromagneten und dem äußeren Feld. Für das Modell der 90°-Kopplung wird der Einfachheit halber ein Antiferromagnet mit nur einer Lage Spins angenommen. Der Ferromagnet wirkt nun auf die antiferromagnetisch gekoppelten Momente wie ein externes Magnetfeld. D.h. es stellt sich eine Magnetisierung im Antiferromagneten \mathbf{M}_{AFM} ein

$$\mathbf{M}_{AFM}(\phi) = \chi(\phi) \mathbf{H}_{Austausch} = \chi(\phi) \gamma \mathbf{M}_{FM}, \quad (1.14)$$

wobei \mathbf{M}_{AFM} die Magnetisierung des Antiferromagneten in der einen Lage der Momente ist, $\chi(\phi)$ die winkelabhängige Suszeptibilität (Gl. 1.13) und $\mathbf{H}_{Austausch}$ das Austauschfeld ist, welches auf die Momente im Antiferromagneten wirkt, γ die Molekularfeldkonstante und \mathbf{M}_{FM} die Magnetisierung des Ferromagneten. Die Energie der Kopplung der Momente an der Grenzfläche ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} E &= -J \sum_i \mathbf{S}_{FM}^i \cdot \mathbf{S}_{AFM}^i \\ &= J \frac{\mathbf{M}_{FM}}{n_0 g_{FM} \mu_B} \cdot \sum_i \mathbf{S}_{AFM}^i \\ &= -J \frac{\mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{M}_{AFM}}{n_0^2 g_{FM} g_{AFM} \mu_B^2} \\ &= -\text{const.} \mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{M}_{AFM} \end{aligned}$$

mit $\mathbf{M} = -n_0 g \mu_B \mathbf{S}$.

Hierbei ist J die Austauschkonstante zwischen den ferro- und antiferromagnetischen Momenten, \mathbf{S}_{FM} ein Moment des Ferromagneten, \mathbf{S}_{AFM} ein Moment des Antiferromagneten, n_0 die Anzahl der Spinpaare pro Grenzflächeneinheit, $g_{FM(AFM)}$ der g-Faktor für die ferromagnetischen (antiferromagnetischen) Spins und μ_B das Bohrsche Magneton. Hierbei wurde näherungsweise angenommen, dass alle Momente des Ferromagneten parallel stehen. Mit Gleichung 1.14 und 1.13 ergibt sich:

$$E = -\text{const} \mathbf{M}_{FM} \cdot \chi(\phi) \gamma \mathbf{M}_{FM} = -\text{const} \gamma \mathbf{M}_{FM}^2 (\chi_{\parallel} + (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \sin^2 \phi).$$

Die Kopplungsenergie ($\sim \mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{M}_{AFM}$) ist also durch die winkelabhängige Suszeptibilität (Gl. 1.13) ebenfalls winkelabhängig. Für die Anisotropie ist der winkelunabhängige Teil nicht wichtig, daher gilt:

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

$$E_{ani} = -K(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) \sin^2 \phi \text{ mit } K = \text{const } \gamma M_{FM}^2.$$

K ist positiv und daher ergibt sich ein Energieminimum für $\phi = \pi/2$, d.h. wenn der Ferromagnet 90° zu der leichten Achse des Antiferromagneten orientiert ist.

Auch wenn die 90° -Kopplung nicht in allen ferro-/antiferromagnetischen Systemen auftritt [41], ist ihre Existenz weitgehend akzeptiert und ihr mikroskopischer Ursprung verstanden.

1.4.2. Exchange Bias

Neben der 90° -Kopplung tritt an ferro-/antiferromagnetischen Grenzflächen noch eine weitere Kopplung auf, die jedoch technologisch von weitaus größerem Interesse ist. Hierbei handelt es sich um eine unidirektionale Anisotropie, d.h. eine Anisotropie, welche die Magnetisierung bevorzugt in eine bestimmte Raumrichtung ausrichtet [42, 43]. Dies ist vergleichbar mit einem äußeren Magnetfeld, das auf einen Ferromagneten wirkt. Diese Anisotropie führt bei einer Hysteresemessung zu einer Verschiebung der Hysteresekurve entlang der Magnetfeldachse. Dieser Effekt wurde zuerst an Co-Partikeln mit einer oxidierten Oberfläche [42] gefunden. Mittlerweile ist eine enorme Anzahl von ferro-/antiferromagnetischen Systemen bekannt, die diesen Effekt zeigen. Eine Übersicht hierüber liefert Ref. [44]. Da Ferrimagnete eine Zwischenstellung zwischen Antiferromagneten und Ferromagneten einnehmen, gibt es „Exchange Bias“ sowohl bei antiferromagnetischen/ferrimagnetischen [37, 45–47] als auch bei ferromagnetischen/ferrimagnetischen [48–51] Systemen.

Die Grenzflächen zwischen den beiden Materialien können durch verschiedene Anordnungen entstehen. Zum einen gibt es die Möglichkeit, kleine Partikel mit einem Überzug aus einem anderen Material zu versehen [42, 43, 52–54]. Zum anderen können zwei Materialien inhomogen gemischt werden [44, 55]. Weiterhin kann zwischen zwei dünnen Schichten verschiedener Materialien eine Grenzfläche auftreten. Die meisten Anwendungen beruhen auf solchen Schichtsystemen. Bei letzteren Strukturen kann die Beschaffenheit der Grenzfläche und der Kristallstruktur besonders gut kontrolliert und studiert werden. Die nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich daher auf Schichtsysteme.

Bei den meisten Arbeiten wird das „Exchange Bias“-Feld durch Messung einer Hysteresekurve bestimmt. Um die verschiedenen Arbeiten vergleichen zu können ist es zweckmäßig, nicht den Wert des „Exchange Bias“-Feldes H_{eb} direkt,

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

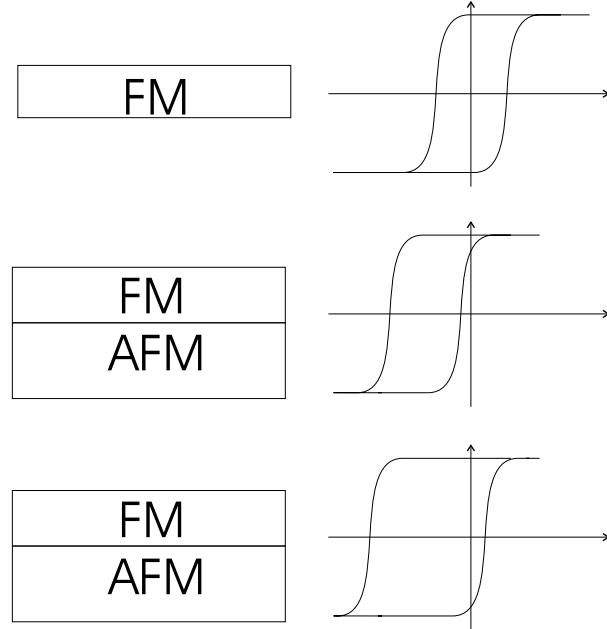


Abbildung 1.2.: Schematische Darstellung des „Exchange Bias“-Effekts. Durch die Kopplung eines ferromagnetischen Films (FM) an einen antiferromagnetischen (AFM) verschiebt sich die Hysteresekurve entlang der Magnetfeldachse. Oft tritt dabei auch eine Erhöhung der Koerzitivfeldstärke auf.

sondern die daraus abgeleiteten Anisotropiekonstanten

$$k_{eb} = t_{FM} K_{eb} = \mu_0 M_s t_{FM} H_{eb} \quad (1.15)$$

zu betrachten [44, 56, 57]. Dabei ist k_{eb} die unidirektionale Grenzflächenanisotropiekonstante, K_{eb} die zugehörige Volumenanisotropiekonstante, M_s die Sättigungsmagnetisierung und t_{FM} die Schichtdicke des Ferromagneten. Dieser Ausdruck folgt unmittelbar aus Gleichsetzen der Zeemanenergie eines Ferromagneten in einem äußeren Feld ($E_Z = \mu_0 M_s H$) und der auf das Volumen bezogenen Grenzflächenenergie $E_G = k_{eb}/t_{FM} = K_{eb}$. Damit können Untersuchungen mit verschiedenen Schichtdicken und verschiedenen ferromagnetischen Materialien verglichen werden. Für beispielsweise eine 10 nm dicke Permalloyschicht ($\mu_0 M_s = 1 \text{ T}$) mit einem „Bias“-Feld $H_{eb} = 10 \text{ kA/m} (= 126 \text{ Oe})$ ergibt sich k_{eb} zu $0,1 \text{ mJ/m}^2 (= 0,1 \text{ erg/cm}^2)$.

1.4.2.1. Experimentelle Untersuchungen

Hier soll ein kurzer Überblick über allgemeine, d.h. bei verschiedenartigen „Exchange Bias“-Systemen in gleicher Weise auftretende Phänomene gegeben wer-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

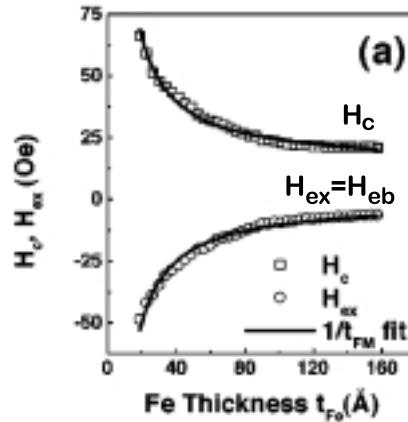


Abbildung 1.3.: „Exchange Bias“-Feld (H_{ex} , untere Kurve) und Koerzitivfeld (H_c , obere Kurve) als Funktion der Schichtdicke der ferromagnetischen Schicht bei dem System Fe auf MnPd (Antiferromagnet) [60].

den.

Schichtdickenabhängigkeit

Bei den untersuchten Systemen zeigt sich, dass das „Exchange Bias“-Feld umgekehrt proportional zur Schichtdicke des Ferromagneten ist (siehe Abb. 1.3) [45, 58–69]. Dies verdeutlicht nochmals, dass es sich um einen Grenzflächenefekt handelt und verifiziert die Aussage, dass bei festem k_{eb} das H_{eb} umgekehrt proportional zur Schichtdicke ist (siehe Gl. 1.15). Bei ultradünnen Schichten gibt es Abweichungen hiervon, da sich wahrscheinlich die Mikrostruktur des ferromagnetischen Films ändert und der Film diskontinuierlich wird [38, 39, 70–72].

Die Schichtdicke des Antiferromagneten muss i.Allg. einen Mindestwert haben damit „Exchange Bias“ auftritt („finite size“ -Effekt) [38, 39, 63, 66, 71, 73–83]. Für die Schichtdickenabhängigkeit oberhalb dieser Schichtdicke gibt es verschiedene Beobachtungen: 1. Mit steigender Schichtdicke geht der „Exchange Bias“ über ein Maximum und nimmt wieder ab [38, 39, 63, 75, 76, 78, 83–86], oder 2. er bleibt konstant [38, 39, 59, 63, 71, 73–75, 77, 79, 81–83] (siehe Abb. 1.4). Die Schichtdicke, bei der „Exchange Bias“ einsetzt und bei der er sättigt, sind von dem Materialsystem und den Präparationsbedingungen abhängig.

Temperaturabhängigkeit

Ausgehend von tiefen Temperaturen sinkt das „Exchange Bias“-Feld mit steigender Temperatur in der Regel ab [43, 45, 48, 57, 61, 64, 66, 68, 72, 73, 76, 77, 79, 80, 84,

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

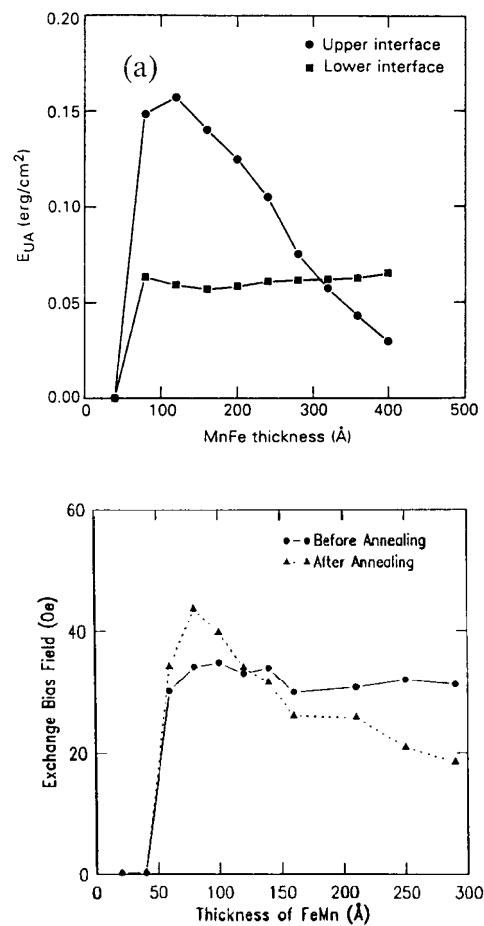


Abbildung 1.4.: „Exchange Bias“ als Funktion der Schichtdicke des Antiferromagneten. Oben: Permalloy/FeMn/Permalloy [75]; Unten: Permalloy auf FeMn [83].

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

85,87–110]. Hierbei kann es auch Temperaturbereiche geben, bei denen der „Exchange Bias“ konstant bleibt [57,61,72,74,84,85,97]. Gelegentlich wurde auch ein ganz leichter Anstieg des „Exchange Bias“-Feldes in einem bestimmten Temperaturbereich gefunden [111](Co₆₅Mo₂B₃₃/CoO), [84](Py/CoO), [103](Py/NiMn), [109](Py/NiMn), [112](Py/NiMn) (Py = Permalloy = Ni₈₀Fe₂₀ oder Ni₈₁Fe₁₉).

Oberhalb der sogenannten „Blocking Temperature“ (T_B) verschwindet der „Exchange Bias“. Diese Temperatur ist kleiner oder gleich der Néeltemperatur des Volumenantiferromagneten. Im Allgemeinen hat der Antiferromagnet eine niedrigere Ordnungstemperatur ($T_{Néel} = T_N$) als der Ferromagnet (T_C), ist jedoch nicht zwingend notwendig [113].

Einkülfeld

Normalerweise wird „Exchange Bias“ dadurch induziert, dass ein ferro-/antiferromagnetisches Schichtsystem in einem externen Feld abgekühlt oder hergestellt wird. Im ersten Fall kann das „Exchange Bias“-Feld durch das angelegte Einkülfeld bei ein und derselben Probe variiert werden. Bei sehr großen Einkülfeldern (typisch einige Tesla) wird bei manchen Systemen eine Reduktion [40,44] oder sogar eine Umkehr des Vorzeichens des Exchange Bias gefunden („positive Exchange Bias“) [114, 115]. Dies wird auf den Einfluss des Magnetfeldes auf die Ausrichtung der unkompenzierten antiferromagnetischen Spins im Einkülfeld für $T > T_{Néel}$ zusammen mit antiferromagnetischer Kopplung an der Grenzfläche zurückgeführt. Jedoch gibt es auch Untersuchungen, bei denen sich das „Exchange Bias“-Feld bei Einkülfeldern zwischen 1 T und 5 T nicht ändert [116].

Auf die Bedeutung des Einkülfeldes für die Ausbildung von „Exchange Bias“ an sich wird ausführlicher im Abschnitt 4.3 eingegangen.

Kristallqualität der antiferromagnetischen Schichten

Die antiferromagnetischen Schichten können verschieden gute Kristallinität haben, was sehr großen Einfluss auf den „Exchange Bias“ hat. So zeigen verzwillingte FeF₂-Filme ein wesentlich höheres „Exchange Bias“-Feld als in der gleichen Kristallorientierung verwendete einkristalline Substrate [57]. Bei CoO-Substraten ergeben sich sehr kleine Werte für das „Exchange Bias“-Feld [99] im Vergleich zu Systemen mit dünnen CoO-Schichten (siehe Tabelle 1.1). Bei polykristallinen NiO-Filmen wurde ein zweimal größeres „Exchange Bias“-Feld gemessen als bei epitaktischen Filmen [117]. Bei polykristallinen antiferromagnetischen Filmen kann durch den Herstellungsprozess die Kristallitgröße beeinflusst werden. Dabei wurde für abnehmende Kristallitgröße ein Ansteigen

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

des „Exchange Bias“-Feldes gefunden [106](NiO), [118](NiO), [119](Ni_{0.5}Co_{0.5}O), [78](Cr₇₀Al₃₀), [84, 85](CoO), jedoch auch das Gegenteil wurde beobachtet [102](NiO), [120](Mn-Ir). Die Kristallitgrößen lagen immer zwischen 5 und 25 nm. Die Widersprüche können dadurch entstehen, dass neben der Kristallitgröße auch andere Faktoren wie z.B. die Grenzflächenbeschaffenheit beeinflusst werden.

Insgesamt sind die Ergebnisse widersprüchlich, jedoch scheint sich evtl. mit abnehmender Fernordnung in dem Antiferromagneten ein erhöhter Wert für das „Exchange Bias“-Feld zu ergeben.

Kristallorientierung

Es liegt nahe anzunehmen, dass für die Kopplung des Antiferromagneten an den Ferromagneten die Spinstruktur an der Oberfläche des Antiferromagneten entscheidend ist. So gibt es Schnitte durch einen antiferromagnetischen Kristall, bei dem die Spins auf der Oberfläche kompensiert sind, d.h. abwechselnd entgegengerichtet sind und solche, bei denen die Spins auf der Oberfläche alle in eine Richtung zeigen und erst in der Lage darunter in die Gegenrichtung (siehe Abb. 1.5). Dieser Unterschied scheint aber für den „Exchange Bias“ nicht von wesentlicher Bedeutung zu sein. Bei dem Antiferromagnet FeMn ist die (111)- und die (100)-Oberfläche kompensiert und die (110)-Oberfläche unkompeniert. Die unidirektionale Grenzflächenenergie k_{eb} (siehe Gl. 1.15) variiert bei epitaktischen, auf Cu-Einkristallen präparierten FeMn-Schichten von 0,1 mJ/m² für die (111)-Orientierung, über 0,063 mJ/m² für die (100)-Orientierung bis zu 0,062 mJ/m² für die (110)-Orientierung [38, 39]. Eine einfache Abhängigkeit von der Oberflächenspinstruktur ist nicht festzustellen. Der Antiferromagnet FeF₂ ist in der (100)-Orientierung unkompeniert und in der (110)- sowie (101)-Orientierung kompensiert [57]. Ein „Exchange Bias“-Feld tritt nur bei den kompensierten Oberflächen auf [57]. Bei NiO konnte keinerlei Abhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes von der Kristallorientierung gefunden werden [65]. Bei NiMn treten in (111)- und (100)-Orientierung „Bias“-Felder in derselben Größenordnung auf [100]. Es wird also sowohl an kompensierten als auch an unkomponierten Spinoberflächen „Exchange Bias“ gefunden.

Grenzflächenbeschaffenheit

Von besonderem Interesse bei den Untersuchungen zum „Exchange Bias“ sind die Einflüsse der Grenzfläche zwischen dem Ferro- und dem Antiferromagneten. Die Beschaffenheit der Grenzfläche kann durch ihre Rauigkeit charakterisiert werden, welche durch die Standardabweichung der Schichtdicke vom Mittelwert

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

gegeben ist. Bei FeF_2 wurde für die kompensierte (110)-Orientierung bei Einkristallen eine Erhöhung des „Exchange Bias“-Feldes bei erhöhter Rauigkeit gefunden, bei dünnen Filmen in derselben Orientierung eine Abnahme des bereits sehr großen Wertes [57, 61]. Bei dem Antiferromagneten CoO als einkristallines Substrat wurde ebenso eine Zunahme des „Bias“-Feldes mit erhöhter Rauigkeit gefunden [99]. Mit MnF_2 als antiferromagnetischem Material ergibt sich eine nichtmonotone Abhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes von der Rauigkeit [115]. Es stellt sich ein minimaler Wert für eine Standardabweichung von 1,3 nm bei einer Schichtdicke von etwa 60 nm ein. Bei kleineren und größeren Rauigkeiten ergeben sich größere Werte. Bei dem Antiferromagneten FeMn ergibt sich eine Verzehnfachung des „Exchange Bias“-Feldes (von $\mu_0 H_{eb} = 0,4$ auf 4 mT) bei Erhöhung der Standardabweichung von 1,0 auf 2,0 nm [121]. Das Gegenteil wurde bei Erhöhung der Standardabweichung von 0,3 auf 0,7 nm gefunden. Hier halbiert sich das „Exchange Bias“-Feld [122]. Bei NiO stellt sich das „Bias“-Feld als unabhängig von der Rauigkeit dar [65]. Dies wurde auch durch andere Arbeiten bestätigt, die jedoch eine Korrelation zwischen der mittleren Steigung des Grenzflächenprofils und dem „Exchange Bias“-Feld fanden [123]. Die Steigung wird als Quotient aus der Höhendifferenz zwischen einem Hoch- und einem Tiefpunkt und deren lateralem Abstand bestimmt. Bei stark verschiedenen mittleren Steigungen können sich identische Standardabweichungen ergeben. Eine große mittlere Steigung wirkt sich günstig auf das „Exchange Bias“-Feld aus. Eventuell ist also die Standardabweichung nicht der geeignete Wert zur Charakterisierung der Grenzfläche.

Reproduzierbarkeit

Bei einigen typischen Materialkombinationen gibt es sehr viele Untersuchungen von verschiedenen Gruppen. Dabei scheinen Unterschiede im Herstellungsverfahren den resultierenden „Exchange Bias“ stark zu beeinflussen. Eine exemplarische Übersicht der möglichen Werte, die sich bei dem Antiferromagneten CoO ergeben ist in Tab. 1.1 zusammengestellt. Für weitere Referenzen sei auf einen aktuellen Übersichtsartikel von J. Nogués verwiesen [44]. Es ist somit klar, dass es schwierig ist, vom verwendeten Materialsystem direkt auf den zu erwartenden „Exchange Bias“ zu schließen.

Koerzitivität

Bei allen Systemen wird ein Anstieg der Koerzitivität des Ferromagneten durch den Kontakt mit dem Antiferromagneten beobachtet [38, 39, 59, 60, 65, 73, 77, 78, 81, 82, 93–95, 99, 109, 111, 130–132]. Diese erhöhte Koerzitivität ist unterhalb von

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

FM-Mat.	t_{FM} (nm)	H_{eb} (kA/m)	t_{AFM} (nm)	T (K)	k_{eb} (mJ/m ²)	Ref.
Co	4		2	4,2	1,7	[124]
Co	7		2	10	0,56	[125]
Co	7,5	5,5	100	10	0,077	[126]
Co	7,5	3,1	100	200	0,042	[126]
Co	12		2	4,2	1,5	[124]
Co	28		2	10	0,7	[125]
Co	28		2	10	0,42	[125]
Co	67	2,4	>180	80	0,30	[127]
Co	182	0,44	>67	80	0,15	[127]
Py	20	6,0	40	80	0,12	[97]
Py	20	3,3	40	80	0,067	[97]
Py	20	2,1	CoO-Substrat	100	0,04	[99]
Py	20	0,47	CoO-Substrat	100	0,0095	[99]
Py	30	12,7	10	80	0,38	[128]
Py	30	4,3	10	10	0,13	[84]
Py	30	1,4	300	10	0,43	[84]
Py	30	3,5	30	80	0,11	[129]
Py	30	6,0	30	80	0,18	[116]

Tabelle 1.1.: Übersicht für die gemessenen „Exchange Bias“-Anisotropien mit CoO als Antiferromagneten. Man erkennt, dass die Werte für k_{eb} auch für vergleichbare Temperaturen keine ähnlichen Werte ergeben. FM-Mat. gibt das ferromagnetische Material an, hier also Kobalt oder Permalloy (= Ni₈₁Fe₁₉), t_{FM} steht für die Schichtdicke des Ferromagneten in nm, H_{eb} für das „Exchange Bias“-Feld in kA/m (1 kA/m = 12,6 Oe), t_{AFM} für die Schichtdicke des Antiferromagneten, T für die Temperatur, bei der gemessen wurde, k_{eb} für die Grenzflächenenergie (1 mJ/m² \cong 1 erg/cm²) und Ref. für die Literaturquelle. Bei den CoO-Substraten handelt es sich um einkristalline Substrate.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

T_N besonders stark ausgeprägt und stark temperaturabhängig. Manchmal wird bei T_N auch ein Maximum der Koerzitivität gefunden [36, 57].

Trainingseffekt

Bei wiederholter Messung von Hysteresekurven direkt hintereinander wird eine Abnahme des „Exchange Bias“-Feldes beobachtet [82, 133, 134]. Dies wird als Trainingseffekt bezeichnet. Die Änderung des „Exchange Bias“-Feldes verläuft empirisch gemäß $H_{eb,n} - H_{eb,\infty} \propto 1/\sqrt{n}$ [135]. Dies wird auf Änderungen der Spinkonfiguration im Antiferromagneten durch die Bewegung der ferromagnetischen Spins zurückgeführt.

Rotationshysterese

Bereits die Entdecker des „Exchange Bias“-Effekts haben die Anisotropien von oxidierten Co-Partikeln mit Drehmomentkurven untersucht [42, 43]. Dabei wird eine magnetische Probe in einem externen starken Magnetfeld gedreht und das auf die Probe wirkende Drehmoment gemessen. Dies erlaubt Aufschlüsse über die Anisotropien in dem magnetischen System. Für normale Ferromagnete ist das gemittelte Drehmoment über den ganzen Vollkreis immer gleich Null, falls das äußere Feld stark genug ist, den Ferromagneten immer gesättigt zu halten. Bei „Exchange Bias“-Systemen ist das gemittelte Drehmoment auch bei extrem hohen Feldern nicht gleich Null [42, 43]. Dadurch, dass während der gesamten Drehung im Mittel gegen ein Drehmoment gearbeitet werden muss, weist dies auf einen magnetischen Energieverlustmechanismus in der Probe hin. Weiterhin zeigt sich, dass auch bei Drehung in sehr hohen Feldern das Drehmoment von der Vorgeschichte der Probe abhängt. Dies erkennt man deutlich daran, dass „rechts“ und anschließendes „linksherum“ drehen bei der gleicher Winkelstellung zu verschiedenen Drehmomenten führt [136]. Dieser hysteretische Effekt heißt daher Rotationshysterese („rotational hysteresis“).

Zwischenschicht

Der „Exchange Bias“-Effekt ergibt sich aus der Austauschkopplung an der Grenzfläche zwischen dem ferromagnetischen und antiferromagnetischen Material. Wird diese Grenzfläche durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht ersetzt, so verschwindet der „Exchange Bias“ nicht sofort [129, 137]. Obwohl der Ferromagnet von dem Antiferromagneten durch eine metallische Zwischenschicht getrennt ist, bleibt der „Exchange Bias“ erhalten. Dieser „Long-Range Exchange Bias“ besteht bis zu Zwischenschichtdicken von 5 nm. Eine Erklärung hierfür

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

könnte in der magnetischen Polarisierung der metallischen Zwischenschicht liegen, wie sie bei GMR-Schichtsystemen vorkommt [138, 139].

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass eine große Anzahl von experimentellen Untersuchungen zum Thema „Exchange Bias“ vorliegt. Die Übersicht über die experimentellen Ergebnisse zeigt vergleichbares Verhalten bezüglich der Schichtdicke des Ferromagneten. Andere Abhängigkeiten des „Exchange Bias“ wie z.B. von der Schichtdicke des Antiferromagneten, dem Einkülfeld und der Temperatur sind in der Regel unklar oder widersprüchlich.

1.4.2.2. Theoretische Modelle

Die im vorhergehenden Abschnitt besprochenen experimentellen Ergebnisse bedürfen einer theoretischen Erklärung. Im Folgenden sollen daher die existierenden Modelle vorgestellt und diskutiert werden.

„Exchange Bias“ bewirkt, dass eine Richtung der Magnetisierung des Ferromagneten eine kleinere Energie hat als die entgegengesetzte. Dies drückt sich gerade in der Grenzflächenenergie k_{eb} aus. Theoretisch ist es oft leichter, die Grenzflächenenergie auszurechnen als eine Hysteresekurve zu simulieren und deren Verschiebung zu bestimmen. Der Zusammenhang zwischen der Grenzflächenenergie und der Verschiebung der Hysteresekurve wird durch Gl. 1.15 gegeben. Die Modelle müssen also lediglich die Energiedifferenz der zwei entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen erklären. Wird die Spinstruktur des Antiferromagneten als unabhängig von dem Ferromagneten angesehen, so ist die Grenzflächenenergie gerade gleich zweimal der Kopplungsenergie an der Grenzfläche für eine Orientierung des Ferromagneten.

Hierzu lassen sich die Modelle grob in zwei Klassen einteilen. Die erste Klasse geht davon aus, dass die Spinstruktur im Antiferromagneten unterhalb der Néeltemperatur unverändert bleibt, unabhängig von der Orientierung des Ferromagneten. Dies ist durch die extrem hohen Anisotropien in manchen Antiferromagneten oft gerechtfertigt. Diese Modelle sollen zunächst beschrieben werden. Die andere Klasse von Modellen lässt eine Drehung der Spins des Antiferromagneten auch unterhalb von $T_{Néel}$ zu und folgt im Anschluss. Eine vergleichende Bewertung der Modelle wird am Ende gegeben (Seite 44).

Intuitive Modelle

Zunächst soll eine einfache Spinstruktur an einer ferro-/antiferromagnetischen Grenzfläche untersucht und die sich ergebende Grenzflächenenergie ermittelt werden. In Abb. 1.5 (a) ist die Spinstruktur eines kompensierten Antiferromagneten mit einem austauschgekoppelten Ferromagneten gezeigt. Die Kopplungen

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

an der Grenzfläche sind abwechselnd abgesättigt und unabgesättigt, dargestellt durch ein Plus- und ein Minuszeichen. Hier wird angenommen, dass die Kopplung über die Grenzfläche hinweg ferromagnetisch ist, d.h. die Spins parallel orientieren will. Es ist sofort zu sehen, dass sich eine Grenzflächenenergie von Null ergibt, also kein „Exchange Bias“. In Abb. 1.5 (b) ist der Fall einer unkompenzierten Oberflächenspinstruktur des Antiferromagneten gegeben. Hier sind alle Kopplungen abgesättigt. Die Grenzflächenenergie k_{eb} und damit das „Bias“-Feld H_{eb} (siehe Gl. 1.15) ergibt sich aus der Kopplungsenergie J der Spinpaare N an der Grenzfläche pro Einheitsfläche F :

$$k_{eb} = NJ/F, \text{ und } H_{eb} = \frac{NJ}{F} \frac{1}{\mu_0 M_s t_{FM}}.$$

Bei z.B. CoO(111) gibt es eine unkomponierte Spinoberfläche. Die Einheitsfläche in der (111)-Orientierung ist $\sqrt{3}a^2$ mit $a = 0.427$ nm und hat 4 Co²⁺ Spins. Mit einer Kopplungskonstanten von $J = 2$ meV = $3,2 \times 10^{-22}$ J ergibt sich ein Wert von $k_{eb} = 4$ mJ/m². Mit einer Ausnahme (siehe Ref. [124]) liegt dies um einen Faktor 10 bis 100 über allen beobachteten Werten von k_{eb} . Im Vergleich zu Ref. [124], bei der die Oxidschicht durch Luftoxidation hergestellt wird, liegt der errechnete Wert immer noch um einen Faktor drei zu hoch.

Es ist sicherlich nicht realistisch, eine perfekt glatte Grenzfläche wie in Abb. 1.5 (a) und (b) anzunehmen. Führt man eine zufällig verteilte Grenzflächenrauigkeit ein, so ergibt sich eine Situation wie in Abb. 1.5 für die komponierte (c) und unkomponierte (d) Grenzfläche. Durch die Grenzflächenrauigkeit wird in beiden Fällen die über die gesamte Grenzfläche gemittelte Kopplungsenergie wieder Null. Die Grenzflächenrauigkeit verwischt die Unterschiede zwischen komponierten und unkomponierten Oberflächen. Beide scheinen durch die Rauigkeit effektiv komponiert zu sein. Es wird also klar, dass keiner dieser Ansätze „Exchange Bias“ zufriedenstellend erklären kann.

„Random Field“-Modell

Das „Random Field“-Modell von Malozemoff geht von dem Zustand der Spinstruktur wie Abb 1.5 (c) aus [56, 140, 141]. Es handelt sich also um eine komponierte Spinstruktur mit Grenzflächenrauigkeit. Im Gegensatz zu dem Modell in Abb. 1.5 (c) werden jetzt aber Domänen im Antiferromagneten zugelassen und die Fernordnung so aufgehoben. Im Folgenden werden also die Energiebeiträge der Domänen im Antiferromagneten zusätzlich zu der Kopplungsenergie an der Grenzfläche betrachtet (siehe hierzu Ref. [141]). Die Domänenwandenergie pro

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

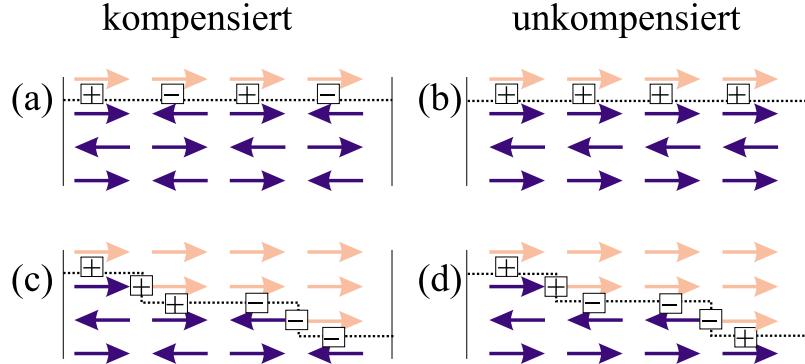


Abbildung 1.5.: Spinstruktur und Grenzflächenkopplung an einer (a) kompensierten antiferromagnetischen, perfekt glatten Grenzfläche, (b) einer unkomplizierten, perfekt glatten Grenzfläche, (c) einer kompensierten, rauen Grenzfläche und (d) einer unkomplizierten, rauen Grenzfläche. Hierbei wird von ferromagnetischer Kopplung an der Grenzfläche ausgegangen. Plus-Zeichen stehen für energetisch günstige, Minus-Zeichen für ungünstige Spinorientierungen.

Flächeneinheit ergibt sich durch Annahme einer zylinderförmigen Domäne mit Durchmesser L und Höhe t_{AFM} (antiferromagnetische Schichtdicke), die eingebettet ist in einem Quadrat mit der Fläche $F_{quad} = L^2\pi/2$. Durch diese Wahl der umgebenden Quadratfläche ergibt sich für den Bereich innerhalb und außerhalb der Domäne die gleiche Fläche. Die Energie E der Domänenwand ergibt sich durch ihre Mantelfläche $U = \pi Lt_{AFM}$ multipliziert mit der Domänenwandenergie pro Flächeneinheit $\sigma = 4\sqrt{KA}$. Dabei ist K die Anisotropiekonstante des Antiferromagneten und $A = J/a$ die Austauschsteifigkeit mit J der Austauschkonstanten und a der Gitterkonstanten. Die Domänenwandenergie ε pro Grenzflächeneinheit ergibt sich damit zu:

$$\varepsilon = E/F_{quad} = \frac{U\sigma}{F_{quad}} = \frac{\pi Lt_{AFM}4\sqrt{KA}}{L^2\pi/2} = 8t_{AFM}\sqrt{KA}/L. \quad (1.16)$$

In Anhang A ist gezeigt, dass diese Relation im Grenzfall großer Domänen gilt, d.h. für Domänen, die deutlich größer als eine charakteristische Längenskala w/a abhängig von der Domänenwandbreite $w = \sqrt{A/K}$ sind. Für den Fall kleiner Domänen dominiert die Austauschenergie und es ergibt sich eine Abhängigkeit

$$\varepsilon \sim 1/L^2. \quad (1.17)$$

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

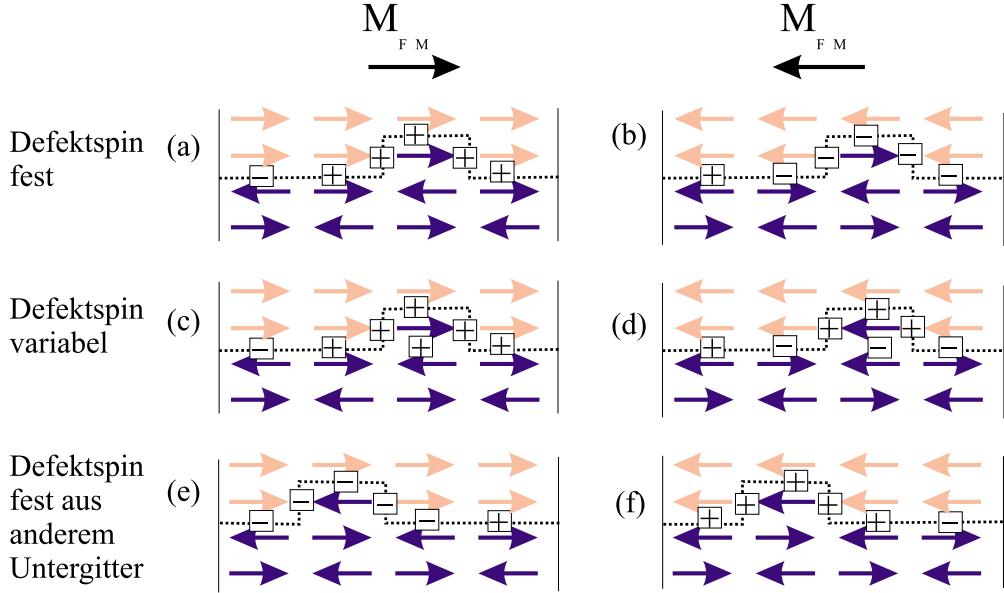


Abbildung 1.6.: Schematische Spinkonfigurationen, die bei dem „Random Field“-Modell auftreten können. In der linken Spalte ist jeweils der Ferromagnet nach rechts orientiert und in der rechten Spalte nach links. Oben ((a) und (b)) sind die Kopplungen eingezeichnet für den Fall, dass ein ferromagnetischer Spin an der Grenzfläche von einem antiferromagnetisch gekoppelten ersetzt wird und sich bei Umdrehen der ferromagnetischen Magnetisierung nicht mitdreht. In der Mitte ((c) und (d)) kann der Defektspin sich mitdrehen. Unten ((e) und (f)) ist der Fall für einen festen Defektspin, jedoch aus dem anderen Untergitter des Antiferromagneten dargestellt.

Um die Kopplungsenergie zwischen dem Ferromagneten und dem Antiferromagneten zu bestimmen, wird von einer Grenzfläche ausgegangen, die einzelne Defekte aufweist. Die Argumentation mit Defekten an der Grenzfläche verläuft anhand von Ref. [140]

In Abb. 1.6 (a) ist im Vergleich zu Abb. 1.5 (a) an der Grenzfläche ein Spin des Ferromagneten durch einen Spin des Antiferromagneten ersetzt worden. Dadurch wird eine frustrierte Kopplung aufgehoben und fünf abgesättigte hinzugefügt. Davon sind drei dargestellt und je eine liegt vor und hinter der Zeichenebene. Durch Einfügen des Defektes ergibt sich also eine Energieänderung von 6 mal der Kopplungskonstanten J . Durch Abzählen aller in Abb. 1.6 (a) dargestellten Kopplungen zuzüglich der beiden vor und hinter der Zeichenebene wird eine Kopplungsenergie von $+6J$ gefunden. Werden die Spins des Ferromagneten umgedreht (siehe Abb. 1.6 (b)) ergibt sich eine Energie von $-6J$. Damit ergibt sich eine Energiedifferenz der zwei Richtungen des Ferromagneten

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

zu $12J$.

Wird argumentiert, dass der Defektspin sich bei Umdrehen des Ferromagneten mit dem Ferromagneten drehen wird (siehe Abb. 1.6 (d)), verkleinert sich dadurch der Energieunterschied zu $4J$ (Vergleich aller in Abb. 1.6 (c) und (d) dargestellten Kopplungen zusammen mit denen vor und hinter der Zeichenebene). Die genaue Größe von dem Vorfaktor f (12 oder 4) ist nicht wichtig. Festgehalten wird, dass ein Defekt offensichtlich eine Richtung des Ferromagneten bevorzugt.

Wird ein ferromagnetischer Spin durch einen antiferromagnetisch gekoppelten des anderen Untergitters des Antiferromagneten ersetzt (siehe Abb. 1.6 (e) und (f)), so wird gerade die entgegengesetzte Richtung des Ferromagneten bevorzugt. Bei Gleichverteilung der beiden Defektsorten wird sich die Wirkung der beiden Defektsorten global gerade aufheben.

Nach dem Imry-Ma-Argument [142] für Zufallsfeldsysteme wird sich jedoch die Wirkung der beiden Defektsorten in einem lokal begrenzten Bereich nicht vollständig aufheben, da zufälligerweise eine Defektsorte leicht in der Überzahl ist. Die Überzahl einer Defektsorte ist proportional zur Standardabweichung der Mittelung der beiden Defektsorten. Daraus folgt, dass die Kopplungsenergie an der Grenzfläche pro Einheitsgrenzfläche proportional zu $1/\sqrt{N}$ ist, wobei N die Anzahl der Spinpaare innerhalb eines Bereiches ist. Sei fJ/a^2 die lokale Grenzflächenenergie pro Flächeneinheit a^2 , so ergibt sich die „Random Field“-Kopplungsenergie pro Einheitsgrenzfläche zu

$$\varepsilon_{r.f.} = \frac{-fJ}{a^2\sqrt{N}} = \frac{-2fJ}{\sqrt{\pi}aL} \quad (1.18)$$

mit $N = \pi(L/2)^2/a^2$ (kreisförmiger Bereich) und f dem betrachteten Vorfaktor von oben (12 oder 4).

Die Idee des „Random Field“-Modells besteht in der Annahme, dass der Antiferromagnet in Domänen aufbricht. Beim Abkühlen des Schichtsystems ordnen sich möglichst viele Defektspins parallel zur Magnetisierung des Ferromagneten. Dadurch bilden sich Domänen im Antiferromagneten, von denen alle ihren kleinen Spinüberschuss in Richtung des Ferromagneten haben (siehe Abb. 1.7). Dieser Spinüberschuss wird bei tiefen Temperaturen eingefroren und ergibt dann den „Exchange Bias“.

Um das resultierende „Exchange Bias“-Feld quantitativ zu bestimmen, muss die Größe der Domänen errechnet werden. Diese ergibt sich aus der Energieberechnung der „Random-Field“-Kopplungsenergie (Gl. 1.18) und der Domänenwandenergie (Gl. 1.16). Wie in Anhang A gezeigt beträgt die Domänengröße L

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

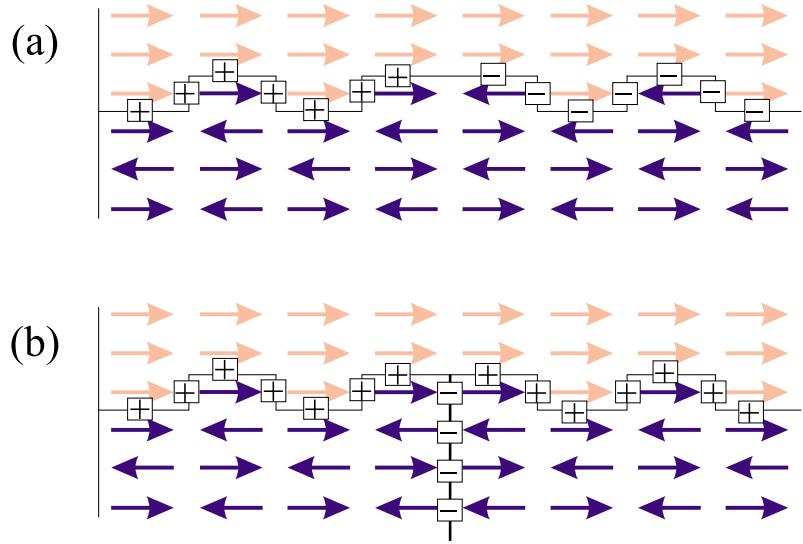


Abbildung 1.7.: Spinorientierung in ferro-/antiferromagnetischem Schichtsystem (a) ohne Domänenbildung im Antiferromagneten (b) mit Domänenbildung im Antiferromagneten. Bei (a) heben sich die verschiedenen Defektspins an der Oberfläche in der Wirkung gerade auf. Bei (b) können durch die Domänenbildung mehr Spins des Antiferromagneten an der Oberfläche in dieselbe Richtung zeigen. Dies ergibt „Exchange Bias“.

etwa $\pi\sqrt{A/K}$, d.h. sie liegt im Bereich der Domänenwandbreite.

Durch Einsetzen dieses Durchmessers in Gl. 1.18 und Vernachlässigung von $2/\sqrt{\pi}$ (Größenordnung 1) erhält man die Kopplungsenergie, die den Ferromagneten bevorzugt in eine Richtung ausrichtet zu

$$\varepsilon_{r.f.} = \frac{-fJ}{aL} = \frac{-fA}{L} = \frac{-fA}{\pi\sqrt{A/K}} = \frac{-f}{\pi}\sqrt{AK}. \quad (1.19)$$

Dies ist dann gleich der Grenzflächenenergie k_{eb} und damit ergibt sich das „Exchange Bias“-Feld H_{eb} zu (Der Faktor $1/\pi$ wurde hierbei angesichts der vergleichsweise großen Unsicherheit von f vernachlässigt.)

$$k_{eb} \cong f\sqrt{AK}, \text{ und } H_{eb} \cong \frac{f\sqrt{AK}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \quad (1.20)$$

wobei f in der Größenordnung 1 liegt.

Das „Random-Field“-Modell erklärt „Exchange Bias“ also durch die Annahme von Grenzflächenrauigkeit und eine dadurch verursachte Domänenbildung im Antiferromagneten.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Modell von Meiklejohn und Bean

Die Entdecker des „Exchange Bias“-Effekts haben als erste ein Modell entwickelt, um die Verschiebung der Hysteresekurve zu berechnen [43, 143]. Die Autoren haben nicht nur Hysteresemessungen sondern auch Drehmomentmessungen gemacht, d.h. das Drehmoment einer magnetischen Probe als Funktion des Winkels eines externen Feldes bestimmt. Dies gibt Aufschluss über die Winkelabhängigkeit der Energie, also über magnetische Anisotropien. Es wurde gezeigt, dass die Existenz einer unidirektionalen Anisotropie der Form $E = -K_u \cos \phi$ äquivalent ist zu einer Verschiebung der Hysteresekurve um einen Betrag K_u/M_s [43]. ϕ ist hierbei der Winkel zwischen dem angelegten Magnetfeld und der leichten Richtung der Anisotropie. Für eine Anisotropieenergie der Form $E = -K_u \cos \phi$ ergibt sich das Drehmoment $T = -\partial E / \partial \phi$ zu $T = -K_u \sin \phi$. Eine Abhängigkeit dieser Form haben Meiklejohn und Bean auch experimentell gefunden [43]. Um „Exchange Bias“ also quantitativ zu erklären, muss ein(e) Drehmoment(-dichte) der Form $\sin \phi$ erklärt werden.

Hierbei gehen sie von einem eindomänigen Ferromagneten aus, der eine uniaxiale Anisotropie besitzt. Der Ferromagnet ist an einen Antiferromagneten mit einer starken uniaxialen Anisotropie gekoppelt. Der Antiferromagnet sei auch eindomäig, d.h. die Spins des Antiferromagneten seien stets genau parallel bzw. antiparallel und habe eine unkompensierte Oberflächenspinstruktur. Weiterhin sind die leichten Richtungen des Ferro- und des Antiferromagneten parallel. Bezüglich der leichten Richtungen sei ϕ_{FM} der Winkel der Magnetisierung des Ferromagneten, ϕ_{AFM} der Winkel der Achse der antiferromagnetischen Spins und ϕ der Winkel des äußeren angelegten Magnetfeldes. Bei der Messung des Drehmoments lassen sich verschiedene Drehmomente identifizieren:

1. $T_1 = HM_s \sin(\phi - \phi_{FM})$ sei das Drehmoment, welches das externe Magnetfeld auf den Ferromagneten ausübt.
2. $T_2 = -K_{FM} \sin 2\phi_{FM}$ sei das Drehmoment, welches durch die Anisotropie des Ferromagneten auf die Magnetisierung des Ferromagneten ausgeübt wird.
3. $T_3 = -K_{FM-AFM} \sin(\phi_{FM} - \phi_{AFM})$ sei das Drehmoment, welches der Antiferromagnet auf den Ferromagneten ausübt.
4. $T_4 = -K_{AFM} \sin 2\phi_{AFM}$ entsteht durch die Anisotropie des Antiferromagneten und wirkt auf die antiferromagnetischen Spins.
5. T_5 ist das Drehmoment des Messgeräts (über z.B. den Torsionsdraht) auf die Probe.

Das Gesamtdrehmoment für die ferro- und die antiferromagnetischen Spins muss im Gleichgewicht verschwinden:

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

$$T_1 + T_2 + T_3 = 0, \quad -T_3 + T_4 = 0 \quad (1.21)$$

Weiterhin ist T_5 gleich der Summe der Drehmomente auf die Gitter ($T_5 = -T_2 - T_4$), woraus sich die Beziehung $T_5 = T_1$ ableitet.

Wird angenommen, dass die Anisotropie des Antiferromagneten sehr hoch ist, so kann näherungsweise θ_{AFM} gleich Null gesetzt werden. Dies entspricht dann dem Modell in Abb 1.5 (b). Für das Drehmoment T_5 ergibt sich aus Gl. 1.21:

$$T_5 = T_1 = -T_2 - T_3 = K_{FM} \sin 2\theta_{FM} + K_{FM-AFM} \sin \theta_{FM},$$

d.h. die gesuchte $\sin \theta$ Abhängigkeit. Die Grenzflächenkopplung k_{eb} und das „Exchange Bias“-Feld ist gegeben durch [44]:

$$k_{eb} = K_{FM-AFM} t_{FM} \text{ und } H_{eb} = \frac{K_{FM-AFM}}{\mu_0 M_{FM}},$$

wobei K_{FM-AFM} die Austauschkopplungskonstante ist, die von der Grenzflächenkopplung zwischen Ferro- und Antiferromagnet stammt. Wie bereits in dem Abschnitt über intuitive Modelle auf Seite 31 ergeben sich „Exchange Bias“ Felder, die um Größenordnungen zu hoch sind.

Wird die Bedingung weggelassen, dass der Antiferromagnet in Richtung seiner leichten Achse verharrt $\phi_{AFM} \neq 0$, dann müssen die Gl. 1.21 numerisch ausgerechnet werden und man erhält das wichtige Ergebnis, dass der Antiferromagnet mit dem Ferromagneten mitrotiert, falls nicht

$$K_{AFM} t_{AFM} \geq J_{INT}$$

erfüllt ist [44, 143]. t_{AFM} ist die Schichtdicke des Antiferromagneten und $J_{INT} = K_{FM-AFM} t_{FM}$ die Austauschkonstante pro Einheitsfläche an der ferro-/antiferromagnetischen Grenzfläche. Anschaulich bedeutet diese Bedingung, dass die Anisotropie des Antiferromagneten, welche die Spins festhält, größer sein muss als die Grenzflächenkopplung mit der Ferromagnet sie verdrehen will. Ebenso bedeutet diese Bedingung, dass das „Exchange Bias“-Feld für $t_{AFM} \rightarrow 0$ ebenfalls gegen Null gehen muss.

Domänenwandmodell von Mauri

Das Modell von Mauri [144] hebt eine wesentliche Einschränkung des Modells von Meiklejohn und Bean auf, und zwar die Bedingung, dass die Spins in dem Antiferromagneten alle immer parallel bzw. antiparallel stehen müssen. Die

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

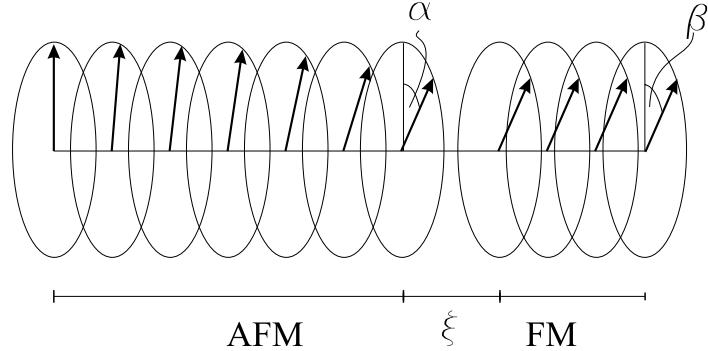


Abbildung 1.8.: Domänenwandmodell von Mauri: links ist der halbunendliche Antiferromagnet mit einer Domänenwand gezeigt (nur ein Untergitter dargestellt), rechts der Ferromagnet in dem alle Spins als parallel angenommen sind.

Spins des Antiferromagneten werden in Ebenen parallel zur Grenzfläche zusammengefasst. In diesen Ebenen sind alle Spins parallel, jedoch die Spins in den Ebenen untereinander können sich gegeneinander verdrehen (siehe Abb. 1.8).

Der Antiferromagnet wird also halbunendlich angenommen, mit einer uniaxialen Anisotropie mit der Anisotropiekonstante K und Austauschsteifheit A . Die Spins der antiferromagnetischen Schicht, die mit dem Ferromagneten koppeln, haben mit der leichten Richtung des Antiferromagneten einen Winkel α . Der Ferromagnet im Abstand ξ wird als sehr dünne Schicht mit Dicke t_{FM} angenommen, so dass die Spins hier immer alle parallel zueinander stehen. Die Austauschsteifheit der Grenzflächenkopplung sei A_{FM-AFM} . Der Winkel der ferromagnetischen Spins mit der leichten Richtung sei β . Damit ergibt sich die Energie des Gesamtsystems pro Einheitsfläche zu

$$E = 2\sqrt{AK} (1 - \cos \alpha) + \frac{A_{FM-AFM}}{\xi} (1 - \cos(\alpha - \beta)) + K_{FM} t_{FM} \cos^2 \beta + \mu_0 H_{FM} t_{FM} (1 - \cos \beta).$$

Der erste Term ist die Domänenwandenergie im Antiferromagneten, der zweite Term ist die Kopplungsenergie an der Grenzfläche, der dritte die Anisotropieenergie des Ferromagneten und der vierte die Zeeman-Energie des Ferromagneten im äußeren Feld.

Mit dieser Gleichung wird numerisch das energetische Minimum als Funktion von α und β für ein gegebenes Magnetfeld gesucht und so können Hysteresekurven simuliert werden. Es zeigt sich, dass auch für sehr starke Kopplungen A_{FM-AFM} über die Grenzfläche hinweg die effektive Grenzflächenkopplung und

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

das „Exchange Bias“-Feld immer auf den Wert

$$k_{eb} = 2\sqrt{AK} \text{ und } H_{eb} = \frac{2\sqrt{AK}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \text{ falls } \frac{A_{FM-AFM}}{2\xi\sqrt{AK}} \gg 1 \quad (1.22)$$

begrenzt bleibt. Bei kleineren Werten von A_{FM-AFM} bestimmen sich diese Werte zu

$$k_{eb} = \frac{A_{FM-AFM}}{\xi} \text{ und } H_{eb} = \frac{A_{FM-AFM}}{\xi\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \text{ falls } \frac{A_{FM-AFM}}{2\xi\sqrt{AK}} \ll 1.$$

Mit $J_{INT} = A_{FM-AFM}/\xi$ ist der letzte Ausdruck äquivalent dem von Meiklejohn und Bean (J_{INT} : Austauschenergie pro Einheitsgrenzfläche). Die Idee dieses Modells ist also, die Energie des Gesamtsystems durch Bildung einer Domänenwand parallel zur Grenzfläche im Antiferromagneten abzusenken. Dadurch ergibt sich auch für eine starke Grenzflächenkopplung A_{FM-AFM} ein Maximalwert des „Exchange Bias“-Feldes (s. Gl. 1.22), der nicht mehr von der Grenzflächenkopplung, sondern nur noch von den Anisotropien und Kopplungskonstanten des Antiferromagneten abhängt. Die Formel 1.22 hat große Ähnlichkeit mit dem Ergebnis von Malozemoff (siehe Gl. 1.20). Auch wenn die Modellansätze von beiden Untersuchungen sehr verschieden sind, spielt bei beiden die Domänenwandenergie im Antiferromagneten eine Rolle und daher ergibt sich die Ähnlichkeit. Es sei jedoch nochmal darauf hingewiesen, dass Malozemoff von einer kompensierten Spinstruktur an der Oberfläche ausgeht, Mauri jedoch eine unkompensierte Oberfläche annehmen muss.

Modell von Schulthess und Butler

Das Modell von Schulthess und Butler stellt eine mikromagnetische Simulation einer 3-dimensionalen Anordnung von Heisenberg-Spins dar [34, 35]. In einem Halbraum werden die Spins antiferromagnetisch gekoppelt im anderen ferromagnetisch. Die Kopplung über die Grenzfläche hinweg wird als antiferromagnetisch angenommen. An jedem Gitterplatz wird ein magnetisches Moment μ angenommen. Für den Antiferromagneten werden das Spingitter, die Kopplungskonstanten sowie die Anisotropien wie in CoO gewählt. Die Energie E der gesamten Spinkonfiguration setzt sich zusammen aus

$$\begin{aligned} E = & \sum_i \mu_i \mathbf{H}_{ext} - \sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j + \sum_i K_i \sin^2 \theta_i + \\ & + \sum_{i \neq j} \left(\mu_i \mu_j - 3 (\mu_i \hat{\mathbf{n}}_{ij}) (\mu_j \hat{\mathbf{n}}_{ij}) \right) / |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3. \end{aligned}$$

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Hierbei ist der erste Term die Zeemanenergie eines Moments im äußeren Feld \mathbf{H}_{ext} . Der zweite Term die Austauschenergie zweier Momente $\boldsymbol{\mu}_i$ und $\boldsymbol{\mu}_j$ vermittelt durch J_{ij} , mit $\mathbf{s} = \boldsymbol{\mu} / |\boldsymbol{\mu}|$. Der dritte Term ist die uniaxiale Anisotropieenergie eines einzelnen Moments gegeben durch die Stärke von K_i . Der letzte Term stellt die Dipol-Dipol-Energie zweier magnetischer Momente dar, wobei $\hat{\mathbf{n}}_{ij}$ der Einheitsvektor der Verbindungsgeraden von $\boldsymbol{\mu}_i$ und $\boldsymbol{\mu}_j$ ist.

Aus dieser Energie wird für jedes Moment das effektive Feld \mathbf{H}_i durch $\mathbf{H}_i = -\partial E / \partial \boldsymbol{\mu}_i$ bestimmt und dann in die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung eingesetzt

$$\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\mu}_i = -\gamma(\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{H}_i) + \alpha \left(\boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\mu}_i \right) \frac{1}{|\boldsymbol{\mu}_i|}.$$

Hier ist γ das gyromagnetische Verhältnis und α ein willkürlicher Dämpfungsparameter. Dieser Parameter ist für das letztendliche Gleichgewicht nicht wichtig, sondern lediglich dafür, wie es sich einstellt. Weil für die ferromagnetischen Momente nicht angenommen werden sollte, dass sie immer in der Filmebene bleiben, wurde die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit in das Modell einbezogen, die dann durch Formanisotropie lediglich eine bevorzugte Ausrichtung der Momente in der Filmebene gewährleistet. Ähnliche mikromagnetische Rechnungen von Koon [33, 145] haben mit der Annahme, dass die Momente immer in der Ebene verharren, zu falschen Schlüssen geführt [34, 35].

Bei Berechnungen mit diesem Modell stellt sich heraus, dass es zwar an einer perfekten kompensierten Grenzfläche 90°-Kopplung gibt, letztere jedoch nicht für den „Exchange Bias“ verantwortlich ist. Anhand dieses Modells ist „Exchange Bias“ nur dann zu erklären, falls an der Grenzfläche unkompenzierte Momente angenommen werden [34, 35]. Aufgrund von experimentellen Untersuchungen, die einen Spinüberschuss im AFM von etwa 1 % messen [84, 85], wurde in dem Modell ein solcher Spinüberschuss künstlich hinzugefügt. Damit ergibt sich für einen 20 nm dicken Permalloyfilm auf CoO eine Verschiebung der Hysteresekurve von 6 kA/m (= 75 Oe). Dies entspricht gemäß Gl. 1.15 einer Grenzflächenenergie von $k_{eb} = 0,12 \text{ mJ/m}^2$. Dies liegt sehr gut im Bereich der experimentellen Werte aus Tabelle 1.1 und passt besonders gut zu den Werten von Takano et al. [84], die auch die Polarisation von 1% gemessen hatten.

Dieses Modell verdeutlicht also die Bedeutung von Grenzflächendefekten, muss allerdings einen Spinüberschuss der Defektspins eines Untergitters annehmen, ohne dies theoretisch ableiten zu können. Als Begründung für solche unkompenzierten Spins wird der Mechanismus von Malozemoff vorgeschlagen [34, 35].

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Modell von Stiles und McMichael

Das Modell von Stiles und McMichael beruht auf der Idee, sich den Antiferromagneten als polykristallin vorzustellen [146]. Hierbei sollen sich die verschiedenen Kristallite in ihrer Größe und Orientierung unterscheiden. Die Spins in dem Antiferromagneten können sich frei in alle Raumrichtungen drehen (Heisenbergmodell). Die Energie E eines Kristallits des Antiferromagneten mit der Grenzfläche Na^2 erhält man durch

$$\frac{E}{Na^2} = \frac{-J_{net}}{a^2} (\widehat{\mathbf{M}}_{FM} \cdot \widehat{\mathbf{m}}(0)) + \frac{J_{sf}}{a^2} (\widehat{\mathbf{M}}_{FM} \cdot \widehat{\mathbf{m}}(0))^2 + \frac{\sigma}{2} (1 - \widehat{\mathbf{m}}(0) \cdot (\pm \hat{\mathbf{u}})).$$

Dabei ist N die Anzahl der Spins an der Grenzfläche, a die Gitterkonstante, J_{net} die gemittelte Austauschkonstante der verschiedenen antiferromagnetischen Kristallite zu dem Ferromagneten, $\widehat{\mathbf{M}}_{FM}$ die Richtung der ferromagnetischen Magnetisierung, $\widehat{\mathbf{m}}(0)$ die Richtung der Spins der antiferromagnetischen Schicht, die Kontakt zu dem Ferromagneten hat, J_{sf} die „spin flop coupling“ Austauschkonstante (siehe 90°-Kopplung, 1.4.1), und $\hat{\mathbf{u}}$ die leichte Anisotropierichtung der Spins des Antiferromagneten. Der magnetische Zustand eines Kristallits wird so gewählt, dass sich für eine gegebene Richtung der ferromagnetischen Magnetisierung der Kristallit in seinem energetischen Minimum befindet. Die Gesamtenergie ergibt sich durch Mittelung der verschiedenen Kristallite mit verschieden orientierten leichten Achsen. Damit ergibt sich die „Exchange Bias“-Anisotropie k_{eb} und das „Exchange Bias“-Feld zu

$$k_{eb} = \frac{J_{net}}{2a^2} \text{ und } H_{eb} = \frac{J_{net}}{2a^2 \mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \frac{2J_{net}}{\sigma a^2} < 1 \quad (1.23)$$

$$k_{eb} = \frac{\sigma}{4} \text{ und } H_{eb} = \frac{\sigma}{4\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \frac{2J_{net}}{\sigma a^2} > 1. \quad (1.24)$$

Mit $J_{INT} = J_{net}/a^2$ und $\sigma = 4\sqrt{AK}$ ist dieses Ergebnis vergleichbar mit dem von Mauri, ein Faktor zwei Unterschied ergibt sich jedoch durch die Annahme polykristalliner Filme. Bei kleinen Austauschkopplungen J_{net} an der Grenzfläche bleiben die Spins des Antiferromagneten nahezu unberührt und der „Exchange Bias“ hängt von der Stärke dieser Kopplung ab (Gl. 1.23). Bei starken Kopplungen limitiert eine Domänenwand im Antiferromagneten das „Exchange Bias“-Feld (siehe Gl. 1.24). Wichtige Grundlage bei diesem Modell für die Erklärung der Existenz des „Exchange Bias“ ist jedoch die Annahme einer polykristallinen Struktur des Antiferromagneten. Nur für die genaue Stärke des „Exchange Bias“ ist die Betrachtung der Domänenwandbildung parallel zur Grenzfläche im Antiferromagneten wichtig.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Spinwellenmodell

Das Spinwellenmodell betrachtet im Gegensatz zu allen vorhergehenden Modellen die Spins nicht als klassische sondern als quantenmechanische Objekte [147, 148]. Für eine glatte Grenzfläche mit einer kompensierten Spinstruktur des Antiferromagneten wird der Hamiltonian angesetzt mit

$$H = - \sum J_F \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \sum J_{AF} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j + \sum J_C \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{s}_j + \sum A(\mathbf{s}_i).$$

Hierbei bezeichnet \mathbf{S} einen Spin des Ferromagneten und \mathbf{s} einen des Antiferromagneten. Der erste Term ist die Austauschkopplung des Ferromagneten mit der Kopplungskonstante J_F , der zweite Term entsprechend für den Antiferromagneten, der dritte Term beschreibt die Kopplung an der Grenzfläche und der letzte steht für die Anisotropie des Antiferromagneten. Das Modell wurde für kollineare Spinkonfiguration des Ferro- und des Antiferromagneten [147] sowie für ferromagnetische Spins, die zu denen des Antiferromagneten gedreht sind berechnet [148]. Es werden Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Spinanregungen im Antiferromagneten (Spinflip-Prozesse) eingeführt, die Operatoren in eine Fourierreihe entwickelt und die Koeffizienten geeignet transformiert, so dass sich der zweite Term (bezeichnet mit H_{AF}) als Vakuum-Nullpunktsenergie darstellt:

$$H_{AF} = \sum_k \hbar \omega_k b_k^* b_k.$$

Hierbei erstreckt sich die Summe über die transformierten Fourierkoeffizienten der transformierten Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren. Es ergeben sich also Nullpunktskorrekturen zu dem nominellen Néel-Grundzustand, bei dem alle Spins perfekt ausgerichtet wären. Bei dem dritten Term, der die Kopplung des Antiferromagneten mit dem Ferromagneten beschreibt, werden nun ebenfalls für den Antiferromagneten die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren eingeführt. Damit ergibt sich der Einfluss des Ferromagneten auf den Grundzustand des Antiferromagneten. Dieser veränderte Grundzustand jedoch wirkt sich wieder auf den Ferromagneten selber aus. Der Ferromagnet erzeugt also virtuelle Magnonen im Antiferromagneten, die er selber wieder absorbiert. Es ergibt sich eine Selbstenergie des Ferromagneten, die die Form eines effektiven Zeemannfeldes hat

$$g\mu_B H_{eff} \approx \frac{2sJ_c^2}{J_{AF}N},$$

wobei N die Anzahl der antiferromagnetischen Spins ist und g der g-Faktor der ferromagnetischen Spins.

Nun hängt in dieser Theorie die Richtung des Zeemannfeldes nur von der

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Richtung des Ferromagneten ab. D.h. wird der Ferromagnet herumgedreht, dreht sich auch das effektive Zeemannfeld mit herum. Desweiteren wird daher abgeschätzt, auf welcher Zeitskala dieses Herumdrehen stattfindet dadurch, dass der Ferromagnet zu einer Zeit $t = 0$ entfernt wird und die zeitliche Evolution des Antiferromagneten betrachtet wird. Es zeigt sich, dass ein Abklingen mit t_0/t einsetzt wobei t_0

$$t_0 = \frac{8\pi^3 N_{surf}}{J_{af}} \left(\frac{J_c}{J_{af}} \right)^2 \left(S(S+1) - (S^z)^2 + S^z \right). \quad (1.25)$$

Hierbei ist $J_{af} = J_{AF}/\hbar$ und N_{surf} ist die Anzahl der Oberflächenspins. Für eine Probe mit einer Fläche von 1 cm^2 liegt N_{surf} in der Größenordnung von 10^{15} Spins. Mit $J_{af} = J_c = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich eine Abklingzeit t_0 von etwa $2,5 \times 10^5 \text{ s}$ (etwa drei Tage).

Bewertung der Modelle

Da alle Modelle quantitative Aussagen machen, soll zunächst ein Vergleich der „Exchange Bias“-Felder für identische Materialkonstanten gemacht werden. Hierbei werden für die Kopplungskonstanten und Anisotropiekonstanten die Werte des numerischen Modells von Schulthess und Butler genommen, um auch dieses Modell mit den anderen vergleichen zu können. Für den Ferromagneten wird also eine 20 nm dicke Permalloyschicht angenommen und für den Antiferromagneten werden die Werte für CoO angesetzt, wobei dies ein Materialsystem darstellt, welches sehr hohe Anisotropien hat und eine kleine Austauschwechselwirkung. Als komplementäres Modellsystem sollen die Werte für den Antiferromagneten FeMn berechnet werden, welcher eine hohe Austauschkopplung hat, aber nur geringe Anisotropien. Diese Grenzfälle sind für die Modelle wichtig, bei denen Domänenwände im Antiferromagneten auftreten. Für CoO wird eine (111)-Oberflächenorientierung angenommen. In dieser Orientierung gibt es sowohl die Möglichkeit kompensierter als auch unkompenasierter Oberflächenspinstrukturen [149] (siehe auch 3.1.1). Bei FeMn lassen sich für verschiedene Kristallorientierungen kompensierte oder unkompenisierte Oberflächenspinstrukturen einstellen. Um die verschiedenen Modelle vergleichen zu können, werden die Werte für die (100)-Orientierung genutzt, die an sich kompensiert ist. Die Abweichungen zu anderen Orientierungen sind minimal. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 1.2, 1.3 und 1.4 zusammengefasst. Dabei wird unterschieden, ob das Modell von einer kompensierten oder unkompenasierten Spinstruktur ausgeht.

Die Kopplungsstärke definiert direkt den „Exchange Bias“-Wert für das in-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

	CoO(111)	FeMn(100)
Struktur	NaCl-Struktur	fcc
$J[J]$	$3,2 \times 10^{-22}$	$7,7 \times 10^{-22}$
$a[\text{nm}]$	0,427	0,363
N	4	2
$F[\text{m}^2]$	$3,15 \times 10^{-19}$	$1,3 \times 10^{-19}$
$NJ/F [\text{J}/\text{m}^2]$	$4,1 \times 10^{-3}$	$1,17 \times 10^{-2}$
$A [\text{J}/\text{m}]$	$7,5 \times 10^{-13}$	$3,0 \times 10^{-12}$
$K [\text{J}/\text{m}^3]$	$2,5 \times 10^{+7}$	$1,3 \times 10^{+4}$
$\sqrt{AK} [\text{J}/\text{m}^2]$	$4,3 \times 10^{-3}$	$2,0 \times 10^{-4}$
$\sqrt{A/K} [\text{nm}]$	0,17	15,2
$(NJ/F)/(2\sqrt{AK})$	0,47	30

Tabelle 1.2.: Zusammenstellung wichtiger Größen zur Berechnung der „Exchange Bias“-Felder von CoO und FeMn: Austauschkonstante J (bei CoO Übernächste-Nachbarwechselwirkung mit Ionenabstand a , bei FeMn Nächste-Nachbarwechselwirkung mit Abstand $a/\sqrt{2}$), Gitterkonstante a , Anzahl N der Spins pro Grenzflächeneinheitszelle, Größe der Grenzflächeneinheitszelle F , Austauschsteifheit A , Anisotropiekonstante K , charakteristische Größe für die Domänenwandenergie \sqrt{AK} , charakteristische Größe für die Domänenwandbreite $\sqrt{A/K}$. Der letzte Wert $J \frac{N}{F} / (2\sqrt{AK})$ im Vergleich zu 1 gibt für die Modelle von Mauri und Stiles an, welche Formel zu benutzt werden ist. Für CoO siehe Ref. [34, 150], für FeMn Ref. [38, 144, 151]

Modell	Formel	$k_{eb}[\text{mJ}/\text{m}^2]$	$H_{eb}[\text{kA}/\text{m}]$	$H_{eb}[\text{Oe}]$
Intuitiv (unkomp.)	NJ/F	4,1	203	2545
„Random-Field“ (komp.)	\sqrt{AK}	(4,3)	(217)	(2720)
Meiklejohn (unkomp.)	NJ/F	4,1	203	2545
Mauri (unkomp.)	NJ/F	4,1	203	2545
Stiles (unkomp.)	$NJ/2F$	2,0	101	1270
Schulthess (unkomp.)	mikrom.	0,12	6	75

Tabelle 1.3.: Berechnete „Exchange Bias“-Anisotropien für CoO mit verschiedenen Modellen. Als Ferromagnet wurde eine 20 nm dicke Permalloysschicht angenommen. Die Werte zur Berechnung sind aus Tabelle 1.2 entnommen.

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Modell	Formel	$k_{eb} [\text{mJ/m}^2]$	$H_{eb} [\text{kA/m}]$	$H_{eb} [\text{Oe}]$
Intuitiv (unkomp.)	NJ/F	12	580	7340
„Random-Field“ (komp.)	\sqrt{AK}	0,2	10	124
Meiklejohn (unkomp.)	NJ/F	12	580	7340
Mauri (unkomp.)	$2\sqrt{AK}$	0,4	20	248
Stiles (unkomp.)	\sqrt{AK}	0,2	10	124

Tabelle 1.4.: Berechnete „Exchange Bias“-Anisotropien für FeMn mit verschiedenen Modellen. Als Ferromagnet wurde eine 20 nm dicke Permalloyschicht angenommen. Die Werte zur Berechnung sind aus Tabelle 1.2 entnommen.

tuitive Modell und das von Meiklejohn und Bean. Daher ergeben sich hier für CoO niedrigere „Exchange Bias“-Felder als bei FeMn.

Bei dem Modell von Mauri und dem Modell von Stiles ist das Verhältnis von Kopplungsstärke zu Domänenwandenergie wichtig, da es festlegt, welcher Grenzfall vorliegt und wie das „Exchange Bias“-Feld zu berechnen ist. Der letzte Wert in Tabelle 1.2 drückt genau dieses Verhältnis aus. Bei CoO ergibt sich ein Wert kleiner 1, bei FeMn ein Wert größer als 1. Daher sind bei CoO und FeMn verschiedene Formeln anzuwenden. Der physikalische Grund hierfür liegt in der sehr hohen Domänenwandenergie bei CoO. Die Bildung einer Domänenwand in CoO kann hier die Grenzflächenenergie nicht absenken. Bei FeMn hingegen kann die Bildung einer Domänenwand im Antiferromagneten die Grenzflächenenergie sehr wohl absenken, was die effektive Grenzflächenkopplung limitiert und das „Exchange Bias“-Feld um etwa einen Faktor 30-60 reduziert im Vergleich zu dem intuitiven Modell.

Die Formel des „Random Field“-Modells von Malozemoff liefert für CoO keine sinnvollen Ergebnisse, da in der Berechnung wieder die Domänenwandenergie auftritt, die jedoch extrem hoch ist. Der Ausdruck \sqrt{AK} für die Domänenwandenergie ist nur sinnvoll für $\sqrt{A/K} \gg a$ (Domänenwanddicke größer als Gitterparameter), daher soll in der folgenden Diskussion dieser Wert nicht weiter in Betracht gezogen werden. Bei FeMn hingegen kann das „Random-Field“-Modell sehr wohl vernünftige Vorhersagen machen und zwar ohne die Annahme einer perfekten unkompenzierten Grenzfläche wie in dem intuitiven Modell oder dem von Meiklejohn und Bean.

Ein Vergleich mit den experimentellen Werten fällt schwer, da diese selber um einen Faktor 100 streuen (siehe Tabelle 1.1). Jedoch ist für CoO zu erkennen, dass die Werte des intuitiven Modells für die unkompenzierte Spinstruktur, des Modells von Meiklejohn und Bean, des Modells von Mauri und des Modells von Stiles immer deutlich über allen jemals beobachteten Werten liegen. Mit

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Ausnahme des Modells von Stiles, welches von einem polykristallinen Film ausgeht, ist die Annahme der Modelle einer perfekten unkompenzierten Grenzfläche sicherlich nicht realistisch. Die Werte dieser Modelle können als eine Art oberster Grenzwert des erreichbaren „Exchange Bias“-Feldes betrachtet werden. Das Modell von Schulthess und Butler liefert Werte, die in der richtigen Größenordnung liegen, muss dafür jedoch künstlich einen Spinüberschuss in einer festen Richtung annehmen. Abgesehen von den Rechnungen von Schulthess und Butler gibt es für CoO keine Modelle, die von der Größenordnung her korrekte Aussagen treffen können.

Bei FeMn hingegen senken die postulierten Domänenwände im Antiferromagneten das „Exchange Bias“-Feld um bis zu einem Faktor 30-60 ab. Dies rückt die vorhergesagten Werte sehr gut in die richtige Größenordnung der experimentell beobachteten. Das Modell von Mauri und das von Stiles gehen hier von einer perfekten unkompenzierten Grenzfläche aus, wohingegen das „Random Field“-Modell von einer kompensierten Grenzfläche ausgeht. Einzige Voraussetzung ist eine gewisse Grenzflächenrauigkeit, die die Unterschiede zwischen kompensierter und unkompenzierte Spinstruktur verwischt (siehe Abb. 1.5 (c) und (d)).

Das mikromagnetische Modell von Schulthess und Butler belegt die Bedeutung von Grenzflächendefekten, ohne die es „Exchange Bias“ für eine kompensierte Spinstruktur nicht erklären kann. Dies ist auch ein Ansatz zur Erklärung der großen Streuung der experimentellen Werte, da jede Präparationsmethode eine verschiedenartige Grenzfläche erzeugt. Jedoch wurden bei dem Modell Defekte so angenommen, dass es Spinüberschuss eines Untergitters des Antiferromagneten gibt. Dies kann im Rahmen des Modells jedoch nicht hergeleitet werden, sondern es wird auf den Domänenmechanismus des „Random Field“-Modells verwiesen.

Das Spinwellenmodell hängt von der Aussage ab, dass die Zeitskala der Stabilität des „Exchange Bias“ von der Probengröße abhängt. Für Proben im cm-Bereich liegt die vorhergesagte Zeitskala deutlich über normalen Beobachtungszeiten. Jedoch gibt es hinsichtlich Anwendungen einige Untersuchungen zu mikrostrukturierten „Exchange Bias“-Systemen, bei denen die Probengröße im Bereich von $1 \mu\text{m}^2$ liegt [152–155]. Die Zeitskala liegt damit bei der Größenordnung von einer Millisekunde. Dies lässt das Modell in dieser Form etwas unglaublich erscheinen.

Insgesamt lässt sich sagen, dass alle Modelle Einschränkungen in den Modellannahmen oder Unzulänglichkeiten in der Vorhersagekraft haben. Allerdings scheint für Systeme, die FeMn vergleichbar sind, eine gewisse Überein-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

stimmung zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen vorhanden zu sein. Hierbei hebt sich das „Random-Field“-Modell besonders hervor, weil es sehr realistische Annahmen über die Grenzflächenbeschaffenheit macht und keine unkomensierte Spinstruktur voraussetzen muss. Die Ansätze von Mauri gelten bei schwach anisotropen Antiferromagneten auch für schwache effektive Austauschkopplungen an der Grenzfläche. Daher ergeben sich auch hier recht gute Übereinstimmungen mit experimentellen Werten. Bei Systemen vergleichbar zu CoO versagen jedoch alle Modellvorhersagen. Eine befriedigende mikroskopische Erklärung des Phänomens „Exchange Bias“ gibt es nicht.

1.4.3. Phänomenologische Beschreibung der Grenzflächenkopplung

In den Abschnitten über die 90°-Kopplung (1.4.1) und über den „Exchange Bias“-Effekt wurde gezeigt, dass die Kopplung eines Ferromagneten an einen Antiferromagneten neuartige Anisotropien in dem Ferromagneten erzeugen kann. Es wurde von verschiedenen Autoren versucht, ein mikroskopisches Verständnis für diese Phänomene zu geben. Jedoch kann ähnlich wie in dem Abschnitt 1.2.5 über Anisotropien in Ferromagneten auch ohne genaues mikroskopisches Verständnis eine Reihenentwicklung der Anisotropieenergie, die sich durch eine solche Kopplung ergibt, gemacht werden. Hierbei wird folgender Ansatz für die „in-plane“-Winkelabhängigkeit der Anisotropieenergiedichte gemacht [128, 156]

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(n(\phi - \phi_0))$$

Dabei sind E die Anisotropieenergiedichte, a_n die Entwicklungskoeffizienten und $(\phi - \phi_0)$ der „in-plane“-Winkel zwischen der Magnetisierung und einer Referenzrichtung ϕ_0 .

In niedrigster Ordnung ($n = 1$) wird der „Exchange Bias“-Effekt also durch

$$E = K_{eb} \cos(\phi - \phi_0) \quad (1.26)$$

beschrieben. Dabei ist K_{eb} eine effektive Volumenanisotropiekonstante, die sich aus der Grenzflächenanisotropiekonstanten k_{eb} mit $K_{eb} = k_{eb}/t_{FM}$ ergibt. Die Terme mit geradem n tragen nicht zur unidirektionalen Anisotropie bei, sondern nur die Terme mit ungeradem n . Ausgehend von Gl. 1.26 und Gl. 1.15 ergibt sich ein cosinusförmiger Verlauf des „Exchange Bias“-Feldes bei „in-plane“-Drehungen der Probe.

Die nächst höhere Ordnung der „Exchange Bias“-Anisotropie ist also der

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Term dritter Ordnung mit

$$E^{(3)} = K_{eb}^{(3)} \cos(3(\phi - \phi_0)).$$

In einigen Untersuchungen sind sehr starke höhere Anisotropiebeiträge gefunden worden [111, 128, 129, 156]. Dies zeigt deutlich die Bedeutung höherer Anisotropiebeiträge zur „Exchange Bias“-Anisotropie.

Die „out of plane“-Winkelabhängigkeit der „Exchange Bias“-Anisotropie wird phänomenologisch mit einem $\sin \theta$ angesetzt [62]. Dabei ist θ der Winkel zwischen der Richtung der Magnetisierung und der Flächennormalen. Insgesamt ergibt sich also für die „Exchange Bias“-Anisotropie ein Ausdruck

$$E = K_{eb} \cos(\phi - \phi_0) \sin \theta. \quad (1.27)$$

In dieser Form wird der Einfluss der Anisotropie auf die Spinwellenfrequenzen im folgenden Abschnitt benutzt.

1.5. Einfluss der Anisotropien auf Spinwellenanregungen

In den vorhergehenden Abschnitten wurde besprochen welche Anisotropien in ferromagnetischen Schichten auftreten und wie sie beschrieben werden. In diesem Abschnitt soll der Zusammenhang zwischen der Anisotropieenergiedichte E_{ani} und den experimentell zugänglichen Frequenzen ω von Spinwellenanregungen in ferromagnetischen Schichten hergestellt werden. Dieser Zusammenhang erlaubt dann die genaue Bestimmung von Anisotropien durch gemessene Spinwellenfrequenzen.

Von den möglichen Spinwellenanregungen ist die nach ihren Entdeckern benannte Damon-Eschbach-Mode von besonderem Interesse [157]. Da es sich um eine Oberflächenmode handelt, ist sie geeignet für die Untersuchungen von ultradünnen Filmen. Es wird ein Kontinuumsansatz [27, 28, 158–165] für ihre Beschreibung gewählt, was durch die Langwelligkeit der Mode gerechtfertigt wird. Ausgangspunkt ist die Landau-Lifschitz Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}). \quad (1.28)$$

\mathbf{M} ist der Vektor der Magnetisierung, γ das gyromagnetische Verhältnis und \mathbf{H}_{eff} das auf die Magnetisierung wirkende effektive Magnetfeld. \mathbf{H}_{eff} setzt sich zusammen aus dem äußeren angelegten Magnetfeld \mathbf{H}_0 , dem Austausch-

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

feld, welches durch Verkippung zu benachbarten magnetischen Momenten entsteht $\mathbf{H}_{\text{aus}} = \frac{2A}{M_s} \nabla^2 \mathbf{M}$, mit A der Austauschsteifheit und M_s der Sättigungsmagnetisierung, dem Anisotropiefeld $\mathbf{H}_{\text{ani}} = \frac{1}{M_s} \nabla_{\alpha_{\mathbf{M}}} E_{\text{ani}}$ wobei $\nabla_{\alpha_{\mathbf{M}}} E_{\text{ani}}$ die Ableitung der Anisotropieenergie nach dem Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung ist, und einem zeitabhängigen Fluktuationsfeld $\mathbf{h}(t)$, welches durch die sich bewegenden Momente gegeben wird. Um die Bewegungsgleichung 1.28 zu lösen wird folgender Ansatz gemacht

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t) \text{ und } \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t).$$

\mathbf{M}_0 (\mathbf{H}_0) sei der statische Teil der Magnetisierung (des Magnetfeldes) und $\mathbf{m}(t)$ ($\mathbf{h}(t)$) der zeitlich variable Teil. Im Folgenden sei angenommen, das Koordinatensystem sei so gewählt, dass die z-Richtung parallel zur Flächennormalen liegt. Für die dynamischen Teile $\mathbf{m}(t)$ und $\mathbf{h}(t)$ wird innerhalb des magnetischen Films angesetzt, sie seien proportional zu

$$\exp(i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r}))$$

und außerhalb sei $\mathbf{m} = 0$ und $\mathbf{h}(t)$ proportional zu

$$\exp(i(\omega t - q_x x - q_y y) - q_z z),$$

d.h. $\mathbf{h}(t)$ fällt von der Schicht weg exponentiell ab. Damit ergibt sich für das Austauschfeld $\mathbf{H}_{\text{aus}} = \frac{2A}{M_s} q_{||}^2 \mathbf{1}$, wobei $q_{||}^2 = q_x^2 + q_y^2$. Es werden nun Polarkoordinaten eingeführt, mit θ dem „out-of-plane“-Winkel der Magnetisierung (Winkel zwischen \mathbf{M} und z-Achse) und ϕ dem „in-plane“-Winkel der Magnetisierung bzgl. einer niedrig indizierten kristallographischen Richtung. Für das Anisotropiefeld \mathbf{H}_{ani} ergibt sich

$$\begin{aligned} \nabla_{\alpha_z} E_{\text{ani}} &= H_{\alpha} m_z + H_{\gamma} m_x \\ \nabla_{\alpha_x} E_{\text{ani}} &= H_{\gamma} m_z + H_{\beta} m_x \end{aligned}$$

mit

$$B_{\alpha} = \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} E_{\text{ani}}, \quad B_{\beta} = \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} E_{\text{ani}}, \quad B_{\gamma} = \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \phi} E_{\text{ani}} \text{ und } B_i = \mu_0 H_i. \quad (1.29)$$

Die Randbedingungen für dieses Problem ergeben sich zum einen aus den Maxwellgleichungen, die die Stetigkeit der Normalkomponente von $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ und Tangentialkomponente von \mathbf{H} fordern. Zum anderen lässt sich aus der

1. Anisotropien in magnetischen Schichten

Landau-Lifschitz-Gl. (1.28) die Rado-Weertman-Randbedingung ableiten, die besagt, dass die Summe aller Drehmomente an der Grenzfläche verschwinden muss [166].

Weiterhin wird das Zeeman-Feld als die Projektion des äußereren, in Schichtebene angelegten Magnetfeldes \mathbf{H}_0 auf die Richtung der Magnetisierung definiert $B_{Zee} = B_0 \cos(\phi - \phi_H)$, $B_0 = \mu_0 H_0$. Damit ergibt sich für die Spinwellenfrequenz ω [28, 165, 167]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= \left(B_{Zee} + B_\alpha + \frac{2A}{M_s} q_\parallel^2 + \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1}{2} q_\parallel d\right)\right) \\ &\times \left(B_{Zee} + B_\beta + \frac{2A}{M_s} q_\parallel^2 + \frac{\mu_0 M_s}{2} q_\parallel d \sin^2(\phi - \phi_q)\right) \\ &- B_\gamma^2. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Dabei ist d die ferromagnetische Schichtdicke und ϕ_q die Richtung des Spinwellenvektors. In diesen Ausdruck werden die in Abschnitt 1.2.5 berechneten Ausdrücke für die Anisotropieenergie eingesetzt.

Wird E_{ani} durch trigonometrische Funktionen (sin,cos) beschrieben, so zeigt diese Gleichung zusammen mit der Definition der Anisotropiefelder, dass sich Maxima (Minima) der Anisotropiefelder und damit auch der Spinwellenfrequenzen ergeben, falls die Energie minimal (maximal) ist ($\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \cos \phi = -\cos \phi, \dots$). Leichte (harte) Richtungen der Magnetisierung zeichnen sich also durch eine hohe (niedrige) Spinwellenfrequenz aus.

Die experimentell gemessenen Spinwellenfrequenzen ω als Funktion des „in-plane“-Winkels oder des externen Magnetfeldes werden dann mit der Gl. 1.30 gefittet, wobei die Anisotropiekonstanten aus Gl. 1.10, 1.11, 1.12 und 1.27 als Fitparameter verwendet werden. Dabei ist noch zu berücksichtigen, dass der „in plane“-Winkel des angelegten Feldes nicht automatisch gleich dem „in-plane“-Winkel der Magnetisierung ist. Zwar wird bei großen Magnetfeldern die Magnetisierung in Richtung des Felds gezogen, jedoch kann es kleine Abweichungen geben (in der Regel weniger als 5°). Dies wird beim Fitten dadurch berücksichtigt, dass für gegebene Werte der Anisotropiekonstante und des Magnetfeldes die Richtung minimaler Energie der Magnetisierung berechnet wird. Zum Fitten wird das für diese Zwecke angepasste Fitpaket „ODRPACK“ [168] verwendet, welches Fits mit vielen Fitparametern zuverlässig bewältigt.

2. Experimenteller Aufbau

2.1. Epitaxieanlage

Die in dieser Arbeit untersuchten Co/CoO Schichten wurden in einer Ultrahochvakuumkammer präpariert und strukturell charakterisiert.

In Abb. 2.1 ist eine schematische Zeichnung der Kammer gegeben. Als Pumpen sind eine Turbomolekularpumpe mit Vorvakuumpumpe, zwei Ionengetterpumpen (eine nicht gezeigt) und eine LN₂-Kühlfalle mit Titansublimationspumpe vorhanden. In einem wassergekühlten Elektronenstrahlverdampfer können zwei verschiedene Materialien unabhängig voneinander verdampft werden. Im oberen Teil der Kammer befindet sich ein Manipulatorarm. Auf diesem Manipulator können Proben durch Rotation des Arms in verschiedene Positionen gebracht werden. In der untersten Position (Pos. 4 in Abb. 2.1) können die verdampften Materialien auf die Probe aufgebracht werden. Strukturuntersuchungen sind mittels niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED, **L**ow **E**nergy **E**lectron **D**iffraction) in Position 3 sowie mittels hochenergetischer Elektronenbeugung (RHEED, **R**eflection **H**igh **E**nergy **E**lectron **D**iffraction) in Position 4 möglich. Chemische Zusammensetzungen und Reinheit der Proben können in Position 2 mittels **A**uger **E**lektronen **S**pektroskopie (AES) überprüft werden. Auf dem Manipulatorkopf ist eine Elektronenbombardementheizung angebracht, mit der der Probenträger von der Rückseite aufgeheizt werden kann. Die Temperatur wird über ein NiCr-Ni Thermoelement am Probenträger gemessen. Der Manipulator ist so konstruiert, dass mittels eines Wobble-Sticks Probenträger in den Manipulatorkopf ein- und ausgebaut werden können, ohne das Vakuum zu brechen. Mit einer Transferstange und einer Parkposition für die Probenträger können so 5 Proben direkt hintereinander hergestellt werden. Neben der Position 4 befindet sich ein Quartzschichtdickenmonitor, der auch von den Quellen bedampft wird, mit dem die Schichtdicke der aufgewachsenen Schichten kontrolliert wird. Weiterhin befindet sich an der Anlage ein Feindosierventil, mit dem Sauerstoff (99,99 % Reinheit) kontrolliert in die Kammer eingelassen werden kann. Mit einem Quadrupol-Massenspektrometer können Restgase sowie die

2. Experimenteller Aufbau

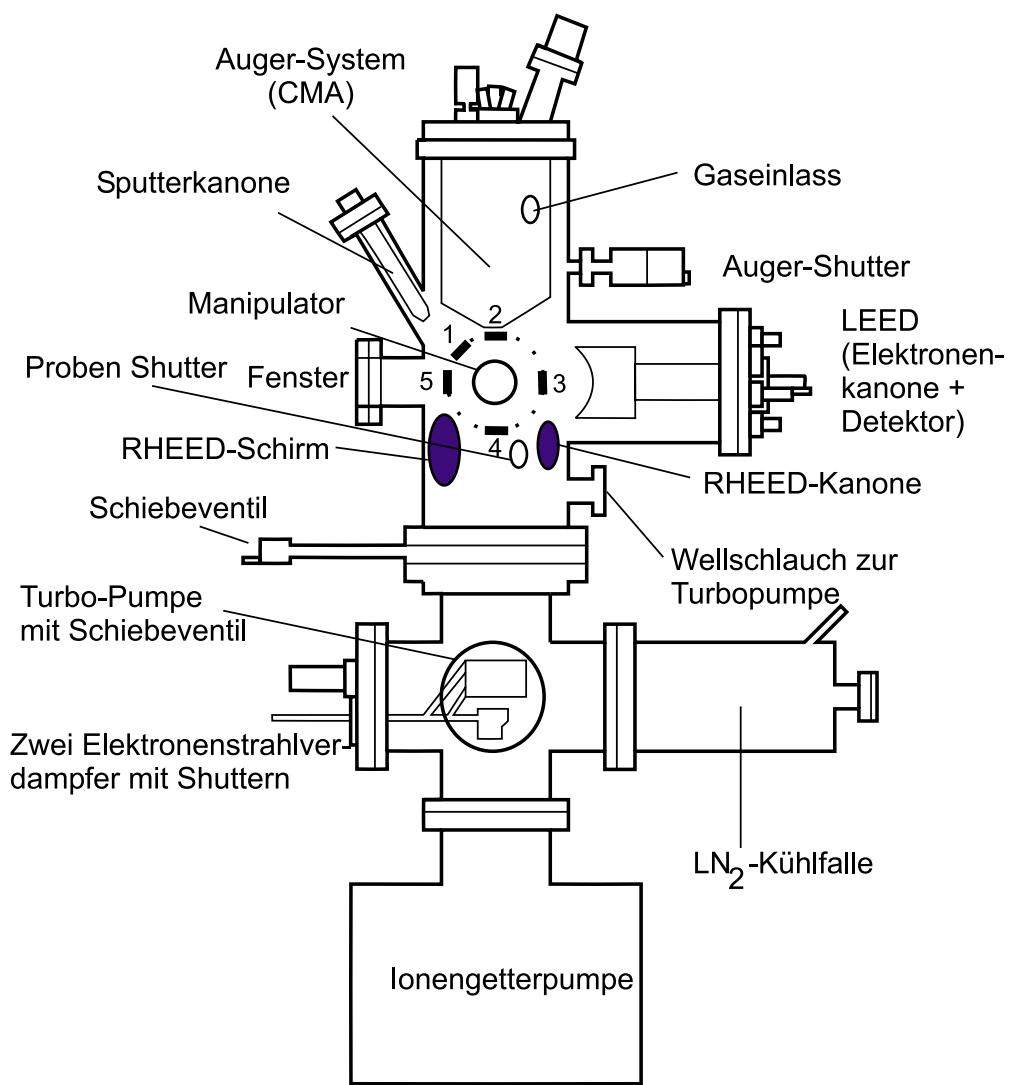


Abbildung 2.1.: UHV-Kammer zur Präparation von magnetischen Schichten.

2. Experimenteller Aufbau

Reinheit des Sauerstoffs analysiert werden. Die Kammer kann insgesamt bei einer Temperatur von 150 °C ausgeheizt werden, so dass sich nach dem Abkühlen ein Basisdruck von 1×10^{-10} mbar einstellt.

2.2. Strukturanalyse mit RHEED und LEED

Mittels Elektronenbeugung können die strukturellen Eigenschaften von dünnen Schichtsystemen im Ultrahochvakuum untersucht werden. Bei RHEED fällt der Elektronenstrahl unter einem Winkel von 0,5°-5° auf die Oberfläche. Die Elektronenenergien liegen typischerweise zwischen 10 und 50 keV. Die reflektierten und gebeugten Elektronen fallen auf einen Leuchtschirm, auf dem das Beugungsbild sichtbar wird. Bei LEED treffen die Elektronen senkrecht auf die Oberfläche und die zurückgestreuten Elektronen werden auf einem Leuchtschirm sichtbar gemacht. Hier liegen die Elektronenenergien typischerweise um 100 eV.

Zur Interpretation der Beugungsbilder ist die Ewald-Konstruktion hilfreich [14]. Um die Impulserhaltung bei der Streuung zu gewährleisten, dürfen nur Impulsüberträge $\Delta\mathbf{k}$ auftreten, die einem reziproken Gittervektor \mathbf{G} des Kristalls entsprechen (Laue-Bedingung). Für die Energieerhaltung müssen ein- und ausfallender Elektronenstrahl denselben Betrag des \mathbf{k} -Vektors aufweisen. Dies definiert im reziproken Raum die Ewaldkugel. In den Richtungen, in denen die Ewaldkugel das reziproke Gitter schneidet, treten Reflexe auf.

Für die RHEED Geometrie ist dies in Abb. 2.2 dargestellt. Für Streuung an einer perfekt glatten Oberfläche ist zu beachten, dass sich das reziproke Gitter nicht aus Gitterpunkten sondern aus Gitterstäben zusammensetzt (s. Abb. 2.2). Aufgrund der Grenzfläche ist die Translationsinvarianz entlang der Flächennormalen nicht mehr gegeben. Folglich gilt auch die Impulserhaltung in dieser Richtung nicht, oder anders ausgedrückt, es können beliebige Impulse senkrecht zur Oberfläche übertragen werden. Dies wird durch die Annahme reziproker Gitterstäbe verdeutlicht. Es entstehen Lauekreise auf denen die Reflexe liegen (siehe Abb. 2.3 (a)). Ist die Oberfläche gestuft, werden die scharfen Reflexe verwischt (siehe Abb. 2.3 (b)).

Bei inselartigen Strukturen findet die Beugung nicht mehr an der Oberfläche statt, sondern die Elektronen durchdringen die Inseln. Dabei erfolgt die Streuung an dem dreidimensionalen Kristallgitter. Folglich setzt sich der reziproke Raum aus einem dreidimensionalen Gitter zusammen (siehe Abb. 2.3 (c) und Abb. 3.3 (c) und (d)). Das entstehende Beugungsmuster besteht aus einer periodischen Anordnung von Reflexen, die nicht mehr auf Laue-Kreisen liegen.

Genau dieselben Überlegungen führen auch bei der LEED-Geometrie auf

2. Experimenteller Aufbau

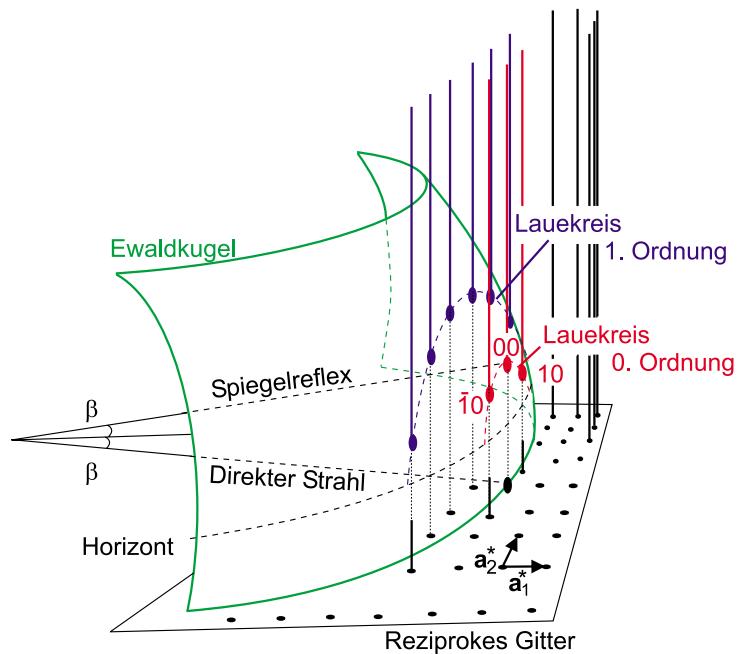


Abbildung 2.2.: Entstehung des RHEED-Bildes. Die Richtungen in denen Reflexe auftreten werden, sind durch die Durchstoßpunkte der reziproken Gitterstangen durch die Ewaldkugel gegeben [169].

2. Experimenteller Aufbau

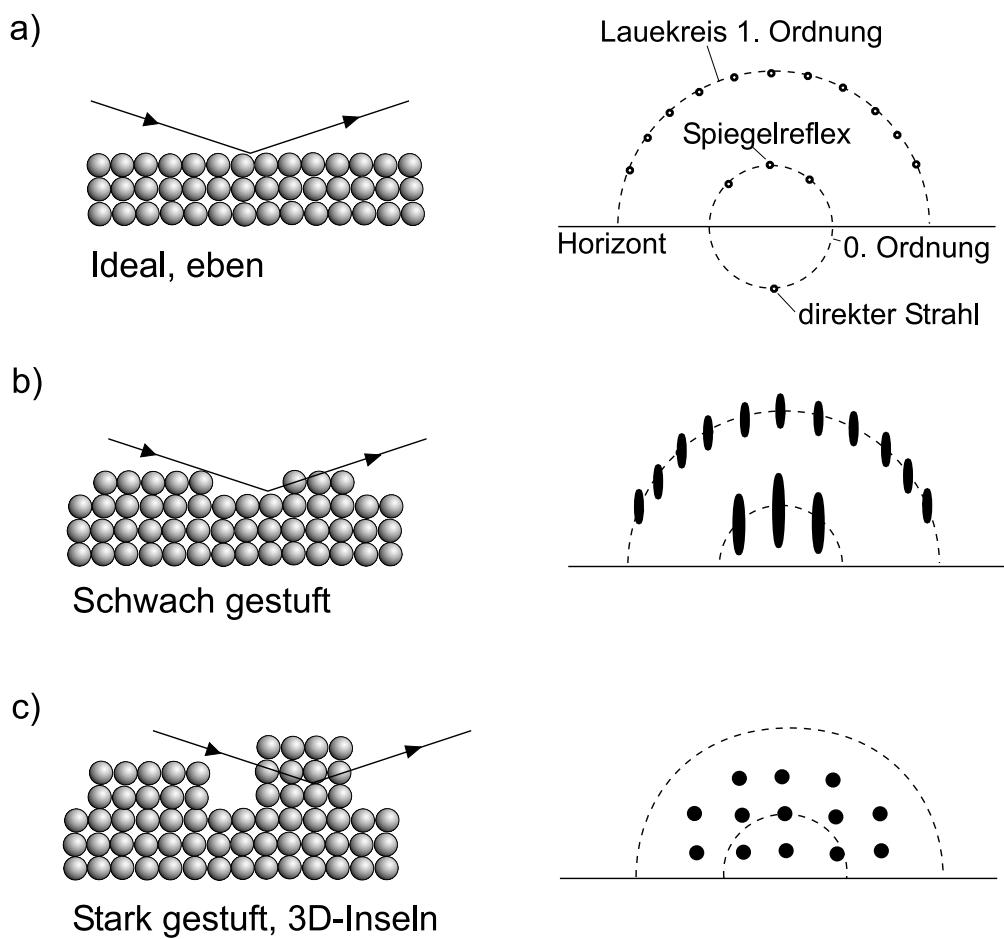


Abbildung 2.3.: Entstehung von verschiedenen RHEED-Beugungsmustern für verschiedenartige Oberflächen. Nach Ref. [169]

2. Experimenteller Aufbau

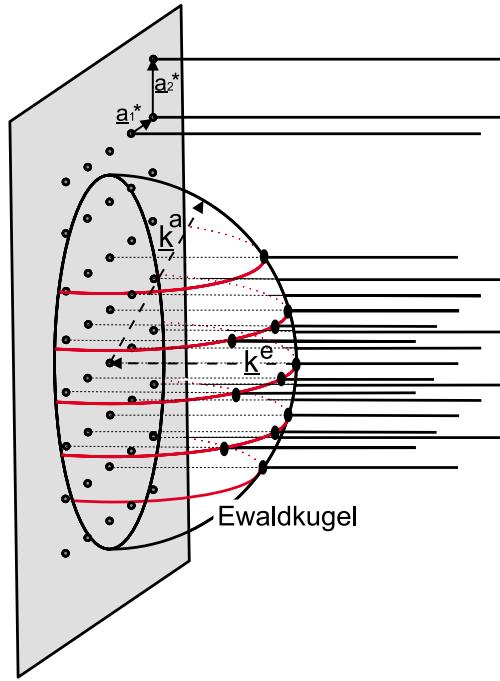


Abbildung 2.4.: Entstehung des LEED-Bildes durch Konstruktion mit der Ewaldkugel [170].

das entsprechende Beugungsmuster (Abb 2.4).

Die Stangen des reziproken Gitters, die senkrecht auf der Oberfläche stehen durchstoßen die Ewaldkugel. In den Richtungen der Durchstoßpunkte sind auf dem Leuchtschirm Reflexe zu erkennen. LEED zeichnet sich dadurch aus, dass die Symmetrie der Oberfläche sofort aus dem Beugungsbild erschlossen werden kann.

2.3. Brillouin-Lichtstreuungsspektroskopie

Zur Messung von Spinwellenfrequenzen im Bereich kleiner Wellenzahlen wird ein Brillouin-Lichtstreuungsspektrometer eingesetzt, welches im Wesentlichen aus einem Tandem-Fabry-Perot-Interferometer besteht [171–173]. In Abb. 2.5 ist ein schematischer Aufbau gezeigt. Ein Argon-Ionen-Laser mit einem Etalon in der Laserkavität dient als Lichtquelle mit sehr kleiner Bandbreite (< 20 MHz). Mit einem akustooptischen Modulator (AOM) wird ein variabler Teil des Lichts abgelenkt und geblockt. Das restliche Licht wird mit einem $\lambda/2$ -Plättchen in der Polarisation um 90° gedreht und über einen kleinen Spiegel (SP1) und mit einer Linse (L1) auf die Probe fokussiert. Dort wechselwirkt das Licht mit der Probe und wird gestreut. Die Wechselwirkung der Photonen mit der Spinwelle erfolgt

2. Experimenteller Aufbau

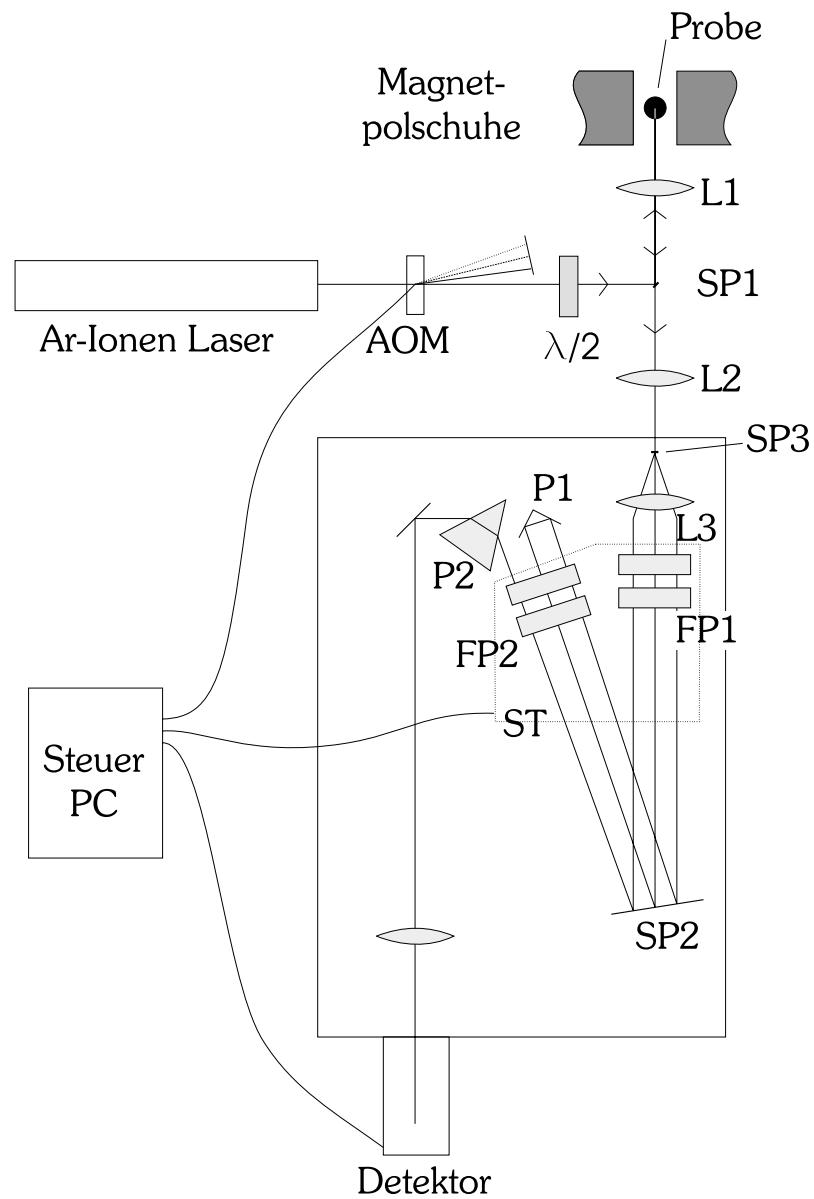


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau des Tandem-Fabry-Perot-Interferometers.

2. Experimenteller Aufbau

über eine Wechselwirkung des **E**-Vektors mit einem Polarisierbarkeitsgitter, welches durch die Fluktuation der Magnetisierung **m** der Spinwelle und der damit verbundenen Variation der Lorentzkraft auf vom **E**-Vektor bewegte Ladungen verursacht wird [173]. Das zurückgestreute Licht wird mit derselben Linse (L1) wieder gebündelt, an dem kleinen Spiegel (SP1) vorbeigeleitet und mit der Linse L2 auf die Eingangsapertur des Spektrometers fokussiert. Die noch folgenden optischen Komponenten sind in einem wattierten Kasten gekapselt, um thermische und akustische Störungen zu minimieren. Das divergente Lichtbündel der Eingangsapertur wird mit der Linse L3 zu einem parallelen Lichtstrahl von etwa 1 cm Durchmesser gebündelt. Mit Umlenkspiegeln (SP2,SP3), einem Umkehrprisma (P1) sowie der Linse L3 wird der Strahl insgesamt 6-mal durch ein Fabry-Perot-Interferometerspiegelpaar gelenkt. Die Oberflächengüte der einzelnen Fabry-Perot-Spiegel beträgt $\lambda/200$. Insgesamt wird ein Kontrast zwischen frequenzunverschobenem und frequenzverschobenem Licht von 10^{10} bis 10^{12} erreicht. Durch die Anordnung der beiden Fabry-Perot-Spiegelpaare (FP1 und FP2) wird die $\lambda/2$ -Periodizität der Spektren eines jeden einzelnen Spiegelpaares aufgehoben. Durch ein Prisma (P2) werden die Plasmalinen des Lasers abgebeugt und das Lichtbündel wird schließlich auf eine Ausgangsapertur und den Detektor gerichtet.

Der sechsfache Durchgang des Lichts durch ein Spiegelpaar erfordert extrem hohe Parallelität der beiden Spiegelflächen, die statisch nicht zu gewährleisten ist. Daher werden die Spiegelpaare während der Messung ständig mittels Piezoelementen nachgestellt. So werden Messungen über mehrere Stunden bzw. Tage möglich. Die gesamte Anlage wird mittels eines Messrechners gesteuert. Der Rechner fährt den „scan table“ vor und zurück, und registriert dabei die Zählraten des Fotodetektors, um somit ein Spektrum aufzunehmen. In der Mitte des Spektrums wird das frequenzunverschobene Licht der Wellenlänge des Lasers gemessen, welches sehr hohe Intensitäten haben kann. Um den Detektor in diesem Bereich vor Überlastung zu schützen, wird hier mit der AOM Zelle das Licht stark abgeschwächt. Dadurch wird der Kontrast nochmal um einen Faktor 10-100 verbessert. Die Intensität dieser frequenzunverschobenen Linie dient als Referenz für die Parallelität der Spiegelflächen, mit der die Piezostellelemente der Fabry-Perot-Spiegel bzgl. ihrer Lage optimiert werden. Ein einzelnes Spektrum wird in 480 Kanälen mit einer Messzeit von 1 ms bis 3 ms pro Kanal aufgenommen. Ein Scan mit Zurückfahren des „scan table“ dauert etwa 1 s. Von diesen einzelnen Spektren werden je nach Signalintensität 100 bis 100000 aufsummiert. Ein Beispiel eines Spektrums ist in Abb. 2.6 gezeigt. Es sind einige Phononen von der Probe und von dem Kryostatenfenster zu sehen. Diese

2. Experimenteller Aufbau

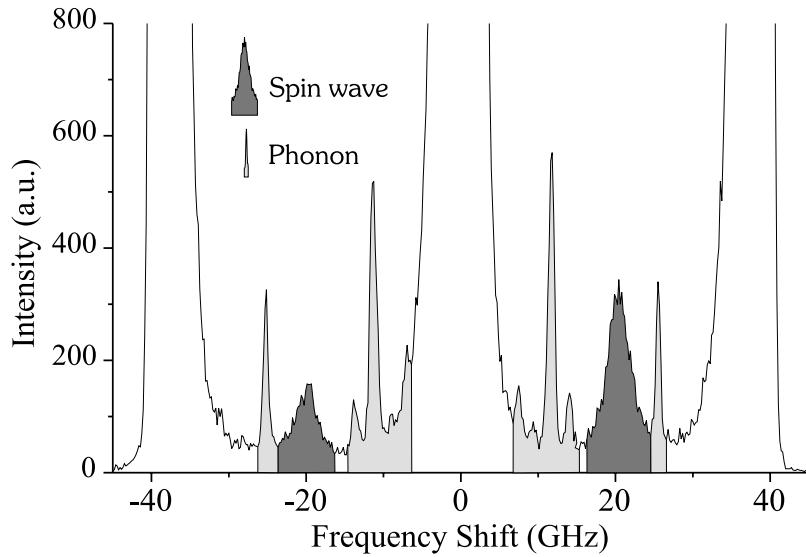


Abbildung 2.6.: Typisches Spektrum für Brillouinlichtstreuung von Co/CoO bei Raumtemperatur. Die Phononen sind hellgrau unterlegt, die Spinwelle dunkelgrau. Die Intensität der Phononen ist auf der Stokes- und Antistokesseite gleich, bei der Spinwelle (Oberflächenwelle, Damon-Eshbach-Mode) ist der charakteristische Intensitätsunterschied zu erkennen.

Linien sind sehr scharf und auf der Stokes- und Anti-Stokes-Seite von gleicher Intensität. Die Spinwelle zeichnet sich durch eine Asymmetrie in der Intensität auf der Stokes- und Antistokesseite aus, kann aber noch eindeutiger durch ihre Magnetfeldabhängigkeit ihrer Frequenz identifiziert werden [174].

2.4. Spektroskopiekryostat

Um die Untersuchungen der Anisotropien von magnetischen Schichten bei verschiedenen Temperaturen zu ermöglichen, muss ein geeigneter Kryostat eingesetzt werden. Die Anforderungen an den Kryostaten sind:

1. Halterung der Probe in einem externen Magnetfeld
2. optischer Zugang zur Probe
3. absolut spielfreies Drehen der Probe um die Flächennormale
4. Temperaturbereich von 100 K bis 400 K.

Das spielfreie Drehen ist erforderlich um „in-plane“-winkelabhängige Messungen der Spinwellenfrequenzen in einem festen äußeren Feld durchzuführen, ohne dass ein Wandern des Laserspots auf der Probe stattfindet oder die Fokussierung auf

2. Experimenteller Aufbau

die Probenoberfläche verloren geht. Der Temperaturbereich ergibt sich durch die Néeltemperatur von CoO von $T_N = 291$ K. Ein solcher Kryostat wurde in Eigenarbeit gebaut [175].

Der Kryostat wurde als Stickstoffdurchflusskryostat konzipiert. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.7 gezeigt. Auf einer Kupferachse ist am vorderen Ende die Probe montiert. Im Abstand von 0,5 mm hinter der Probe befindet sich eine Bohrung für ein Pt-100 Thermoelement. Im Inneren der Achse befindet sich eine Heizpatrone mit einer Heizleistung von bis zu 25 W, die von einem Temperaturregler angesteuert wird. Die Achse ist kugelgelagert und am hinteren Ende auf einer Welle befestigt, die aus dünnwandigem Edelstahl gefertigt ist. Damit ist der Kupferteil thermisch von der Umgebung isoliert. Dieser isolierende Teil ist wiederum auf einer Vakuumdrehdurchführung montiert, so dass die Achse von außen mit einem Schrittmotor präzise gedreht werden kann. Auf einem seitlichen Flansch befinden sich Durchführungen für die Zuleitungen des Thermoelements und der Heizpatrone. Weiterhin befindet sich hier ein Anschluss an eine Turbomolekularpumpe, mit der der Kryostat zur Erzeugung eines Isolationsvakuums ($\approx 10^{-6}$ mbar) evakuiert werden kann. In dem seitlichen Flansch sitzt ein Wärmetauscher, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Der Stickstoff wird hierbei mit einer Drehschieberpumpe aus einem 150 l Vorratsgefäß durch den Wärmetauscher gesaugt. Der Wärmetauscher ist über flexible Kupferlitzen mit der Kupferachse verbunden. Auf diese Weise kann die Achse gekühlt und gleichzeitig gedreht werden, was entscheidend für die Untersuchungen ist. Das Kryostatengehäuse besteht in seinem vorderen Teil aus einer runden Glasnase (Durchmesser: 25 mm), die in ein externes Magnetfeld gebracht werden kann und den optischen Zugang zu der Probe ermöglicht. Das externe Vorratsgefäß ist während des Betriebs nachfüllbar, so dass beliebig lange Standzeiten möglich sind. Das Einkühlen des Kryostaten dauert weniger als eine Stunde. So sind insgesamt Messungen in einem Temperaturbereich von 100 K bis 400 K möglich, bei Anliegen eines äußeren Magnetfeldes von bis zu 0,7 T.

Weiterhin steht ein kommerzielles „superconducting quantum interference device“ (SQUID)-Magnetometer der Firma Quantum Design zur Verfügung. Es erlaubt Messungen der Magnetisierung einer Probe im Bereich von $\pm 5,5$ T und in einem Temperaturintervall von 1,5 bis 400 K. Damit können Hysteresekurven bei verschiedenen Temperaturen gemessen werden.

Die hier vorgestellte apparative Ausstattung erlaubt die Präparation, strukturelle Analyse sowie magnetische Charakterisierung der Proben. Damit sind die Voraussetzungen für die Untersuchungen der Korrelation von strukturellen

2. Experimenteller Aufbau

Kryostat

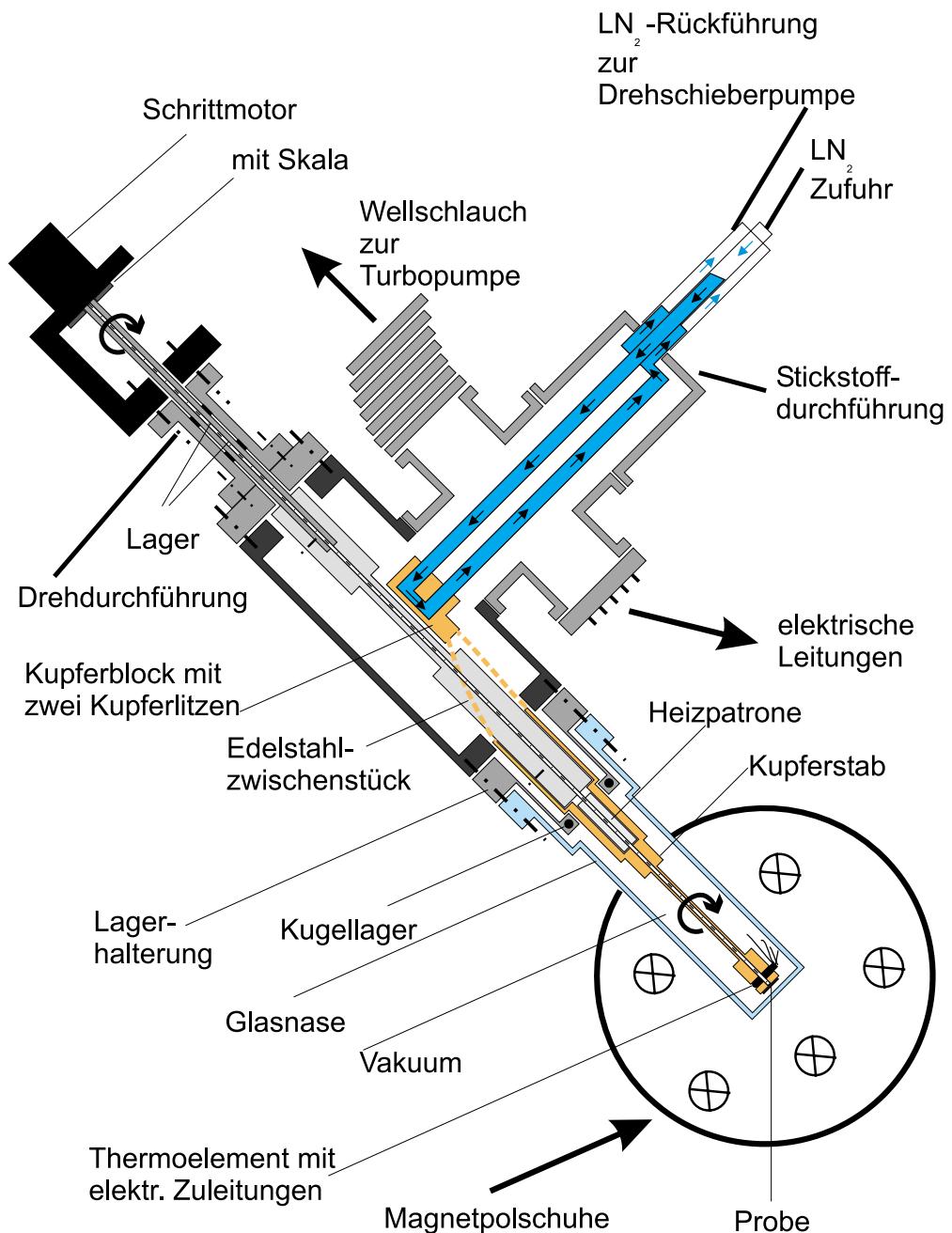


Abbildung 2.7.: Kryostat zur Drehung der Probe in kaltem Zustand und externem Magnetfeld.

2. *Experimenteller Aufbau*

und magnetischen Eigenschaften für „Exchange Bias“-Systeme gegeben.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

In diesem Kapitel wird ein Test der verschiedenen Modelle, die es zur Erklärung von „Exchange Bias“ gibt, vorgestellt. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, Aussagen über den mikroskopischen Ursprung des „Exchange Bias“ zu treffen.

Von den theoretischen Modellen hebt sich das „Random Field“-Modell durch die Annahme von Domänen im Antiferromagneten als Ursache für den „Exchange Bias“ ab. Nach Aussagen dieses Modells sollen sich während des Einkühlens bzw. der Probenpräparation Domänen in dem Antiferromagneten bilden, die zu einer kleinen Überschussmagnetisierung an der Grenzfläche und damit zu „Exchange Bias“ führen. Wesentlich hierbei ist die Annahme einer gewissen Grenzflächenrauigkeit. Auch die Simulationen von Schulthess und Butler müssen eine Domänenstruktur im Antiferromagneten annehmen, um den Spinüberschuss von 1 % in ihrem Modell zu rechtfertigen.

Die Modelle von Mauri und von Stiles gehen von der Bildung einer Domänenwand parallel zur Grenzfläche im Antiferromagneten während einer Hysteresemessung aus. Die Domänenwand speichert die Energie, die nötig ist, um den Ferromagneten wieder in seine ursprüngliche Lage zurückzudrehen. Die intuitiven Modelle und das von Meiklejohn und Bean gehen von unrealistisch glatten Grenzflächen aus oder können kein „Exchange Bias“-Feld erklären. Auch das Spinwellenmodell soll nicht weiter berücksichtigt werden, aufgrund der Diskrepanzen zu beobachtetem „Exchange Bias“ in sehr kleinen Strukturen. Sinnvollerweise bleiben nur die Modelle übrig, die Domänen im Antiferromagneten annehmen („Random Field“-Modell, Schulthess und Butler) und die Modelle, welche die Ausbildung einer Domänenwand parallel zur Grenzfläche während einer Hysteresemessung annehmen (Mauri und Stiles).

Als Test dieser beiden Modelle wird in diesem Kapitel systematisch der Einfluss von nichtmagnetischen Defekten im Antiferromagneten auf den „Exchange Bias“ untersucht. Dieser sollte für die beiden Modelle entgegengesetzte Veränderungen des „Exchange Bias“-Feldes hervorrufen. Als „Exchange Bias“-System

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

wird Co/CoO verwendet. In den Antiferromagneten CoO können auf verschiedene Weise nichtmagnetische Defekte eingebracht werden (siehe unten).

Für das „Random Field“-Modell sollten Fehlstellen in der magnetischen Struktur die Bildung von Domänenwänden erleichtern. Sobald eine Domänenwand durch eine Fehlstelle geht, wird an der Stelle keine Austauschenergie benötigt. Die nichtmagnetischen Defekte sollten also die Bildung von solchen Domänen im Antiferromagneten unterstützen und damit auch den „Exchange Bias“.

Für das Modell, bei dem sich eine Domänenwand parallel zur Grenzfläche zur Energiespeicherung ausbildet, sollten nichtmagnetische Defekte zu einer Absenkung des „Exchange Bias“-Feldes führen, da die Defekte den Zusammenhang der Domänenwand stören. Löcher in der Spinstruktur unterbrechen die Koppelung der einzelnen Spins untereinander und beeinträchtigen die Federwirkung. Damit ergibt sich eine Testmöglichkeit für die beiden Modellansätze.

Es zeigt sich, dass nichtmagnetische Fehlstellen im Antiferromagneten das „Exchange Bias“-Feld um einen Faktor zwei bis drei erhöhen können, was eindeutig für die Idee des „Random Field“-Modells spricht. Monte Carlo Simulationen in Zusammenarbeit mit den Herren Dr. U. Nowak und Prof. Dr. K.D. Usadel (Institut für Theoretische Tieftemperaturphysik, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg) für solche Systeme unterstützen die experimentellen Ergebnisse und zeigen die Möglichkeit der Bildung von Domänen im Antiferromagneten. Weiterhin ergibt sich ein allgemeiner Modellansatz, der eine große Zahl der beobachteten Phänomene in „Exchange Bias“-Systemen erklärt. Im Unterschied zu dem „Random Field“-Modell, bei dem Grenzflächenrauigkeit für die Domänenbildung verantwortlich ist, wird hier die Bedeutung von Defekten im gesamten Antiferromagneten gezeigt.

Im Folgenden werden die verwendeten Materialien vorgestellt und die Präparation der Proben und ihre Struktur gezeigt. Anschließend werden die magnetischen Eigenschaften dargestellt. Bevor auf Modellrechnungen eingegangen wird, sollen kurz die Eigenschaften von verdünnten Antiferromagneten zusammengestellt werden. Schließlich werden die Modellsimulationen und deren Ergebnisse vorgestellt und mit den Experimenten verglichen. Die Parallelen zwischen den Eigenschaften von verdünnten Antiferromagneten und „Exchange Bias“-Systemen werden zum Abschluss diskutiert.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

3.1. Präparation und Struktur

3.1.1. Materialien

Als Materialsystem für die folgenden Untersuchungen wird Co/CoO gewählt. Co zeichnet sich durch eine starke Austauschwechselwirkung und damit verbunden durch eine hohe Curietemperatur von $T_C = 1390$ K aus [18]. Die antiferromagnetische Ordnungstemperatur von CoO ($T_{Néel} = 291$ K) ist experimentell gut zugänglich und erlaubt so Untersuchungen ober- und unterhalb der Néeltemperatur. Die Kristallstruktur oberhalb der Néeltemperatur ist die NaCl-Struktur, d.h. die Co^{2+} -Ionen und die O^{2-} -Ionen sitzen jeweils auf einem fcc-Gitter der Kantenlänge 0,427 nm (siehe Abb. 3.1) [176,177]. Unterhalb der Néeltemperatur kontrahiert das Gitter tetragonal in einer der drei äquivalenten [100]-Richtungen (bei $T = 93$ K ist das Achsenverhältnis $c/a = 0.988$) [176,178]. Damit ergeben sich drei strukturelle Domänenotypen unterhalb von $T_{Néel}$ [178]. Diese Domänenbildung kann durch Anlegen von Druck beim Abkühlen oder durch Abkühlen in einem Temperaturgradienten vermieden werden [149,179]. Wegen eines nicht vollständig gequenchten Bahnmoments in der tetragonalen Umgebung weist CoO eine sehr große Anisotropie auf (siehe Abschnitt 1.3) [149,179–181]. Die Spins in den (111)-Ebenen ordnen sich parallel zueinander und die Spins in benachbarten (111)-Ebenen ordnen sich antiparallel. Dabei liegen die Momente in einer der (110), ($\bar{1}\bar{1}0$), ($\bar{1}10$) oder ($\bar{1}\bar{1}0$) Ebenen und zeigen in eine Richtung, die mit der [001]-Achse einen Winkel von $27,3^\circ$ Grad einschließt, was gleichbedeutend ist mit einer Verkipfung um 8° aus der (111)-Ebene heraus (siehe Abb. 3.2) [182]. Damit ergeben sich vier verschiedene Möglichkeiten für die Orientierung der Momente innerhalb jeder der drei strukturellen Domänenotypen, insgesamt also zwölf mögliche Spinkonfigurationen.

In CoO ist die nächste Nachbarwechselwirkung J_1 klein im Vergleich zur übernächsten Nachbarwechselwirkung J_2 (siehe auch Abb. 3.2). Die Literaturwerte für beide Größen variieren stark, so werden für J_2 Werte zwischen $-2,27 \times 10^{-22}$ J und $-3,78 \times 10^{-22}$ J angegeben [176,183,184]. Die dazugehörigen Werte für J_1 liegen jeweils bei $-1,28 \times 10^{-23}$ J bzw. bei $-7,5 \times 10^{-23}$ J. Die übernächste Nachbarwechselwirkung bestimmt also die antiferromagnetische Struktur.

Bei CoO ist es möglich auf zwei verschiedene Weisen nichtmagnetische Defekte in die magnetische Struktur einzubringen. Zum einen kann das Co^{2+} -Ion durch ein nichtmagnetisches Mg^{2+} -Ion ersetzt werden. Die Kristallstruktur von MgO ist identisch mit der von CoO, lediglich der Gitterparameter differiert um 1,1 % (siehe Abschnitt 3.1).

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

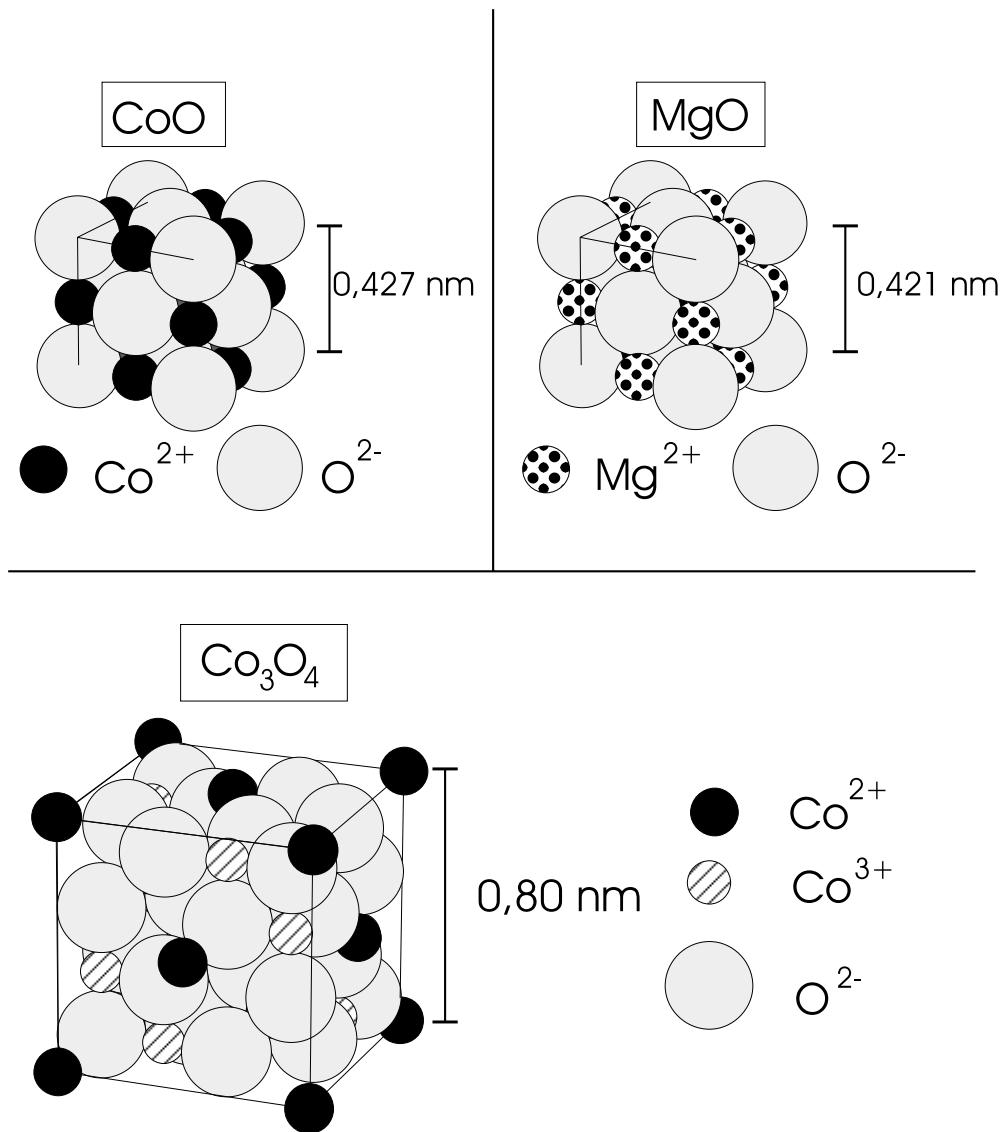


Abbildung 3.1.: Kristallstruktur des antiferromagnetischen CoO ($T_{Néel} = 291$ K), dem unmagnetischen MgO und dem antiferromagnetischen Co₃O₄ ($T_{Néel} = 33$ K).

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

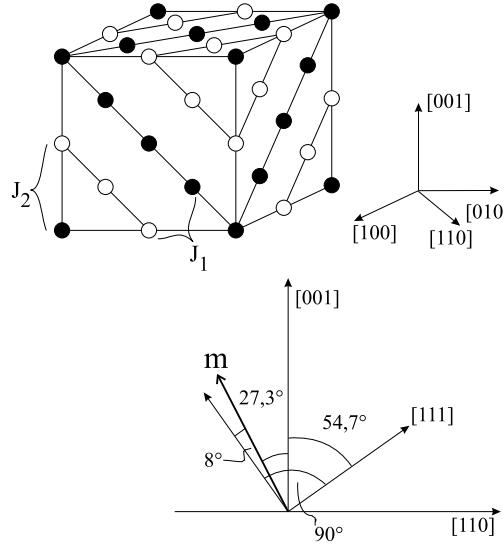


Abbildung 3.2.: Spinstruktur in CoO. Oben: Volle und leere Kreise stehen für Spins, die untereinander jeweils parallel sind aber gegeneinander antiparallel. Unten: Richtung der magnetischen Momente m in der $(\bar{1}10)$ -Ebene relativ zu den Kristallachsen.

Zum anderen ist es möglich ein Kobaltdefizit, also Leerstellen, und Co^{3+} Ionen zu erzeugen [176], da die Stöchiometrie von oxidiertem Kobalt variabel ist. Zwischen den beiden geordneten Strukturen CoO und Co_3O_4 gibt es ein beliebiges Verhältnis von Co zu O. Dies wird mit der chemischen Formel Co_{1-y}O ausgedrückt [177, 185, 186]. Die Struktur von Co_3O_4 ist in Abb. 3.1 dargestellt. Sie leitet sich aus der von CoO ab, durch Entfernen von Co und erhöhte Oxidationsstufe einiger verbleibender Co-Ionen. Bei Co_3O_4 koppeln die Co^{2+} Ionen antiferromagnetisch unterhalb der Néeltemperatur von $T_N(\text{Co}_3\text{O}_4) = 33$ K [186]. Insgesamt ist es also möglich, durch Mg-Substitution als auch durch Co-Defizit nichtmagnetische Fehlstellen in CoO zu erzeugen.

3.1.2. Probenpräparation

Als Substrat für die Schichtpräparation eignet sich Saphir (Al_2O_3), weil es in der (0001) -Orientierung in etwa gitterangepasst zu $\text{Co}(111)$ ist (Fehlanpassung ca. 5 %). Die folgenden Angaben gelten für alle hier vorgestellten Proben. Das Substrat wird vor Einbau in die UHV-Kammer mit Propanol gespült. In der UHV-Kammer werden Substrat und Substrathalter etwa 1 Stunde bei $T = 800$ K ausgegast. Bei der Co-Wachstumstemperatur von $T_{Co} = 600$ K werden 6 nm Co mit einer Rate von 0,2 nm/min aufgewachsen. Bei einem Teil der Proben wird anschließend die Substrattemperatur für 10 min auf $T = 800$ K erhöht, um die Co-Schicht zu glätten. Nach Abkühlen auf die Oxidwachstum-

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

stemperatur zwischen $T_{CoO} = 300$ K und $T_{CoO} = 425$ K wird bei einem Sauerstoffdruck zwischen $p(O_2) = 3,3 \times 10^{-7}$ mbar und $p(O_2) = 1,0 \times 10^{-5}$ mbar durch Elektronenstrahlverdampfen von Co die $Co_{1-y}O$ -Schicht deponiert oder bei $p(O_2) = 3,3 \times 10^{-7}$ mbar durch Verdampfen Co bzw. von MgO die entsprechende $Co_{1-x}Mg_xO$ Schicht mit je einer Rate von 0,3 nm/min aufgebracht. Durch Wahl des Sauerstoffdrucks wird ein Überangebot an Sauerstoff und damit das Kobaltdefizit in den $Co_{1-y}O$ -Schichten eingestellt. Für Oxidschichten, bei denen MgO und CoO gemischt werden sollen, werden abwechselnd Submonolagenbedeckungen der entsprechenden Materialien aufgebracht. Mit etwa einhundert Aufdampfschritten werden so homogene Mischungen hergestellt.

3.1.3. Strukturuntersuchungen

Die Kristallstruktur der Proben wird in-situ mit RHEED und LEED sowie ex-situ mit einem „Atomic Force Microscope“ untersucht. In Abb. 3.3 (a)-(d) sind die RHEED-Beugungsbilder für die verschiedenen Schichten gezeigt. Dabei werden für den Elektronenstrahl zwei verschiedene „in-plane“-Orientierungen gewählt, die den hochsymmetrischen Richtungen des Saphirs entsprechen. Bei 0° fällt der Elektronenstrahl entlang der $[1\bar{1}20]$ -Richtung, bei 30° entlang der $[\bar{1}010]$ -Richtung des Saphirsubstrats ein. Die Primärenergie der Elektronen beträgt 20 keV bei allen Darstellungen.

In Abb. 3.3 (a) sind die Beugungsbilder der Saphiroberfläche gezeigt. Zu sehen sind die Beugungsreflexe des 0. und des 1. Lauekreises. Neben den sehr scharfen Reflexen sind weiterhin Kikuchi-Linien zu sehen. Beides deutet auf eine sehr glatte Oberfläche hin. Im Folgenden sollen nur die Abstände der beiden seitlichen Reflexe des nullten Lauekreises betrachtet werden. Der Abstand der beiden Reflexe in Abb. 3.3 (a) für 0° und 30° hat gerade das Verhältnis $1/\sqrt{3}$. Dies lässt sich anhand von Abb. 3.4 verstehen. Fällt der Elektronenstrahl entlang der $(\bar{1},2)$ Richtung ein, so werden die Reflexe $(1,0)$, $(0,0)$ und $(\bar{1},0)$ sichtbar. Der Abstand der $(1,0)$ und $(\bar{1},0)$ Reflexe beträgt gerade das Zweifache der reziproken Gitterkonstante a^* . Wird der einfallende Strahl um 30° gedreht (\parallel zu $(\bar{1},1)$), werden die Reflexe $(1,1)$, $(0,0)$ und $(\bar{1},\bar{1})$ sichtbar. Der Abstand des $(1,1)$ und des $(\bar{1},\bar{1})$ Reflexes ist gerade $2\sqrt{3}a^*$. Mit Hilfe dieser Überlegungen ist es weiterhin möglich, die Reflexabstände der noch folgenden Beugungsbilder quantitativ zu verstehen.

In Abb. 3.3 (b) sind die Beugungsbilder von der getemperten Co-Oberfläche zu sehen. Die ungetemperte Schicht zeigt sehr ähnliche Bilder, jedoch wird mehr Hintergrundstreuung zwischen den Reflexen beobachtet, was auf eine rauere Oberfläche hindeutet. Im Vergleich zu dem Saphirsubstrat sind die Beugungs-

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

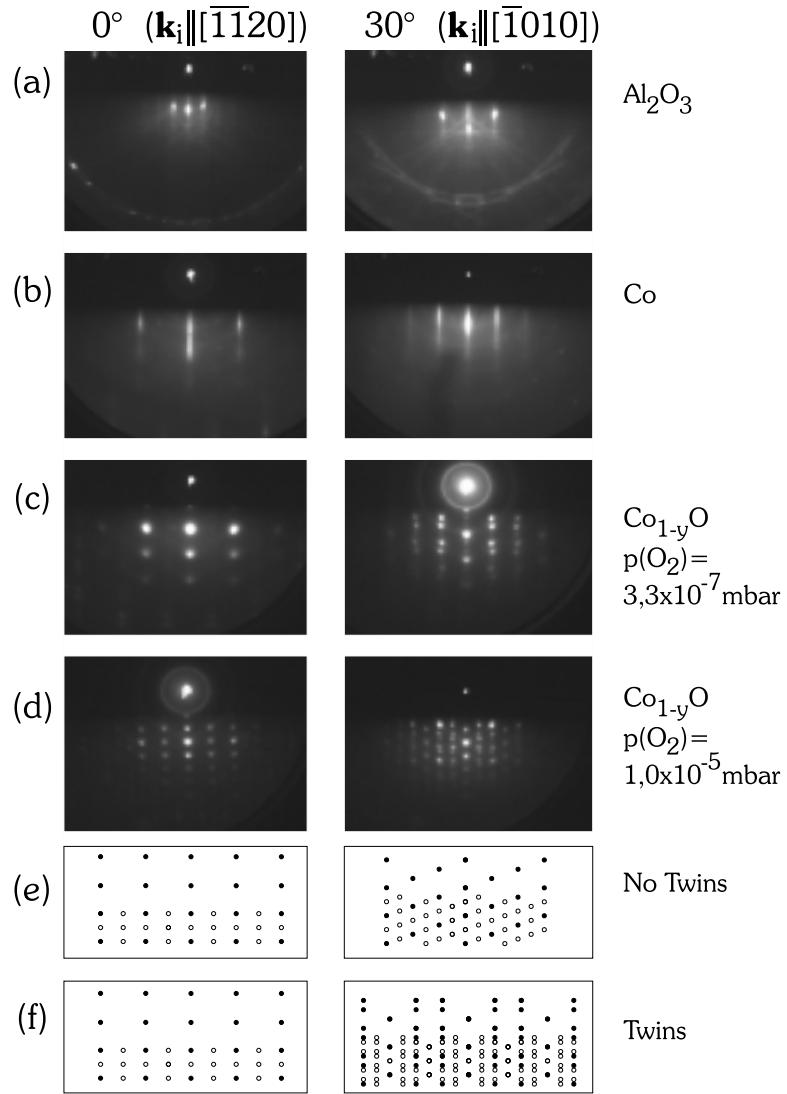


Abbildung 3.3.: RHEED Bilder von (a) der Saphiroberfläche, (b) der Co-Oberfläche, dem Co_{1-y}O hergestellt bei einem Sauerstoffdruck von (c) $p(\text{O}_2) = 3,3 \times 10^{-7}$ mbar und (d) $p(\text{O}_2) = 1,0 \times 10^{-5}$ mbar. (e) zeigt die erwarteten Positionen der Reflexe, • und ○ stehen für Punkte des reziproken Gitters, • (○) steht für Reflexe, die die Beugungsbedingung eines fcc-Gitters erfüllen (nicht erfüllen). (f) wie bei (e) jedoch unter Annahme einer verzwilligten CoO -Struktur [187].

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

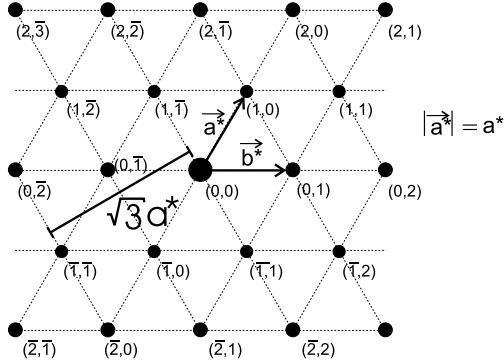


Abbildung 3.4.: Hexagonales zweidimensionales Gitter im \mathbf{k} -Raum. Eingezeichnet sind die Gitterpunkte, die Gittervektoren sowie einige Indizes der Reflexe.

reflexe deutlich unschärfer und die Abstände sind größer. Die beiden beobachteten Beugungsmuster können durch die Annahme von Co in fcc(111) Struktur oder hcp(0001) Struktur erklärt werden. Die beiden Strukturen unterscheiden sich lediglich in der Stapelfolge entlang der Flächennormalen, haben also auf die Oberflächensymmetrie keinen Einfluss. Im Folgenden sei also von einer fcc(111) Orientierung ausgegangen. Die fcc(111)-Oberfläche wird auch durch ein hexagonales Gitter gebildet. Daher kann dieselbe Argumentation wie bei den Reflexen des Saphirs gemacht werden. In der Tat findet sich das Verhältnis von $1/\sqrt{3}$ der Abstände der Beugungsreflexe wieder genau wie bei Saphir, jedoch sind die Richtungen vertauscht. Dies belegt eine Drehung der Co-Einheitszelle um 30° im Vergleich zu der Einheitszelle des Saphir-Substrates. Das sich ergebende Bild für das Wachstum von Co auf Saphir ist in Abb. 3.5 zusammengefasst. Die hexagonale Struktur der Co-Oberfläche lässt sich ebenso im LEED-Beugungsbild beobachten (siehe Abb. 3.6). Eine klare sechs-Zähligkeit mit scharfen Reflexen ist zu erkennen.

In Abb. 3.3 (c) und (d) sind die RHEED-Beugungsmuster von Co_{1-y}O gezeigt, das bei verschiedenen Sauerstoffdrücken hergestellt worden ist. Man erkennt an der periodischen Struktur deutlich, dass es sich um Transmissionsbilder handelt (siehe Abb. 2.3). Die Interpretation der Beugungsbilder des Kobaltoxides ist etwas aufwendiger, weil nun nicht nur Beugung an einer Oberfläche sondern an einer dreidimensionalen Struktur erklärt werden muss. Dies gelingt jedoch für die Annahme einer verzwilligten Kobaltoxidschicht mit (111)-Orientierung.

CoO hat eine NaCl -Struktur, d.h. die Co^{2+} -Ionen und die O^{2-} -Ionen sitzen auf einem fcc-Gitter. Zur Erklärung der Reflexpositionen kann also von einem fcc-Gitter mit der Gitterkonstanten von CoO ($a = 0,427 \text{ nm}$) ausgegangen.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

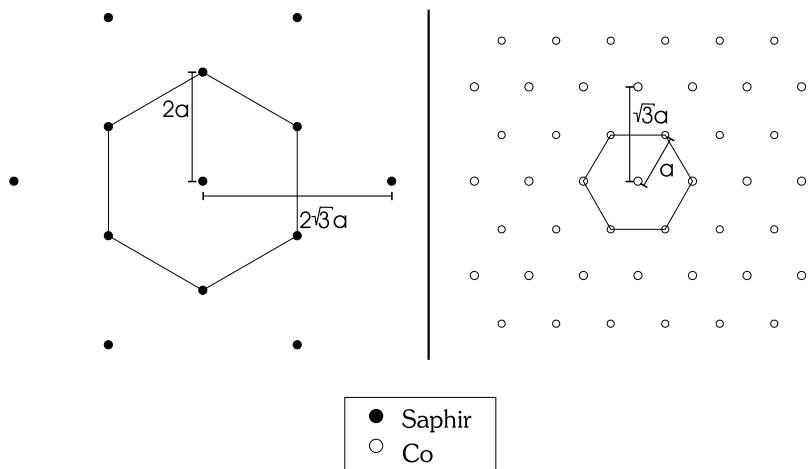


Abbildung 3.5.: Orientierung von Co auf Saphir.

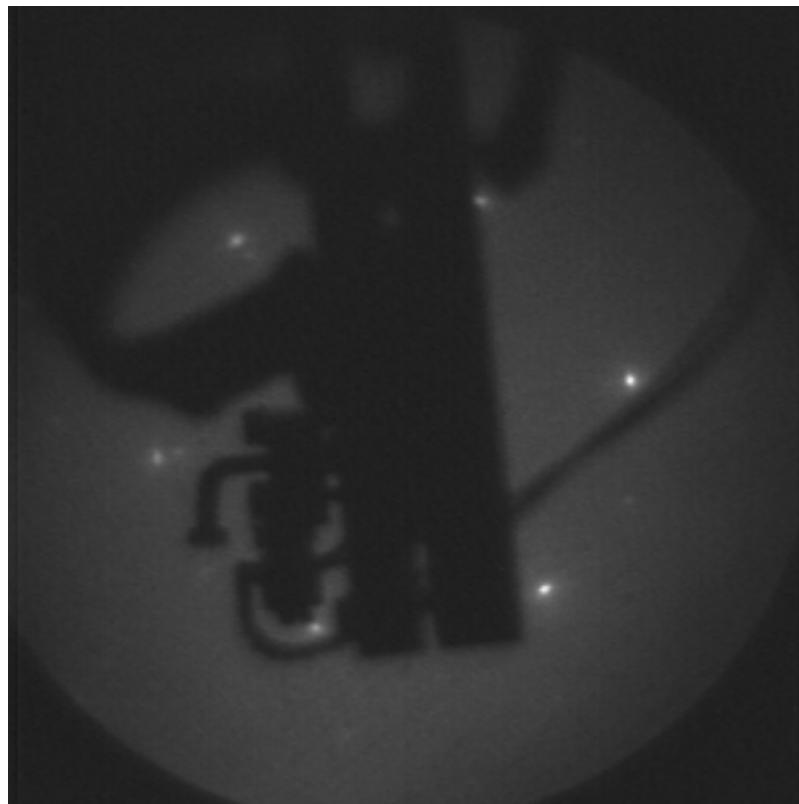


Abbildung 3.6.: LEED- Bild von Co auf Saphir

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

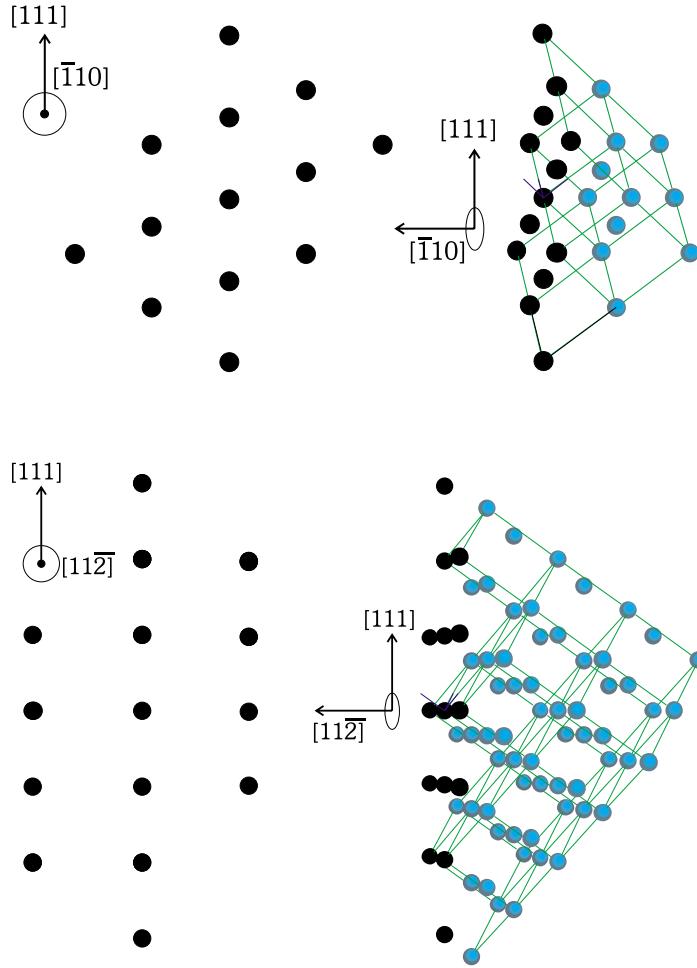


Abbildung 3.7.: Schnitte durch das reziproke bcc-Gitter von CoO in der (111)-Orientierung. *Oben:* Darstellung der $(\bar{1}10)$ -Ebene. *Unten:* Darstellung der $(11\bar{2})$ -Ebene.

gen werden. Das reziproke Gitter hierzu ist ein bcc-Gitter, welches in Abb. 3.7 perspektivisch dargestellt ist.

Da die Ewaldkugel einen im Vergleich zu dem Gitterabständen großen Radius hat, schneidet sie aus dem reziproken Gitter eine Ebene heraus (siehe Abb. 3.7 links oben und links unten). Die Schnittpunkte ergeben die Richtungen der Reflexe an. Von den reziproken Gitterpunkten erfüllen jedoch nicht alle die Beugungsbedingung für ein fcc-Gitter. Das fcc-Gitter kann als einfaches kubisches Gitter mit einer vieratomigen Basis $(0,0,0), (\frac{1}{2},\frac{1}{2},0), (\frac{1}{2},0,\frac{1}{2})$ und $(0, \frac{1}{2},\frac{1}{2})$ aufgefasst werden. Durch die Basis löschen sich die Reflexe mit gemischten ungeraden und geraden Indizes aus. Nur die Reflexe mit nur geraden und nur ungeraden Indizes sind sichtbar. Die Abb. 3.7 oben links stellt die Gitterpunkte für die Reflexe in Abb. 3.3 in der 30° -Richtung dar, die Abb. 3.7 unten links die Re-

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

flexe für die Abb. 3.3 in der 0° -Richtung. In Abb. 3.3 (e) ist die Auslöschung bestimmter Reflexe dadurch dargestellt, dass die vollen Kreise die Beugungsbedingung erfüllen, die offenen Kreise jedoch nicht. In Abb. 3.3 (e) ist die Zwillingsbildung noch nicht berücksichtigt. Beide Kreise stehen jedoch für Punkte des reziproken Gitters. Wie man deutlich sehen kann, stimmen die Muster der vollen Kreise in der 0° -Richtung in Abb. 3.3 (e) oder (f) mit dem Beugungsbild aus Abb. 3.3 (c) sehr gut überein. Dagegen stimmt das Muster der vollen und hellen Punkte in Abb. 3.3 (e) oder (f) jedoch mit dem Beugungsbild aus Abb. 3.3 (d) gut überein. Daraus kann geschlossen werden, dass es sich bei dem Co_{1-y}O , welches bei $3,3 \times 10^{-7}$ mbar gewachsen worden ist, um reines CoO handelt, während bei einem höheren Sauerstoffdruck (z.B. 1×10^{-5} mbar) Co_{1-y}O mit $y \neq 0$ hergestellt worden ist. Durch den höheren Sauerstoffdruck findet eine Überoxidation des Kobaltoxids statt, oder anders ausgedrückt, es entsteht ein Kobaltdefizit. Dieses Defizit wird durch eine große Anzahl von Leerstellen und Co^{3+} -Ionen gegeben, welche die Auslösungsbedingung für bestimmte Reflexe bei der Elektronenbeugung aufhebt. Dadurch werden also alle Punkte des reziproken Gitters sichtbar. In Abb. 3.8 ist als Einsatz ein Linienprofil des RHEED-Bildes mit den entsprechenden Bezeichnungen für die Reflexe gezeigt. In der Abbildung ist dann das Intensitätsverhältnis der verbotenen $(0, \frac{1}{2})$ und erlaubten $(0, 1)$ Reflexe gezeigt, welches mit dem Sauerstoffdruck ansteigt.

Die Ergebnisse als Funktion des Sauerstoffdrucks beziehen sich immer auf eine Depositionsrate von 0,3 nm/min. Bei geänderter Depositionsrate muss auch der Sauerstoffdruck entsprechend angepasst werden. Das bedeutet, dass die Aufdampfrate des Kobalts während der Deposition sehr genau eingehalten werden muss.

Die Evidenz für die Zwillingsbildung in der Co_{1-y}O -Schicht ergibt sich für die 30° -Richtung in Abb. 3.3 durch Vergleich der Bilder in (e) mit den Bildern in (c) und (d). Es ist keine Übereinstimmung der Reflexbilder zu erkennen. Wird jedoch eine 60° -„in-plane“ Zwillingsbildung in der Co_{1-y}O -Schicht angenommen, so überlagern sich die Reflexbilder der einzelnen Kristallite und es ergibt sich das Bild in (f).

Die vollen Kreise in Bild (f) stimmen gut mit dem Bild (c) überein, dagegen passen die vollen und die offenen Kreise in Bild (f) sehr gut mit dem Bild in (d) zusammen. D.h. Bild (c) zeigt die Verzwilligung einer defektfreien Co_{1-y}O Schicht, während Bild (d) zusätzlich eine hohe Defektkonzentration aufweist.

Bei den Mischoxiden $\text{Mg}_x\text{Co}_{1-x}\text{O}$ wird immer ein Sauerstoffdruck von $3,3 \times 10^{-7}$ mbar eingehalten. Das Erhitzen von MgO im Elektronenstrahlverdampfer setzt bereits viel Sauerstoff frei, der durch zusätzlichen Gaseinlass auf

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

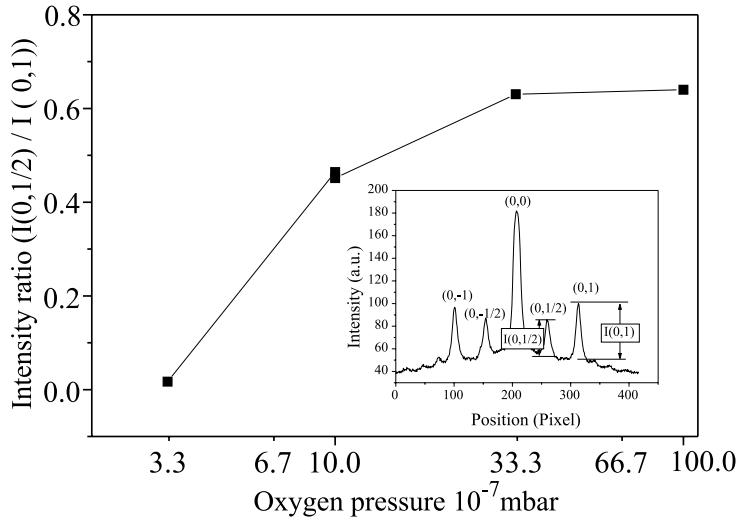


Abbildung 3.8.: Verhältnis der Intensitäten der verbotenen $(0,\frac{1}{2})$ und erlaubten $(0,1)$ Reflexe als Funktion des Sauerstoffdrucks während der Schichtdeposition. *Einsatz:* Linienscans durch das RHEED-Beugungsmuster von Co_{1-y}O .

dem obigen festen Druck gehalten wird. Die Beugungsbilder der Mischoxidschichten sehen alle qualitativ denen aus Abb. 3.3 (c) ähnlich. Ebenso die Beugungsbilder einer reinen MgO Schicht.

Die Beugungsbilder der Kobaltoxidschichten zeigen deutlich ein inselartiges Wachstum, welches näher charakterisiert werden soll. Dazu sind an Luft „Atomic Force Microscope“-Aufnahmen von der Oberfläche der Proben gemacht worden (1. Phys. Institut, RWTH Aachen). In Abb. 3.9 ist die Oberfläche einer 40 nm dicken Oxidschicht auf einer 6 nm Co-Schicht gezeigt. Man erkennt etwa 25 nm große Strukturen, die eine mittlere Höhenvariation von etwa 5 nm aufweisen. Eine Aufnahme an einer Stelle, die durch den Befestigungsdraht der Probe während der Herstellung abgeschattet war, erlaubt eine exakte Schichtdickenmessung durch Bestimmung der Stufenhöhen (siehe Abb. 3.9). Durch leicht geänderte Probenposition für die beiden Bedampfungsschritte sind deutlich die Stufen der Co-Schicht und die der Co_{1-y}O Schicht zu sehen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass auf Saphir(0001)-Substraten Co(111) epitaktisch wächst. Darauf wachsen Co_{1-y}O und $\text{Mg}_x\text{Co}_{1-x}\text{O}$ ebenfalls epitaktisch und verzwillingt. Darüber hinaus kann durch den Mg-Gehalt der Schichten oder über den Sauerstoffdruck die Konzentration von nichtmagnetischen Defekten eingestellt werden.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

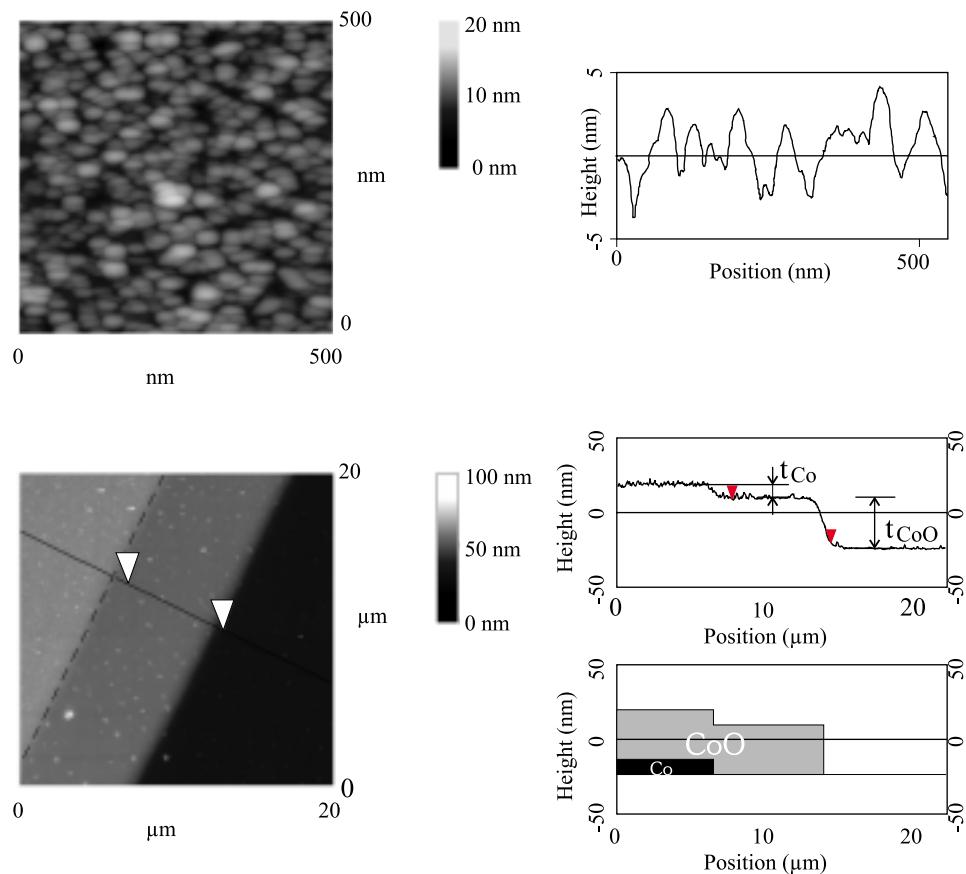


Abbildung 3.9.: *Oben:* AFM Aufnahme der Kobaltoxidschicht mit Höhenprofil. Man erkennt deutlich inselartige Strukturen, welche eine Größe von etwa 25 nm haben. *Unten:* AFM Aufnahme nahe einer während der Schichtherstellung abgedeckten Probenstelle mit Höhenprofil und schematische Schichtabfolge.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

Nachdem die Struktur der Proben nun bekannt ist, werden im folgenden Abschnitt die magnetischen Eigenschaften, d.h. insbesondere der „Exchange Bias“ und dessen Abhängigkeiten von der Struktur untersucht.

3.2. Magnetische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die Messungen des „Exchange Bias“-Feldes der $\text{Co}/\text{Co}_{1-y}\text{O}$ und der $\text{Co}/\text{Mg}_x\text{Co}_{1-x}\text{O}$ Proben vorgestellt. Die Messungen werden mit dem SQUID-Magnetometer durchgeführt.

Zunächst soll eine Reihe von Messungen vorgestellt werden, bei denen die Co_{1-y}O Schicht bei einem festen Sauerstoffdruck von 5×10^{-6} mbar, jedoch bei variabler Temperatur hergestellt ist. Dabei ist die Co-Schicht entweder wie gewachsen, d.h. ungetempert, oder für 10 min bei $T = 775$ K getempert (siehe Abschnitt 3.1.2).

In Abb. 3.10 ist der Verlauf des „Exchange Bias“-Feldes bei einer festen Messtemperatur von $T_{mess} = 140$ K gezeigt. Generell ist als Funktion der Wachstumstemperatur eine leichte Erhöhung des „Exchange Bias“-Feldes zu beobachten. Dies kann evtl. auf eine stärkere Oxidation der Kobaltoxidschicht bei erhöhter Wachstumstemperatur hindeuten. Deutlich zu sehen ist der Einfluss des Temperschritts der Co-Schicht. Es zeigt sich hier, dass sehr reproduzierbar das „Exchange Bias“-Feld um einen konstanten Betrag verkleinert wird. Eine glattere Oberfläche des Co erniedrigt also das „Exchange Bias“-Feld. Jedoch ist zu bemerken, dass sich nur bei einer Wachstumstemperatur von 350 K eine „Blocking“-Temperatur von 291 K ergibt. (Die „Blocking“-Temperatur definiert, oberhalb welcher Temperatur der „Exchange Bias“ verschwindet.) Bei den anderen Wachstumstemperaturen wird eine niedrigere „Blocking“-Temperatur gefunden. Ist die „Blocking“-Temperatur 291 K, so muss die Oxidschicht auf jeden Fall eine Néeltemperatur von 291 K haben, was mit der Néel-Temperatur von CoO identisch ist. Für die weiteren Untersuchungen wird deshalb eine Wachstumstemperatur der Co_{1-y}O -Schicht von 350 K gewählt.

Ziel der Untersuchungen ist es, den Einfluss von nichtmagnetischen Defekten in der antiferromagnetischen Schicht auf das „Exchange Bias“-Feld zu untersuchen. Deshalb soll der offensichtliche Einfluss der Grenzflächenrauigkeit minimiert werden. Um weiterhin die Struktur der Grenzflächen bei allen Schichten gleich zu halten, wird zunächst eine 0,4 nm dicke CoO -Schicht bei einem Sauerstoffdruck von $3,3 \times 10^{-7}$ mbar gewachsen. Dadurch ist die Grenzflächenbeschaffenheit bei allen Proben gleich. Anschließend wird ein 20 nm dicker Co_{1-y}O bzw. $\text{Mg}_x\text{Co}_{1-x}\text{O}$ Film aufgewachsen. Eine schematische Darstellung

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

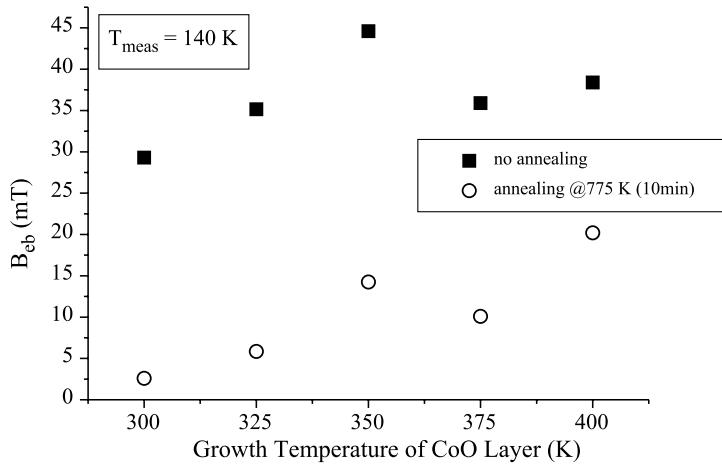


Abbildung 3.10.: „Exchange Bias“-Feld als Funktion der Temperatur, bei der Herstellung der Co_{1-y}O -Schicht ($p(\text{O}_2) = 5 \times 10^{-6}$ mbar). Offene Kreise: Co-Schicht ist 10 min bei $T = 775$ K getempert worden. Volle Quadrate: Co-Schicht ist nicht getempert worden .

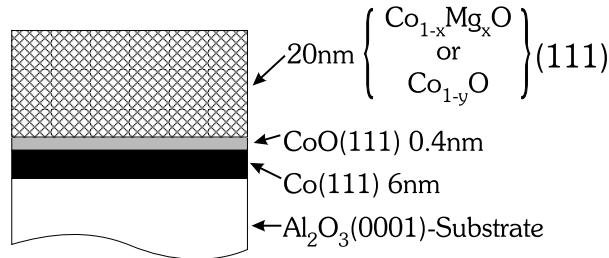


Abbildung 3.11.: Schematische Darstellung der Schichtzusammensetzung

der Probenkomposition ist in Abb. 3.11 gezeigt.

In Abb. 3.12 ist oben die Hysteresemessung einer $\text{Co}/\text{Co}_{1-y}\text{O}$ -Schicht bei $T = 5$ K und $T = 320$ K gezeigt ($p(\text{O}_2) = 3,3 \times 10^{-6}$ mbar). Unten ist die Temperaturabhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes aufgetragen.

In Abb. 3.13 (a) ist nun das „Exchange Bias“-Feld als Funktion der Mg-Konzentration x für verschiedene Messtemperaturen dargestellt. In (b) ist das „Exchange Bias“-Feld als Funktion des Sauerstoffdrucks $p(\text{O}_2)$ für verschiedene Messtemperaturen aufgetragen.

In beiden Darstellungen ist zu sehen, dass Defekte im Volumen der antiferromagnetischen Schicht das „Exchange Bias“-Feld um einen Faktor zwei bis drei erhöhen. Bei der quantitativen Untersuchung mit MgO -Substitution wird ein Maximalwert des „Exchange Bias“ bei etwa 15 % Verdünn-

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

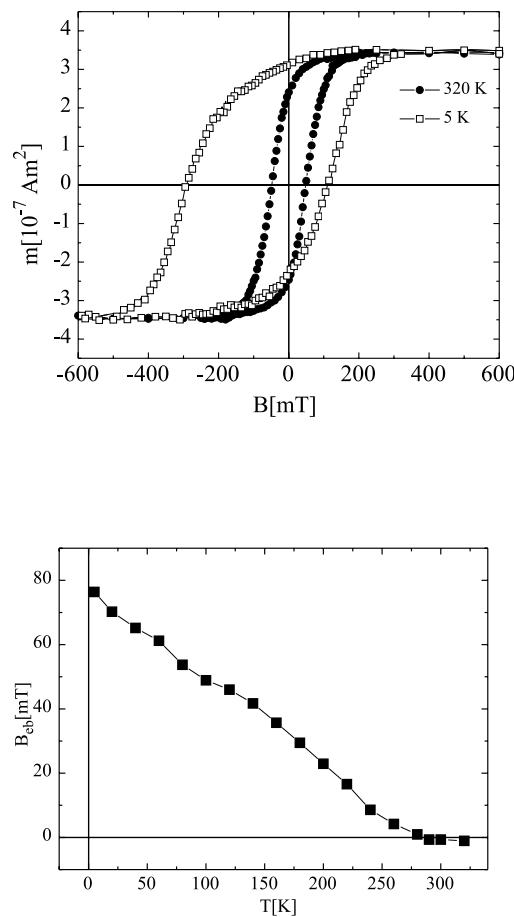


Abbildung 3.12.: Oben: Hysterese einer Co/Co_{1-y}O-Schicht bei $T = 5 \text{ K}$ und $T = 320 \text{ K}$. Die Co_{1-y}O-Schicht ist bei einem Sauerstoffdruck von $3,3 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ hergestellt worden. Unten: Temperaturabhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes. [187]

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

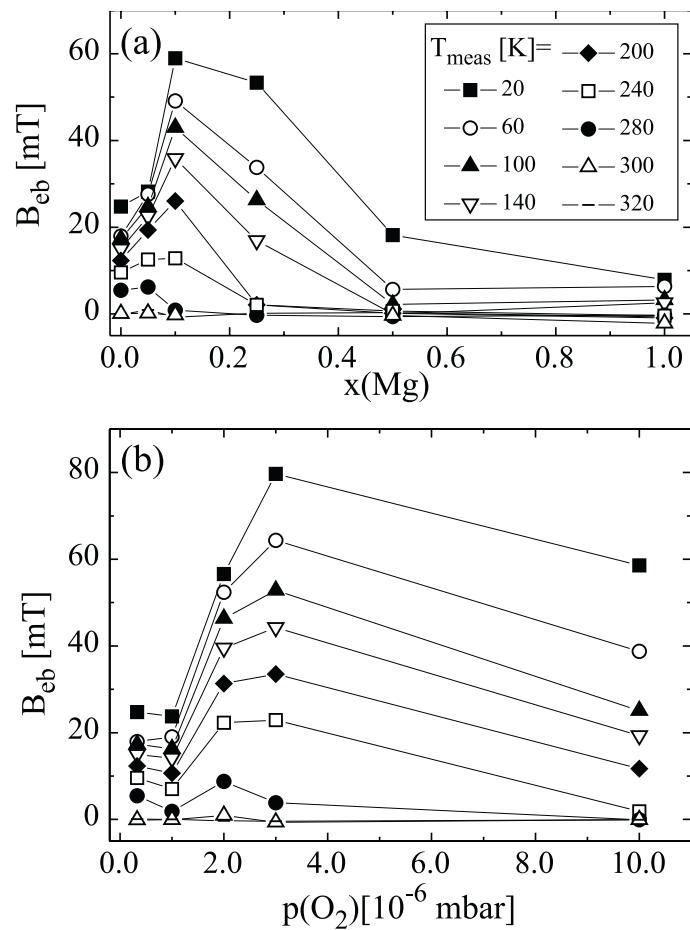


Abbildung 3.13.: (a) „Exchange Bias“-Feld als Funktion der Mg-Konzentration in $\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ für verschiedene Messtemperaturen. (b) „Exchange Bias“-Feld als Funktion des Sauerstoffdrucks bei der Herstellung der Co_{1-y}O -Schicht [187].

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

nung gefunden. Bei höheren Verdünnungen nimmt der „Exchange Bias“ wieder stark ab, da der Perkolationspfad der antiferromagnetischen Struktur verloren geht. Der „Exchange Bias“, der bei 100 % Verdünnung noch beobachtet wird, ist auf die CoO-Zwischenschicht an der Grenzfläche zurückzuführen. Dieses Ergebnis unterstützt eindeutig die Idee des „Random Field“-Modells, dass Domänen im Antiferromagneten für den „Exchange Bias“ verantwortlich sind.

Diese Ergebnisse werden durch Untersuchungen zum Einfluss von metallischen Additiven in antiferromagnetischen CrMn und PdMn Schichten in „Exchange Bias“-Systemen unterstützt [72, 79, 188]. Hier wird ebenfalls eine Erhöhung des „Exchange Bias“ für niedrige Konzentration des Fremdmaterials und ein Abfall bei höheren Konzentrationen gefunden. Je nach Art des Additivs ergeben sich verschiedene Maximalwerte des „Exchange Bias“ und verschiedene optimale Konzentrationen für das Additiv.

Um das Verhalten des „Exchange Bias“ in $\text{Co}/\text{Co}_{1-y}\text{O}$ und $\text{Co}/\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ -Schichten zu verstehen, ist es sinnvoll, zunächst die Eigenschaften von verdünnten Antiferromagneten zusammenzufassen. Danach wird das „Domain State“-Modell vorgestellt.

3.3. Verdünnte Antiferromagnete

Die Untersuchungen von verdünnten Antiferromagneten werden dadurch motiviert, dass es sich um ein Modellsystem für das sogenannte „Random Field Ising Model“ (RFIM) handelt. Das RFIM betrachtet die Konkurrenz zwischen langreichweiter Ordnung und Domänenbildung bedingt durch Zufallsfelder. In grundlegenden Arbeiten wurde dies zunächst theoretisch von Imry und Ma untersucht [142]. Der Mangel an guten experimentellen Realisierungen dieses Modellsystems wurde durch den Nachweis behoben, dass verdünnte Antiferromagnete in einem externen Feld (DAFF) zu derselben Universalitätsklasse wie RFIMs gehören [189, 190]. Bekannte experimentelle Realisierungen solcher DAFFs sind $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ und $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}\text{F}_2$ für dreidimensionale und $\text{Rb}_2\text{Co}_x\text{Mg}_{1-x}\text{F}_4$ für zweidimensionale Systeme. Für Isingartige Systeme wird die langreichweite Ordnung durch minimale „random fields“ zerstört, falls das System eine Dimensionalität von $d \leq 2$ hat [191]. Für $d = 3$ gibt es bei tiefen Temperaturen und genügend kleinen „random fields“ eine langreichweite geordnete Phase [191].

Am besten lassen sich die physikalischen Eigenschaften von DAFFs anhand eines Phasendiagramms zusammenfassen. Für ein dreidimensionales Isingsystem mit 50 % Verdünnung ist dies mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

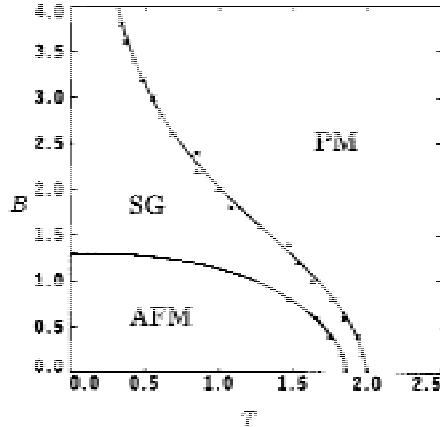


Abbildung 3.14.: B - T -Phasendiagramm für ein dreidimensionales, 50 % verdünntes, antiferromagnetisches Isingmodell. AFM stellt die antiferromagnetisch geordnete Phase dar, PM die paramagnetische und SG steht für eine spinglasartige Phase mit fraktalen Domänen. [192]

theoretisch untersucht worden [192]. Das gewonnene B - T -Phasendiagramm ist in Abb. 3.14 dargestellt. Hierbei steht PM für die paramagnetische Phase, in der die Spins durch thermische Anregung ungeordnet sind. SG steht für eine Phase mit fraktalen Domänen, die spinglasartiges Verhalten zeigt und AFM für eine langreichweitig geordnete antiferromagnetische Phase.

Im Folgenden muss erklärt werden, wie die Phasengrenzen gewonnen werden, da dies wesentlichen Einblick in die physikalischen Eigenschaften von DAFFs gibt. Einmal wird das System aus dem ungeordneten Zustand in einem externen Feld abgekühlt (**Field Cooling**, FC) und einmal aus dem antiferromagnetischen, langreichweitig geordneten Zustand in demselben Feld aufgeheizt (**Field Heating**, FH). Dabei wird die interne Energie sowie die Magnetisierung des Systems aufgezeichnet. Für die zwei Rechnungen (FC und FH) ergeben sich zwei verschiedene Kurven. Als Phasengrenze dient dann das Maximum der Steigung $\partial M / \partial T$, welches den thermodynamischen Phasenübergang AFM-SG kennzeichnet. Die andere Phasengrenze (SG-PM) bestimmt sich bei gegebenem Feld aus der Temperatur (oft T_{eq} genannt), unterhalb derer die beiden Rechnungen (FC und FH) verschiedene Werte zeigen, d.h. Irreversibilitäten auftreten. Das so berechnete Phasendiagramm wird auch experimentell in vergleichbarer Form gefunden [193–196].

Bei hohen Temperaturen ergeben sich für beide Rechnungen (FC und FH) dieselben Magnetisierungswerte. Bei tieferen Temperaturen jedoch ist es von dem Weg im Phasendiagramm und von den Anfangsbedingungen abhängig,

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

welche Magnetisierung, Energie und Spinstruktur sich einstellt. Bemerkenswerterweise ergeben sich die Irreversibilitäten bereits bei einer Temperatur oberhalb des eigentlichen Phasenübergangs. Es handelt sich jedoch bei dem SG-PM Übergang eventuell nicht um einen wirklichen thermodynamischen Übergang [197, 198]. Vielmehr hängt es von den verwendeten Kühl- und Heizraten ab, wo genau die Phasengrenze SG-PM liegt. Bei niedrigeren Raten rückt die SG-PM Phasengrenze der AFM-SG Phasengrenze immer näher. Das System friert in der SG-Phase in einem Domänenzustand ein und hat nicht die Zeit in den Gleichgewichtszustand einzulaufen. Das System wird durch seine kinetischen und nicht mehr durch seine thermodynamischen Eigenschaften bestimmt [196, 199–202].

Die hier vorgestellten Eigenschaften beziehen sich nur auf dreidimensionale Systeme. In zwei Dimensionen ist der energetisch günstigste Tieftemperaturzustand bei infinitesimalen Verdünnungen und infinitesimalen externen Feldern (die zusammen kleinste „random fields“ erzeugen) immer der Domänenzustand [191, 203, 204].

Wird ein DAFF also in einem externen Feld eingekühlt, so kreuzt er T_{eq} , wobei sich fraktale Domänenstrukturen ausbilden. Bei weiterem Abkühlen wird dieser Domänenzustand dann eingefroren. Auch im AFM-Bereich relaxiert dieser Domänenzustand auf experimentell beobachtbaren Zeitskalen nicht in den ferngeordneten Zustand.

Das bemerkenswerte an diesem Domänenzustand ist, dass er eine remanente Magnetisierung (Thermoremanent Magnetization, TRM) trägt. Wird nach dem Feldkühlen bei tiefen Temperaturen das Feld ausgeschaltet, so bleibt die Domänenstruktur und damit die Magnetisierung des Systems zum Teil erhalten [205, 206].

Dieser Domänenzustand ist bei tiefen Temperaturen und ausgeschaltetem externem Feld ein Nichtgleichgewichtszustand. Dies lässt sich an der Zeitabhängigkeit der Magnetisierung nach Feldkühlen und Abschalten des Feldes experimentell direkt beobachten. In Abb. 3.15 ist die nichtexponentielle zeitliche Relaxation der Magnetisierung für verschiedene Einkühlfelder gezeigt. Die Domänenwände sind sehr stark in den Bereichen mit großer Verdünnung gepinnt und somit unbeweglich [207]. Die Relaxationszeiten, das nicht-exponentielle Relaxationsverhalten und die Domänenstruktur sind detailliert experimentell und theoretisch untersucht [199, 205, 206, 208–214]. In zweidimensionalen Systemen ist wegen der geringeren Koordination eine Domänenstruktur zwar immer energetisch günstig, aber die Zeitabhängigkeit der Domänenstruktur und damit der remanenten Magnetisierung ist stärker ausgeprägt [215, 216].

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

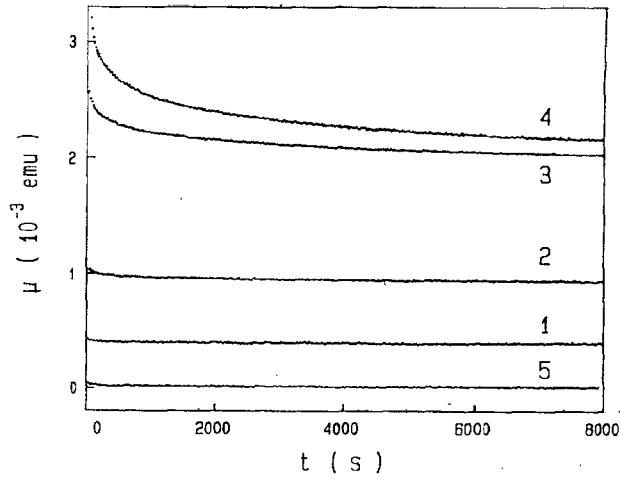


Abbildung 3.15.: Relaxation der thermoremanenten Magnetisierung (TRM) in $\text{Fe}_{0,7}\text{Mg}_{0,3}\text{Cl}_2$ bei $T = 4,5$ K nach Einkühlen mit $B_{cool} = 0,2$ T (Kurve 1), 0,4 T (Kurve 2), 0,6 T (Kurve 3), 1,2 T (Kurve 4). Kurve 5 zeigt die Magnetisierung nach Einkühlen im Nullfeld, Anlegen und Ausschalten von $B = 0,6$ T. [205]

Die Tatsache, dass verdünnte (also ungeordnete) Antiferromagnete eine remanente Magnetisierung durch Domänenbildung tragen, entspricht Ideen, welche in dem „Random Field“-Modell für „Exchange Bias“ vorgeschlagen werden. Diese remanente Magnetisierung ergibt die unidirektionale Anisotropie des Ferromagneten.

Für die wesentlichen Eigenschaften von DAFFs spielt das homogene, externe Feld eine wichtige Rolle. Bei „Exchange Bias“-Systemen wird die Rolle durch die Austauschkopplung zu dem Ferromagneten übernommen. Das bedeutet, dass das Austauschfeld nur auf die äußerste Lage der antiferromagnetischen Spins wirkt, jedoch im Vergleich zu externen Magnetfeldern sehr stark ist.

Neben den Untersuchungen der Domänenstruktur und der remanenten Magnetisierung, die in Zusammenhang mit „Exchange Bias“ stehen, gibt es sehr ausführliche Untersuchungen von DAFFs zu den Themen des kritischen Verhaltens, Skalenverhaltens und verwandten Bereichen. Hier sei auf aktuelle Übersichtsartikel verwiesen [197, 217–219].

3.4. „Domain State“-Theorie

Ausgehend von den experimentellen Untersuchungen zu dem Einfluss von nichtmagnetischen Defekten im Antiferromagneten, ist in Zusammenarbeit mit Dr.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

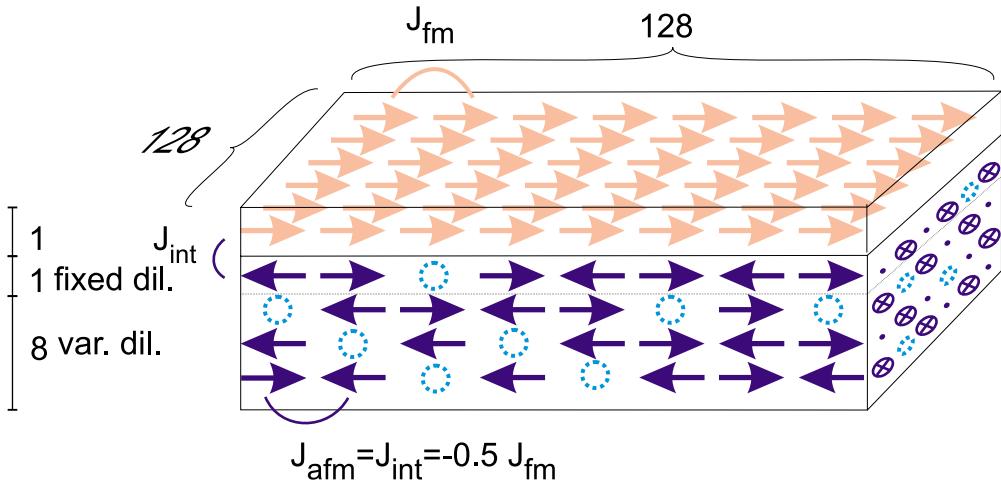


Abbildung 3.16.: Schema der Spinkonfiguration für Monte-Carlo-Simulationen.

U. Nowak und Prof. Dr. K.D. Usadel (Institut für Theoretische Tieftemperaturphysik, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg) ein naheliegendes und einfaches Modell für „Exchange Bias“ entwickelt worden. Dieses Modell kann nicht nur die hier vorgestellten Ergebnisse qualitativ reproduzieren, sondern bietet auch Erklärungspotential für viele der in Kapitel 1 vorgestellten Abhängigkeiten des „Exchange Bias“ von den verschiedensten Parametern. Das Modell soll nicht konkret die Struktur einer Co/CoO-Schicht simulieren, sondern vielmehr einen allgemeinen Ansatz für „Exchange Bias“ liefern.

Bei den Modellrechnungen handelt es sich um Monte-Carlo Simulationen für eine Spinstruktur, wie sie in Abb. 3.16 schematisch dargestellt ist. Das Spinsystem besteht aus 128×128×10 Gitterplätzen. Die Kopplungen J_{fm} der Spins innerhalb der obersten Lage sind ferromagnetisch, die restlichen sind alle antiferromagnetisch $J_{afm} = -0,5 J_{fm}$. D.h. insbesondere die Kopplung an der Grenzfläche wird als antiferromagnetisch angenommen. Die Spins der ferromagnetischen Schicht werden als XY-Modell behandelt, d.h. sie dürfen sich frei in der Schichtebene drehen. Um in dem zweidimensionalen XY-Modell für den Ferromagneten langreichweitige Ordnung zu bekommen (Stichwort: Mermin-Wagner Theorem), wird eine leichte uniaxiale „in plane“-Anisotropie ($d = 0,1 J_{fm}$) angenommen. Aufgrund der hohen Anisotropie von CoO (s. Tab. 1.2) wird der Antiferromagnet mit einem Isingmodell beschrieben. Das bedeutet, die Spins können nur in entgegengesetzte Richtungen entlang einer Achse zeigen. In dem Antiferromagneten wird nun eine Verdünnung p durch zufällig verteilte Leerstellen in der magnetischen Struktur erzeugt. Um dabei die Grenzflächenrauigkeit für alle Simulationen konstant zu halten, wird die Lage des Antiferromagneten, die mit dem Ferromagneten wechselwirkt, mit einer konstanten Verdünnung von

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

$p = 50\%$ versehen. In den restlichen acht Lagen des Antiferromagneten wird die Verdünnung p zwischen 0 % und 100 % variiert. Als Hamiltonian des Systems ergibt sich somit

$$\begin{aligned} H = & -J_{fm} \sum_{(i,j) \in FM} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - d \sum_{i \in FM} (S_i^x)^2 - \sum_{i \in FM} \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}_i - \\ & - J_{int} \sum_{i \in FM, j \in AFM} S_i^x s_j \varepsilon_j - \\ & - J_{afm} \sum_{(i,j) \in AFM} s_i s_j \varepsilon_i \varepsilon_j - \sum_{i \in AFM} B^x s_i \varepsilon_i. \end{aligned}$$

Hierbei steht der erste Term für die Austauschwechselwirkung (Kopplungskonstante J_{fm}) zwischen den ferromagnetischen Spins \mathbf{S} . Dabei wird nur nächste Nachbarwechselwirkung berücksichtigt. Der zweite Term steht für die Anisotropie der ferromagnetischen Spins, wobei S^x die Komponente des Spins \mathbf{S} in Richtung der leichten Achse des Ferromagneten ist ($d = 0, 1J_{fm}$). Der dritte Term enthält die Zeeman-Kopplung der ferromagnetischen Spins \mathbf{S} an das äußere Magnetfeld \mathbf{B} . Der vierte Term beschreibt die Kopplung zwischen den ferromagnetischen (\mathbf{S}) und antiferromagnetischen (s) Spins an der Grenzfläche mit $J_{int} = -0,5J_{fm}$. Der fünfte Term steht für die Austauschkopplung ($J_{afm} = -0,5J_{fm} = J_{int}$) innerhalb des Antiferromagneten, wobei ε die Besetzung eines Gitterplatzes mit einem Spin angibt ($\varepsilon = 0$: Platz nicht besetzt, $\varepsilon = 1$: Platz besetzt). In dem vierten und fünften Term wird auch nur nächste Nachbarwechselwirkung berücksichtigt. Der letzte Term beschreibt die Zeeman-Wechselwirkung der antiferromagnetischen (s) Spins mit dem äußeren Feld. Wegen des Isingartigen Ansatzes der antiferromagnetischen Spins ist nur die x-Komponente des äußeren Feldes relevant.

Als Anfangsbedingungen werden ein geordneter Ferromagnet und eine zufällige Spinorientierung im Antiferromagneten bei einer Temperatur, die oberhalb der Néeltemperatur des Antiferromagneten liegt, angenommen. Nach einem raschen Einkühlen mit $\mathbf{B} = 0$ aber ausgerichtetem FM wird bei verschiedenen Temperaturen das Magnetfeld einmal bis $\pm 0,4J_{int}$ oszilliert und so eine Hysteresemessung simuliert.

Bei diesen Simulationen treten in der Tat verschobene Hysteresekurven auf, aus denen das „Exchange Bias“-Feld bestimmt wird. In Abb. 3.17 ist im oberen Teil eine simulierte Hysteresekurve gezeigt. Die mit FM markierte Kurve zeigt die Magnetisierung des Ferromagneten, die andere (AFM) die Magnetisierung der obersten Lage des Antiferromagneten. Deutlich ist die Verschiebung der Hysteresekurve des Ferromagneten, also „Exchange Bias“ zu beobachten. Die

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

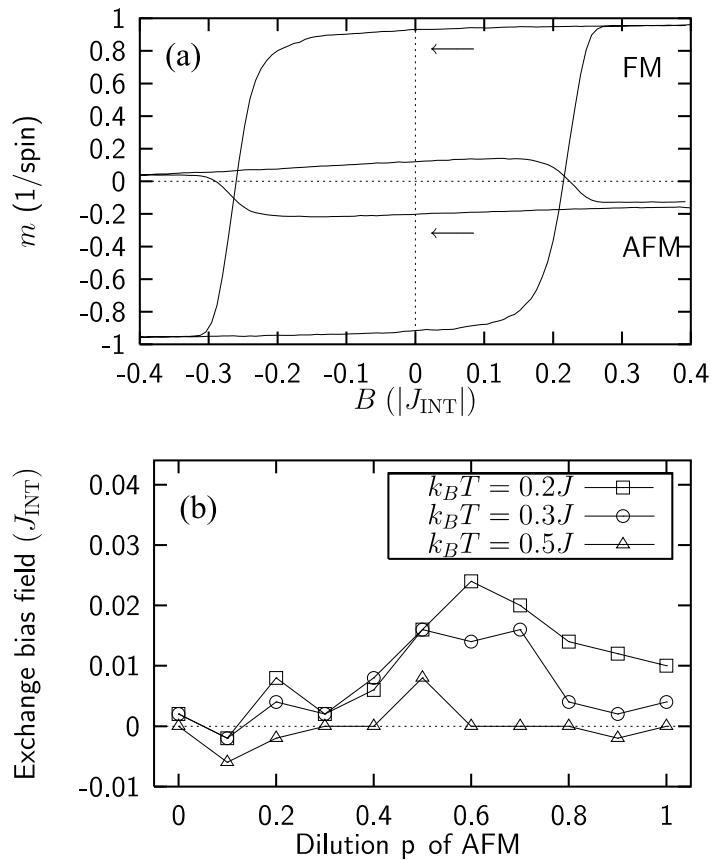


Abbildung 3.17.: *Oben:* Theoretisch simulierte Hysteresekurven. Dargestellt ist die Magnetisierung des FM und die Magnetisierung der obersten antiferromagnetischen Lage als Funktion des äußeren Feldes in Einheiten von $J_{\text{int}} = J_{\text{afm}}$. *Unten:* „Exchange Bias“-Feld in Einheiten von J_{int} als Funktion der Verdünnung für verschiedene Temperaturen in Einheiten von J_{fm}/k_B . [187]

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

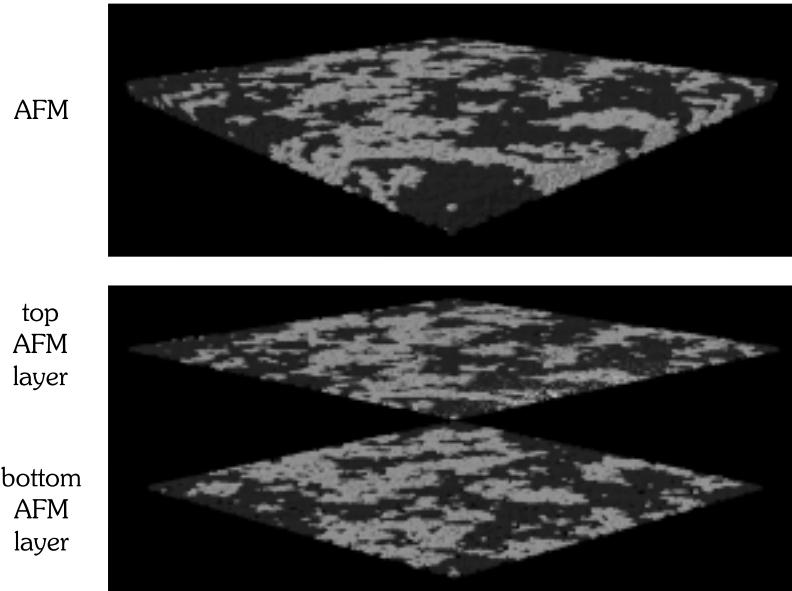


Abbildung 3.18.: Antiferromagnetische Domänen in einem „Exchange Bias“-System bestehend aus 9 Atomlagen eines Antiferromagneten. [220]

Verschiebung beträgt 3 % in Einheiten von $J_{int} = J_{afm}$, d.h. nur ein kleiner Teil der Spins des Antiferromagneten sind für den „Exchange Bias“ verantwortlich. Man erkennt weiterhin wie die Magnetisierung des Antiferromagneten dem Hystereseverlauf des Ferromagneten folgt, jedoch mit umgedrehtem Vorzeichen aufgrund der antiferromagnetischen Grenzflächenkopplung. Ein Teil der antiferromagnetischen Magnetisierung dreht also mit dem Ferromagneten mit, ein Teil jedoch nicht. Der Teil der antiferromagnetischen Magnetisierung, der nicht mitdreht, liegt im Bereich von 3 % der Gitterplätze. Da dieser nicht mitdrehende Teil der antiferromagnetischen Magnetisierung den „Exchange Bias“ ausmacht, liegt k_{eb} auch im Bereich einiger Prozent der Grenzflächenaustauschkonstante $J_{int} = J_{afm}$. Mit dieser Prozentvorhersage bzgl. der Austauschkonstanten liegt das Modell sehr gut im Bereich der beobachteten „Exchange Bias“-Felder (siehe Tabelle 1.1 und Abschnitt 1.4.2.2).

In Abb. 3.17 unten ist das „Exchange Bias“-Feld als Funktion der Verdünnung des Volumanteils der antiferromagnetischen Schicht für drei verschiedene Temperaturen gezeigt. Die Abnahme des „Exchange Bias“-Feldes mit Erhöhung der Temperatur ist deutlich zu erkennen. Für sehr kleine und sehr große Verdünnungen ist das „Exchange Bias“-Feld sehr klein. Für eine Verdünnung von etwa 60 % ergibt sich ein Maximalwert.

Die Differenz der Maximalwerte zwischen dem experimentellen Wert von ≈ 15 % und dem theoretischen von 60 % ist zwar recht groß, kann jedoch erklärt

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

werden. Wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt, weisen die Oxidschichten bereits bei 0 % Verdünnung eine gewisse Unordnung auf. Dies ist durch das verzwilligte und inselhafte Wachstum der Oxidschicht gegeben. Gerade die Korngrenzen der Zwillingskristallite können sehr gut Domänenwände des Antiferromagneten verankern [221], weil dort die Kopplungskonstanten deutlich von denen des Volumenmaterials abweichen. Durch die Struktur der verzwilligten Schicht wird also eine Domänenbildung im Antiferromagneten bereits stark unterstützt, so dass es auch ohne Verdünnung bereits zu „Exchange Bias“ kommt (siehe Abb. 3.13). Diese stark lokalisierte Unordnung an den Kristallitgrenzen hat also in diesem Fall dieselbe Wirkung wie eine homogene Verdünnung von etwa 45 %.

Eine weitere wichtige Tatsache, die zur Erklärung der extrem hohen Koerzitivfelder in „Exchange Bias“-Systemen führt, kann ebenfalls der Abb. 3.17 entnommen werden. Wie man an der Magnetisierungskurve des Antiferromagneten sieht, werden bei der Ummagnetisierung des Ferromagneten auch Spins des Antiferromagneten mit herumgeklappt. D.h. die Spins des Antiferromagneten müssen entgegen ihrer großen Anisotropie herumgedreht werden. Dies führt zu den großen Koerzitivfeldstärken. Der Teil der Spins des Antiferromagneten, der sich mitdreht, erhöht die Koerzitivität, der Teil, der nicht mitdreht, erhöht den Exchange Bias. Für polykristalline Filme wird dieser Mechanismus für einzelne Kristallite vorgeschlagen [82, 146].

Auch für den Trainingseffekt lässt sich eine Erklärung finden (s. Abschnitt „Trainingseffekt“ auf Seite 30). Während die Hysteresekurve des Ferromagneten geschlossen ist, zeigt die des Antiferromagneten, dass die Endsituation des Antiferromagneten nicht gleich der vor dem Durchlaufen der Hysteresekurve ist (s. Abb. 3.17). Vor und nach der Hysterese ergeben sich verschiedene Konfigurationen der Spins im Antiferromagneten. Dies erklärt den Trainingseffekt.

Zum Abschluss des Kapitels soll ein Ausblick auf die gemeinsamen physikalischen Eigenschaften von verdünnten Antiferromagneten im externen Feld sowie „Exchange Bias“-Systemen gegeben werden. Wie in Abb. 3.15 bereits gezeigt, zerfällt in verdünnten Antiferromagneten, die in einem externen Feld abgekühlt wurden, die remanente Magnetisierung als Funktion der Zeit. In „Exchange Bias“-Systemen ist etwas ähnliches beobachtet worden, falls die Magnetisierung des Ferromagneten nach dem Einkühlen um 180° gedreht wird. Auf der Zeitskala von mehreren Stunden dreht sich auch das „Exchange Bias“-Feld herum (siehe Abb. 3.19) [90, 222, 223]. Dies wird durch hohe Temperaturen (jedoch immer unterhalb der „Blocking“-Temperatur) begünstigt. Der zeitliche Verlauf beider Phänomene ist sehr ähnlich und deutet auf denselben physikalischen Mechanismus hin.

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

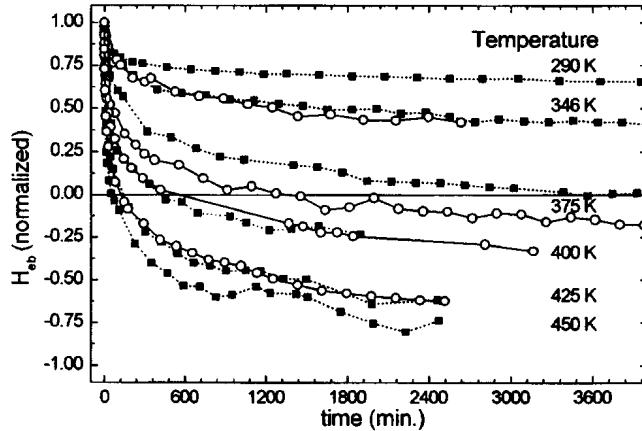


Abbildung 3.19.: Zeitliche Änderung des „Exchange Bias“-Feldes in $\text{NiO}/\text{Ni}_{66}\text{Co}_{18}\text{Fe}_{16}$ Schichten nach Umdrehen der Magnetisierung des Ferromagneten aus der Einkühlrichtung. [223]

Weiterhin kann mit den Parallelen zwischen „Exchange Bias“ und DAFFs der Effekt erklärt werden, dass sich in hohen Abkühlfeldern das „Exchange Bias“-Feld reduziert bzw. sogar sein Vorzeichen umkehrt (siehe Abschnitt Einkühlfeld auf Seite 26) [40, 44, 114, 115]. Wird die Grenzflächenkopplung als antiferromagnetisch angenommen, so haben das externe Feld und der dazu parallele Ferromagnet auf den Antiferromagneten genau entgegengesetzte Wirkung. Der Einfluss des Ferromagneten ist jedoch auf die Grenzfläche beschränkt und in seinem Wert fest durch die Magnetisierung des Ferromagneten gegeben. Das externe Feld jedoch wirkt in dem gesamten Antiferromagneten und ist in seiner Wirkung von der Feldstärke abhängig. Die Domänenstruktur, die sich bildet, wird also immer ein Kompromiss aus den beiden konkurrierenden Einflüssen sein. Daher kann das externe Feld, falls es den Einfluss des Ferromagneten auf den Antiferromagneten übersteigt, den „Exchange Bias“ von negativ zu positiv verschieben. Auch die verschiedenartigen Abhängigkeiten von H_{eb} von der Schichtdicke des Antiferromagneten können erklärt werden (siehe Abschnitt „Schichtdickenabhängigkeit“ auf Seite 24 und Abb. 1.4). Bei antiferromagnetischen Schichten mit wenig Unordnung wird die Domänenbildung bei großen Schichtdicken unterdrückt. Das System heilt die Unordnung, die von der Grenzfläche stammt, mit zunehmender Schichtdicke aus. Bei Antiferromagneten mit viel Unordnung können sich die Domänen weit in den Antiferromagneten hinein erstrecken. Das Ausheilen entfällt und die Schichtdicke des Antiferromagneten spielt nur noch eine untergeordnete Rolle.

Die Untersuchungen hier lassen den Schluss zu, dass alle Faktoren, die auf

3. Mikroskopischer Ursprung des „Exchange Bias“

die Domänenbildung im Antiferromagneten Einfluss haben, den „Exchange Bias“ bestimmen. Zu diesen Faktoren gehört die Grenzflächenrauigkeit, die Kristallqualität des Antiferromagneten, die Kristallitgröße oder die Defekte magnetischer und nichtmagnetischer Art. Somit sind Versuche, eine einzelne Abhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes z.B. von der Grenzflächenrauigkeit herauszuarbeiten, sehr schwierig. Bei Änderung der Präparationsbedingungen werden immer fast alle Parameter beeinflusst. Dies führt zu den oft widersprüchlichen Ergebnissen aus Abschnitt 1.4.2.1 und erklärt die starke Streuung der Werte in Tabelle 1.1.

In Abb. 3.18 sind die Domänenstrukturen, die sich in dem Antiferromagneten ergeben sichtbar gemacht. Die durchgehend antiferromagnetisch gekoppelten Bereiche werden in einer Farbe dargestellt. Dort wo ferromagnetische Orientierung der Spins vorliegt (also eine Domänenwand im Antiferromagneten) wechselt die Farbe von hell nach dunkel bzw. umgekehrt. Deutlich sind die unregelmäßig geformten Bereiche antiferromagnetischer Ordnung zu erkennen. In der Tat, wie von Malozemoff in seinem „Random Field“-Modell angenommen, scheinen die Domänenwände im Wesentlichen senkrecht von der Grenzfläche wegzugehen. Jedoch haben sie an der Grenzfläche nicht die kreisförmige Struktur wie von Malozemoff angenommen. Das liegt daran, dass die Domänenwände sich immer entlang der Bereiche mit hoher lokaler Verdünnung und damit niedrigsten Domänenwandenergien ausbilden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass durch Unordnung des Antiferromagneten eine Domänenbildung im Antiferromagneten unterstützt wird. Diese Domänen bilden sich so, dass sie eine leichte Überschussmagnetisierung tragen, die über die Kopplung zu dem Ferromagneten eine unidirektionale Anisotropie erzeugt.

Das vorgestellte Modell erklärt somit nicht nur das Phänomen des „Exchange Bias“, sondern auch eine Vielzahl experimentell beobachteter Abhängigkeiten. Dazu gehören die Zeit-, Temperatur-, Schichtdicken- und Einkühlfeldabhängigkeit sowie der Trainingseffekt.

Nach diesen Untersuchungen zu den mikroskopischen Ursachen des „Exchange Bias“-Effekts werden in dem nächsten Kapitel die makroskopischen Phänomene des „Exchange Bias“-Effekts besprochen. Dies betrifft die verschiedenen Messmethoden, die die Eigenschaften des Ferromagneten, der an einen Antiferromagneten gekoppelt ist, gemittelt, d.h. makroskopisch, wiedergeben.

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppelagen

In diesem Kapitel werden die makroskopisch messbaren Eigenschaften von ferromagnetischen Schichten behandelt, die an eine antiferromagnetische Schicht austauschgekoppelt sind. Diese Untersuchungen beinhalten die Anisotropien, die in Ferromagneten durch Antiferromagneten induziert werden, die Vergleichbarkeit von Brillouinlichtstreuung von Spinwellen und magnetischen Hysteresemessungen sowie die Rolle des Einkühlfeldes.

4.1. Induzierte Anisotropien

4.1.1. Einfache „Exchange Bias“-Anisotropie

Als anschauliches Beispiel für die Anisotropien, die ein Antiferromagnet in einem austauschgekoppelten Ferromagneten induzieren kann, sollen Brillouinlichtstremessungen an FeCo/IrMn-Schichten (Ferromagnet/Antiferromagnet) sowie einzelnen FeCo-Schichten vorgestellt werden. Somit können einzelne ferromagnetische Schichten mit ferro-/antiferromagnetischen Schichtsystemen verglichen werden. Die Schichten wurden im IBM-Labor im Almaden Research Center in der Gruppe von S.S.P. Parkin im Sputterverfahren hergestellt. IrMn ist ein metallischer Antiferromagnet, der sich für Anwendungen als sehr vorteilhaft erwiesen hat [86, 87, 90, 107, 120, 224–226]. Dies liegt an dem hohen „Exchange Bias“ ($0,19 \text{ mJ/m}^2$ [224], $0,13 \text{ mJ/m}^2$ [90]), der hohen „Blocking“-Temperatur ($T_B = 533 \text{ K}$ [224], $T_B = 560 \text{ K}$ [90]) der guten Temperatur- [107, 226] und Korrosionsbeständigkeit [224]. Die Néeltemperatur von IrMn hängt von der genauen Legierungszusammensetzung ab und variiert zwischen 600 K für 10 % Ir-Anteil und 750 K für 30 % Ir-Anteil [227].

In Abb. 4.1 ist die mittels Brillouinlichtstreuung gemessene Spinwellenfrequenz als Funktion des „in plane“-Winkels des angelegten Magnetfeldes auf-

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

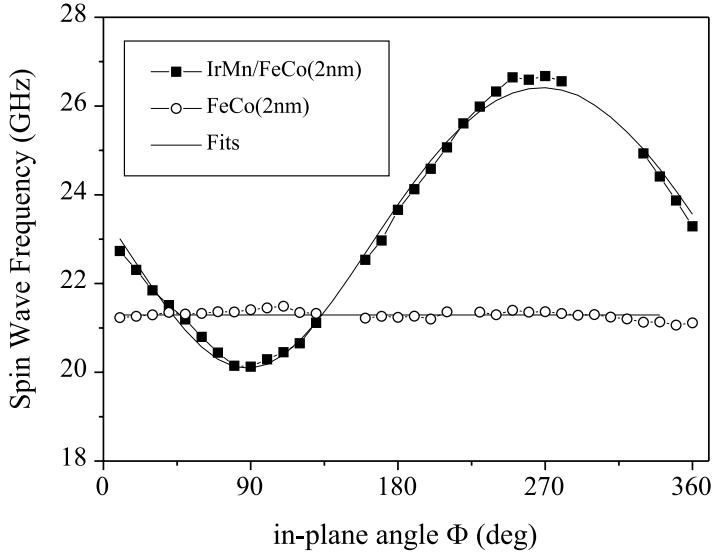


Abbildung 4.1.: „In-plane“-Rotationsmessung von FeCo(2nm)- und FeCo(2nm)/IrMn-Schichten. Aufgetragen ist die Spinwellenfrequenz als Funktion des „in-plane“ Winkels ϕ des angelegten Magnetfeldes $B = 300$ mT.

getragen. Die einzelne FeCo-Schicht (offene Kreise) zeigt keinerlei Winkelabhängigkeit der Spinwellenfrequenz. Dies ist auf die polykristalline Struktur der Schicht zurückzuführen, die die lokalen Anisotropien der Kristallitemittelt. Dies ändert sich grundlegend durch die Austauschkopplung an den Antiferromagneten. Es ist eine klare Sinus-förmige Abhängigkeit der Spinwellenfrequenz von dem „in plane“-Winkel zu erkennen. Dies entspricht genau der niedrigsten Ordnung einer unidirekionalen „Exchange Bias“-Anisotropie, und zwar einer „in plane“-Winkelabhängigkeit der freien Anisotropieenergie der Form $E_{ani} = K_{eb} \cos(\phi - \phi_0)$ (siehe Gl. 1.26). Mit einem solchem Ansatz sind die gemessenen Spinwellenfrequenzen gefittet worden (siehe Abschnitt 1.5). Die entsprechenden theoretischen Fitkurven sind in Abb. 4.1 eingezeichnet. Dazu wurde ein gyromagnetisches Verhältnis γ von 1.84×10^{11} 1/Ts und eine Sättigungsmagnetisierung M_s von 1.8×10^6 A/m angenommen [227]. Anisotropien höherer Ordnung sind offensichtlich nicht vorhanden (siehe Abschnitt 1.4.3). Es ergibt sich mit der Schichtdicke von 2 nm eine unidirektionale Anisotropiekonstante $k_{eb} = 0.28$ mJ/m² (= erg/cm²).

Wie man in Abb. 4.1 erkennen kann, ist die gemittelte Spinwellenfrequenz der FeCo-Probe mit IrMn-Schicht nicht gleich der Probe ohne IrMn. Neben

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

der „Exchange Bias“-Anisotropie findet man noch eine isotrope Verschiebung der Spinwellenfrequenzen zu höheren Werten durch die Austauschkopplung zu dem Antiferromagneten. Aufgrund der Darstellungen in Abschnitt 1.2.3 ist es zunächst naheliegend, dies hier durch eine geänderte „out-of-plane“ Anisotropiekonstante k_s zu berücksichtigen. k_s erzeugt eine isotrope Frequenzverschiebung. Ob so eine Verschiebung in der Tat auf eine geänderte „out-of-plane“ Anisotropiekonstante zurückzuführen ist, wird am Beispiel Co/CoO näher untersucht, da hier die Verschiebungen deutlich größer sind.

4.1.2. Isotrope Frequenzverschiebung

Während im vorangegangenen Abschnitt die unterschiedlichen Anisotropien der ferromagnetischen Schicht mit und ohne Antiferromagnet verglichen wurden, ist es bei Co/CoO möglich, durch Wahl der Temperatur über- und unterhalb der Néeltemperatur von CoO den Einfluss des Antiferromagneten auf den Ferromagneten zu untersuchen. Für die Brillouinlichtstreumessungen wurde dabei ein optischer Kryostat eingesetzt, der Probenrotation bei tiefen Temperaturen ermöglicht (siehe Abschnitt 2.4).

In Abb. 4.2 ist die Spinwellenfrequenz für eine Co/CoO-Schicht als Funktion des „in plane“-Winkels des angelegten Feldes gezeigt. Das Schichtsystem wurde von U. May (2. Physikalisches Institut, RWTH Aachen) auf H-passiviertem Si(111) aufgewachsen. Die 50 nm dicke CoO-Schicht wurde bei einer Temperatur von 430 K, einem Sauerstoffdruck von 1×10^{-6} mbar und einer Rate von 0,2 nm/min aufgewachsen. RHEED und LEED Untersuchungen weisen auf eine (111)-Orientierung der 8 nm dicken Co-Schicht hin [175, 228]. Eine Messung in Abb. 4.2 ist bei einer Temperatur von $T = 300$ K gezeigt, also bei einer Temperatur, die oberhalb der Néeltemperatur von CoO liegt. Es ist eine regelmäßige sechszählige Oszillation zu erkennen, wie sie für eine (111)-orientierte Co-Schicht zu erwarten ist. Bei einer Temperatur von 140 K ist die Kurve insgesamt zu höheren Frequenzen verschoben, die sechszählige Oszillationsamplitude ist verstärkt und eine einzähnige Modulation ist überlagert. Die Messwerte (offene Quadrate) wurden wieder mit dem in Abschnitt 1.5 beschriebenen Verfahren gefittet, wobei sich die Anisotropiekonstanten als Fitparameter ergeben. Für die Sättigungsmagnetisierung wurde $M_s = 1,4 \times 10^6$ A/m, für die Austauschsteifigkeit $A = 2,85 \times 10^{-11}$ J/m und für das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = 1,759 \times 10^{11}$ 1/Ts verwendet [162, 163]. Dabei wird der für (111)-Orientierungen geltende Ansatz für die freie Anisotropieenergiedichte zusammen mit einer „out-of-plane“ Anisotropie und der „Exchange Bias“-Anisotropie

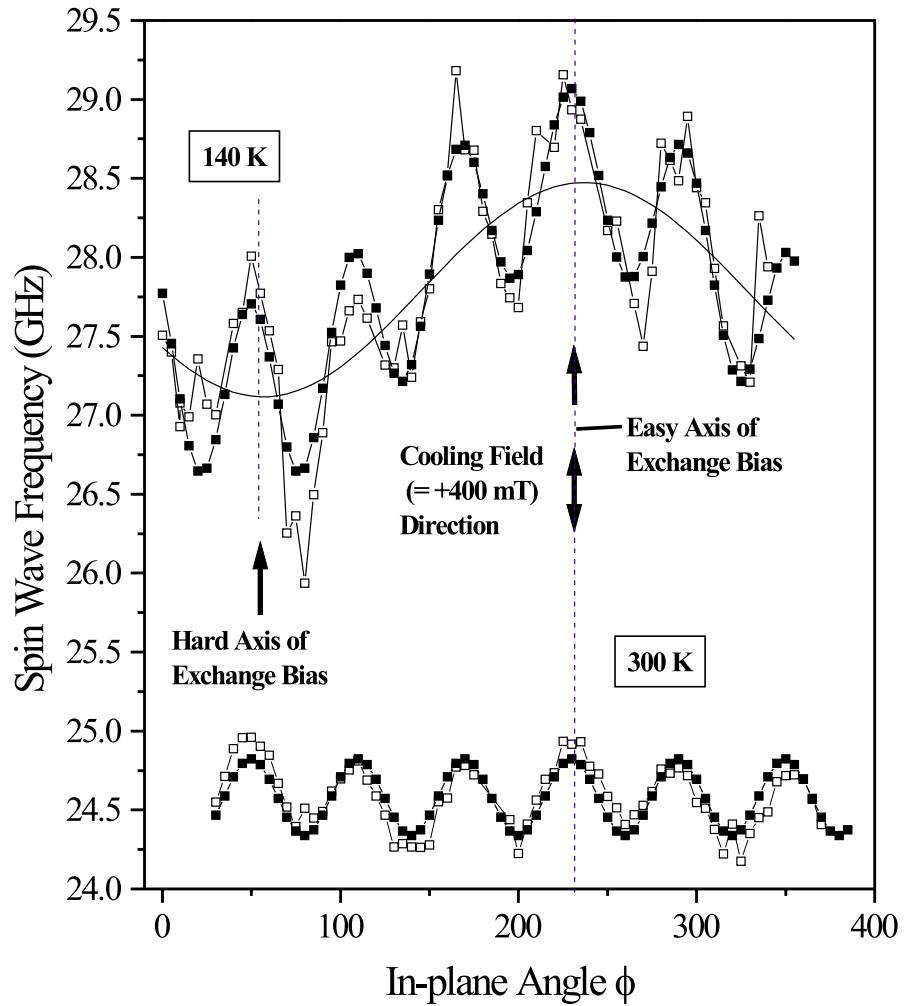


Abbildung 4.2.: Spinwellenfrequenzen in einer Co/CoO-Schicht als Funktion des „in plane“-Winkels des angelegten Magnetfeldes ($B = 296\text{ mT}$) für $T = 300\text{ K}$ und $T = 140\text{ K}$. (Offene Quadrate: Messwerte, volle Quadrate: Fitdaten, durchgezogene Linie: Hilfslinie)

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

	$T = 300 \text{ K}$	$T = 140 \text{ K}$
K	$1,73 \pm 0,06 \times 10^5 \text{ J/m}^3$	$2,83 \pm 0,1 \times 10^5 \text{ J/m}^3$
K_s	$-5,0 \pm 5,4 \times 10^3 \text{ J/m}^3$	$-4,5 \pm 0,1 \times 10^5 \text{ J/m}^3$
K_{eb}	/	$2,5 \pm 0,2 \times 10^4 \text{ J/m}^3$

Tabelle 4.1.: Anisotropiekoeffizienten von Co/CoO/H-Si(111) bei $T = 300 \text{ K}$ und $T = 140 \text{ K}$. Auf die Co-Schichtdicke von 8 nm bezogen ergibt sich eine „Exchange Bias“-Grenzflächenanisotropie von $k_{eb} = 0,2 \text{ mJ/m}^2$ ($1 \text{ mJ/m}^2 \equiv 1 \text{ erg/cm}^2$).

benutzt (siehe Gl. 1.12)

$$E_{ani}(\phi, \theta) = K \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos(3\phi) \right) + \\ + K_s \cos^2 \theta + K_{eb} \cos(\phi_{uni} - \phi) \sin \theta.$$

Dabei ist E_{ani} die freie Anisotropieenergiendichte, ϕ und θ der „in plane“- bzw. „out of plane“-Winkel der Magnetisierung, K die Volumenanisotropiekonstante von Co, K_s die „out of plane“-Anisotropiekonstante und K_{eb} die einzählig (unidirektionale) „Exchange Bias“-Volumenanisotropiekonstante. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Volumenanisotropiekonstante K erhöht sich leicht von $1,7 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ auf $2,8 \times 10^5 \text{ J/m}^3$. Dies lässt sich mit der Temperaturabhängigkeit der Volumenanisotropie von Co erklären und liegt nicht an der Wechselwirkung mit CoO. Wie bereits bei den FeCo/IrMn-Schichten ist eine isotrope Verschiebung der Spinwellenfrequenzen zu höheren Werten hin unter dem Einfluss des Antiferromagneten zu beobachten. Dies wird hier durch die Änderung der „out of plane“-Anisotropiekonstante von $-5 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ auf $-4,5 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ beschrieben. Weiterhin ergibt sich bei $T = 140 \text{ K}$ eine unidirektionale Anisotropiekonstante, die den „Exchange Bias“ ausdrückt. Der Wert von $k_{eb} = 0,2 \text{ mJ/m}^2$ liegt im Bereich der experimentell für CoO angegebenen Literaturwerte (siehe Tab. 1.1).

Die isotrope Erhöhung der Spinwellenfrequenzen, wie sie auch schon bei FeCo/IrMn beobachtet wurde, soll nun näher untersucht werden. Erhöhungen der Spinwellenfrequenzen, bei denen die Magnetisierung in der Einkühlrichtung liegt, wurden an oxidierten Co-Schichten beobachtet [229]. Bei ferromagnetischer Resonanz an Py/NiO Schichten ergibt sich eine isotrope Verschiebung des Resonanzfeldes, was äquivalent zu einer Frequenzverschiebung bei gegebenem Feld ist. Hier steht nun die Frage im Mittelpunkt, ob die Beschreibung durch eine erhöhte „out of plane“-Anisotropiekonstante korrekt ist.

Dazu wird mittels eines SQUID Magnetometers eine Hysteresekurve mit dem

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

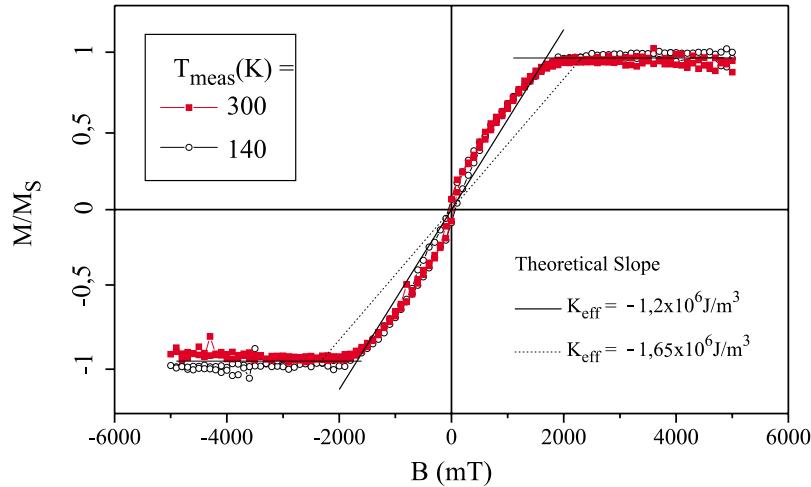


Abbildung 4.3.: Hysteresekurven einer Co/CoO-Schicht mit dem Magnetfeld entlang der Probennormalen bei Temperaturen von $T = 140$ K und $T = 300$ K. Die eingezeichneten Geraden zeigen den erwarteten Verlauf für niedrige Magnetfelder, wie er sich aus den mittels Brillouinlichtstreuung gewonnenen Anisotropiekonstanten bei $T = 140$ K und $T = 300$ K (s. Tab. 4.1) und der Formanisotropie für Co ($= -1,2 \times 10^6 \text{ J/m}^3$) ergeben müsste.

Magnetfeld entlang der Probennormalen bei einer Temperatur von $T = 300$ K und $T = 140$ K aufgenommen. Hierbei muss das Magnetfeld das Drehmoment aufbringen, um die Magnetisierung entgegen der stark negativen Formanisotropie und der „out of plane“-Anisotropie aus der Filmebene herauszudrehen. Durch Unterschiede im Sättigungsfeld gemessen bei verschiedenen Temperaturen können Unterschiede in der Anisotropie bestimmt werden [230]. Wie man deutlich sieht, zeigen die beiden Hysteresemessungen in Abb. 4.3 für $T = 300$ K und $T = 140$ K keinen erkennbaren Unterschied. Die eingezeichneten Geraden zeigen den zu erwartenden Verlauf, wie er sich mit den Anisotropiekonstanten aus Tabelle 4.1 für $T = 140$ K und $T = 300$ K ergeben müsste. Zu den Werten aus Tabelle 4.1 muss noch die Formanisotropie in Höhe von $-1,2 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ addiert werden (siehe Abschnitt 1.2.2 und 1.2.3). Während sich bei $T = 300$ K eine sehr gute Übereinstimmung ergibt, ist dies bei $T = 140$ K keinesfalls zu erkennen. Die Erhöhung der Spinwellenfrequenzen muss also einen anderen Grund haben als eine Veränderung der „out of plane“-Anisotropiekonstante. Sie ist auf den Einfluss des Antiferromagneten zurückzuführen, der bei $T = 140$ K wirkt, jedoch bei $T = 300$ K (also oberhalb der Néeltemperatur von $T_N = 291$ K) ausgeschaltet ist.

Hierzu gibt es zwei verschiedene Erklärungsansätze:

1. Für ferro-/antiferromagnetische Grenzflächen wird das Konzept der so genannten rotierbaren Anisotropie diskutiert [146]. In polykristallinen Filmen

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

gibt es einige Kristallite, deren Spinkonfiguration sich der des Ferromagneten anpasst. Dadurch befindet sich die ferromagnetische Magnetisierung immer in einem lokalen Minimum der Energie. Dieses lokale Minimum wird von der Magnetisierung mitgezogen falls diese große Drehungen vollzieht. Daher der Begriff der rotierbaren Anisotropie. Für die Spinwellen bedeutet dieses lokale Minimum immer einen erhöhten Wert der Frequenz (Minimum der Anisotropieenergie \leftrightarrow Maximum der Spinwellenfrequenz, s. Abschnitt 1.2.5).

Die Änderungen der Spinkonfiguration im Antiferromagneten, die zu dem lokalen Minimum führen, können in dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Modell mit verdünnten Antiferromagneten ebenfalls beobachtet werden (siehe Abb. 3.17). Bei einer Hysteresekurve ändert sich die Magnetisierung des Antiferromagneten erheblich als Konsequenz der Umorientierung der antiferromagnetischen Spins. Dabei folgen die antiferromagnetischen Spins zum Teil denen des Ferromagneten. In den in Abb. 3.17 dargestellten Simulationen ist ein Ising-artiger Antiferromagnet angenommen, daher können die antiferromagnetischen Spins dem (Heisenberg-)Ferromagneten nicht in alle Raumrichtungen folgen. Bei mehr als einer leichten Anisotropieachse im Antiferromagneten, wie sie in CoO auftreten (s. Abschnitt 3.1.1), folgen die antiferromagnetischen Spins denen des Ferromagneten kontinuierlicher. So kann das energetische Minimum verursacht durch die Änderungen in der antiferromagnetischen Spinkonfiguration besser dem Ferromagneten folgen.

2. Durch die Kopplung an den stark anisotropen Antiferromagneten erhöht sich die effektive Anisotropie der Co-Spins an der Grenzfläche, welche zu einer Erhöhung der Spinwellenfrequenzen führt [231]. Dabei sind von Stamps *et al.* theoretische Rechnungen gezeigt worden, bei denen die ferromagnetische Magnetisierung immer in der Abkühlrichtung verbleibt. Winkelabhängigkeiten sind nicht verfügbar. Daher ist nicht klar, ob dieses Modell eine isotrope Spinwellenerhöhung erklären kann. Lediglich eine Spinwellenerhöhung in der Richtung, die die Magnetisierung während des Einkühlens hatte, kann erklärt werden.

Der Ansatz mit der rotierbaren Anisotropie, d.h. die Berücksichtigung der sich ändernden Spinstruktur im Antiferromagneten bei Drehung der Magnetisierung des Ferromagneten, kann plausibel die beobachteten Erhöhungen der Spinwellenfrequenzen erklären.

4.1.3. Vergleichbarkeit verschiedener Messmethoden

Das „Exchange Bias“-Feld wurde in diesem Abschnitt bisher nur mit Brillouin-lichtstreuung bestimmt. Es soll geklärt werden, inwieweit die Bestimmung

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

der unidirektionalen („Exchange Bias“-) Anisotropiekonstante bzw. des „Exchange Bias“-Feldes von der Messmethode bzw. dem Messverfahren abhängt. Es hat sich gezeigt, dass der Vergleich verschiedenartiger Messmethoden und Verfahren fast immer zu verschiedenen Werten für das „Exchange Bias“-Feld führt [87, 91, 124, 232, 233]. Dies wurde kürzlich theoretisch untersucht, wobei Unterschiede in der Tat dann erklärbar sind, falls die Spinstruktur des Antiferromagneten variabel ist und von dem Ferromagneten beeinflusst werden kann [234]. Schulthess und Butler haben den Einfluss von 90°-Kopplung („spin-flop coupling“) auf sogenannte reversible und irreversible Messmethoden untersucht [34]. Irreversible Messmethoden sind solche, bei denen der Ferromagnet irreversibel ummagnetisiert wird wie z.B. bei Hysteresemessungen. Reversible Methoden sind solche, bei denen der Ferromagnet nur ganz leicht also reversibel ausgelenkt wird. Letztere wurden mittels ac-Suszeptibilitätsmessungen [125] und Messungen des anisotropen Magnetowiderstandes realisiert [124, 232]. Bei diesen Messungen wird zur Auslenkung der Magnetisierung ein kleines Feld angelegt und aus der sich ergebenden Richtung der Magnetisierung auf die unidirektionale Anisotropie geschlossen. Eine Umkehr der Magnetisierung ist bei diesen Messungen nicht erfolgt. Der reversible oder irreversible Charakter der Messung ergibt sich nicht direkt aus der verwendeten Messmethode, sondern aus der Verfahrensweise bei der Messung. Entscheidend ist, ob zur Bestimmung der „Exchange Bias“-Anisotropie die Magnetisierung des Ferromagneten reversibel ausgelenkt wird oder ob der Ferromagnet irreversibel ummagnetisiert wird. Schulthess und Butler kommen zu dem Schluss, dass bei den reversiblen Verfahrensweisen nicht nur die unidirektionale Anisotropie gemessen wird, sondern auch die 90°-Kopplung mitgemessen wird [34]. Die unidirektionale Anisotropie zusammen mit der 90° Kopplung ergibt die experimentell erhöhten Werte für die reversiblen Messmethoden im Vergleich zu den irreversiblen. Die im vorangehenden Abschnitt besprochene rotierbare Anisotropie, die die ferromagnetische Magnetisierung immer in einem lokalen Minimum erscheinen lässt, würde bei Messungen mit reversiblen Verfahrensweisen ebenfalls zu erhöhten Werten der gemessenen „Exchange Bias“-Anisotropie führen.

Hier sollen nun die Messmethoden der Brillouinlichtstreuung und der Magnetometrie verglichen werden, wobei bei den Brillouinlichtstreuungsmessungen noch zwei verschiedene Messverfahren existieren. Der Ferromagnet befindet sich hier in einem Sättigungsfeld und die Bestimmung des „Exchange Bias“ bzw. der unidirektionalen Anisotropie erfolgt aus den gemessenen Spinwellenfrequenzen in Funktion des „in-plane“-Winkels des angelegten Magnetfeldes oder in Funktion der Stärke des angelegten Feldes. Diese Frequenzen ergeben sich aufgrund von

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

sehr kleinen, thermisch angeregten, transversalen Auslenkungen der Magnetisierung durch die Spinwellen, welche in einem sehr kleinen Winkelbereich die Anisotropieenergiefunktion abtasten. Damit ist es möglich mit reversiblen als auch mit irreversiblen Verfahrensweisen den „Exchange Bias“ zu bestimmen, je nachdem, ob der Ferromagnet reversibel ausgelenkt oder irreversibel ummagnetisiert wird (s. Abb. 4.4). Aufgrund der oben dargestellten Problematik bzgl. der reversiblen Verfahren soll der Schwerpunkt jedoch auf den irreversiblen Verfahrensweisen liegen.

Bei den Magnetometriemessungen wird der Ferromagnet während einer Hysteresemessung zweimal ummagnetisiert. Aus den Schnittpunkten der Magnetisierung mit der Magnetfeldachse ergibt sich die Verschiebung der Hysteresekurve und damit das „Exchange Bias“-Feld. Bei den $M = 0$ Punkten, aus denen sich das „Exchange Bias“-Feld bestimmt, befindet sich der Ferromagnet gerade in einem ungeordneten Domänenzustand. Die Messmethoden sind also grundverschieden.

Die naheliegendste Methode, mittels Brillouinlichtstreuung das „Exchange Bias“-Feld zu bestimmen, besteht darin, die Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenfrequenzen auszunutzen. Dabei wird die Magnetisierung durch das externe Feld einmal in die Einkühlrichtung und einmal in der entgegengesetzten Richtung gedreht und dabei die Spinwellenfrequenzen bestimmt. Dies entspricht der Messung der Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenfrequenzen entlang der leichten und harten Richtung der unidirektionalen Anisotropie (s. Abb. 4.2). Geht man von Gl. 1.27 $E = K_{eb} \cos(\phi - \phi_0) \sin \theta$ für die „Exchange Bias“-Anisotropie aus, erhält man bei Berechnen der Anisotropiefelder

$$B_\alpha = \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} E_{ani}, \quad B_\beta = \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} E_{ani}$$

mit $\theta = \pi/2$ und $\phi - \phi_0 = 0$ bzw. $\phi - \phi_0 = \pi$ für $B_\alpha = B_\beta = \mp K_{eb}/M_s$. Das bedeutet, in Gl. 1.30 taucht neben dem äußeren Feld der Term $\mp K_{eb}/M_s$ auf, der das Magnetfeld verkleinert bzw. vergrößert und zwar um den Betrag des „Exchange Bias“-Feldes $B_{eb} = \mu_0 H_{eb} = K_{eb}/M_s$. Bei Bestimmung der Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenfrequenzen mit dem „Exchange Bias“-Feld parallel bzw. antiparallel zu dem äußeren Feld beträgt die Verschiebung der beiden Kurven entlang der Magnetfeldachse gerade zweimal das „Exchange Bias“-Feld. In Abb. 4.4 ist so eine Messung dargestellt. Die Spinwellenfrequenz ist als Funktion des angelegten Magnetfeldes aufgetragen. Eine Messung zeigt die Abhängigkeit bei einer Temperatur von $T = 300$ K, also oberhalb der Néeltemperatur von CoO und zwei Messungen sind bei $T = 140$ K dargestellt. Die Messungen bei T

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

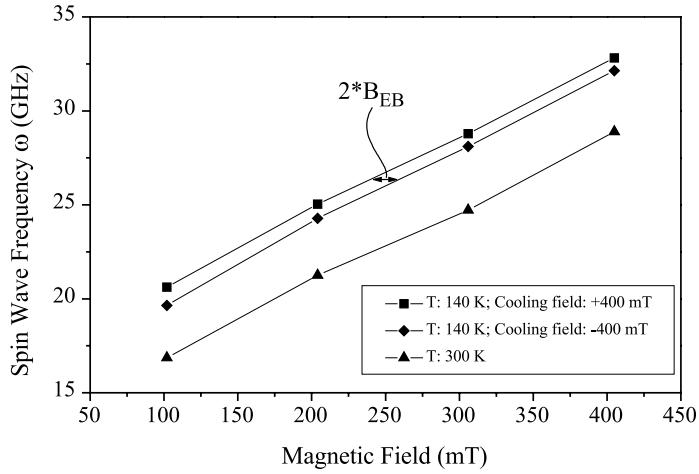


Abbildung 4.4.: Spinwellenfrequenz als Funktion des angelegten, äußeren Magnetfeldes für eine Co/CoO-Schicht bei $T = 300$ K, und bei $T = 140$ K mit dem Einkühlfeld ($B_{cool} = \pm 400$ mT) parallel und antiparallel zu dem äußeren Feld.

$= 140$ K unterscheiden sich darin, dass einmal das Einkühlfeld in Richtung des äußeren Messfeldes anliegt und einmal genau entgegengesetzt ist. Eine reversible Verfahrensweise zur Messung der „Exchange Bias“-Anisotropie ergibt sich, wenn man die Messungen bei $T = 300$ K (Dreiecke) mit denen bei $T = 140$ K, bei denen das angelegte Magnetfeld in dieselbe Richtung zeigt (Quadrate), vergleicht. Der Ferromagnet wurde bei diesen Messungen nicht ummagnetisiert. Da sich bei $T = 300$ K ($T > T_{Néel}$) kein „Exchange Bias“ ergibt, er bei $T = 140$ K jedoch aktiviert ist, könnte man den Frequenzunterschied auf die „Exchange Bias“-Anisotropie zurückführen. Dies führt, wie bereits Messungen von Miller und Dahlberg [124,232] sowie Ström *et al.* [125] gezeigt haben, zu großen Überhöhungen der gemessenen „Exchange Bias“-Anisotropie, da die unidirektionale „Exchange Bias“-Anisotropie mit der reversiblen Verfahrensweise nicht von anderen (90° -Kopplung, rotierbare Anisotropie) Anisotropien separiert werden kann [34].

Bei einer Messung in Abb. 4.4 (Diamant) wurde nach dem Einkühlen das Magnetfeld auf Null gefahren und anschließend auf den entsprechenden Wert des Messfeldes gesetzt, das Magnetfeld wurde also umgepolt (irreversibles Verfahren). Die Verschiebung der Kurven bei $T = 140$ K aus Abb. 4.4 für verschiedene Richtungen des Einkühlfeldes kann sehr präzise bestimmt werden. Es

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

ergibt sich eine Verschiebung von $2B_{eb} = 17,8 \pm 3,4$ mT, die einem „Exchange Bias“-Feld von $8,9 \pm 1,7$ mT entspricht. Berechnet man das „Exchange Bias“-Feld aus der Messung in Abb. 4.2 durch $B_{eb} = K_{eb}/M_s$ mit K_{eb} aus Tab. 4.1 (M_s Sättigungsmagnetisierung von Co), so ergibt sich ein etwa doppelt so großer Wert von $17,6 \pm 1,2$ mT. Um diese Differenz zu erklären, muss man die unterschiedlichen Ummagnetisierungsverfahren beider Messmethoden berücksichtigen. Bei der Messung in Abb. 4.2 wird die Probe in einem Sättigungsfeld gedreht, d.h. die Magnetisierung wird kohärent rotiert. Bei der Messung in Abb. 4.4 wird die Probe durch Ausschalten, Umpolen und wieder Einschalten des Magnetfeldes ummagnetisiert. Die Umkehr der Magnetisierung erfolgt also durch Nukleation und Propagation von Domänenwänden [235, 236].

Wie in den theoretischen Rechnungen in Abschnitt 3.4 gezeigt, reagiert der Antiferromagnet mit seiner Spinstruktur auf die Ummagnetisierung des Ferromagneten. Daher können die beiden unterschiedlichen Ummagnetisierungsverfahren durchaus verschiedenartige Spinstrukturen im Antiferromagneten erzeugen, die ihrerseits die Spinwellenfrequenzen von Spinwellen im Ferromagneten verschieden stark verschieben. Mit ein und derselben Messmethode können sich also durch verschiedene Verfahrensweisen verschiedene Werte für das „Exchange Bias“-Feld ergeben. Auch für zwei verschiedene irreversible Verfahren ergeben sich verschiedene Werte des „Exchange Bias“-Feldes.

Nun stellt sich noch die Frage, wie sich diese Werte mit denen aus Magnetometriemessungen vergleichen. Dazu sind in Abb. 4.5 die Hysteresekurven derselben Co/CoO-Probe gezeigt. Darunter sind die Temperaturabhängigkeiten des „Exchange Bias“-Feldes B_{eb} und des Koerzitivfeldes B_c dargestellt. Bei einer Temperatur von $T = 140$ K ergibt sich ein „Exchange Bias“-Feld von $B_{eb} = 10,6$ mT. Dies stimmt recht gut mit dem Wert von $B_{eb} = 8,9$ mT aus den magnetfeldabhängigen Messungen der Spinwellenfrequenzen in Abb. 4.4 überein, da bei beiden Verfahren der Ferromagnet durch Nukleation und Propagation von Domänenwänden ummagnetisiert wird.

Bei dieser Untersuchung am System Co/CoO ruft eine gleichartige Ummagnetisierungsart ein vergleichbares „Exchange Bias“-Feld hervor. Bei dem System Fe/FeF₂ verhält sich dies anders. Die Brillouinmessungen hierzu wurden wegen der niedrigen Néeltemperatur von $T_N(\text{FeF}_2) = 78$ K in einem optischen He-Kryostat durchgeführt, der jedoch keine Rotation der Probe bei tiefen Temperaturen erlaubt. Die Proben wurden von Dr. J. Nogués in der Gruppe von Prof. Ivan K. Schuller (University of California-San Diego, USA) hergestellt und strukturell charakterisiert [57, 61, 88, 114]. Die Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenfrequenz für die leichte bzw. harte Richtung des „Exchange Bias“ ist

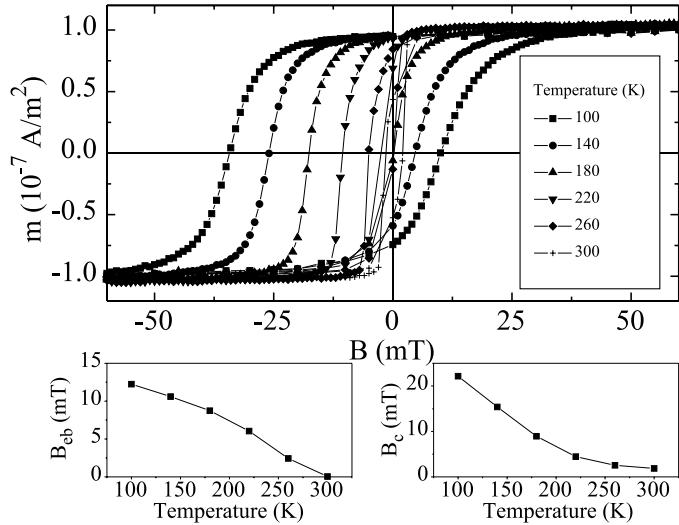


Abbildung 4.5.: Hysteresekurven, „Exchange Bias“-Feld und Koerzitivfeld einer Co/CoO-Schicht bei verschiedenen Temperaturen.

in Abb. 4.6 gezeigt. Für die Fits wurde eine Sättigungsmagnetisierung von $1,707 \times 10^6$ A/m, eine Spinwellenaustauschkonstante $A = 2,1 \times 10^{-11}$ J/m und ein gyromagnetisches Verhältnis von 1.847×10^{11} 1/Ts verwendet [238]. Es ergibt sich unterhalb der Néeltemperatur bei $T = 50$ K eine ähnliche Aufspaltung der Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenfrequenz bei Änderung der Richtung des Einkühlfeldes wie bei Co/CoO (siehe Abb. 4.4). Die Spinwellenfrequenzen bei $T = 100$ K (d.h. $T > T_{\text{Néel}}$) liegen allerdings genau in der Mitte zwischen den beiden Messungen bei $T = 50$ K. Das „Exchange Bias“-Feld ergibt sich aus der Separation der beiden Messungen bei $T = 50$ K hier zu $B_{eb} = 39.5 \pm 1.2$ mT (siehe Abb. 4.6). Mit dem gleichen Einkühlfeld und bei derselben Temperatur zeigt eine Hysteresemessung ein „Exchange Bias“-Feld von $B_{eb} = 30$ mT (siehe Abb. 4.7).

Obwohl hier also der Umkehrmechanismus der ferromagnetischen Magnetisierung bei beiden Messungen derselbe ist (Nukleation und Propagation von Domänenwänden), ergeben sich um 30 % verschiedene Werte für das „Exchange Bias“-Feld. Dies steht im Gegensatz zu den Beobachtungen im Falle von Co/CoO (siehe Abb. 4.4 und 4.5).

Eine Erklärung für die verschiedenen Messwerte bei Fe/FeF₂ liegt in den höheren „Exchange Bias“-Anisotropietermen (siehe Abschnitt 1.4.3). Im Folgenden soll exemplarisch der Energieansatz $E_{ani} = K_{eb}^{(3)} \cos^3(\phi - \phi_0) \sin^3(\theta)$ mo-

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

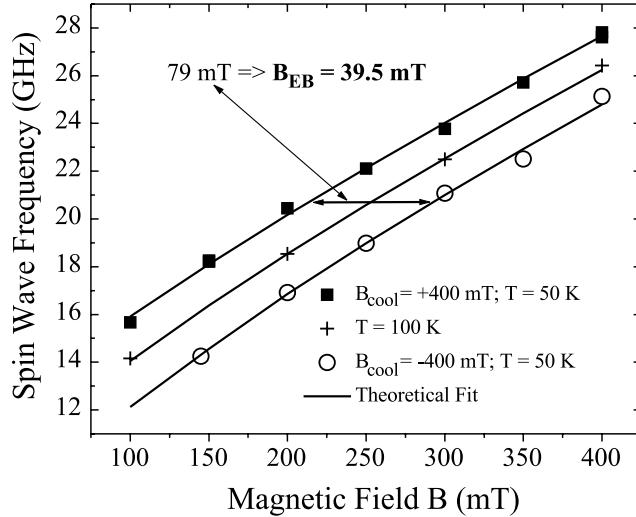


Abbildung 4.6.: Spinwellenfrequenz in Fe/FeF_2 als Funktion des angelegten Magnetfeldes. Gezeigt ist eine Messung bei $T = 100$ K, also oberhalb der Néeltemperatur von $T_{Néel} = 78$ K und zwei Messungen bei $T = 50$ K mit den Einkühlfeld $B_{cool} = \pm 400$ mT parallel und antiparallel zu dem äußeren Messfeld. Die Verfahrensweise bei diesen Messungen ist exakt gleich denen in Abb. 4.4. [237]

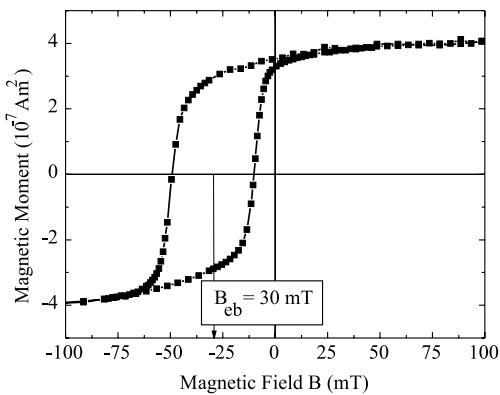


Abbildung 4.7.: Hysteresekurve von Fe/FeF_2 bei $T = 50$ K und einem Einkühlfeld von $B_{cool} = 400$ mT. [237]

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

dellmäig untersucht werden. Für die Annahme einer anderen ϕ -Abhängigkeit (z.B. $\cos(3(\phi - \phi_0))$) oder einer anderen θ -Abhängigkeit (z.B. $\sin(\theta)$) für die Beschreibung der höheren Anisotropiebeiträge ergeben sich qualitativ dieselben Schlüsse. Bei Berechnung der Anisotropiefelder nach Gl. 1.29 ergibt sich mit $\theta = \pi/2$ und $(\phi - \phi_0) = 0$ bzw. $(\phi - \phi_0) = \pi$ für $B_\alpha = \mp 3K/M_s$ und für $B_\beta = \mp 3K/M_s$. D.h. die höheren Anisotropieenergiebeiträge machen sich hier um einen Faktor drei stärker bemerkbar als der niedrigste „Exchange Bias“-Anisotropiebeitrag. Eine sehr kleine Abweichung von dem einfachen $\cos(\phi - \phi_0)$ -Verhalten kann also bereits zu einer starken Änderung der Spinwellenverschiebung und damit zu einem anderen Ergebnis für das „Exchange Bias“-Feld führen.

Bleibt zu klären, wie sich solche höheren Anisotropiebeiträge auf den „Exchange Bias“ auswirken, der mit Hysteresekurven gemessen werden kann. Das lässt sich mit Hilfe einer numerischen Simulation untersuchen, bei der Hysteresekurven für eine gegebene Anisotropieenergiefunktion berechnet werden. Hierbei wird eine kohärente Rotation der Magnetisierung angenommen, d.h. die Magnetisierung wird durch einen Vektor von konstanter Länge charakterisiert. Das Magnetfeld wird in sehr kleinen Schritten variiert und hierbei die Richtung, die die Magnetisierung bei einem bestimmten Magnetfeld einnimmt, durch Suche des Energieminimums in der Nähe der vorhergehenden Richtung ermittelt. Um Hysteresekurven zu erhalten, die unabhängig von numerischen Details sind, wird eine zwei-zählige Anisotropie angenommen, deren leichte Achse 45° zu der Magnetfeldrichtung liegt, und die somit den Ummagnetisierungsprozess definiert. Ihre Stärke wird mit $K_2 = 0.5 \times 10^{-24}$ J/spin festgelegt. Dazu wird nun eine „Exchange Bias“-Anisotropie (unidirektional) festgelegt, die die leichte Richtung entlang der Magnetfeldachse hat und einmal von niedrigster Ordnung ist ($K_1 \cos(\phi - \phi_0)$) und einmal von dritter Ordnung ($K_3 \cos^3(\phi - \phi_0)$). Ein Beispiel einer Hysteresekurve, die so entsteht ist in Abb. 4.8 gezeigt. Hier wurde eine unidirektionale Anisotropie dritter Ordnung der Stärke $K_3 = 0.9 \times 10^{-24}$ J/spin ($K_1 = 0$) angesetzt. Man erkennt zum einen die Verschiebung der Hysteresekurve nach links, zum anderen aber auch eine Asymmetrie des oberen und unteren Hysteresearsts. Solche Asymmetrien werden auch experimentell gefunden [45].

Für verschiedene Werte der Anisotropiekonstanten K_1 und K_3 werden nun Hysteresekurven simuliert und deren Verschiebung bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 dargestellt. Man erkennt, dass das „Exchange Bias“-Feld direkt proportional zu K_1 ist, dies jedoch nicht für K_3 gilt. Als Funktion von K_3 ergibt sich erst ab einem Wert 0.3×10^{-24} J/spin ein merklicher „Exchange Bias“, und die Werte liegen immer unterhalb denen von K_1 . Details dieser Abhängigkeit sind von der Stärke der zweizähligen Anisotropie bestimmt, jedoch

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

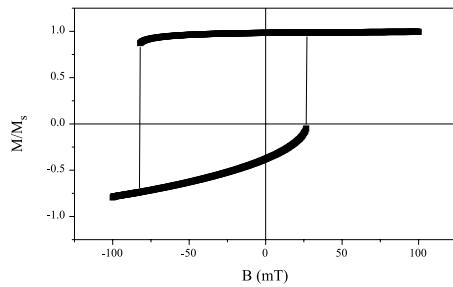


Abbildung 4.8.: Simulierte Hysteresekurve mit unidirektonaler Anisotropie dritter Ordnung.

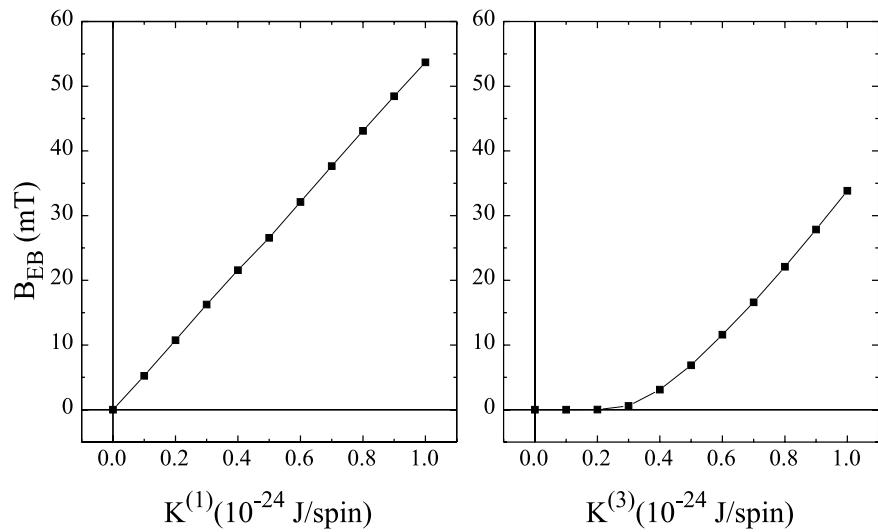


Abbildung 4.9.: Werte des „Exchange Bias“-Feldes, wie sie sich bei Hysteresemessungen unter Annahme einer unidirektonalen Anisotropie $E_{ani}^{uni} = K_1 \cos(\phi - \phi_0)$; $K_3 = 0$ (links) und $E_{ani}^{uni} = K_3 \cos^3(\phi - \phi_0)$; $K_1 = 0$ (rechts) ergeben.

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

ist der prinzipielle Verlauf immer gleich.

Damit lassen sich nun auch die Unterschiede in den Messungen des „Exchange Bias“ mit Brillouinlichtstreuung und Magnetometrie für Fe/FeF₂ erklären. Während die Anisotropiekonstanten höherer Ordnung bei Brillouinlichtstreuung den gemessenen Wert ($K_1 + K_3$) erhöht erscheinen lassen, wird er bei den Hysteresemessungen noch unterschätzt. Dieser Sachverhalt erklärt auch mit sehr kleinen Abweichungen von dem einfachen $K_1 \cos(\phi - \phi_0)$ -Verhalten die Differenzen zwischen der Brillouinlichtstreuung und der Hysterese. Nur vollständige (360°-)winkelabhängige Messungen mit Magnetometrie oder Brillouinlichtstreuung erlauben bei solchen gemischten unidirektionalen Anisotropien eine klare Trennung.

4.2. Spinwellenmodenbreiten

Die Brillouinlichtstreuuntersuchungen an „Exchange Bias“-gekoppelten ferro-/antiferromagnetischen Doppelschichten zeigen eine eigentümliche Verbreiterung der Spinwellenmoden. Während die Linienbreite der Spinwellen bei einfachen magnetischen Lagen oder auch bei magnetischen Multilagen praktisch niemals die spektrale Auflösung des Spektrometers von etwa 1 GHz überschreitet, findet man bei „Exchange Bias“-gekoppelten Schichten Spinwellenbreiten von 10 GHz und mehr [62, 229, 237]. Bei ferromagnetischer Resonanz werden Spinwellen mit Wellenvektor $k = 0$ (uniforme Mode) untersucht, und auch hier findet man solche Spinwellenverbreiterungen [63, 239].

Im Folgenden wird dargestellt, welche Abhängigkeiten die Spinwellenverbreiterungen in dem System FeCo/IrMn, Co/CoO und Fe/FeF₂ zeigen. Dabei wird erst auf die „in plane“-Winkelabhängigkeit, dann auf die Temperatur- und schließlich auf die Magnetfeldabhängigkeit eingegangen. Anschließend wird eine Korrelation zwischen der Koerzitivfeldstärke eines magnetischen Films und der gemessenen Spinwellenmodenbreite am Beispiel von Co/CoO aufgezeigt. Aufbauend auf diesen Untersuchungen wird die Ursache für diese Modenverbreiterung diskutiert.

Die Messungen zur Spinwellenmodenbreite sind sehr aufwendig, da nicht nur die Frequenzposition, sondern die gesamte Form des Peaks ausgemessen werden muss. Die Messungen dazu müssen sehr sorgfältig und mit ausreichend langen Mittelungszeiten durchgeführt werden.

Die „in-plane“-Winkelabhängigkeit für das System Co/CoO ist in Abb. 4.10 gezeigt. Dabei ist die Spinwellenfrequenz und die Spinwellenbreite bei einer Temperatur von $T = 300$ K (also oberhalb von T_N) aufgetragen. Man erkennt,

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

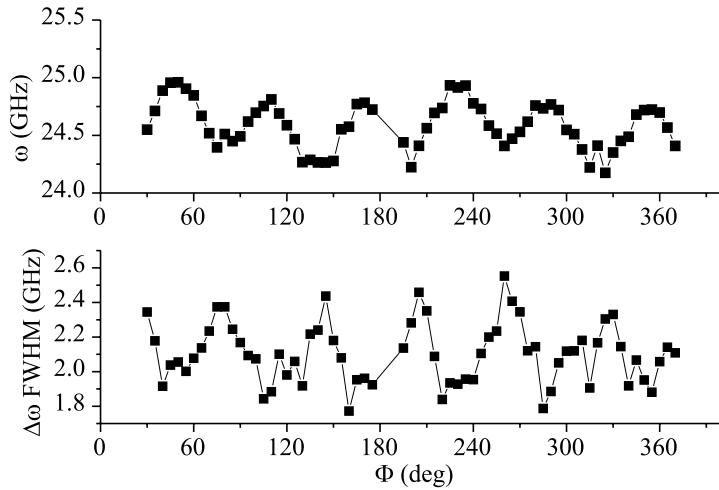


Abbildung 4.10.: Spinwellenfrequenz und Spinwellenmodenbreite bei $T = 300$ K in Co/CoO Doppelschichten.

dass die Spinwellenbreite immer dann maximal ist, wenn die Spinwellenfrequenz ein Minimum zeigt. Die Spinwellenfrequenzmaxima (-minima) zeigen die leichten (harten) Richtungen der Magnetisierung an (siehe Abschnitt 1.5). D.h. die Modenbreite ist immer dann groß, wenn die Magnetisierung in eine harte Richtung zeigt. Dies ist vergleichbar mit den Ergebnissen aus Ref. [62]. Bemerkenswerterweise sind die erhöhten Spinwellenmodenbreiten auch oberhalb der Néeltemperatur des Antiferromagneten zu beobachten.

Ein ähnliches Verhalten wird auch bei den FeCo/IrMn-Schichten gefunden. Hier ist die einzige „in plane“-Anisotropie die „Exchange Bias“-Anisotropie. Wie man in Abb. 4.11 sieht, wird eine leichte Abhängigkeit der Spinwellenbreite von der Richtung gefunden und zwar wieder so, dass die größten Breiten bei den niedrigsten Frequenzen d.h. in Richtung der harten Achse auftreten.

Die Temperaturabhängigkeiten können aufgrund der Néeltemperatur von 291 K am besten am System Co/CoO studiert werden. Hierbei kann durch Absenken der Temperatur der Einfluss des Antiferromagneten kontrolliert verstärkt werden. Für zwei Richtungen jeweils in einen Maximum der Verbreiterung und einem Minimum der Breite bei $T = 300$ K (siehe Abb. 4.10) ist in Abb. 4.12 die Temperaturabhängigkeit der Spinwellenbreiten gezeigt. Man erkennt, dass in beiden Richtungen mit fallender Temperatur die Spinwellenbreite monoton ansteigt. Bei $T = 120$ K wird eine Breite von 7-8 GHz erreicht. Bei tieferen Temperaturen wird der Einfluss des Antiferromagneten auf den Ferromagneten

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

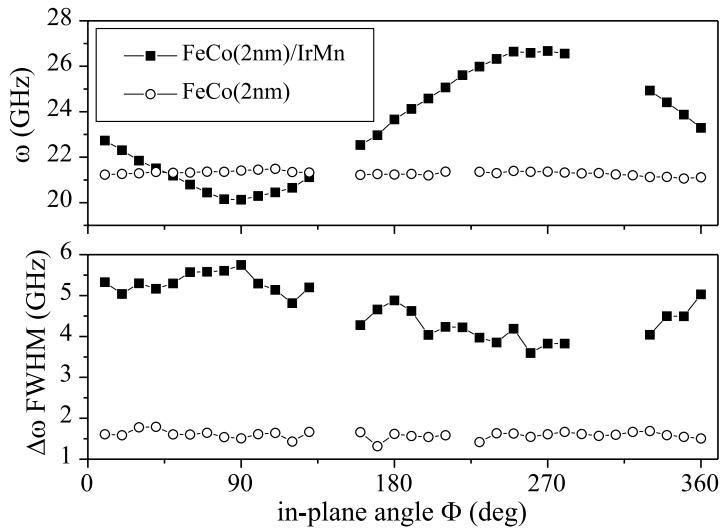


Abbildung 4.11.: Spinwellenfrequenz und Spinwellenbreite von FeCo/IrMn Schichten bei Raumtemperatur und einem äußeren Magnetfeld von $B = 300$ mT.

immer größer, so dass sich diese Verbreiterung erhöht.

Für die Richtungen parallel und antiparallel zu dem Einkühlfeld ergibt sich als Funktion der Temperatur auch ein monotoner Anstieg der Spinwellenbreite (siehe Abb. 4.13). Die Richtung des Einkühlfeldes liegt dabei entlang einer Richtung mit maximaler Spinwellenfrequenz (siehe Abb. 4.10). Hier kann im Rahmen der Messgenauigkeit kein Unterschied in den Spinwellenmodenbreiten gefunden werden.

An Hand des Systems Fe/FeF₂ wird die Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenmodenverbreiterung untersucht. Dazu ist in Abb. 4.14 die Modenbreite als Funktion des angelegten Magnetfeldes aufgetragen. Bei paralleler Orientierung des angelegten und des Einkühlfeldes ist es möglich, mit starken Magnetfeldern die Spinwellenbreite wieder zu reduzieren. Ausgehend von einer Spinwellenmodenbreite zwischen 4 und 5 GHz bei $B = 100$ mT erniedrigt sich die Modenbreite auf nahezu die Spektrometerauflösung von etwas über 1 GHz (gepunktete Linie in Abb. 4.14) bei einem Magnetfeld von $B = 400$ mT. Ist das angelegte Magnetfeld antiparallel zu dem Einkühlfeld, so ist diese Reduktion nicht zu beobachten.

Bei den temperaturabhängigen Untersuchungen an Co/CoO wird eine Korrelation zwischen den Spinwellenmodenbreiten und der gemessenen Koerzitivität gefunden. In Abb. 4.15 ist für die Temperaturen $T = 140$ K und $T = 300$ K eine Hysteresemessung und ein Spektrum der Brillouinlichtstreuung gezeigt. Deut-

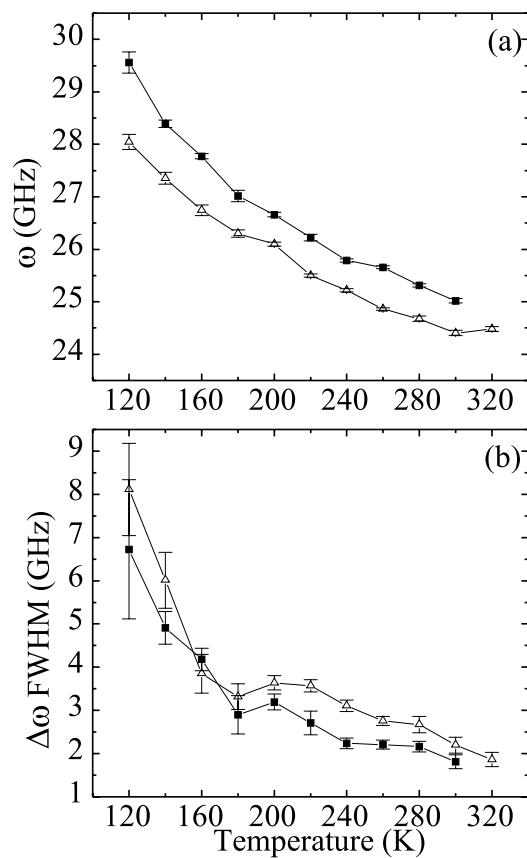


Abbildung 4.12.: Spinwellenfrequenz (a) und Spinwellenmodenbreite (b) als Funktion der Temperatur für Co/CoO-Schichten in einer leichten (volle Quadrate) und einer harten (offene Dreiecke) Richtung der Magnetisierung.

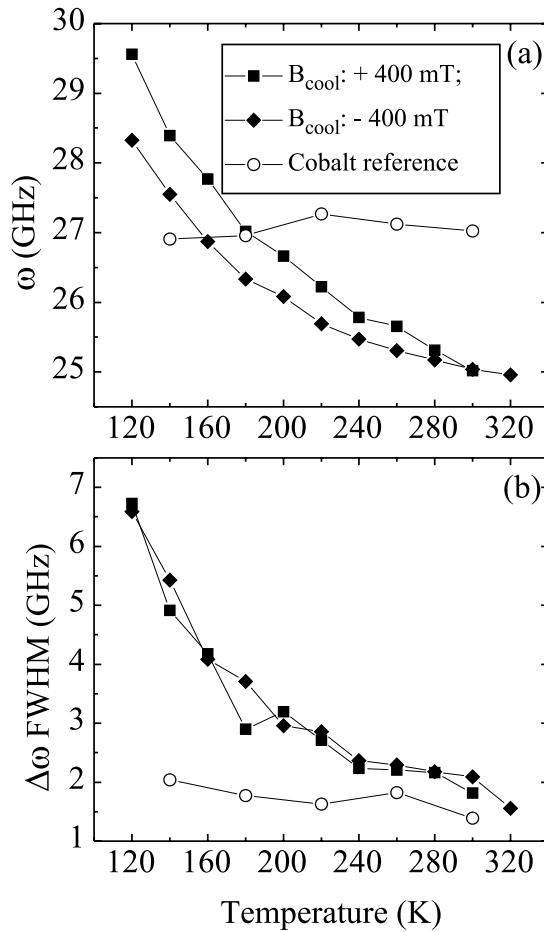


Abbildung 4.13.: Spinwellenfrequenz (a) und Spinwellenmodenbreite (b) als Funktion der Temperatur für Co/CoO-Schichten mit dem Magnetfeld parallel (Quadrate) und antiparallel (Diamanten) zum Einkühlfeld. Die offenen Kreise geben die Werte für eine einzelne mit Ag abgedeckte Co-Schicht an, die weder eine temperaturabhängige Frequenzverschiebung noch eine Spinwellenmodenverbreiterung zeigt.

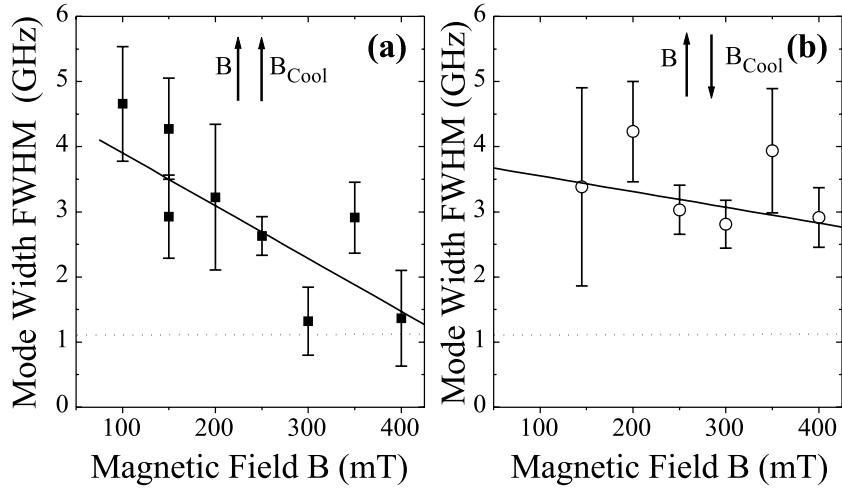


Abbildung 4.14.: Spinwellenmodenbreite als Funktion des angelegten Magnetfeldes für Fe/FeF₂-Schichten bei T = 50 K. [237]

lich ist die im Vergleich zu 300 K erhöhte Koerzitivität und Modenbreite bei 140 K zu erkennen.

Eine systematische Untersuchung dieses Zusammenhangs für verschiedene Co/CoO Proben ist in Abb. 4.16 gezeigt. Für drei Co/CoO Proben, deren Oxidschicht bei 3×10^{-7} , 4×10^{-7} und 4×10^{-6} mbar Sauerstoffdruck hergestellt ist, sind als Funktion der Temperatur sowohl Spinwellenbreite als auch Koerzitivität bestimmt worden. Eine Auftragung der Spinwellenbreite als Funktion der Koerzitivität, die sich bei der jeweiligen Temperatur ergibt, lässt einen klaren Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen sichtbar werden. Einen vergleichbaren Zusammenhang zwischen „Exchange Bias“-Feld oder Spinwellenfrequenz und der Spinwellenbreite gibt es nicht. Dieser Zusammenhang ist recht erstaunlich, da beides Größen sind, die mit völlig verschiedenen Messmethoden gewonnen werden und auch zunächst keinen offensichtlichen gemeinsamen Mechanismus haben. Sicher ist jedoch, dass beide Effekte durch die Kopplung an den Antiferromagneten verursacht werden.

Das Modell für „Exchange Bias“, welches in dieser Arbeit vorgeschlagen wird, (siehe Abschnitt 3.4) erklärt eine Erhöhung der Koerzitivität durch das Mitumklappen eines Teils der Spins des Antiferromagneten, wenn der Ferromagnet seine Magnetisierungsrichtung wechselt (siehe Abb. 3.17). Die Spins des Antiferromagneten, die mit dem Ferromagneten herumklappen, müssen sowohl bei

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

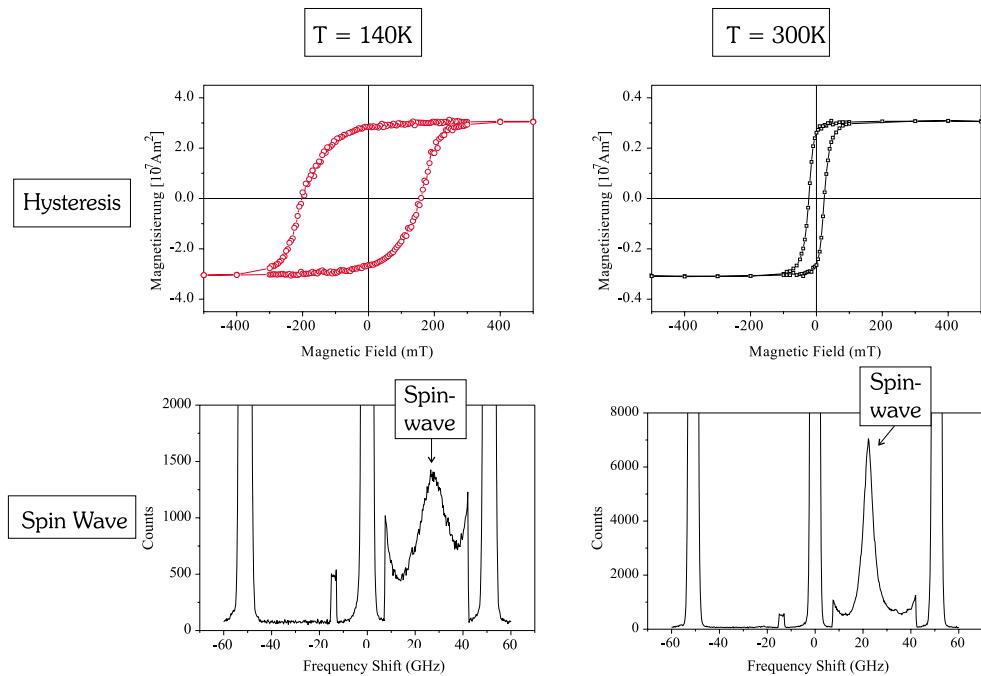


Abbildung 4.15.: Hysteresekurven (oben) und Spinwellenmoden (unten) bei $T = 140\text{ K}$ (links) und bei $T = 300\text{ K}$ (rechts) für Co/CoO.

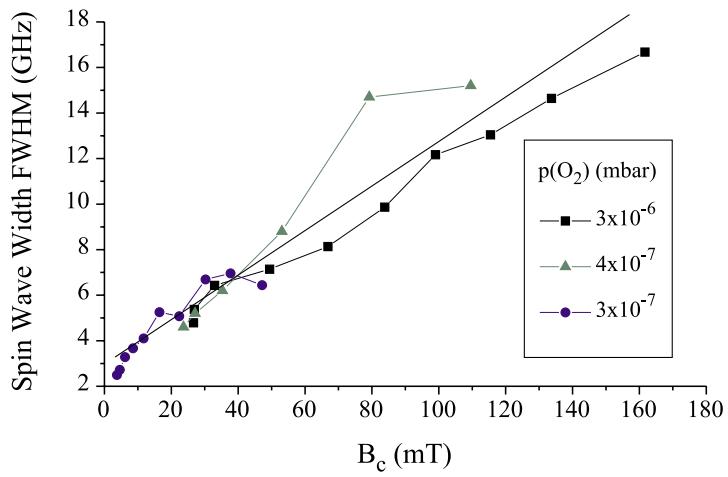


Abbildung 4.16.: Spinwellenmodenbreite als Funktion der Koerzitivität für drei verschiedene Co/CoO Proben bei Temperaturen zwischen $T = 320$ und $T = 140\text{ K}$.

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

dem Hin- als auch bei dem Zurückklappen des Ferromagneten mitgedreht werden, pinnen also bei beiden Prozessen den Ferromagneten in seiner derzeitigen Lage. Je tiefer die Temperatur, desto schwieriger wird es, die Spins des Antiferromagneten herumzudrehen, da ihre Anisotropie mit fallender Temperatur immer größer wird. Somit erhöht sich auch bei tieferen Temperaturen die Koerzitivität. Das Zusammenspiel aus lokaler Grenzflächenkopplung der antiferromagnetischen Domänen mit dem Ferromagneten und der Anisotropie der Spins der Domänen im Antiferromagneten definieren die Koerzitivität. Denn je stärker die Kopplung zu einer Domäne ist, desto eher muss diese Domäne auch mit dem Ferromagneten herumgedreht werden. Diese Kopplung kann sowohl lokale „Spin Flop“-Kopplung also auch lokale direkte Austauschkopplung mit einem lokalen Spinüberschuss der antiferromagnetischen Domäne sein. In der Tat sind bei Untersuchungen mittels Kerreffektmikroskopie an „Exchange Bias“-Filmen eine Vielzahl von unabhängig voneinander nukleierenden Domänen während des Ummagnetisierungsvorganges beobachtet worden [236].

Die Verbreiterung der Spinwellenmoden kann durch die Annahme einer inhomogenen Verbreiterung erklärt werden. Die unregelmäßig geformten Domänen des Antiferromagneten führen zu einer stark fluktuierenden Austauschkopplung an der Grenzfläche zwischen dem Ferro- und dem Antiferromagneten. Jede Domäne des Antiferromagneten koppelt verschieden stark an den Ferromagneten und zieht die Magnetisierung lokal in eine bestimmte Richtung, die durch die Anisotropie des Antiferromagneten gegeben ist. Dies führt, wie numerischen Simulationen zeigen (beschrieben in Abschnitt 3.4), zu einer „Aufrauung“ der Magnetisierung. Gemittelt zeigt die Magnetisierung zwar in Richtung des äußeren Magnetfeldes, jedoch gibt es lokale Fluktuationen, bei denen die Magnetisierung von der gemittelten Richtung abweicht.

Mit diesem Ansatz kann erklärt werden, dass die Spinwellenmodenbreite immer dann minimal ist, wenn die Magnetisierung in eine leichte Richtung zeigt (siehe Abb. 4.10, 4.11 und 4.12). In diesem Fall reduzieren die intrinsischen Anisotropien des Ferromagneten die lokalen Variationen der Magnetisierung, weil sie die ferromagnetischen Momente in die gemittelte Richtung ziehen. Falls die Magnetisierung in eine harte Richtung zeigt, unterstützen die benachbarten leichten Anisotropierichtungen des Ferromagneten noch die lokale Auslenkung der Momente aus ihrer gemittelten Richtung und die Spinwellenbreite steigt an. Mit demselben Argument kann die Magnetfeldabhängigkeit der Spinwellenmodenverbreiterung für Fe/FeF_2 erklärt werden (siehe Abb. 4.14). Das äußere Feld scheint in der Lage zu sein, die Fluktuation der magnetischen Momente zu reduzieren für den Fall, dass der „Exchange Bias“ und das äußere Feld in dieselbe

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

Richtung zeigen.

Der gemeinsame Grund für die Spinwellenmodenverbreiterung und für die Erhöhung der Koerzitivität liegt also in der lokalen Kopplungsstärke zwischen ungeordneten antiferromagnetischen Domänen und dem Ferromagneten sowie in der Anisotropie des Antiferromagneten. Ein hohes Koerzitivfeld wird dadurch definiert welche und wieviele antiferromagnetischen Domänen mit dem Ferromagneten mitrotieren. Die Spinwellenmodenverbreiterung orientiert sich daran, wie stark die ferromagnetische Magnetisierung lokal aus ihrer gemittelten Orientierung ausgelenkt wird. Dies erklärt den linearen Zusammenhang zwischen der Koerzitivität und der Spinwellenmodenbreite, wie sie in Abb. 4.16 dargestellt ist.

4.3. Einkühlbedingung

In diesem Abschnitt soll die Rolle des Einkühlfeldes für den „Exchange Bias“ dargelegt werden. Dabei soll es nicht, wie in anderen Untersuchungen, um den Fall hoher Einkühlfelder gehen (siehe Abschnitt „Einkühlfeld“ auf Seite 26), sondern vielmehr um die Frage, ob ein Einkühlfeld an sich notwendig ist, um „Exchange Bias“ zu erhalten. Die ersten sowie auch aktuelle Untersuchungen zu „Exchange Bias“ an Co/CoO-Partikeln haben gezeigt, dass sich ohne Einkühlfeld kein „Exchange Bias“ ergibt [42, 54].

Es gibt jedoch auch eine Reihe von Untersuchungen, die dieser Aussage widersprechen. So wurde in Py/Cr-Filmen auch bei Abkühlen ohne äußeres Feld „Exchange Bias“ gefunden [240]. In Co/CoO-Filmen wurde abhängig von den vorhergehenden Abkühlprozessen in unklarer Weise manchmal „Exchange Bias“ beobachtet [127]. Wird während des Einkühlens das Feld variiert, so hängt es von der gesamten Einkühlgeschichte der Probe ab, ob und wie stark „Exchange Bias“ auftritt [93, 130]. Die Fragestellung nach der Bedeutung des Einkühlfeldes bzw. welche Bedingung notwendig ist, um „Exchange Bias“ zu erhalten, soll nun systematisch untersucht werden.

Die Untersuchungen hierzu werden zunächst an dem System Fe/FeF₂ durchgeführt, wobei sich FeF₂ durch seine niedrige Néeltemperatur von $T_N = 78$ K auszeichnet. Wird die Probe, wie allgemein üblich, in einem Vielfachen der Koerzitivität, also einem Magnetfeld von $B_{cool} = 200$ mT eingekühlt, so ergibt sich bei einer Temperatur von $T = 10$ K ein „Exchange Bias“ von $B_{eb} = 33$ mT. Erfolgt das Einkühlen im Nullfeld, so können verschiedene remanente Magnetisierungen der Probe eingestellt werden. Dazu werden unvollständige Hysteresekurven („minor loops“) gefahren, die bei Nullfeld enden (siehe Abb. 4.17, Einsatz

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppelagen

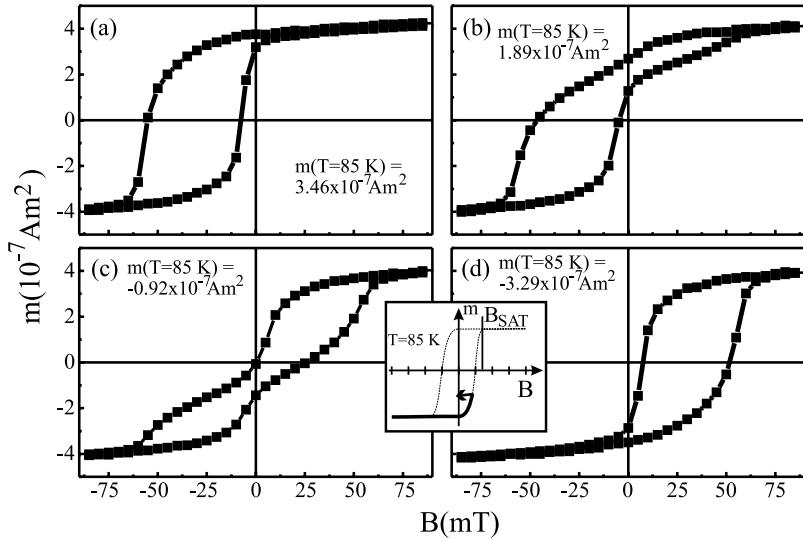


Abbildung 4.17.: Hysteresekurven von Fe/FeF₂ bei $T = 10$ K nach Abkühlen im Nullfeld. In der Figur angegeben ist das jeweils bei $T = 85$ K vorhandene magnetische Moment direkt vor dem Abkühlen. Der Einsatz in der Mitte zeigt das Verfahren der unvollständigen Hysteresekurve („minor loop“), um eine bestimmte remanente Magnetisierung zu erhalten. [241]

in der Bildmitte). Bei $T = 10$ K zeigt das System dann ganz verschiedene Verläufe der Hysteresekurve, abhängig von dem remanenten magnetischen Moment vor dem Einkühlen. Es ergeben sich zwei Bäuche in der Hysteresekurve, die verschieden stark gewichtet werden, je nach remanentem Magnetisierungszustand der Probe vor dem Abkühlen. So sind verschieden starke „Exchange Bias“-Felder als auch verschiedene Vorzeichen des „Exchange Bias“ möglich.

Das „Exchange Bias“-Feld bei $T = 10$ K als Funktion der remanenten Magnetisierung im Nullfeld bei $T = 85$ K direkt vor dem Einkühlen ist in Abb. 4.18 gezeigt. Die gestrichelten Linien geben das magnetische Moment in Sättigung an, als auch die Werte des „Exchange Bias“-Feldes, welches beim Einkühlen in einem Feld von $B_{cool} = \pm 200$ mT erhalten wird. Das „Exchange Bias“-Feld verhält sich nahezu proportional zu dem magnetischen Moment vor dem Einkühlen. Das angelegte Magnetfeld während des Einkühlens ist jedoch stets Null. Es sei noch bemerkt, dass sich die Magnetisierung während des Einkühlens zwischen $T = 85$ K und $T = 78$ K um nicht mehr als 1,5 % und zwischen $T = 85$ K und $T = 10$ K nicht mehr als 4 % ändert.

Dieselben Untersuchungen an dem System Co/CoO zeigen praktisch ein identisches Verhalten. Hier wird die Magnetisierung bei einer Temperatur von $T = 300$ K ($> T_N = 291$ K) durch unvollständige Hysteresekurven („minor

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

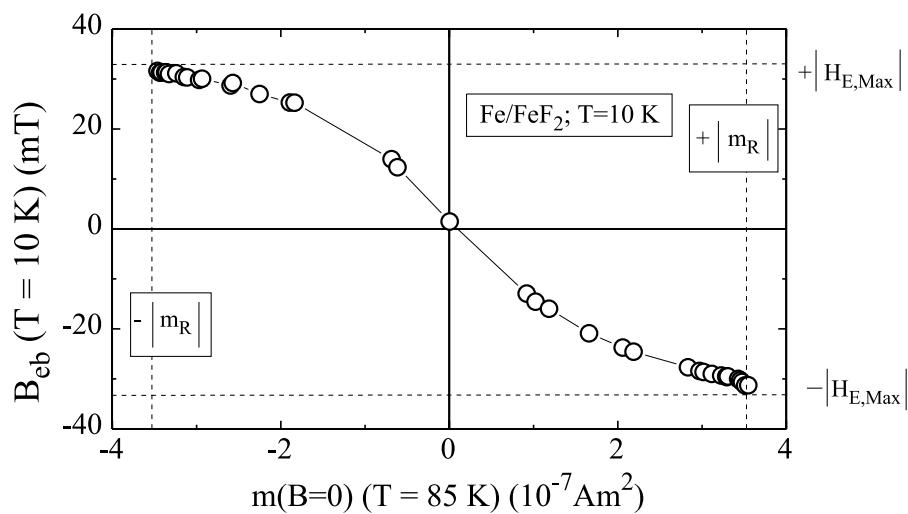


Abbildung 4.18.: „Exchange Bias“-Feld bei $T = 10 \text{ K}$ als Funktion der remanenten Magnetisierung bei $T = 85 \text{ K}$ direkt vor dem Einkühlen. Die gestrichelten Linien geben die Werte des Sättigungsmagnetisierung sowie die Werte des „Exchange Bias“-Feldes an, welches beim Einkühlen in einem Feld von $B_{cool} = \pm 200 \text{ mT}$ erreicht wird. [241]

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

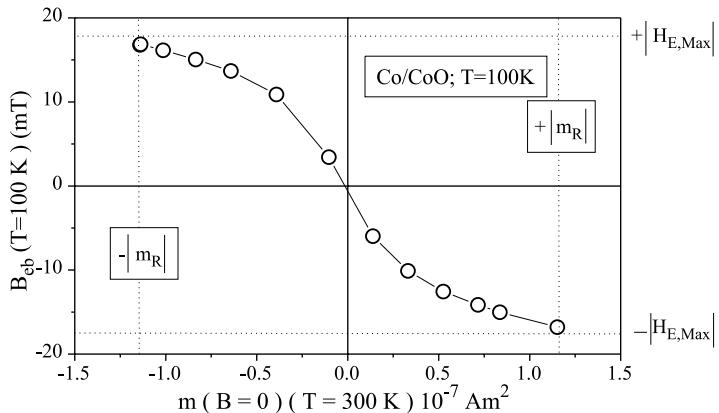


Abbildung 4.19.: „Exchange Bias“-Feld bei $T = 100$ K als Funktion der remanenten Magnetisierung bei $T = 300$ K direkt vor dem Einkühlen. Die gestrichelten Linien geben die Werte der Sättigungsmagnetisierung sowie die Werte des maximalen „Exchange Bias“-Feldes an. [241]

loops“) eingestellt und die Hysteresemessungen zur Bestimmung des „Exchange Bias“-Feldes bei $T = 100$ K durchgeführt. Die Abhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes als Funktion des remanenten magnetischen Moments direkt vor dem Einkühlen ist in Abb. 4.19 gezeigt. Der Verlauf der Kurve ist sehr ähnlich zu der für das System Fe/FeF_2 .

Diese Untersuchungen zeigen klar, dass ein Einkühlfeld nicht notwendige Bedingung ist, um „Exchange Bias“ zu erhalten. Wichtig für maximales „Exchange Bias“ ist vielmehr ein eindomäninger Ferromagnet. Dieser wird durch das Anlegen eines Einkühlfeldes immer sichergestellt. Der Grund warum sich bei Co/CoO -Partikeln kein „Exchange Bias“ zeigt, wenn im Nullfeld abgekühlt wird, liegt an der zufälligen Verteilung der magnetischen Momente in verschiedenen Partikeln vor dem Einkühlen [42]. Dadurch heben sich die verschiedenen „Exchange Bias“-Felder im Mittel gerade auf.

Dass der Domänenzustand des Ferromagneten vor dem Einkühlen wichtig ist für das Ummagnetisierungsverhalten bei Temperaturen unterhalb der Néeltemperatur, lässt sich auch noch auf andere Weise bestätigen. Für Fe/FeF_2 wird dazu einmal bei einer Temperatur von $T = 85$ K eine unvollständige Hysterese gefahren, die ein verschwindend kleines magnetisches Moment zurücklässt ($< 1\%$ von m_R) und einmal wird bei $T = 300$ K die Probe durch etwa 40 Feldoszillationen mit abnehmender Amplitude entmagnetisiert. Im ersten Fall sollte man einige große Domänen im Ferromagneten erhalten, die sich in der gemittel-

4. Makroskopische Kopplung in ferro-/antiferromagnetischen Doppellagen

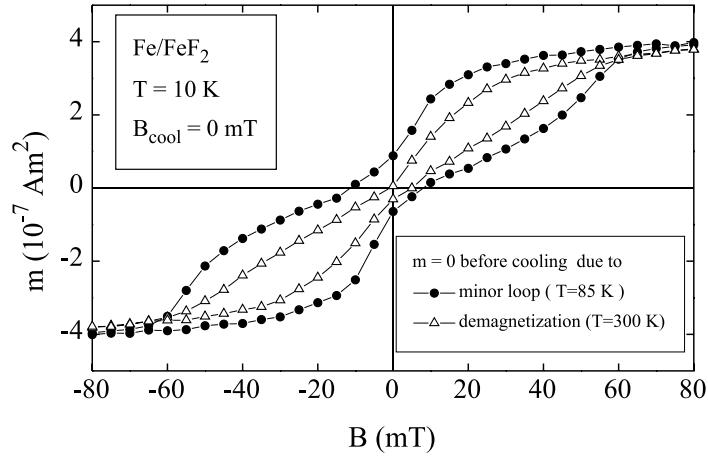


Abbildung 4.20.: Hysteresekurve von Fe/FeF_2 bei $T = 10 \text{ K}$ nach Entmagnetisieren bei $T = 85 \text{ K}$ durch eine unvollständige Hysterese und nach Entmagnetisieren durch Feldoszillationen bei $T = 300 \text{ K}$. [241]

ten Magnetisierung gerade aufheben. Im zweiten Fall werden sich viele kleine Domänen ergeben, deren Magnetisierungsrichtungen beliebig verteilt sind. Die Hysteresekurven, die sich bei $T = 10 \text{ K}$ in beiden Fällen nach Abkühlen im Nullfeld ergeben, sind in Abb. 4.20 gezeigt. Man erkennt deutlich, wie sich für den ersten Fall eine Struktur mit zwei Bäuchen herausbildet. Die beiden Bäuche können Domänen mit zwei entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen im Ferromagneten zugeordnet werden. Im Fall der Entmagnetisierung durch Feldoszillationen bei $T = 300 \text{ K}$ sind die zwei Bäuche auch noch zu erkennen, jedoch wesentlich stärker unterdrückt. Durch die vielen kleinen Domänen mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen wird der Einfluss der Domänen stärker kompensiert und die zwei Bäuche sind weniger stark ausgeprägt.

Diese Untersuchungen zeigen also deutlich, dass das Einkühlfeld nicht maßgeblich für das Auftreten von „Exchange Bias“ ist. Der entscheidende Faktor ist letztlich die Magnetisierung des Ferromagneten. Ist der Ferromagnet vor dem Einkühlen in einem Domänenzustand, so wird der „Exchange Bias“ lokal für jede Domäne definiert.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte der Austauschkopplung an der Grenzfläche zwischen einem Ferro- und einem Antiferromagneten betrachtet. Die wichtigste Konsequenz dieser Kopplung, der „Exchange Bias“, wurde sowohl von seinem mikroskopischen Ursprung her untersucht als auch in Bezug auf makroskopische Phänomene der Austauschkopplung betrachtet.

In Kapitel 3 wurden sowohl experimentelle als auch theoretische Untersuchungen zu dem Einfluss von nichtmagnetischen Defekten im Antiferromagneten auf den „Exchange Bias“ vorgestellt. Bei den experimentellen Untersuchungen wurden epitaktische Co/CoO-Filme hergestellt, bei denen in dem Oxidfilm Co gezielt durch Mg substituiert bzw. ein Kobaltdefizit erzeugt wurde (Abschnitt 3.1). Dies führt zum einen zu einer $\text{Co}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ Verbindung zum anderen zu Co_{1-y}O . Die Filme wurden strukturell mit RHEED, LEED und einem „Atomic Force Microscope“ untersucht. In beiden Fällen der Defekte wurde ein Anstieg des „Exchange Bias“ um einen Faktor zwei bis drei gefunden (Abschnitt 3.2). Zusammen mit den theoretischen Untersuchungen von Dr. U. Nowak und Prof. K.D. Usadel (Theoretische Tieftemperaturphysik, Gerhard-Mercator-Universität, Duisburg) ergibt dies ein neuartiges und konsistentes mikroskopisches Verständnis des Phänomens „Exchange Bias“ (Abschnitt 3.4).

Entscheidend für das Auftreten von „Exchange Bias“ ist der Bruch der Symmetrie der langreichweitigen antiferromagnetischen Spinanordnung. Bei kompensierten Spinoberflächen des Antiferromagneten heben sich benachbarnte antiferromagnetische Momente in der Wirkung auf den Ferromagneten auf, bei unkompenzierten Oberflächen ergibt sich diese Aufhebung durch Terrassen mit entgegengesetzter Spinorientierung. Für solche langreichweitig geordneten antiferromagnetischen Spinstrukturen ergibt sich, wie Simulationen von Schulthess *et al.* gezeigt haben, kein „Exchange Bias“ [34].

Wird jedoch der Antiferromagnet gestört, wie in dieser Arbeit durch nichtmagnetische Defekte, so bricht die langreichweite Ordnung im Antiferromagneten in Domänenstrukturen auf. Durch diese Domänenbildung wird die Kompenstation der antiferromagnetischen Spins im Volumen und an der Oberfläche

5. Zusammenfassung und Ausblick

des Antiferromagneten mit dem Ferromagneten zum Teil aufgehoben und es ergibt sich ein kleiner Spinüberschuss in eine Richtung, die durch die Richtung des Ferromagneten während des Einkühlprozess geben ist. Dieser Spinüberschuss ist dann für den „Exchange Bias“ verantwortlich.

Der Bruch der langreichweiten Ordnung kann sicherlich auch durch strukturelle Domänen erfolgen. Ist der Antiferromagnet verzwilligt oder polykristallin, so ergeben sich Korngrenzen zwischen Kristalliten, an denen sich Domänenwände energetisch günstig bilden können [221]. Auch Grenzflächenrauigkeit kann zur Domänenbildung beitragen. Jede Art von Unordnung im Antiferromagneten, sei es durch Kristallite, Grenzflächenrauigkeit oder Defekte, ermöglicht und unterstützt den „Exchange Bias“.

„Exchange Bias“ hängt also nicht nur von einem einzigen Parameter ab, sondern wird durch verschiedene Parameter verursacht. Dies erklärt die zum Teil widersprüchlichen experimentellen Ergebnisse bezüglich einzelner dieser Faktoren. Unordnung im Antiferromagneten als Ursache für „Exchange Bias“ erklärt auch die große Streuung der experimentellen Werte für identische Materialsysteme. Alle experimentellen Befunde zu „Exchange Bias“ finden im Rahmen dieses „Domain State“-Modells eine sinnvolle Erklärung.

Neben dem mikroskopischen Ursprung wurden in dieser Arbeit auch die makroskopischen Auswirkungen der Kopplung einer ferro- und einer antiferromagnetischen Schicht untersucht (Kap. 4). Hierzu wurden Brillouinlichtstreuung an thermisch angeregten Spinwellen sowie Magnetometrie eingesetzt.

Die Untersuchung der Anisotropien, die im Ferromagneten durch die Kopplung zum Antiferromagneten erzeugt werden, erfolgt durch Brillouinlichtstreuung, die sehr genaue Messungen von Anisotropiekonstanten erlaubt. Hierbei wurde an FeCo/IrMn eine einfache einzähnige Anisotropie gefunden (Abschnitt 4.1.1). Weiterhin ergibt sich eine isotrope Erhöhung der Spinwellenfrequenzen im Vergleich zu dem einfachen FeCo-Film ohne den Antiferromagneten (Abschnitt 4.1.2). Diese isotrope Erhöhung ist bei Co/CoO besonders stark ausgeprägt und wurde hier als Funktion des „in-plane“-Winkels und als Funktion der Temperatur untersucht. Eine theoretische Erklärung hierfür ergibt sich durch die sogenannte „Rotational Anisotropy“. Dieses Konzept beruht auf der Annahme einer sich an den Ferromagneten anpassenden Spinstruktur im Antiferromagneten. Die antiferromagnetischen Spins orientieren sich an der Ausrichtung der Magnetisierung des Ferromagneten, so dass diese sich immer in dem von ihr verursachten lokalen Minimum befindet. Dieses lokale Minimum der Anisotropieenergie führt dann zu einer Erhöhung der Oszillationsfrequenz der Spins in der energetischen Mulde.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die Messmethoden der Brillouinlichtstreuung sowie der Magnetometrie zur Bestimmung des „Exchange Bias“ sind grundverschieden. Bei der Brillouinlichtstreuung befindet sich der Ferromagnet immer in einem magnetisch gesättigten Zustand und aus dem Unterschied der Spinwellenfrequenzen für zwei entgegengesetzte Richtungen der Magnetisierung ergibt sich der „Exchange Bias“. Hierbei kann der Ferromagnet einmal durch Ausschalten, Umpolen und Wiedereinschalten des Feldes ummagnetisiert werden, was zu einer Nukleation und Propagation von Domänenwänden führt. Zum anderen kann der Film in einem starken externen Magnetfeld gedreht werden, wodurch sich eine kohärente Ummagnetisierung ergibt. Bei der Magnetometrie wird der Ferromagnet zweimal ummagnetisiert und aus den Schnittpunkten der Hysteresekurve mit der Magnetfeldachse wird das „Exchange Bias“-Feld bestimmt. Also gerade aus den Punkten, bei denen sich der Ferromagnet in einem Domänenzustand befindet, wird der Wert des „Exchange Bias“-Feldes abgelesen. Bei allen drei Messverfahren wird der Ferromagnet ummagnetisiert, d.h. das Messverfahren ist als irreversibel zu bezeichnen. Die Unterschiede im Ummagnetisierungsverfahren sowie der eingesetzten Messmethode können sich auf die Bestimmung des „Bias“-Feldes auswirken.

In der Tat finden sich bei Co/CoO höhere Werte für das „Exchange Bias“-Feld bestimmt durch Brillouinlichtstreuung bei kohärenter Ummagnetisierung im Vergleich zu Ummagnetisierung durch Nukleation und Propagation von Domänenwänden (Abschnitt 4.1.3). Die unterschiedlichen Ummagnetisierungsvorgänge wirken sich verschieden auf die Spinstruktur im Antiferromagneten aus, wodurch sich die Unterschiede im „Exchange Bias“-Feld ergeben. Weiterhin finden sich bei Fe/FeF₂ Unterschiede zwischen den Werten, die durch Brillouinlichtstreuung und Magnetometrie gefunden werden. Dies wird durch kleine Beimischungen von höheren unidirektionalen Anisotropietermen erklärt. Diese höheren Terme vergrößern den gemessenen Wert bei der Brillouinlichtstreuung und tragen nur wenig zu dem Wert bei, der sich bei Hysteresemessungen ergibt. Dies wird durch ein einfaches Modell für den Ummagnetisierungsvorgang verdeutlicht.

Die Messungen der Spinwellenmoden zeigen eine starke Verbreiterung (Abschnitt 4.2). Die Modenbreite liegt normalerweise für einfache ferromagnetische Filme immer nahe bei oder unter der Auflösung des Spektrometers von etwa einem GHz. Bei den ferro-/antiferromagnetischen Filmen werden Spinwellenbreiten von weit über 10 GHz gefunden. Es zeigt sich die generelle Tendenz, dass die Modenverbreiterung immer dann am größten ist, wenn die Magnetisierung in eine energetisch ungünstige Richtung zeigt. Zeigt die Magnetisierung jedoch in eine leichte Richtung, so ergeben sich Minima der Spinwellenbreiten.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Dies gilt sowohl für intrinsische Anisotropien des Ferromagneten als auch für die „Exchange Bias“-Anisotropie. Dies zusammen mit dem hier vorgeschlagenen Modell für den „Exchange Bias“ legt die Vermutung nahe, dass die Unordnung in der magnetischen Struktur an der Grenzfläche zu der inhomogenen Modenverbreiterung führt. Die Anisotropien verringern die Unordnung und damit die Modenbreite immer dann, wenn die Magnetisierung in eine leichte Richtung zeigt.

Die Rolle des Einkühlfeldes für das Auftreten des „Exchange Bias“-Effekts wurde abschließend vorgestellt (Abschnitt 4.3). Es zeigt sich, dass ein Einkühlfeld bei Schichtstrukturen keine notwendige Bedingung für das Auftreten von „Exchange Bias“ ist. Wird auf das Einkühlfeld verzichtet, ergibt sich ein neuer Freiheitsgrad, und zwar die remanente Magnetisierung des Ferromagneten. In nahezu identischer Weise ergibt sich für Co/CoO und Fe/FeF₂ eine Abhängigkeit des „Exchange Bias“-Feldes als Funktion der remanenten Magnetisierung. Damit bietet sich eine Möglichkeit, für bereits präparierte „Exchange Bias“-Systeme nachträglich den Wert des „Bias Feldes“ einzustellen.

Ein Ausblick zu den hier vorgestellten Arbeiten besteht in der weiteren Vertiefung des „Domain State“-Modells. Eine direkte Beobachtung der Domänen des Antiferromagneten wird nach Stand der Technik nicht so leicht möglich sein. Jedoch gibt es erste Experimente die evtl. die erforderliche Ortsauflösung für antiferromagnetische Domänen in nm-Bereich erlauben werden [221].

Wie jedoch bereits von den verdünnten Antiferromagneten bekannt und auch in dem „Domain State“-Modell vorhergesagt, drückt sich die Domänenstruktur in einer Magnetisierung des Antiferromagneten aus. Kürzlich wurde von Nogués *et al.* eine Verschiebung der Hysteresekurven entlang der *Magnetisierungssachse* gefunden, die evtl. auf eine Magnetisierung des Antiferromagneten zurückgeführt werden kann [242] (vgl. Abb. 3.17). Korrelationen zwischen der remanenten Magnetisierung des Antiferromagneten und dem „Exchange Bias“ können wichtige Aussagen über das „Domain State“-Modell machen. Dies kann ergänzt werden durch Untersuchungen zur Relaxation des „Exchange Bias“ bei Ummagnetisierung des Ferromagneten und mit Messungen der Relaxation der Magnetisierung des Antiferromagneten. Gleiche zeitliche Abhängigkeiten beider Phänomene liefert ein deutliches Indiz für die Bedeutung von antiferromagnetischen Domänen für „Exchange Bias“. Für die Messungen der Zeitabhängigkeiten müssen aufgrund der involvierten Zeitskalen schnellere Messverfahren als SQUID-Magnetometrie eingesetzt werden.

Das „Domain State“-Modell, welches im Moment auf Unordnung durch Defekte im Antiferromagneten beruht, kann evtl. auf Unordnung durch Kristallite

5. Zusammenfassung und Ausblick

ausgedehnt werden. Solche Kristallitstrukturen im Antiferromagneten sollten ebenfalls eine Domänenbildung unterstützen. Damit lässt sich auch für solche Systeme „Exchange Bias“ simulieren.

A. „Random Field Model“

Die Untersuchungen von Malozemoff zum „Random Field“-Modell für „Exchange Bias“ bauen auf Überlegungen zu normalen „Random Field“ Modellen auf [141]. Hierbei handelt es sich um Ferromagnete mit gegebenen Anisotropie- und Austauschkonstanten, bei denen an jedem Gitterplatz ein sowohl in Richtung als auch in Stärke zufälliges Feld wirkt [142].

Ausgegangen wird von einem Heisenberg-Ferromagneten mit Austauschkonstante J , einer uniaxialen Anisotropiekonstante K einem Gitterparameter a und einer Dimensionalität d . Das „Random Field“ soll in die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie zeigen, aber in der Stärke $f'J$ und dem Vorzeichen variieren. Für die Austauschsteifheit A gilt $A = J/a^{d-2}$.

Nach der Argumentation von Imry und Ma sei angenommen, dass der Ferromagnet in Domänen der charakteristischen Größe L aufbricht. Die „Random Field“-Energie pro Gitterplatz sinkt statistisch umgekehrt proportional zu \sqrt{N} ab, mit N der Anzahl der Atome in der Domäne mit der Größe L^d . Damit ergibt sich eine Energie pro Volumeneinheit der „Random Field“-Energie zu

$$\frac{-f'J}{a^d \sqrt{N}} = \frac{-f'A}{a^2 l^{d/2}}$$

mit $l = L/a$ und $N \cong l^d$ bei Vernachlässigung von Geometrievorfaktoren für Kugelvolumina in verschiedenen Dimensionen d .

Nun wird eine typische Längenskala unabhängig von dem „Random Field“ eingeführt, die ein Maß für die Domänenwandbreite eines Materials ist: $\delta = \sqrt{A/K}/a$. Für sehr große Domänen $l \gg \delta$ ist die Domänenwandenergie pro Einheitsvolumen gegeben durch

$$\omega = \frac{\text{Wandenergie}}{\text{Volumen}} = \frac{L^{d-1} \sqrt{AK}}{L^d} = \frac{\sqrt{AK}}{la} = \frac{A}{\delta la^2} = \frac{J}{l \delta a^d}.$$

Für sehr kleine Domänen überwiegt die Austauschenergie $A(\Delta m)^2$, die in der Größenordnung von $A/l^2 a^2$ liegt. Bei so kleinen Domänen spielt die Anisotropieenergie vergleichsweise keine Rolle mehr.

A. „Random Field Model“

Normiert auf a^d/J ergibt sich für die Gesamtenergie:

$$\omega \sim -\frac{f'}{l^{d/2}} + \frac{1}{l\delta}, \quad l > \delta \quad (\text{A.1})$$

$$\omega \sim -\frac{f'}{l^{d/2}} + \frac{1}{l^2}, \quad l < \delta. \quad (\text{A.2})$$

Bei $l = \delta$ werden die Funktionen glatt ineinander übergehen.

Mit diesen Ausdrücken können nun die Energieminima durch Ableitung und damit die Domänengrößen bestimmt werden. Es ergibt sich:

$$l/\delta \sim \eta^{2/(d-2)}, \quad l > \delta \quad (\text{A.3})$$

$$l/\delta \sim (\eta/2)^{2/(d-4)}, \quad l < \delta \quad (\text{A.4})$$

wobei $\eta = fd\delta^{(4-d)/2}/2$ eine normalisierte Stärke des „Random Field“ ist. Es stellt sich heraus, dass für alle Dimensionen d das energetische Minimum für $1 < \eta < 2$ gerade bei dem Verknüpfungspunkt $l = \delta$ liegt. Für größere und kleinere Werte von η wird der Durchmesser durch die Gl. A.4 und A.3 gegeben. Für den Fall $d = 2$ ergeben sich jedoch für $l > \delta$ keine Minima der Energie, d.h. die Domänen werden unendlich groß.

Werden nun die Gleichungen 1.18 und 1.16 mit $a^2/8\pi t_{AFM}A$ multipliziert ergibt sich für die Summe der beiden Energiebeiträge genau der Zusammenhang wie in Gl. A.1. Durch Vergleich ergibt sich

$$f' = fa/a\pi^{3/2}t_{AFM} \text{ und } d = 2. \quad (\text{A.5})$$

Gl. A.5 besagt, mit der Schichtdicke kann die Stärke des „Random Fields“ η eingestellt werden. Zwischen einer Schichtdicke von $t_{AFM,1} = f\sqrt{A/K}/4\pi^{1/2}$ und einer Schichtdicke $t_{AFM,2} = f\sqrt{A/K}/8\pi^{1/2}$ ($1 < \eta < 2$) wird sich der Zustand mit $l = \delta$ einstellen.

Damit ist die Behauptung aus Kapitel eins gezeigt.

Mit $H_{eb} = K_{eb}/\mu_0 M_F t_F$, $K_{eb} = -\omega_{rf}$ und $\omega_{r.f.}$ aus Gl. 1.18 ergibt sich ein „Exchange Bias“-Feld zu

$$H_{eb} = \frac{2f\sqrt{AK}}{\pi^{3/2}\mu_0 M_F t_F}.$$

Für kleinere Schichtdicken als $t_{AFM,2}$ ergibt sich der Durchmesser wie in

A. „Random Field Model”

Gl. A.4 und ein schichtdickenabhängiges „Bias”-Feld von

$$H_{eb} = \frac{f^2 A}{4\pi^2 \mu_0 M_{FM} t_{FM} t_{AFM}}.$$

B. Einheiten, Definitionen und Materialkonstanten

In weiten Teilen der Literatur sind verschiedene Maßsysteme und Definitionsgleichungen, gerade im Bereich des Magnetismus gebräuchlich. Diese Arbeit ist insgesamt in SI-Einheiten abgefasst. Wo immer es möglich war, wurden auch Zahlenwerte in cgs-Einheiten hinzugefügt. Unklarheiten schaffen im SI-System verschiedene Definitionsgleichungen, die die Magnetisierung und die magnetische Induktion ins Verhältnis setzten ($B = M$ oder $B = \mu_0 M$).

Die in dieser Arbeit verwendeten Beziehungen und Bezeichnungen werden hier aufgelistet.

Als Definitionsgleichung für die magnetische Induktion wird

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0H + \mu_0M$$

verwendet, mit $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$.

Größe	Bez.	SI-Einheiten	cgs-Einheiten	Umrechnung
Magn. Induktion	B	$T = Vsm^{-2}$	$G = \left(\frac{erg}{cm^3}\right)^{1/2}$	$1G \hat{=} 10^{-4} T$
Magnetfeld	H	Am^{-1}	$Oe = \left(\frac{erg}{cm^3}\right)^{1/2}$	$1Oe \hat{=} 10^3 / 4\pi Am^{-1}$
Magnetisierung	M	Am^{-1}	$G = \left(\frac{erg}{cm^3}\right)^{1/2}$	$1G \hat{=} 10^3 Am^{-1}$

Tabelle B.1.: Magnetische Größen in SI und cgs-Einheiten sowie die Umrechnungsfaktoren.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Brooks. Ferromagnetic anisotropy and the itinerant electron model. *Phys. Rev.*, 58:909, Nov. 1940.
- [2] E.M. Rose. *Relativistische Elektronentheorie*. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, 1971.
- [3] A.B. Shick, V. Drchal, J. Kudrnovsky und P. Weinberger. Electronic structure and magnetic properties of random alloys: Fully relativistic spin-polarized linear muffin-tin-orbital method. *Phys. Rev. B*, 54:1610, Juli 1996.
- [4] Robert M. White. *Quantum theory of magnetism*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1983.
- [5] B. Újfalussy, L. Szunyogh, P. Bruno und P. Weinberger. First-principles calculation of the anomalous perpendicular anisotropy in a Co monolayer on Au(111). *Phys. Rev. Lett.*, 77:1805, Aug. 1996.
- [6] B. Újfalussy, L. Szunyogh und P. Weinberger. Magnetic anisotropy in Fe/Cu(001) overlayers and interlayers: The high-moment ferromagnetic phase. *Phys. Rev. B*, 54:9883, Oct. 1996.
- [7] S. Blügel. *Magnetische Anisotropien und Magnetostriktion (Theorie)*. 30. IFF-Ferienkurs, Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [8] L. Szunyogh, B. Újfalussy und P. Weinberger. Magnetic anisotropy of iron multilayers on Au(001): First-principles calculations in terms of the fully relativistic spin-polarized screened KKR method. *Phys. Rev. B*, 51:9552, Apr. 1995.
- [9] L.L. Foldy und S.A. Wouthuysen. On the dirac theory of spin 1/2 particles and its non-relativistic limit. *Phys. Rev.*, 78:29, Apr. 1950.
- [10] Schwabl. *Quantenmechanik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988.

Literaturverzeichnis

- [11] I.V. Solovyev, P.H. Dederichs und I. Mertig. Origin of orbital magnetization and magnetocrystalline anisotropy in TX ordered alloys (where T=Fe,Co and X=Pd, Pt). *Phys. Rev. B*, 52:13419, Nov. 1995.
- [12] P. Bruno und J.-P. Renard. Magnetic surface anisotropy of transition metal ultrathin films. *Appl. Phys. A*, 49:499, 1989.
- [13] Mayer-Kuckuk. *Atomphysik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1985.
- [14] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons, New York, 1971.
- [15] K. Kopitzki. *Einführung in die Festkörperphysik*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1993.
- [16] H.J.F. Jansen. Magnetic anisotropy in density-functional theory. *Phys. Rev. B*, 38:8022, Oct. 1988.
- [17] H. Gobrecht (Hrsg.). *Bergmann-Schaefer, Aufbau der Materie, Band IV, Teil 2*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1981.
- [18] H.P.J. Wijn (Hrsg.). *Magnetic properties of metals*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [19] H. Gobrecht (Hrsg.). *Bergmann-Schaefer, Aufbau der Materie, Band IV, Teil 1*. Walter de Gruyter, Berlin, 1981.
- [20] P. Bruno. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Phys. Rev. B*, 39:865, Jan. 1989.
- [21] S. Pick und H. Dreyssé. Monolayer magnetic anisotropy: A systematical tight-binding study. *Phys. Rev. B*, 46:5802, Sep. 1992.
- [22] F.J.A. den Broeder, W. Hoving und P.J.H. Bloemen. Magnetic anisotropy of multilayers. *J. Magn. Magn. Mat.*, 93:562, 1991.
- [23] T. Suzuki. Magneto-optic recording materials. *MRS Bulletin*, 21:42, Sep. 1996.
- [24] S. Hashimoto, Y. Ochiai und K. Aso. Film thickness dependence of magneto-optical and magnetic properties in Co/Pt and Co/Pd multilayers. *J. Appl. Phys.*, 67:2136, Mai 1990.
- [25] N. Akulov. Über das magnetische Quadrupolmoment des Eisenatoms. *Z. Physik*, 57:249, 1929.

Literaturverzeichnis

- [26] N. Akulov. Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle. *Z. Physik*, 69:78, 1931.
- [27] B. Heinrich und J.F. Cochran. Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions. *Adv. in Phys.*, 42:523, 1993.
- [28] G. Gubbiotti, G. Carlotti und B. Hillebrands. Spin Waves and magnetic anisotropy in ultrathin (111)-oriented cubic films. *J. Phys. C*, 10:2171, 1998.
- [29] Kei Yosida. *Theory of magnetism*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1996.
- [30] Rado und Suhl (Hrsg.). *Magnetism I*. Academic Press, New York, London, 1963.
- [31] J. Kanamori. Theory of the magnetic properties of ferrous and cobaltous oxides, II. *Prog. Theo. Phys.*, 17:197, Feb. 1957.
- [32] J. Kanamori. Theory of the magnetic properties of ferrous and cobaltous oxides, I. *Prog. Theo. Phys.*, 17:177, Feb. 1957.
- [33] N.C. Koon. Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4865, Juni 1997.
- [34] T.C. Schulthess und W.H. Butler. Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films. *Phys. Rev. Lett.*, 81:4516, Nov. 1998.
- [35] T.C. Schulthess und W.H. Butler. Coupling mechanisms in exchange biased films. *J. Appl. Phys.*, 85:5510, Apr. 1999.
- [36] T.J. Moran, J. Nogués, D. Lederman und Ivan K. Schuller. Perpendicular coupling at Fe-FeF₂ interfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 72:617, Feb. 1998.
- [37] Y. Iriji, J.A. Borchers, R.W. Erwin, S.-H. Lee, P.J. van der Zaag und R.M. Wolf. Perpendicular coupling in exchange-biased Fe₃O₄/CoO superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 80:608, Jan. 1998.
- [38] R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, Ch. Sauer, P.J. van der Zaag, A.R. Ball, Th.G.S.M. Rijks, J. aan Stegge und A. Reinders. Exchange biasing in MBE-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers. *J. Magn. Magn. Mat.*, 148:300, 1995.

Literaturverzeichnis

- [39] R. Jungblut, R. Coehoorn, M.T. Johnson, J. aan de Stegge und A. Reinders. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers. *J. Appl. Phys.*, 75:6659, Mai 1994.
- [40] T.J. Moran und Ivan K. Schuller. Effects of cooling field strength on exchange anisotropy at permalloy/CoO interfaces. *J. Appl. Phys.*, 79:5109, Apr. 1996.
- [41] W.J. Antel, Jr., F. Perjeru und G.R. Harp. Spin structure at the interface of exchange biased FeMn/Co bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1439, Aug. 1999.
- [42] W.H. Meiklejohn und C.P. Bean. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 102:1413, Juni 1956.
- [43] W.H. Meiklejohn und C.P. Bean. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 105:904, Jan. 1957.
- [44] J. Nogués und Ivan K. Schuller. Exchange bias. *J. Magn. Magn. Mat.*, 192:203, 1999.
- [45] C.A. Kleint, M.K. Krause, R. Höhne, T. Walter, H.C. Semmelhack, M. Lorenz und P. Esquinazi. Exchange anisotropy in epitaxial Fe₃O₄/CoO and Fe₃O₄/Co_xFe_{3-x}O₄. *J. Appl. Phys.*, 84:5097, Nov. 1998.
- [46] A.R. Ball, A.J.G. Leenaers, P.J. van der Zaag, K.A. Shaw, B. Singer, D.M. Lind, H. Fredeikze und M.Th. Rekvedt. Polarized neutron reflectometry study of an exchange biased Fe₃O₄/NiO multilayer. *Appl. Phys. Lett.*, 69:1489, Sep. 1996.
- [47] P.A.A. van der Heijden, C.H.W. Swüste, W.J.M. de Jonge, J.M. Gaines, J.T.W.M. van Eemeren und K.M. Schep. Evidence for roughness driven 90° coupling in Fe₃O₄/NiO/Fe₃O₄ trilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1020, Feb. 1999.
- [48] O. Redon und P.P. Freitas. Mechanism of exchange anisotropy and thermal stability of spin valves biased with ultrathin TbCo layers. *J. Appl. Phys.*, 83:2851, März 1998.
- [49] W.C. Cain und M.H. Kryder. Improved bias and stability in dual-exchange-biased unshielded magnetoresistive heads. *IEEE Trans. Mag.*, 26:2412, Sep. 1990.

Literaturverzeichnis

- [50] N. Smith und W.C. Cain. Micromagnetic model of exchange coupled NiFe-TbCo bilayer. *J. Appl. Phys.*, 69:2471, Feb. 1991.
- [51] W.C. Cain, D.C. Markham und M.H. Kryder. Dual exchange biased NiFe-TbCo unshielded MR heads for high density recording. *IEEE Trans. Mag.*, 25:3695, Sep. 1989.
- [52] S. Gangopadhyay, G.C. Hadjipanayis, C.M. Sorensen und K.J. Klabunde. Exchange anisotropy in oxide passivated Co fine particles. *J. Appl. Phys.*, 73:6964, Mai 1993.
- [53] C. Prados, M. Multigner, A. Hernando, J.C. Sánchez, A. Fernández, C.F. Conde und A. Conde. Dependence of exchange anisotropy and coercivity on the Fe-oxide structure in oxygen-passivated Fe nanoparticles. *J. Appl. Phys.*, 85:6118, Apr. 1999.
- [54] D.L. Peng, K. Sumiyama, T. Hirhara und S. Yananuro. Enhancement of magnetic coercivity and macroscopic quantum tunneling in monodispersed Co/CoO cluster assemblies. *Appl. Phys. Lett.*, 75:3856, Dez. 1999.
- [55] J.S. Kouvel. A ferromagnetic-antiferromagnetic model for copper-manganese and related alloys. *J. Phys. Chem. Solids*, 24:795, 1963.
- [56] A.P. Malozemoff. Mechanisms of exchange anisotropy. *J. Appl. Phys.*, 63:3874, Apr. 1988.
- [57] J. Nogués, T.J. Moran, D. Lederman, Ivan K. Schuller und K.V. Rao. Role of interfacial structure on exchange-biased FeF_2 -Fe. *Phys. Rev. B*, 59:6984, März 1999.
- [58] R.D. Hempstead, S. Krongelb und D.A. Thompson. Unidirectional anisotropy in nickel-iron films by exchange coupling with antiferromagnetic films. *IEEE Trans. Mag.*, 14:521, Sep. 1978.
- [59] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl und J.K. Howard. Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich. *J. Appl. Phys.*, 62:2929, Okt. 1987.
- [60] Y.J. Tang, B. Roos, T. Mewes, S.O. Demokritov, B. Hillebrands und Y.J. Wang. Enhanced coercivity of exchange-bias Fe/MnPd bilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 75:707, Aug. 1999.
- [61] J. Nogués, D. Lederman, T.J. Moran, Ivan K. Schuller und K.V. Rao. Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF_2 -Fe bilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 68:3186, May. 1996.

Literaturverzeichnis

- [62] C. Mathieu, M. Bauer, B. Hillebrands, J. Fassbender, G. Güntherodt, R. Jungblut, J. Kohlhepp und A. Reinders. Brillouin light scattering investigations of exchange biased (110)-oriented NiFe/FeMn bilayers. *J. Appl. Phys.*, 83:2863, März 1998.
- [63] W. Stoecklein, S.S.P. Parkin und J.C. Scott. Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased permalloy thin films. *Phys. Rev. B*, 38:6847, Okt. 1988.
- [64] G. Choe und S. Gupta. High exchange anisotropy and high blocking temperature in strongly textured NiFe(111)/FeMn(111) films. *Appl. Phys. Lett.*, 70:1766, März 1997.
- [65] D.-H. Han, J.-G. Zhu, J.H. Judy und J.M. Sivertsen. Texture and surface/interface topological effects on the exchange and coercive fields of NiFe/NiO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 81:340, Jan. 1997.
- [66] T.J. Klemmer, V.R. Inturi, M.K. Minor und J.A. Barnard. Exchange induced unidirectional anisotropy observed using Cr-Al antiferromagnetic films. *Appl. Phys. Lett.*, 70:2915, Mai 1997.
- [67] D.-H. Han, J.-G. Zhu und J.H. Judy. NiFe/NiO bilayers with high exchange coupling and low coercive fields. *J. Appl. Phys.*, 81:4996, Apr. 1997.
- [68] G. Choe und S. Gupta. NiFe underlayer effects on exchange coupling field and coercivity in NiFe/FeMn films. *IEEE Trans. Mag.*, 33:3691, Sep. 1997.
- [69] Y.K. Kim, K. Ha und L.L. Rea. Unidirectional anisotropy in exchange coupled NiFe/FeMn system for thin NiFe films. *IEEE Trans. Mag.*, 31:3823, Nov. 1995.
- [70] S.L. Burkett, J.C. Lusth, J.L. Bresowar und M.R. Parker. Enhanced exchange pinning field for FeMn spin-valves. *J. Magn. Magn. Mat.*, 168:L233, 1997.
- [71] M. Tsunoda, K. Uneyama, T. Suzuki, K. Yagami und M. Takahashi. Enhanced exchange anisotropy of Ni-Fe/Mn-Ni bilayers fabricated under the extremely clean sputtering process. *J. Appl. Phys.*, 85:4919, Apr. 1999.
- [72] H. Kishi, Y. Kitade, Y. Miyake, A. Tanaka und K. Kobayashi. Study of exchange-coupled bias field in NiFe/Pd-Pt-Mn thin films. *IEEE Trans. Mag.*, 32:3380, Sep. 1996.

Literaturverzeichnis

- [73] D.V. Dimitrov, S. Zhang, J.Q. Xiao, G.C. Hadjipanayis und C. Prados. Effect of exchange interactions at antiferromagnetic/ferromagnetic interfaces on exchange bias and coercivity. *Phys. Rev. B*, 58:12090, Nov. 1998.
- [74] S. Soeya, S. Tadokoro, T. Imagawa, M. Fuyama und S. Narishige. Magnetic exchange coupling for bilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiO}$ and trilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiFe}/\text{NiO}$. *J. Appl. Phys.*, 74:6297, Nov. 1993.
- [75] K. T.-Y. Kung, L.K. Louie und G.L. Gorman. MnFe structure-exchange anisotropy relation in the NiFe/MnFe/NiFe system. *J. Appl. Phys.*, 69:5634, Apr. 1991.
- [76] C.-H. Lai, W.E. Bailey, R.L. White und T.C. Anthony. Exchange anisotropy in NiFe/Fe-doped NiO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 81:4990, Apr. 1997.
- [77] C.-H. Lai, R.L. White, C.P. Wang und T.C. Anthony. Exchange anisotropy in $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}\text{O}\{100\}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. *J. Appl. Phys.*, 83:6816, Juni 1998.
- [78] H. Uyama, Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada und J. Echigoya. Effect of antiferromagnetic grain size on exchange-coupling field of $\text{Cr}_{70}\text{Al}_{30}/\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$. *Appl. Phys. Lett.*, 71:1258, Sep. 1997.
- [79] S. Soeya, H. Hoshiya, M. Fuyama und S. Tadokoro. Exchange coupling between ferromagnetic fcc $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ and antiferromagnetic bcc CrMnPt films. *J. Appl. Phys.*, 80:1006, Juli 1996.
- [80] H. Hoshiya, S. Soeya, Y. Hamakawa und R. Nakatani. Spin-Valve films using exchange-coupled CrMnPt/Co. *IEEE Trans. Mag.*, 33:2878, Sep. 1997.
- [81] C. Hou, H. Fujiwara und F. Hueda. Effect of F/AF coupling strength on the magnetization process of F/AF system. *J. Magn. Magn. Mat.*, 198-199:450, Juni 1999.
- [82] C.-H. Lai, H. Matsuyama, R.L. White, T.C. Anthony und G.G. Bush. Exploration of magnetization reversal and coercivity of epitaxial $\text{NiO}\{111\}/\text{NiFe}$ films. *J. Appl. Phys.*, 79:6389, Apr. 1996.
- [83] O. Allegranza und M.-M. Chen. Effect of substrate and antiferromagnetic film's thickness on exchange-bias field. *J. Appl. Phys.*, 73:6218, Mai 1993.
- [84] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao und G. Thomas. Interfacial uncompensated antiferromagnetic spins: role in unidirectional

Literaturverzeichnis

anisotropy in polycrystalline $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{CoO}$ bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 79:1130, Aug. 1997.

[85] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao und G. Thomas. Role of interfacial uncompensated antiferromagnetic spins in unidirectional anisotropy in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{CoO}$ bilayers. *J. Appl. Phys.*, 83:6888, Juni 1998.

[86] R. Nakatani, H. Hoshiya, K. Hoshino und Y. Sugita. Exchange coupling of $(\text{Mn}-\text{Ir},\text{Fe}-\text{Mn})/\text{Ni}-\text{Fe}-\text{Co}$ and $\text{Ni}-\text{Fe}-\text{Co}/(\text{Mn}-\text{Ir},\text{Fe}-\text{Mn})$ films formed by ion beam sputtering. *IEEE Trans. Mag.*, 33:3682, Sep. 1997.

[87] T. Pokhil, S. Mao und A. Mack. Study of exchange anisotropy in NiFe/NiMn and NiFe/IrMn exchange coupled films. *J. Appl. Phys.*, 85:4916, Apr. 1999.

[88] D. Lederman, J. Nogués und Ivan K. Schuller. Exchange anisotropy and the antiferromagnetic surface order parameter. *Phys. Rev. B*, 56:2332, Aug. 1997.

[89] H.J. Santos, F.A. Pinheiro, A.Y. Takeuchi, L.C. Sampaio, R.A. Simao, A. Achete und M. Cremona. Uniaxial in-plane magnetic anisotropy and exchange bias in Sm/Fe bilayers. *Phys. Rev. B*, 60:68, Juli 1999.

[90] J. van Driel, R. Coehoorn, K.-M. H. Lenssen, A.E.T. Kuiper und F.R. de Boer. Thermal stability of Ir-Mn as exchange biasing material. *J. Appl. Phys.*, 85:5522, Apr. 1999.

[91] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen und W.F. Egelhoff, Jr. . Ferromagnetic Resonance studies of NiO-coupled thin films of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. *Phys. Rev. B*, 58:8605, Okt. 1998.

[92] C.-H. Lai, T.J. Regan, R.L. White und T.C. Anthony. Temperature dependence of magnetoresistance in spin valves with different thicknesses of NiO. *J. Appl. Phys.*, 81:3989, Apr. 1997.

[93] N.J. Gökemeijer und C.L. Chien. Memory effects of exchange coupling in $\text{CoO}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ bilayers. *J. Appl. Phys.*, 85:5516, Apr. 1999.

[94] A.J. Devasahayam und M.H. Kryder. The dependence of the antiferromagnet/ferromagnet blocking temperature on antiferromagnet thickness and deposition conditions. *J. Appl. Phys.*, 85:5519, Apr. 1999.

[95] M.J. Carey und A.E. Berkowitz. CoO-NiO superlattices: Interlayer interactions and exchange anisotropy with $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. *J. Appl. Phys.*, 73:6892, Mai 1993.

Literaturverzeichnis

- [96] M.J. Carey und A.E. Berkowitz. Exchange anisotropy in coupled films of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ with NiO and $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{O}$. *Appl. Phys. Lett.*, 60:3060, Juni 1992.
- [97] T. Ambrose, K. Leifer, K.J. Hemker und C.L. Chien. Studies of deposition order anomaly of exchange coupling in bilayers and trilayers of NiFe und CoO . *J. Appl. Phys.*, 81:5007, Apr. 1997.
- [98] C. Tsang und K. Lee. Temperature dependence of unidirectional anisotropy effects in the Permalloy-FeMn systems. *J. Appl. Phys.*, 53:2605, März 1982.
- [99] T.J. Moran, J.M. Gallego und Ivan K. Schuller. Increased exchange anisotropy due to disorder at permalloy/CoO interfaces. *J. Appl. Phys.*, 78:1887, Aug. 1995.
- [100] M. Konoto, M. Tsunoda und M. Takahashi. Orientational dependence of the exchange biasing in $\text{Ni-Fe}/\text{Mn}_{1-x}\text{Ni}_x$ ($x = 0.11, 0.18, 0.23$). *J. Appl. Phys.*, 85:4925, Apr. 1999.
- [101] R.F.C. Farrow, R.F. Marks, S. Gider, A.C. Marley, S.S.P. Parkin und D. Mauri. $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$: A new exchange bias material for Permalloy. *J. Appl. Phys.*, 81:4986, Apr. 1997.
- [102] S. Soeya, M. Fuyama, S. Tadokoro und T. Imagawa. NiO structure-exchange anisotropy relation in the $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiO}$. *J. Appl. Phys.*, 79:1604, Feb. 1996.
- [103] T. Lin, D. Mauri, N. Staud, C. Hwang, J.K. Howard und G.L. Gorman. Improved exchange coupling between ferromagnetic Ni-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn -based films. *Appl. Phys. Lett.*, 65:1183, Aug. 1994.
- [104] K. Hoshino, S. Noguchi, R. Nakatani, H. Hoshiya und Y. Sugita. Magnetoresistance and interlayer exchange coupling between magnetic layers in $\text{Fe-Mn}/\text{Ni-Fe-Co}/\text{Cu}/\text{Ni-Fe-Co}$ multilayers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:1327, März 1994.
- [105] M.-M. Chen, C. Tsang und N. Gharsallah. Exchange bias enhancement through interdiffusion of $\text{NiFe}/\text{FeMn}/\text{Metal}$ films. *IEEE Trans. Mag.*, 29:4077, Nov. 1993.
- [106] S. Li, T.S. Plaskett, P.P. Freitas, J. Bernardo, B. Almeida und J.B. Sousa. The effect of substrate bias on the properties of NiO/NiFe and NiO/CoFe exchange biased spin-valve sensors. *IEEE Trans. Mag.*, 34:3772, Sep. 1998.

Literaturverzeichnis

- [107] H. Iwasaki, A.T. Saito, A. Tsutai und M. Sahashi. Excellent reliability of CoFe-IrMn spin valves. *IEEE Trans. Mag.*, 33:2875, Sep. 1997.
- [108] X. Lin und J.-G. Zhu. MFM study on temperature dependence of domain configuration in NiFe Films exchange biased by FeMn. *IEEE Trans. Mag.*, 33:3987, Sep. 1997.
- [109] N. Hasegawa, A. Makino, F. Koike und K. Ikarashi. Spin-valves with antiferromagnetic α -Fe₂O₃ layers. *IEEE Trans. Mag.*, 32:4618, Sep. 1996.
- [110] G.W. Anderson, Y. Huai, L. Miloslavsky, C.X. Qian und Y. Feng. Spin-Valve giant magnetoresistance films with antiferromagnetic PtPdMn. *J. Appl. Phys.*, 85:6109, Apr. 1999.
- [111] X.W. Wu, T. Ambrose und C.L. Chien. Exchange bias and spin-valve structures using amorphous ferromagnetic Co₆₅Mo₂B₃₃. *Appl. Phys. Lett.*, 72:2176, Apr. 1998.
- [112] S. Mao, N. Amin und E. Murdock. Temperature dependence of giant magnetoresistance properties of NiMn pinned spin valves. *J. Appl. Phys.*, 83:6807, Juni 1988.
- [113] X.W. Wu und C.L. Chien. Exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers with comparable T_C and T_N. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2795, Sep. 1998.
- [114] J. Nogués, D. Lederman, T.J. Moran und Ivan K. Schuller. Positive exchange bias in Fe-FeF₂ bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 76:4624, Juni 1996.
- [115] C. Leighton, J. Nogués, H. Suhl und Ivan K. Schuller. Competing interfacial exchange and Zeeman energies in exchange biased bilayers. *Phys. Rev. B*, 60:12837, Nov. 1999.
- [116] T. Ambrose und C.L. Chien. Dependence of exchange field and coercivity on cooling field in NiFe/CoO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 83:7222, Juni 1998.
- [117] R.P. Michel, A. Chaiken und C.T. Wang. Exchange anisotropy in polycrystalline and epitaxial (001)-oriented NiO/NiFe bilayers grown by ion beam sputtering. *J. Appl. Phys.*, 81:5374, Apr. 1997.
- [118] C.-H. Lai, T.C. Anthony, E. Iwamura und R.L. White. The effect of microstructure and interface conditions on the anisotropic exchange fields of NiO/NiFe. *IEEE Trans. Mag.*, 32:3419, Sep. 1996.

Literaturverzeichnis

- [119] D. Martien, K. Takano, A.E. Berkowitz und D.J. Smith. Increasing the exchange-bias field of $\text{Ni}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{O}$ films by microstructural control. *Appl. Phys. Lett.*, 74:1314, März 1999.
- [120] R. Nakatani, H. Hoshiya, K. Hoshino und Y. Sugita. Relationship between film structure and exchange coupling in Mn-Ir/Ni-Fe films. *J. Magn. Magn. Mat.*, 173:321, 1997.
- [121] C.-M. Park, K.-I. Min und K.H. Shin. Effects of surface-roughness related process parameters on the magnetoresistive characteristics of spin valves. *IEEE Trans. Mag.*, 32:3422, Sep. 1996.
- [122] C.-M. Park, K.-I. Min und K.H. Shin. Effects of surface topology and texture on exchange anisotropy in NiFe/Cu/NiFe/FeMn spin valves. *J. Appl. Phys.*, 79:6228, Apr. 1996.
- [123] D.G. Hwang, S.S. Lee und C.M. Park. Effect of roughness slope on exchange biasing in NiO spinvalves. *Appl. Phys. Lett.*, 72:2162, Apr. 1998.
- [124] B.H. Miller und E.D. Dahlberg. Use of anisotropic magnetoresistance to measure exchange anisotropy in Co/CoO bilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 69:3932, Dez. 1996.
- [125] V. Ström, B.J. Jönsson und K.V. Rao. Determination of exchange anisotropy by means of ac susceptometry in Co/CoO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 81:5003, Apr. 1997.
- [126] J.A. Borchers, Y. Ijiri, S.-H. Lee, C.F. Majkrzak, G.P. Felcher, K. Takano, R.H. Kodama und A.E. Berkowitz. Spin-flop tendencies in exchange-biased Co/CoO thin films. *J. Appl. Phys.*, 83:7219, Juni 1998.
- [127] H. Danan, H. Gengnagel, J. Steinert und A. Linzen. Exchange coupling investigations on epitaxial deposited and superficially oxidized Co and Ni monocrystalline films. *J. Phys. Colloq.*, C1:131, 1971.
- [128] T. Ambrose, R.L. Sommer und C.L. Chien. Angular dependence of exchange coupling in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers. *Phys. Rev. B*, 56:83, Juli 1997.
- [129] N.J. Gökemeijer, T. Ambrose und C.L. Chien. Long-range exchange bias across a spacer layer. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4270, Nov. 1997.
- [130] N.J. Gökemeijer, J.W. Cai und C.L. Chien. Memory effects of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, 60:3033, Aug. 1999.

Literaturverzeichnis

- [131] R. Sbiaa und H. Le Gall. High exchange bias field induced in ferrimagnetic bilayers of amorphous rare earth-transition-metal alloys. *Appl. Phys. Lett.*, 75:256, Juli 1999.
- [132] D.V. Dimitrov, A.S. Murthy, G.C. Hadjipanayis und C.P. Swann. Magnetic properties of exchange-coupled Fe/FeO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 79:5106, Apr. 1996.
- [133] C. Schlenker, S.S.P. Parkin, J.C. Scott und K. Howard. Magnetic disorder in the exchange bias bilayered FeNi-FeMn system. *J. Magn. Magn. Mat.*, 54-57:801, 1986.
- [134] Y. Chen, D.K. Lottis, E.D. Dahlberg, J.N. Kuznia, A.M. Wowchak und P.I. Cohen. Exchange effects in molecular-beam-epitaxy grown iron films. *J. Appl. Phys.*, 69:4523, Apr. 1991.
- [135] C. Schlenker und D. Paccard. Couplages ferromagnétiques-antiferromagnétiques: étude des contractions de cycles d'hystérésis a l'aide d'un traceur de cycle tres basses fréquences. *J. de Phys. (France)*, 28:611, Juli 1967.
- [136] S. Soeya, S. Nakamura, T. Imagawa und S. Narishige. Rotational hysteresis loss study on exchange coupled Ni₈₁Fe₁₉/NiO films. *J. Appl. Phys.*, 77:5838, Juni 1995.
- [137] N.J. Gökemeijer, T. Ambrose, C. L. Chien, N. Wang und K.K. Fung. Long-range exchange coupling between a ferromagnet and an antiferromagnet across a nonmagnetic spacer layer. *J. Appl. Phys.*, 81:4999, Apr. 1997.
- [138] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Hguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich und J. Chazelas. Giant magnetoresistance in (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, 1988.
- [139] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in Fe-Cr layered structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828, 1989.
- [140] A.P. Malozemoff. Random-field model of exchange bias anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. B*, 35:3679, März 1987.
- [141] A.P. Malozemoff. Heisenberg to Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy. *Phys. Rev. B*, 37:7673, Mai 1988.

Literaturverzeichnis

- [142] Y. Imry, S.-k. Ma. Random-Field instability of the ordered state of continuous symmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1399, Nov. 1975.
- [143] W.H. Meiklejohn. Exchange bias - A review. *J. Appl. Phys.*, 33:1328, März 1962.
- [144] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus und E. Kay. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *J. Appl. Phys.*, 62:3047, Okt. 1987.
- [145] N.C. Koon. Simple full micromagnetic model of exchange bias behaviour in ferro/antiferromagnetic layered structures. *J. Appl. Phys.*, 81:4982, Apr. 1997.
- [146] M.D. Stiles und R.D. McMichael. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, 59:3722, Feb. 1999.
- [147] H. Suhl und Ivan K. Schuller. Spin-Wave theory of exchange-induced anisotropy. *Phys. Rev. B*, 58:258, Juli 1998.
- [148] T.M. Hong. Simple mechanism for a positive exchange bias. *Phys. Rev. B*, 58:97, Juli 1998.
- [149] P.S. Silinsky und M.S. Seehra. Principal magnetic susceptibilities and uniaxial stress experiments in CoO. *Phys. Rev. B*, 24:419, Juli 1981.
- [150] V. Wagner und D. Hermann-Ronzaud. Magnetic excitations in antiferromagnetic cobaltous oxide. *Neutron Inelastic Scattering(IAEA, Wien)*, 1977.
- [151] K.-H. Hellwege (Hrsg.). *Landolt-Börnstein, Band III, Teil 6*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1971.
- [152] A. Nemoto, Y. Otani, S.G. Kim, K. Fukamichi, O. Kitakami und Y. Shimada. Magnetoresistance and planar Hall effects in submicron exchange-coupled NiO/Fe₁₉Ni₈₁ wires. *Appl. Phys. Lett.*, 74:4026, Juni 1999.
- [153] K.-S. Moon, R.E. Fontana, Jr. und S.S.P. Parkin. Exchange-biased magnetic tunnel junctions: Dependence of offset field on junction width. *Appl. Phys. Lett.*, 74:3690, Juni 1999.

Literaturverzeichnis

- [154] W.J. Gallagher, S.S.P. Parkin, Y. Lu, X.P. Bian, A. Marley, K.P. Roche, R.A. Altman, S.A. Rishton, C. Jahnes, T.M. Shaw und G. Xiao. Microstructured magnetic tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, 81:3711, April 1997.
- [155] S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers, R.E. Scheuerlein, E.J. O'Sullivan, S.L. Brown, J. Bucchigano, D.W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner und W.J. Gallagher. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory. *J. Appl. Phys.*, 85:5828, Apr. 1999.
- [156] S. Maat, L. Shen und G.J. Mankey. Fourier analysis of exchange biased $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ trilayers. *Phys. Rev. B*, 60:10252, Oct. 1999.
- [157] R.W. Damon und J.R. Eshbach. Magnetic modes of a ferromagnetic slab. *J. Phys. Chem. Solids*, 19:308, 1961.
- [158] G.T. Rado und R.J. Hicken. Theory of magnetic surface anisotropy and exchange effects in the Brillouin scattering of light by magnetostatic spin waves. *J. Appl. Phys.*, 63:3885, Apr. 1988.
- [159] J.F. Cochran und J.R. Dutcher. Light scattering from thermal magnons in thin metallic ferromagnetic films. *J. Appl. Phys.*, 63:3814, Apr. 1988.
- [160] B. Hillebrands. Spin-Wave calculations for multilayered structures. *Phys. Rev. B*, 41:530, Jan. 1990.
- [161] R.L. Stamps und B. Hillebrands. Dipol-exchange modes in thin ferromagnetic films with strong out-of-plane anisotropies. *Phys. Rev. B*, 43:3532, Feb. 1991.
- [162] R.L. Stamps und B. Hillebrands. Long-Wavelength spin waves in structures with large out-of-plane anisotropies. *J. Appl. Phys.*, 69:5718, Apr. 1991.
- [163] R.L. Stamps und B. Hillebrands. Dipol-exchange modes in multilayers with out-of-plane anisotropies. *Phys. Rev. B*, 44:5095, Sep. 1991.
- [164] R.L. Stamps und B. Hillebrands. Dipolar interactions and the magnetic behaviour of two-dimensional ferromagnetic systems. *Phys. Rev. B*, 44:12417, Dez. 1991.
- [165] G. Gubbiotti, G. Carlotti, G. Socino, F. D'Oranzio, F. Lucari, R. Bernardini und M. De Crescenzi. Perpendicular and in-plane magnetic anisotropy

Literaturverzeichnis

in epitaxial Cu/Ni/Cu/(Si(111) ultrathin films. *Phys. Rev. B*, 56:11073, Nov. 1997.

[166] G.T. Rado und J.R. Weertman. Spin-wave resonance in ferromagnetic metal. *J. Phys. Chem. Solids*, 11:315, 1959.

[167] Eine Darstellung in SI-Einheiten findet sich in: B. Hillebrands. Spinwellen in dünnen Schichten und Schichtsystemen. *24.IFF Ferienkurs, Forschungszentrum Jülich*, 1993.

[168] P.T. Boggs, R.H. Byrd, J.E. Rogers, R.B. Schnabel. User's reference guide for ODRPACK Version 2.01 software for weighted orthogonal distance regression, Quellcode und Dokumentation unter <http://www.netlib.org> oder <http://gams.cam.nist.gov>. *NISTIR 92- 4834, U.S. Government Printing Office*, 1992.

[169] M. Henzler, W. Göpel. *Oberflächenphysik des Festkörpers*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1991.

[170] K. Petersen. *Strukturelle und elektronische Untersuchungen mit RHEED bzw. Photoemissionsspektroskopie an epitaktischen Kupferdecksschichten auf einem Co/Cu(001)-Substrat*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1996.

[171] J.R. Sandercock und W. Wetling. Light scattering from thermal magnons in iron and nickel. *IEEE Trans. Mag.*, 5:442, Sep. 1978.

[172] R. Mock, B. Hillebrands, R. Sandercock. Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer. *J. Phys. E: Sci Instrum.*, 20:656, 1987.

[173] M. Cardona und G. Güntherodt (Hrsg.). *Light Scattering in Solids V*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1989.

[174] M. Cardona und G. Güntherodt (Hrsg.). *B. Hillebrands in: Light Scattering in Solids VII*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.

[175] M. Gierlings. *Untersuchung magnetischer Anisotropien in dünnen ferromagnetisch/antiferromagnetisch gekoppelten Doppelschichten mittels Brillouin-Lichtstreuung*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1999.

[176] O. Madelung (Hrsg.). *Landolt-Börnstein, New Series III/17g*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1984.

[177] H.P.J. Wijn (Hrsg.). *Landolt-Börnstein, New Series III/27g*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992.

Literaturverzeichnis

- [178] M.D. Rechtin und B.L. Averbach. Tetragonal elongation in CoO near the Néel point. *Phys. Rev. Lett.*, 26:1483, Juni 1971.
- [179] E. Uchida, N. Fukuka, H. Kondoh, T. Takeda, Y. Nakami und T. Nagamiya. Magnetic anisotropy measurements of CoO single crystal. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 19:2088, Nov. 1964.
- [180] J. Sakurai, J.L. Nuyens, R.A. Cowley und G. Dolling. Crystal dynamics and magnetic excitations in cobaltous oxide. *Phys. Rev.*, 167:510, März 1968.
- [181] M. Tachiki. Susceptibility and antiferromagnetic resonance in cobaltous oxide. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 19:454, Apr. 1964.
- [182] D. Hermann-Ronzaud, P. Burlet und J. Rossat-Mignod. Equivalent type-II magnetic structures: CoO, a collinear antiferromagnet. *J. Phys. C*, 11:2123, 1978.
- [183] M.S. Seehra und T.M. Giebultowicz. Magnetic structures of fcc systems with nearest-neighbor and next-nearest-neighbor exchange interactions. *Phys. Rev. B*, 38:11898, Dez. 1988.
- [184] M.D. Rechtin und B.L. Averbach. Long-Range Magnetic Order in CoO. *Phys. Rev. B*, 6:4294, Dez. 1972.
- [185] P.A. Cox. *Transition metal oxides, an introduction to their electronic structure and properties*. University Oxford Press, Walton Street, Oxford OX2 6DD, 1992.
- [186] H.P.J. Wijn (Hrsg.). *Landolt-Börnstein, New Series III/27d*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1991.
- [187] P. Miltényi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, K.D. Usadel. Diluted antiferromagnets in exchange bias: proof of domain state model. *Phys. Rev. Lett.*, im Druck, 2000.
- [188] S. Soeya, H. Hoshiya, R. Arai und M. Fuyama. Effect of metallic additives (M) on the exchange coupling of antiferromagnetic CrMnM_x films to a ferromagnetic $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ film. *J. Appl. Phys.*, 81:6488, Mai 1997.
- [189] S. Fishman und A. Aharony. Random Field effects in disordered anisotropic antiferromagnets. *J. Phys. C*, 12:L729, 1979.
- [190] J. Cardy. Random-field effects in site-disordered Ising antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 29:505, Jan. 1984.

Literaturverzeichnis

- [191] J.Z. Imbrie. Lower critical dimension of the random-field Ising model. *Phys. Rev. Lett.*, 53:1747, Okt. 1984.
- [192] U. Nowak und K.D. Usadel. Diluted antiferromagnets in a magnetic field: A fractal-domain state with spin-glass behavior. *Phys. Rev. B*, 44:7426, Okt. 1991.
- [193] M. Lederman, J.V. Selinger, R. Bruinsma, J. Hammann und R. Orbach. Low-temperature dynamics of a dilute Ising antiferromagnet. *Phys. Rev. Lett.*, 68:2086, März 1992.
- [194] F.C. Montenegro, A.R. King, V. Jaccarino, S.-J. Han und D.P. Belanger. Random-field-induced spin-glass-like behaviour in the diluted Ising antiferromagnet $\text{Fe}_{0.31}\text{Zn}_{0.69}\text{F}_2$. *Phys. Rev. B*, 44:2155, Aug. 1991.
- [195] C. Ro, G.S. Grest, C.M. Soukoulis und K. Levin. Irreversibility in random-field ferromagnets and diluted antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 31:1682, Feb. 1985.
- [196] D.P. Belanger, Wm.E. Murray, Jr., F.C. Montenegro, A.R. King, V. Jaccarino und R.W. Erwin. Neutron-scattering study of an Ising antiferromagnet above the percolation threshold: Random-field-induced spin-glass-like behavior in $\text{Fe}_{0.31}\text{Zn}_{0.69}\text{F}_2$. *Phys. Rev. B*, 44:2161, Aug. 1991.
- [197] W. Kleemann. Random-field induced antiferromagnetic, ferroelectric and structural domain states. *Int. J. Mod. Phys. B*, 7:2469, 1993.
- [198] H. Yoshizawa und D.P. Belanger. Mean-field simulation of field-induced domains and hysteretic behaviour in dilute Ising antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 30:5220, Nov. 1984.
- [199] J. Villain. Nonequilibrium "critical" exponents in the random-field Ising Model. *Phys. Rev. Lett.*, 52:1543, Apr. 1984.
- [200] D.S. Fisher. Scaling and critical slowing down in random-field Ising Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 56:416, Feb. 1986.
- [201] W. Kleemann, A.R. King und V. Jaccarino. Critical behavior of the magnetization of a $d = 3$ random-field Ising system. *Phys. Rev. B*, 34:479, Juli 1986.
- [202] U.A. Leitão und W. Kleemann. Critical behavior and metastability of the magnetization in the random-field Ising system $\text{Fe}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Cl}_2$. *Phys. Rev. B*, 35:8696, Juni 1987.

Literaturverzeichnis

- [203] M. Aizenman und J. Wehr. Rounding of first-order phase transition in systems with quenched disorder. *Phys. Rev. Lett.*, 62:2503, Mai 1989.
- [204] J. Bricmont und A. Kupiainen. Lower critical dimension for the random-field Ising model. *Phys. Rev. Lett.*, 59:1829, Okt. 1987.
- [205] U.A. Leitão, W. Kleemann und I.B. Ferreira. Metastability of the uniform magnetization in three-dimensional random-field Ising model systems. I. $\text{Fe}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Cl}_2$. *Phys. Rev. B*, 38:4765, Sep. 1988.
- [206] P. Pollak, W. Kleemann, D.P. Belanger. Metastability of the uniform magnetization in three-dimensional random-field Ising model systems. II. $\text{Fe}_{0.47}\text{Zn}_{0.53}\text{F}_2$. *Phys. Rev. B*, 38:4773, Sep. 1988.
- [207] U. Nowak, K.D. Usadel. Monte Carlo studies of slow relaxation in diluted antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 39:2516, Feb. 1989.
- [208] U. Nowak K.D. Usadel. Nonexponential relaxation of diluted antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 43:851, Jan. 1991.
- [209] M. Staats, U. Nowak, K.D. Usadel. On the relaxation dynamics of diluted antiferromagnets. *J. Magn. Magn. Mat.*, 177-181:85, 1998.
- [210] M. Staats, U. Nowak, K.D. Usadel. Non-exponential relaxation in dilute antiferromagnets. *Phase Transitions*, 65:159, 1998.
- [211] G. Grinstein und J.F. Fernandez. Equilibration of random-field Ising systems. *Phys. Rev. B*, 29:6389, Juni 1984.
- [212] R. Bruinsma und G. Aeppli. Interface motion and nonequilibrium properties of the random field Ising Model. *Phys. Rev. Lett.*, 52:1547, Apr. 1984.
- [213] S.-J. Han, D.P. Belanger, W. Kleemann und U. Nowak. Relaxation of the excess magnetization of random-field-induced metastable domains in $\text{Fe}_{0.47}\text{Zn}_{0.53}\text{F}_2$. *Phys. Rev. B*, 45:9728, Mai 1992.
- [214] S.-J. Han und D.P. Belanger. Relaxation of the remanent magnetization of dilute anisotropic antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 46:2926, Aug. 1992.
- [215] H. Ikeda. Observation of disordering process in diluted antiferromagnet $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.6}\text{Mg}_{0.6}\text{F}_2$ under random fields. *J. Phys. C*, 16:L1033, 1983.
- [216] H. Ikeda, Y. Endoh und S. Itoh. Ordering kinetics in two-dimensional percolation magnet. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1266, März 1990.

Literaturverzeichnis

- [217] D.P. Belanger und A.P. Young. The random field Ising model. *J. Magn. Magn. Mat.*, 100:272, 1991.
- [218] D.H. Ryan (Hrsg.). *D.P. Belanger in: Recent Progress in Random Magnets*. World Scientific, Singapore, 1992.
- [219] A.P. Young (Hrsg.). *D.P. Belanger: Spin-Glasses and Random Fields*. World Scientific, Singapore, 1998.
- [220] U. Nowak. *Private Mitteilung*.
- [221] A. Scholl, J. Stöhr, J. Lüning, J.W. Seo, J. Fompeyrine, H. Siegwart, J.-P. Locquet, F. Nolting, S. Anders, E.E. Fullerton, M.R. Scheinfein, H.A. Padmore. Observation of antiferromagnetic domains in epitaxial thin films. *Science*, 287:1014, Feb. 2000.
- [222] P.A.A. van der Heijden, T.F.M.M. Maas, W.J.M. de Jonge, J.C.S. Kools, F. Roozeboom und P.J. van der Zaag. Thermally assisted reversal of exchange biasing in NiO and FeMn based systems. *Appl. Phys. Lett.*, 72:492, Jan. 1998.
- [223] P.A.A. van der Heijden, T.F.M.M. Maas, J.C.S. Kools, F. Roozeboom, P.J. van der Zaag und W.J.M. de Jonge. Influences on relaxation of exchange biasing in NiO/Ni₆₆Co₁₈Fe₁₆ bilayers. *J. Appl. Phys.*, 83:7207, Juni 1998.
- [224] H.N. Fuke, K. Saito, Y. Kamiguchi, H. Iwasaki und M. Sahashi. Spin-Valve giant magnetoresistive films with antiferromagnetic Ir-Mn layers. *J. Appl. Phys.*, 81:4004, Apr. 1997.
- [225] K. Hoshino, R. Nakatani, H. Hoshiya, Y. Sugita und S. Tsunashima. Exchange coupling between antiferromagnetic Mn-Ir and ferromagnetic Ni-Fe layers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35:607, Feb. 1996.
- [226] K.-M.H. Lenssen, A.E.T. Kuiper und F. Roozeboom. Robust giant magnetoresistance material system for magnetic sensors. *J. Appl. Phys.*, 85:5531, Apr. 1999.
- [227] H.P.J. Wijn (Hrsg.). *Landolt-Börnstein, New Series III/19a*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1986.
- [228] M. Bammig, U. May, H. Kittur, M. Fonin, M. Gierlings, P. Miltényi, U. Korte, G. Güntherodt. *Strukturelle Eigenschaften und Tunnelmagnetowiderstand von Co/CoO/Co/H-Si(111)*. Verhandl. DPG (VI) 34, AM 1.3, 1999.

Literaturverzeichnis

- [229] A. Ercole, T. Fujimoto, M. Patel, C. Daboo, R.J. Hicken, J.A.C. Bland. Direct measurement of magnetic anisotropies in epitaxial FeNi/Cu/Co spin-valve structures by Brillouin light scattering. *J. Magn. Magn. Mat.*, 156:121, 1996.
- [230] E. Jäger. *Magnetische Eigenschaften von Festkörpern*. Akademie Verlag GmbH, Berlin, 1996.
- [231] R.L. Stamps, R.E. Camley und R.J. Hicken. Spin wave frequency shifts in exchange coupled ferromagnet/antiferromagnet structures: Application to Co/CoO. *J. Appl. Phys.*, 81:4485, Apr. 1997.
- [232] B.H. Miller und E.D. Dahlberg. Measurement of the exchange anisotropy in Co/CoO bilayers using the anisotropic magnetoresistance. *J. Appl. Phys.*, 81:5002, Apr. 1997.
- [233] S.D. Steenwyk, S.Y. Hsu, R. Loloe, J. Bass und W.P. Pratt, Jr. Comparison of hysteresis loops from giant magnetoresistance and magnetometry for perpendicular-current exchange-biased spin valves. *J. Appl. Phys.*, 81:4011, Apr. 1997.
- [234] H. Xi, R.M. White, S.M. Rezende. Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy. *Phys. Rev. B*, 60:14837, Dez. 1999.
- [235] M.F. Gillies, J.N. Chapman und J.C.S. Kools. Magnetization reversal mechanisms in NiFe/Cu/FeMn spin-valve structures. *J. Appl. Phys.*, 78:5554, Nov. 1995.
- [236] Z. Qian, M.T. Kief, P.K. George, J.M. Sivertsen und J.H. Judy. Kerr effect observations of magnetization reversal process in antiferromagnetically pinned permalloy thin films. *J. Appl. Phys.*, 85:5525, Apr. 1999.
- [237] P. Miltényi, M. Gruyters, G. Güntherodt, J. Nogués und Ivan K. Schuller. Spin Waves in exchange-biased Fe/FeF₂. *Phys. Rev. B*, 59:3333, Feb. 1999.
- [238] M. Vohl, J. Barnas, P. Grünberg. Effect of interlayer exchange coupling on spin-wave spectra in magnetic double layers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 39:12003, Juni 1989.
- [239] V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin und C.H. Wilts. Standing spin waves in FeMn/NiFe/FeMn exchange-bias structures. *IEEE Trans. Mag.*, 23:2999, Sep. 1987.

Literaturverzeichnis

- [240] K. O'Grady, S.J. Greaves und S.M. Thompson. Exchange anisotropy effects in NiFe layers and NiFe/Cr multilayers. *J. Magn. Magn. Mat.*, 156:253, 1996.
- [241] P. Miltényi, M. Gierlings, M. Bammig, U. May, G. Güntherodt, J. Nogués, M. Gruyters, C. Leighton und Ivan K. Schuller. Tuning exchange bias. *Appl. Phys. Lett.*, 75:2304, Okt. 1999.
- [242] J. Nogués, C. Leighton und Ivan K. Schuller. Correlation between anti-ferromagnetic interface coupling and positive exchange bias. *Phys. Rev. B*, 61:1315, Jan. 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Güntherodt, für die kontinuierliche Betreuung, die vielen Möglichkeiten und Freiräume interessante Physik zu erleben, sowie die exzellenten Rahmenbedingungen,
- Prof. Dr. Usadel, für die gelungene theoretische Unterstützung sowie die Berichtertätigkeit,
- Dr. Josep Nogués, who helped me to get familiar with exchange bias through out many years, provided me with excellent samples, was always ready for a new discussions, fancy ideas, and good papers. His contribution for success of this work cannot be underestimated.
- Dr. U. Nowak, für die spontane und kollegiale Zusammenarbeit, die Einführung in die Welt der verdünnten Antiferromagnete und die erfolgreiche, gemeinsame Modellentwicklung,
- M. Gierlings, Dr. M. Gruyters, J. Keller, M. Meißner, L. Pauli und Dr. B. Beschoten, für die anregende und gute Zusammenarbeit und die vielen interessanten Diskussionen rund um exchange bias und andere wichtigen Themen,
- H. Stahl für die moralische Unterstützung, die Gewährung von Auszeiten in seinem Büro, und viele schöne gemeinsame Erlebnisse,
- U. May und A. Rampe für die vielen Hilfestellungen im Institut und für die tausend Tricks im UHV-Bereich,
- allen weiteren und ehemaligen Mitarbeitern des 2. Physikalischen Instituts für das angenehme Arbeitsklima,
- den Werkstätten, für die Erledigung der vielen schnellen Eilaufträge und die fundierte Hilfe beim Kryostatenbau,
- dem Sekretariatsteam, für die tolle organisatorische Unterstützung,
- meinen Eltern, für die Ermöglichung dieser Ausbildung und das stete Interesse am Fortgang der Geschehnisse.

Lebenslauf
Peter Miltényi

Persönliche Daten:

Geburtsdatum: 6.8.1969
Geburtsort: Mainz

Schulbildung:

1975-1979 Grundschule Geisenheim-Johannisberg
1979-1988 Rheingaugymnasium, Geisenheim
Juni 1988 Abitur

Zivildienst:

8/1988-3/1990 Jugendheim Marienhausen, Rüdesheim/Rhein

Studium:

4/1990-8/1992 Physikstudium an der Philipps-Universität in Marburg
9/1992-8/1993 Physikstudium an der „University of Kent“ in Canterbury (England)
10/1993-3/1996 Physikstudium an der Philipps-Universität in Marburg
3/1996-3/1996 Diplom in Physik. Titel der Diplomarbeit: „Untersuchungen zur Pikosekundendynamik von Halbleiterlasern“
5/1996 Beginn der Promotion an der RWTH Aachen bei Prof. Dr. G. Güntherodt.