



Bachelorarbeit zum Thema:

Numerische Analyse von Magnetisierungskonfigurationen magnetischer Nanostrukturen

Numerical analysis of the magnetization configuration of magnetic nanostructures

vorgelegt von:

Sergej Uschakow¹

Zur Erlangung des akademischen Grades:

Bachelor of Science, Physik

Abgabedatum: 07.07.2010

Erstprüfer: Prof. Dr. Sergej O. Demokritov

¹Email: uschakow@gmx.de

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Motivation und experimenteller Hintergrund	2
3 Grundlagen	4
3.1 Magnetische Ordnung	4
3.2 Grundlagen des Mikromagnetismus	5
3.3 Gesamtenergie eines Ferromagneten	6
3.3.1 Austauschenergie (E_X)	7
3.3.2 Anisotropieenergie E_{Aniso}	8
3.3.3 Zeemannenergie E_H	9
3.3.4 Magnetostriktive Energie und magnetoelastische Selbstenergie	9
3.4 Mikromagnetische Gleichungen	9
3.5 Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung	11
3.6 Spinwellen	12
4 OOMMF	14
4.1 Diskretisierung des Raumes	15
4.2 Mikromagnetische Simulationsrechnung	17
5 Simulation und Ergebnisse	19
5.1 Magnetisierungskonfiguration der Probe	19
6 Feldstärke entlang einer vorgegebenen Wegstrecke	26
7 Zusammenfassung	32
8 Literaturverzeichnis	33
9 Anhang	35
9.1 Das Heisenberg-Modell	35
9.2 MIF-Datei	36
9.3 awk-Datei zur Auswahl von Datenpunkten entlang einer Geraden	39

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Münster, den 5. Juli 2010 Sergej Uschakow

1 Einleitung

Ein Strom spinpolarisierter Elektronen kann, durch einen Übertrag von Spindrehimpuls der Ladungsträger, ein makroskopisches Drehmoment auf die Magnetisierung ausüben. Experimente, die diesen Effekt untersuchen, werden typischerweise in sehr dünnen und kleinen magnetischen Doppelschichtsystemen durchgeführt. Die erste Schicht polarisiert den Strom und die Zweite dient im Experiment zum Nachweis des Schaltens der Magnetisierung.

Der Effekt wird als Spin Transfer Torque (STT) [1] bezeichnet und besitzt hohe technische Relevanz im Bereich der Spintronik. So kann beispielsweise zwischen verschiedenen Magnetisierungsrichtungen geschaltet werden. Aufgrund dieser Möglichkeit können Daten in magnetischen Materialien geschrieben und mittels dem GMR (Giant-Magneto-Resistance) [2] oder dem TMR (Tunnelmagnetowiderstand) [3] ausgelesen werden. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit liegt in der Kommunikationstechnologie. Durch spinpolarisierten Strom kann eine andauernde Präzession der Magnetisierung um die Ruhelage der Magnetisierung hervorgerufen werden. Solche magnetischen Elemente sind sehr kleine und schnelle Hochfrequenzsignalerzeuger, die als Spin Torque Oszillatoren (STO) bezeichnet werden [4]. Dabei hängt die Frequenz sowohl von der Stromstärke als auch vom Verlauf, sowie vom Betrag des inneren Feldes ab.

Die emittierte Intensität eines einzelnen Oszillators ist sehr gering. Die Intensität kann jedoch durch Kopplung mehrerer Oszillatoren und somit durch konstruktive Wechselwirkung der emittierten Spinwellen gesteigert werden. Die Emission ist abhängig vom herrschenden inneren Feld der ferromagnetischen Schicht, in der die Präzession stattfindet. Daher ist die Kenntnis des inneren Feldes von enormer Bedeutung.

Die Untersuchung des inneren Magnetfeldes, sowie der Magnetisierungskonfiguration innerhalb der gegebenen Probe (aus dem im Kapitel 2 beschriebenen Experiment) für verschiedene angelegte Magnetfelder und Winkeleinstellungen zwischen dem externen Feld und der langen Achse der zylindrischen Ellipse, ist Ziel dieser Bachelorarbeit. Hierfür werden mit dem Programm OOMMF mikromagnetische numerische Simulationen durchgeführt.

2 Motivation und experimenteller Hintergrund

In jüngsten Untersuchungen konnten in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. S. O. Demokritov erstmalig experimentelle Beobachtungen zur Spinwellenausbreitung, welche von Spin Torque Nano Oszillatoren (STNO) verursacht wurden, gemacht werden [5]. In der Folgenden Abbildung 1 ist schematisch der Versuchsaufbau dargestellt.

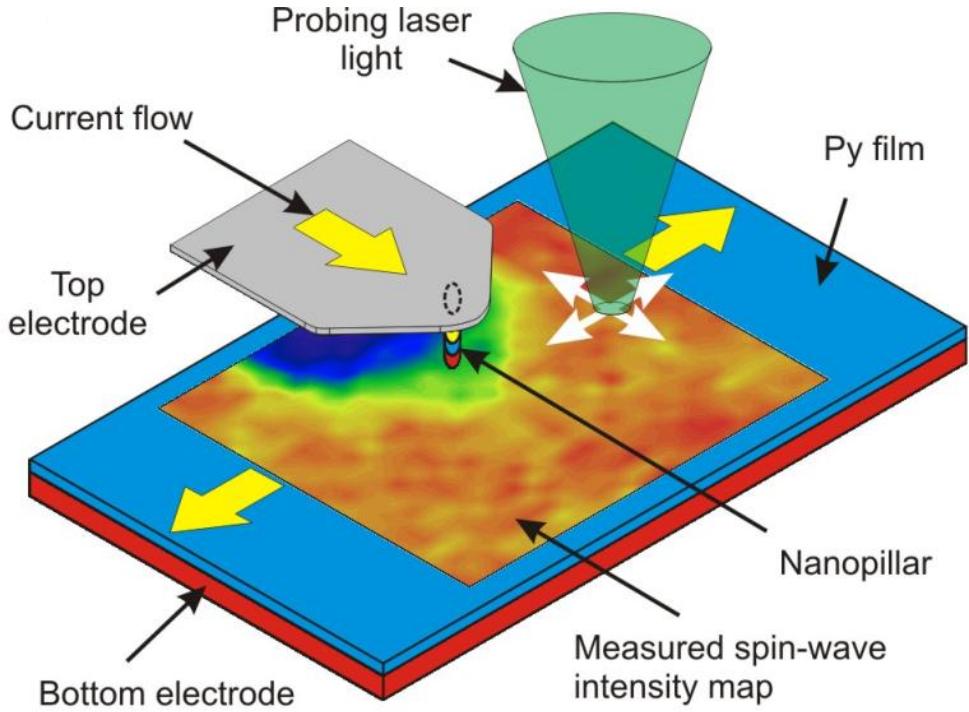


Abbildung 1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus [5].

Ein Gleichstrom wird durch eine $100\text{ nm} \times 50\text{ nm}$ $Co_{70}Fe_{30}$ zylindrische Ellipse (in der Abb. 1 als Nanopillar bezeichnet) spinpolarisiert. Der spinpolarisierte Strom fließt durch einen Nanokontakt in die Py-Schicht ($Ni_{80}Fe_{20}$) und induziert dort eine lokale magnetische Oszillation. Die Frequenz lässt sich dabei sowohl über die Stromstärke als auch über das anliegende Magnetfeld verändern. Die Py-Schicht kann im Vergleich zur Ellipse als unendlich ausgedehnt betrachtet werden.

Mittels Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie (Brillouin light scattering, BLS) [6] wird eine ortsaufgelöste Aufnahme der Spinwellen Intensität für unterschiedliche angelegte Felder H_0 und unterschiedliche Winkeleinstellungen zwischen dem in der Schichtebene angelegtem Feld und der leichten Achse des Polarisators (vgl. Kapitel 3.3.2), sowie für verschiedene Stromstärken aufgenommen. Mit dem Detektionsverfahren kann somit das Modenprofil der angeregten Spinwellen vermessen werden. In der folgenden Abbildung 2 ist der experimentelle Befund zu sehen.

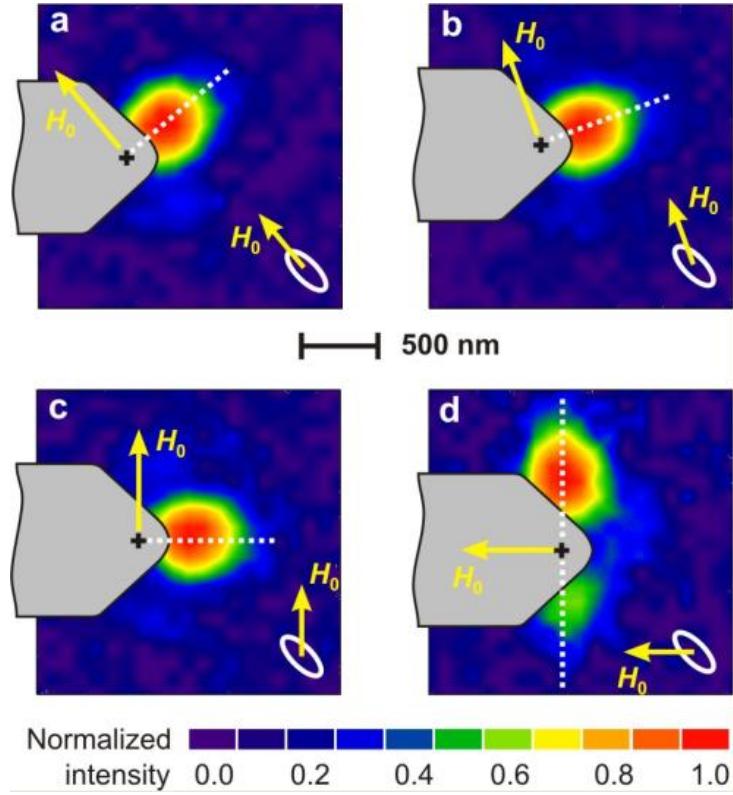


Abbildung 2: In Falschfarben dargestellte zweidimensionale Intensitätsverteilung der Py-Schicht, bei einer Stromstärke von $I = 5$ mA und unter verschiedenen Winkeleinstellungen zwischen dem angelegten Feld $H_0=900$ Oe und der leichten Achse der strompolarisierenden Ellipse [5].

Aus den Abbildungen wird deutlich, dass die Emission der Spinwellen innerhalb der Py-Schicht stets senkrecht zu dem angelegten Feld verläuft. Somit kann die Ausbreitungsrichtung der Spinwellen durch das externe Feld variiert werden. Diese Tatsache gibt neue Möglichkeiten für eine effiziente Synchronisation der einzelnen Oszillatoren. Die Effizienz der Spinwellenemission ist dabei abhängig vom internen Feld H_{int} innerhalb der Py-Schicht (vgl. Kapitel 3.6), unterhalb des Polarisators. Die Kenntnis der inneren Feldstärke, sowie deren Verlauf innerhalb der Schicht ist für verschiedene externe Feld- und Winkeleinstellungen von enormer Wichtigkeit und wird in dieser Arbeit behandelt. Das Innere Feld setzt sich dabei aus dem angelegten Feld und dem durch die Geometrie der Ellipse verursachtem Streufeld H_{dem} (vgl. Kapitel 3.3.2) zusammen. Die Py-Schicht liefert aufgrund der weit ausgedehnten Fläche keinen Beitrag zum entmagnetisierenden Feld.

3 Grundlagen

Im diesem Kapitel werden die Grundlagen des Ferro- und Mikromagnetismus erläutert. Insbesondere wird auf die Beiträge der verschiedenen Wechselwirkungen zur Gesamtenergie eines Ferromagneten und die Bewegungsgleichung der Magnetisierung eingegangen. Anschließend wird das Simulationsprogramm OOMMF vorgestellt, sowie die mithilfe des Programmes durchgeführten Simulationsrechnungen erklärt.

3.1 Magnetische Ordnung

Alle Festkörper können, je nach Verhalten in einem externen Magnetfeld bei hohen Temperaturen, in Para- bzw. Diamagneten unterteilt werden. Richten sich die vorhandenen magnetischen Momente parallel zum angelegten Feld aus, handelt es sich um einen Paramagneten. Wird das Magnetfeld aufgrund von Induktion abgeschwächt, so liegt ein Diamagnet vor. Wird zusätzlich die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten berücksichtigt, so gibt es auch magnetische Ordnungen bei genügend tiefen Temperaturen ohne ein angelegtes Magnetfeld (vgl. Abb. 3).

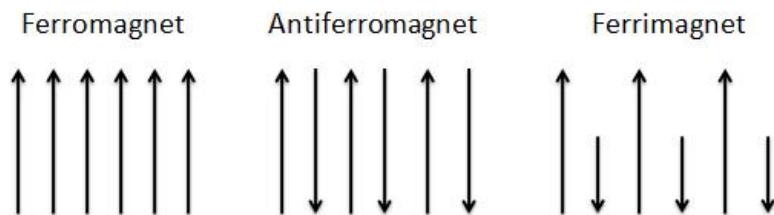


Abbildung 3: Illustration verschiedener magnetischer Ordnungen.

Man unterscheidet verschiedene Klassen der magnetischen Ordnung [7], von denen die drei wichtigsten an dieser Stelle kurz beschrieben werden:

- **Ferromagnetismus**

Bei ferromagnetischen Materialien sind die magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet, was eine große makroskopische Magnetisierung zur Folge hat. Typische ferromagnetische Stoffe sind Eisen, Nickel, Cobalt und Permalloy.

- **Antiferromagnetismus**

Hier ist die bevorzugte Ausrichtung benachbarter Momente antiparallel.

- **Ferrimagnetismus**

In diesem Fall ist die Ausrichtung ähnlich dem Antiferromagnetismus antiparallel. Jedoch haben benachbarte Momente unterschiedliche Größen, wodurch eine Orientierung stärker ausgeprägt ist.

Diese magnetischen Ordnungen gehen oberhalb einer bestimmten Temperatur¹ verloren und die Stoffe werden paramagnetisch.

Zur Erklärung der Phänomene des kollektiven Magnetismus muss die quantenmechanische Austauschwechselwirkung (AWW) zwischen magnetischen Momenten der Elektronen betrachtet werden. Eine klassische Betrachtung der Dipolwechselwirkung liefert einen vernachlässigbar kleinen Beitrag und kann als Folge nicht der Grund für die magnetische Ordnung sein (jedoch spielt sie eine wesentliche Rolle bei der Bildung magnetischer Domänen). Die quantenmechanische Austauschwechselwirkung ist eine Folge des Pauli-Prinzips und der Coulomb Wechselwirkung der Elektronen und hat somit einen rein elektrostatischen Ursprung. Auch hier können Klassifikationen vorgenommen werden:

1. Direkte AWW

Die direkte Austauschwechselwirkung ist sehr kurzreichweitig und wird durch Überlapp-Integrale der beteiligten Elektronenwellenfunktionen bestimmt. Die kurze Reichweite folgt aus der schnell abfallenden Wellenfunktion der lokalisierten Elektronen.

2. Indirekte AWW

Diese besitzt eine lange Reichweite und unterteilt sich je nach Materialbeschaffenheit in drei wichtige Kopplungsmechanismen, namentlich der RKKY-WW (Rudermann-Kittel-Kasuga-Yoshida-Wechselwirkung), dem Superaustausch und dem Doppelaustausch, die im Rahmen dieser Arbeit nicht näher erläutert werden.

3.2 Grundlagen des Mikromagnetismus

Im Allgemeinen versteht man unter Mikromagnetismus eine von Landau und Lifschitz [8] begründete halbklassische Kontinuumstheorie der magnetisch geordneten Materialien. Aufgrund der nicht-Lokalität und nicht-Linearität der mikromagnetischen Gleichungen können diese nur in einigen wenigen Sonderfällen analytisch gelöst werden. Jedoch lassen sich numerische Rechnungen zur Dynamik, sowie zur Bestimmung des statischen Gleichgewichtszustands der Magnetisierung durchführen.

Die Maxwell-Gleichungen beschreiben die Magnetisierung als eine über das Volumen gemittelte Größe. Die Theorie ist nur auf einer Längenskala ab einigen Millimetern gültig. Bei Strukturen im Nanometerbereich wird die magnetische Inhomogenität aufgelöst. Bereiche mit homogener Magnetisierung werden als Domänen bezeichnet. Der Gültigkeitsbereich des Mikromagnetismus bzw. der Domänentheorie bewegt sich auf Längenskalen, die größer als der atomare Gitterabstand aber kleiner als die Domänenwandbreite sind. Im Gegensatz zum klassischen Heisenberg-Modell, in dem die Magnetisierungskonfiguration durch einzelne diskrete atomare Momente dar-

¹Die Kritische Temperatur wird bei Antiferromagneten als Neel-Temperatur und bei Ferromagneten als Curie-Temperatur bezeichnet.

gestellt wird, beschreibt die Theorie des Mikromagnetismus die Magnetisierung mittels einer kontinuierlichen Funktion des Ortes. Dazu wird der betrachtete Körper in Subvolumina unterteilt. In jedem Teilvolumen werden die diskreten atomaren Momente zu einem mittleren Moment zusammengefasst. Dadurch wird ein Übergang zum kontinuierlichen Vektorfeld $\vec{M}(\vec{r})$ erzielt. Ausgangspunkt des Mikromagnetismus ist die orts- und zeitabhängige magnetische Polarisation $\vec{J}(\vec{r}, t)$, die sich wie folgt darstellen lässt

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\Delta \vec{\mu}(\vec{r}, t)}{\Delta V(\vec{r})}. \quad (1)$$

Dabei ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ die Vakuumpermeabilität, $\Delta \vec{\mu}$ das mittlere magnetische Moment und ΔV das betrachtete Teilvolumen. Der Betrag der magnetischen Polarisation innerhalb eines Ferromagneten ist für alle Zeiten konstant und wird als Sättigungspolarisation J_S bezeichnet

$$|\vec{J}(\vec{r}, t)| = J_S. \quad (2)$$

Die magnetische Polarisation lässt sich auf diese Weise anders schreiben

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = J_S \cdot \vec{m}(\vec{r}, t), \quad (3)$$

mit dem Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung $|\vec{m}(\vec{r}, t)|=1$. Die magnetische Polarisation ist über die folgende Beziehung mit der Magnetisierung \vec{M} verknüpft

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{J}(\vec{r}, t)}{\mu_0}. \quad (4)$$

3.3 Gesamtenergie eines Ferromagneten

Um die Magnetisierungskonfiguration eines Ferromagneten verstehen zu können, muss die Gesamtenergie des Systems betrachtet werden. Diese setzt sich wie folgt zusammen:

$$E_{Ges} = E_X + E_{Aniso} + E_H + E_{me} + E_{dem} + E_{ms}. \quad (5)$$

Dabei sind die ersten vier Terme nur von der lokalen Magnetisierung abhängig. Namentlich ist es die Austausch- (E_X), die Anisotropie- (E_{Aniso}), die Zeemann- (E_H) und die magnetoelastische Energie (E_{me}). Die letzten beiden Terme liefern Beiträge, die vom gesamten Vektorfeld und daher nicht nur von der lokalen Magnetisierung abhängen. Es handelt sich dabei um die Streufeldenergie (E_{dem}) und der magnetostriktiven Selbstenergie (E_{ms}).

Im Folgenden werden nur die für diese Arbeit relevanten Energien kurz erläutert. Für eine ausführliche Beschreibung der Energiebeiträge siehe [17].

3.3.1 Austauschenergie (E_X)

Der klassische Heisenberg-Hamiltonian (vgl. Kapitel 9.1) wird beschrieben durch

$$\hat{H}_X = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (6)$$

Aus diesem Hamiltonian kann die Austauschenergie gewonnen werden, welche für die parallele Ausrichtung der benachbarten Spins sorgt. Es ergibt sich der folgende Ausdruck für die Austauschenergie

$$E_X = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos\phi_{i,j}. \quad (7)$$

$\phi_{i,j}$ ist der Winkel zwischen den benachbarten magnetischen Momenten \vec{S}_i und \vec{S}_j und kann für fast parallele Spins wie folgt genähert werden

$$E_X = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos\phi_{i,j} \approx -J \sum_{\langle i,j \rangle} \left(1 - \frac{\phi_{i,j}^2}{2}\right) \quad (8)$$

$$\approx \text{const.} + \frac{J}{2} \sum_i \sum_{r_{i,j}} ((\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla) \vec{m})^2, \quad (9)$$

mit

$$\vec{S}_i \vec{S}_j = S^2 \cos\phi_{i,j} \approx S^2 \left(1 - \frac{\phi_{i,j}^2}{2}\right) \approx S^2 \left(1 - \frac{1}{2} |\vec{m}_j - \vec{m}_i|^2\right), \quad \text{sowie} \quad |\vec{m}_j - \vec{m}_i| \approx |(\vec{r}_{i,j} \cdot \nabla) \vec{m}|.$$

Dabei ist $r_{i,j}$ der Abstandsvektor zwischen den magnetischen Momenten \vec{S} . Der Konstante Term in Gleichung (9) wird im Weiteren nicht beachtet, da dieser lediglich für eine Nullpunkt Verschiebung der Energie sorgt. Die Summe kann schließlich in ein Integral umgeschrieben werden und es folgt für die Austauschenergie

$$E_X = \frac{c}{2} \frac{J}{a} \int_V (\nabla \vec{m})^2 dV = A \int_V (\nabla \vec{m})^2 dV. \quad (10)$$

A ist die Austauschkonstante, a die Distanz zwischen den benachbarten Spins und c eine weitere Konstante, die je nach Gittertyp variiert. Die Energie wird minimal, wenn die magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet sind. Des Weiteren werden häufig bei der Berechnung der Austauschenergie nur die nächsten Nachbarn berücksichtigt, was den Rechenaufwand stark verringert. Die Näherung bei der Berechnung kann durchgeführt werden, da J eine Funktion des Abstandes der beiden Spins ist und mit zunehmendem Abstand stark abfällt. So werden in der verwendeten OOMMF-Simulation nur die nächsten sechs Nachbarn beachtet. Zu beachten ist, dass in der OOMMF-Simulation nicht die Gitteratome als Nachbarn betrachtet werden, sondern die einzelnen Volumenelemente gemäß der Raumdiskretisierung (vgl. Kapitel 4.1).

3.3.2 Anisotropieenergie E_{Aniso}

Im Allgemeinen beschreibt die magnetische Anisotropie eine Vorzugsrichtung (easy axis) oder VorzugsEbene magnetischer Materialien für die Magnetisierung. Die Ursachen der Anisotropien liegen in der Dipolwechselwirkung und der Spin-Bahn-Kopplung. Aufgrund der langreichweiten Dipolwechselwirkung erzeugt die Probenform einen Beitrag zur Anisotropie, der bei dünnen Schichten dazu führt, dass die Magnetisierung meist in der Schichtebene liegt. Ferner koppeln Spin- und Bahndrehimpuls an das Kristallgitter des Materials, wodurch die Gesamtenergie von der Orientierung der Magnetisierung \vec{M} bezüglich der Kristallachsen abhängt. Dadurch kann eine bevorzugte Richtung der Magnetisierung innerhalb eines Ferromagneten beobachtet werden, welche nicht durch die von Heisenberg beschriebene Austauschwechselwirkung erklärt werden kann, da diese isotrop ist. Eine beträchtliche Modifikation der Spin-Bahn-Kopplung findet an der Oberfläche der betrachteten Körper statt, was zur Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropie führt.

Insbesondere beschreibt die **Kristallanisotropie** die bevorzugte Magnetisierung entlang bestimmter Kristallachsen, der sogenannten leichten Achse (easy axis). Damit reduziert eine bestimmte Ausrichtung der Atomorbitale, welche durch die Spin-Bahn-Kopplung mit den einzelnen Momenten verknüpft ist, den Orbitalüberlapp und somit die Coulombwechselwirkung. Die Kristallanisotropieenergie (E_K) lässt sich allgemein darstellen als:

$$E_K = J_S \int f_K(\vec{m}) dV. \quad (11)$$

Dabei lässt sich die Funktion $f_K(\vec{m})$ durch eine Potenzreihe in den Richtungskosinussen m_i der Magnetisierung darstellen und unterscheidet sich je nach Kristallsymmetrie [7]. Die Kristallanisotropieenergie bewirkt in dem betrachteten Mehrschichtsystem (vgl. Abb. 8) zwar keinen Beitrag, da es sich um Polykristalle handelt, wird aber der Vollständigkeitshalber für die allgemeine Variationsrechnung im Kapitel 3.4 erwähnt.

Eine weitere Form der Anisotropie ist die magnetostatische Energie oder **Streufeldenergie** (E_{dem}), auch Entmagnetisierungsenergie genannt, die von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung herührt und somit von der makroskopischen Form des Systems (Formanisotropie) beeinflusst wird. Sie beschreibt den Teil der magnetischen Feldenergie, den der Ferromagnet selbst erzeugt. Die Streufeldenergie ergibt sich aus dem Feld der magnetischen Polarisationsladungen, wobei sich die Polarisationsladungsdichten aus einem Volumen- λ_V und einem Oberflächenanteil σ_S zusammensetzen mit

$$\lambda_V = -\operatorname{div} \vec{m}, \quad \text{und} \quad \sigma_S = \vec{m} \cdot \vec{n}. \quad (12)$$

Dabei beschreibt \vec{n} die nach außen gerichtete Oberflächennormale. Das magnetische Potential

ist gegeben durch:

$$\Phi_d(\vec{r}) = \frac{J_S}{4\pi\mu_0} \left[\int \frac{\lambda_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \int \frac{\sigma_V(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \right]. \quad (13)$$

Die Streufeldenergie berechnet sich zu:

$$E_{dem} = -\frac{1}{2} J_S \int \vec{H}_d \cdot \vec{J}(\vec{r}) dV. \quad (14)$$

Mit (16) und $\vec{H}_d = -\Delta\Phi_d$ folgt schließlich:

$$E_{dem} = J_S \left[\int \lambda_V(\vec{r}') \Phi_d(\vec{r}) dV + \int \sigma_S(\vec{r}') \Phi_d(\vec{r}) dS \right]. \quad (15)$$

Bei der in dieser Arbeit betrachteten polykristallinen Probe sorgt die Formanisotropie, aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, für eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Schichtebene längs der langen Achse der Probe, sodass das Streufeld minimiert wird.

3.3.3 Zeemannenergie E_H

Wird ein äußeres Feld \vec{H}_0 angelegt, so wird die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten und dem externen Feld durch

$$E_H = -J_S \int \vec{H}_0 \vec{m} dV \quad (16)$$

beschrieben. Der Beitrag wird minimal bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung zum äußeren Feld.

3.3.4 Magnetostriktive Energie und magnetoelastische Selbstenergie

Die magnetoelastische Energie und die magnetoelastische Selbstenergie beschreiben die Auswirkungen einer äußeren mechanischen Spannung auf die Magnetisierung innerhalb der Probe. Außerdem kann auch ein äußeres Magnetfeld in der Probe eine geringe Formänderung nach sich ziehen. Die relative Formänderung und die damit einhergehenden Konfigurationsänderungen der Magnetisierung eines Ferromagneten sind jedoch sehr klein und werden aufgrund dessen in dieser Arbeit vernachlässigt.

3.4 Mikromagnetische Gleichungen

Die Gesamtenergie unter Vernachlässigung der Magnetostriktiven Energie und magnetoelastische Selbstenergie ergibt sich nach dem Obigen zu:

$$E_{Ges} = J_S \int \left[A(\nabla \vec{m})^2 + f_K(\vec{m}) - \vec{H}_0 \vec{J} - \frac{1}{2} \vec{H}_d \vec{J} \right] dV. \quad (17)$$

Gesucht ist eine theoretische Beschreibung, die es ermöglicht Magnetisierungskonfigurationen als Funktion eines äußeren Feldes zu bestimmen. Diese ergibt sich aus der Minimierung der Gesamtenergie, was einer Gleichgewichtsmagnetisierungskonfiguration gleich kommt. Erreicht wird diese durch ein Variationsverfahren mit $\delta E=0$ für $\vec{M} \rightarrow \vec{M} + \delta \vec{M}$, wobei bei der Variation nur die Richtung von \vec{M} variiert, der Betrag aber gleich bleibt [9]. Mit $\frac{\vec{J}}{J_S} = \vec{m}$ und den Maxwellschen Randbedingungen $\operatorname{div}(\mu_0 \vec{H}_d + \vec{J}) = 0$ und $\operatorname{rot} \vec{H}_d = 0$ folgt für die Variation:

$$\delta E_{Ges} = \int \left[2A(\vec{\nabla} \vec{m} \cdot \delta(\vec{\nabla} \vec{m})) + \vec{\nabla} f_K(\vec{m}) \cdot \delta \vec{m} - J_S \vec{H}_0 \cdot \delta \vec{m} - \frac{1}{2} J_S (\vec{H}_d) \cdot \delta \vec{m} + \vec{m} \cdot \delta \vec{H}_d \right] dV. \quad (18)$$

Unter Zunahme des Gaußschen Satzes liefert eine Umformung des ersten Terms:

$$\begin{aligned} \int (\nabla m_i) \cdot \nabla \delta m_i dV &= \int \left[\nabla \cdot [(\nabla m_i) \delta m_i] - (\nabla^2 m_i) \delta m_i \right] dV \\ &= \oint (\vec{n} \cdot \nabla) m_i \delta m_i dS - \int (\Delta m_i) \delta m_i dV. \end{aligned}$$

$\delta \vec{m}$ kann anders dargestellt werden zu:

$$\delta \vec{m} = \delta \theta \times \vec{m},$$

dabei beschreibt $\delta \theta$ eine kleine Vektorrotation. Zusätzlich gilt nach [10] $\int \vec{H}_d \cdot \delta \vec{m} dV = \int \vec{m} \cdot \delta \vec{H}_d dV$. Somit folgt für die Variation:

$$\begin{aligned} \delta E_{Ges} &= \int \vec{m} \times \underbrace{[-2A \Delta \vec{m} + \vec{\nabla} f_K(\vec{m}) - J_S (\vec{H}_0 + \vec{H}_{dem})]}_{-J_S \vec{H}_{eff}} \cdot \delta \theta dV + \\ &\quad + \int \vec{m} \times 2A(\vec{n} \cdot \nabla) \vec{m} \cdot \delta \theta dS = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Beide Integranden müssen verschwinden, da die obere Relation für beliebige $\delta \theta$ gelten soll. Dies führt zu den sogenannten Brownschen Gleichungen. Aus den ersten Integranden folgt, dass die Drehmomentdichte \vec{T}

$$\vec{T} = J_S \vec{m} \times \vec{H}_{eff} \quad (20)$$

über das effektive magnetische Feld \vec{H}_{eff} auf die Magnetisierung wirkt, überall verschwinden soll. Die Gesamtenergie nimmt einen stabilen Zustand an, wenn die Magnetisierung parallel zu dem effektiven Feld steht. Der Zweite Integrand führt zu der Schlussfolgerung, dass

$$(\vec{n} \nabla) \vec{m} = 0 \quad (21)$$

sein soll. In Worten ausgedrückt bedeutet diese Relation, dass die Ableitung der Magnetisierung in Richtung der Oberflächennormalen an der Oberfläche verschwindet. Eine nähere Beschreibung befindet sich beispielsweise in [11].

3.5 Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung

Die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung gibt die Bewegungsgleichung der Magnetisierung unter dem Einfluss eines effektiven Magnetfeldes an und wird im Folgenden quasiklassisch entwickelt [12]. Geht man von einem mechanischen Drehmoment \vec{T} aus, so lässt sich Gleichung (20) als zeitliche Ableitung des Drehimpulses \vec{L} darstellen durch:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{T} = [\vec{J} \times \vec{H}_{eff}]. \quad (22)$$

Das magnetische Moment \vec{J} und der Drehimpuls sind über die folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$\vec{J} = -|\gamma| \cdot \vec{L}.$$

Dabei ist $\gamma = \frac{g_e \mu_B}{\hbar}$ das gyromagnetische Verhältnis, g_e der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Moment. Somit kann die obere Gleichung (22) zu einer allgemeinen Bewegungsgleichung umgeschrieben werden:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = -\gamma [\vec{J} \times \vec{H}_{eff}]. \quad (23)$$

Zusätzlich wurde von Landau und Lifschitz ein Dämpfungsterm eingeführt, der Auskunft über den Energieverlust des Drehimpulses beinhaltet (vgl. Abb. 4).

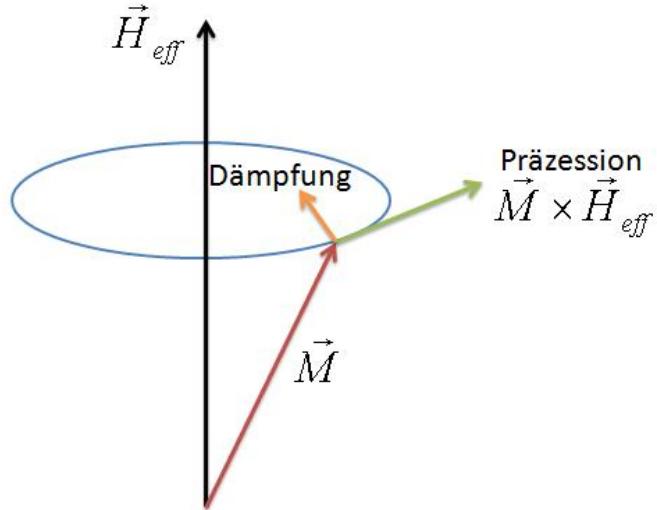


Abbildung 4: Gedämpfte Präzession der Magnetisierung, in einem räumlich und zeitlich konstanten effektiven Magnetfeld.

Dies führt unter Berücksichtigung von Gleichung (7) zu der sogenannten Landau-Lifschitz Glei-

chung:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma|\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad (24)$$

Dabei ist α eine dimensionslose Dämpfungskonstante. Diese Gleichung ist äquivalent zu der Gilbert Darstellung der Präzisionsbewegung. Eine verallgemeinerte Darstellung beider Bewegungsgleichungen führt zu der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{|\gamma|}{1+\alpha^2}(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha|\gamma|}{M_S(1+\alpha^2)} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})]. \quad (25)$$

Die Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung beschreibt die Präzession eines magnetischen Momentes um die Richtung der Magnetisierung, oder in anderen Worten die kohärente Präzession der gesamten, homogenen Magnetisierung der Probe in einem effektiven Magnetfeld \vec{H}_{eff} .

3.6 Spinwellen

Von Spinwellen wird bei einer kollektiven Anregung der Magnetisierung gesprochen. Die Entstehung der Spinwellen ist auf die Austauschwechselwirkung und die dipolaren Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten zurückzuführen, wobei je nach Wellenlänge der Spinwelle eine der beiden Wechselwirkung überwiegt. So dominiert die Austauschwechselwirkung bei kleinen Wellenlängen und bei großen Wellenlängen die Dipolwechselwirkung, da in einem solchen Fall die Verkippung der benachbarten Spins gegeneinander als sehr gering angenommen werden kann. Durch lösen der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung unter Beachtung der Maxwell-Gleichungen ergibt sich die Dispersionsrelation der Spinwellen.

Im folgendem wird ein unendlich ausgedehnter, isotroper und in x-Richtung polarisierter Ferromagnet betrachtet. Im Falle einer endlich ausgedehnten Wellenlänge kann die Austauschwechselwirkung komplett vernachlässigt werden. Die zugehörige Magnetisierung und das magnetische Feld kann in einen statischen und einen dynamischen Anteil zerlegt werden:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t) = \begin{pmatrix} M_0 \\ m_y \cdot \exp(i\omega t) \\ m_z \cdot \exp(i\omega t) \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Analogen gilt für \vec{H} . Werden die dynamischen Anteile als sehr klein gegenüber den statischen Komponenten angenommen, also $|\vec{m}| \ll |\vec{M}_0|$ und $|\vec{h}| \ll |\vec{H}_0|$ führt die Lösung der Bewegungsgleichung auf die folgende Wellengleichung:

$$\omega = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_S \sin^2(\varphi))}. \quad (27)$$

Wird die Austauschwechselwirkung, also auch Spinwellen endlicher Wellenlänge, in die Rechnung miteinbezogen ergibt sich die allgemeine Lösung für die Dispersionsrelation zu:

$$\omega = \gamma \sqrt{(H_0 + Dk^2)(H_0 + Dk^2 + 4\pi M_S \sin^2(\varphi))}. \quad (28)$$

Dabei beschreibt φ den Winkel zwischen der statischen Magnetisierung und dem Wellenvektor der Spinwelle und $D=2A/M_s$ ist die sogenannte Austausch-Steifigkeitskonstante. Die Dispersionsrelation wurde unter der Annahme einer unendlich ausgedehnten Probe bestimmt. Beträgt man hingegen eine dünne Schicht, so werden drei Spezialfälle der auftretenden Moden differenziert. Je nach Orientierung des Wellenvektors \vec{k} zur Magnetisierung \vec{M} werden die Oberflächenmode/Damon-Eshbach-Mode ($\vec{k} \perp \vec{M}$ und $\vec{M} \parallel$ Schichtebene), die magnetostatische Backward-Volumenmode ($\vec{k} \parallel \vec{M}$ und $\vec{M} \parallel$ Schichtebene) und die magnetostatische Forward-Volumenmode ($\vec{k} \perp \vec{M}$ und $\vec{M} \perp$ Schichtebene) unterschieden. Die Dispersionsrelation der Moden ist in der folgenden Abbildung 5 dargestellt.

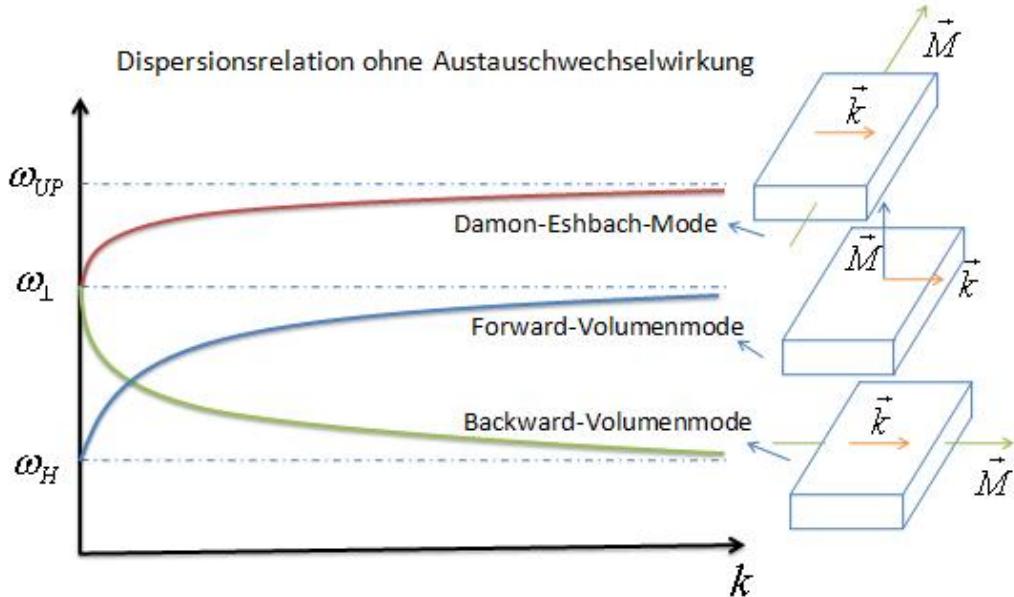


Abbildung 5: Gezeigt ist die Dispersionsrelation niedrigster Moden in einem dünnen Film, unter Beachtung der Dipolwechselwirkung. Dabei entspricht $\omega_{up} = \gamma H_0 + \frac{4\gamma\pi M_S}{2}$, $\omega_{\perp} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_S)}$ und $\omega_H = \gamma H_0$.

In der hiesigen Simulation befindet sich die Magnetisierung parallel zur Probenfläche. Aus der Abbildung 5 ist ersichtlich, dass unter einer Spinwellenfrequenz von $\omega_H = \gamma H_0$ keine Spinwellenpropagation stattfinden kann.

Wird zusätzlich die endliche Probengeometrie, sowie das durch die laterale Geometrie entstehende Streufeld in die Berechnung der Dispersionsrelation miteinbezogen, so lässt sich diese nicht mehr analytisch lösen. Das Streufeld H_{dem} wird zum angelegten Feld H_0 addiert, woraus sich

das in der Probe herrschende innere Feld H_{int} ergibt. Unabhängig von der mathematischen Beschreibung der Dispersion kann approximiert werden, dass ω_H und ω_{\perp} Funktionen des inneren Feldes $H_{int} = H_0 + H_{dem}$ sind. Ändert sich das innere Feld, so ist eine Verschiebung des Dispersionsspektrums die Folge (vgl. Abb. 6). Eine Spinwelle kann sich klassisch nur zwischen zwei Bereichen mit verschiedenen H_{int} bewegen, wenn die zugehörigen Dispersionsspektren überlappen.

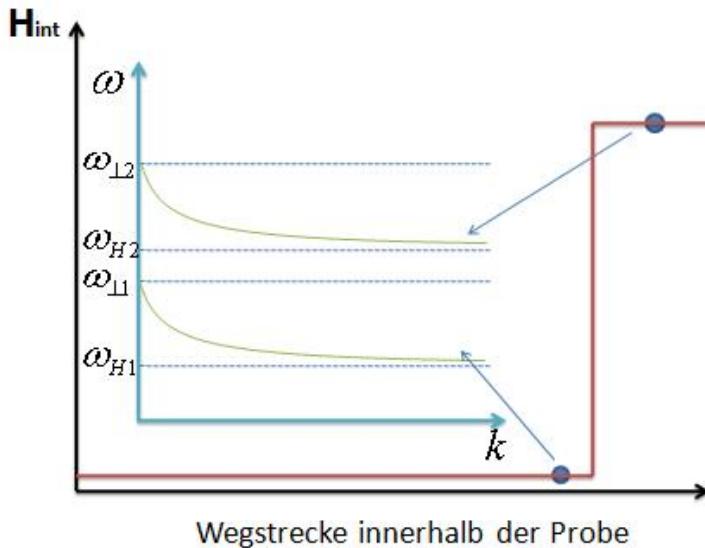


Abbildung 6: Zur Veranschaulichung der Verschiebung des Dispersionsspektrums: Dargestellt ist ein Feldverlauf H_{int} in Abhängigkeit von einer beliebig skalierten Wegstrecke innerhalb eines Ferromagneten. Sowie die zugehörigen Dispersionsspektren der Backward-Volumenmode für zwei unterschiedliche Werte, für das innere Feld.

4 OOMMF

OOMMF (Object Oriented Micro Magnetic Framework) ist ein objektorientiertes Programm zur mikromagnetischen Simulation des Verhaltens von magnetischen Strukturen. Geschrieben wurde es vom National Institute of Standards and Technology (NIST) und ist frei erhältlich². Zur Auswahl stehen zwei Programmpakete. Diese sind *mmSolve*, um zweidimensionale Rechnungen durchzuführen und das in dieser Arbeit verwendete *Oxsii*, um dreidimensional zu rechnen. Zu Beginn der Simulation werden die mikromagnetischen Modelparameter in einer MIF 2.1-Datei mittels Tcl definiert. Dazu gehören die Geometrie der Probe, sowie die dazugehörige Diskretisierung des Raumes, magnetische Eigenschaften der betrachteten Materialien und die wirkenden Felder. Für eine detaillierte Einführung wird auf die Dokumentation [13] verwiesen.

²<http://math.nist.gov/oommf/>

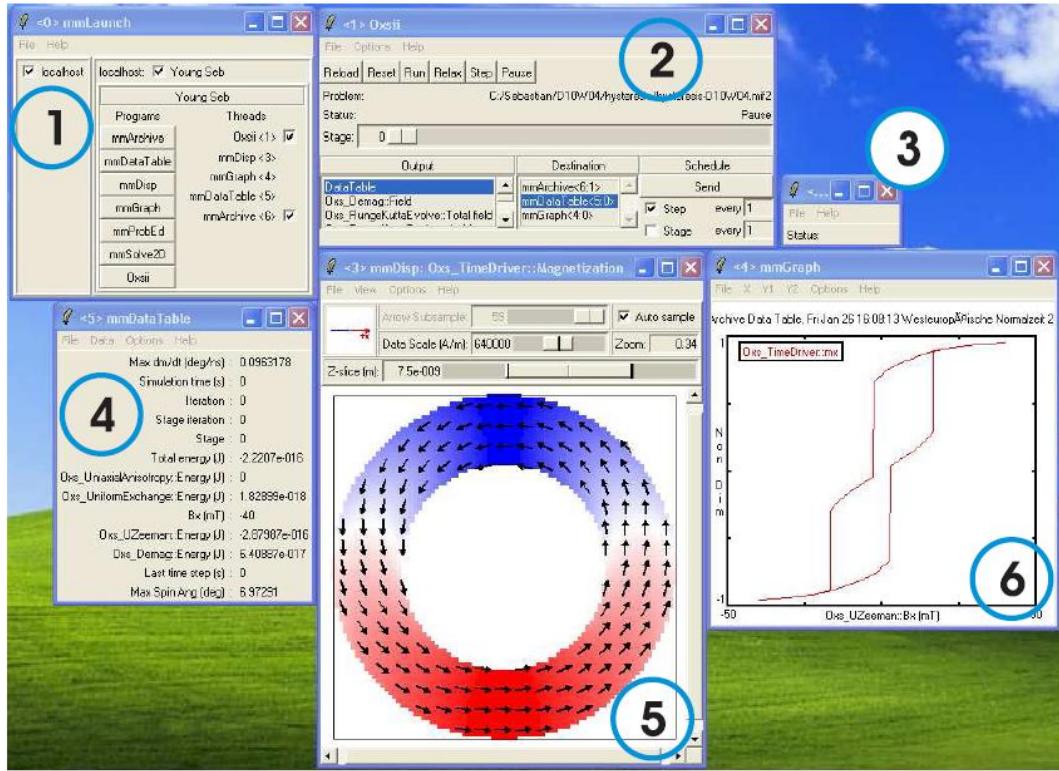


Abbildung 7: Zur Veranschaulichung der graphischen OOMMF-Oberfläche. Über das Hauptprogramm (1) können die gewünschten Module ausgewählt werden. So auch *Oxsii* (2) mit dem die entsprechende MIF-Datei geladen und die Simulation gestartet und gesteuert wird. Desweiteren kann zwischen verschiedenen Ausgabefenstern (4), (5), (6) gewählt werden. Das *mmDisp* (5) beispielsweise visualisiert die Magnetisierung der untersuchten Probe durch Vektorgraphiken. Das Archivmodul (6) ist in der Lage sämtliche Daten zu speichern. [14]

4.1 Diskretisierung des Raumes

In OOMMF muss die Probe (vgl. Abb. 8) in regelmäßige kubische Zellen unterteilt werden. Die Ausdehnung der Probe muss ein ganzes Vielfaches der Diskretisierungslänge sein. Die einzelnen Volumenelemente können über ihre Indizes adressiert werden und enthalten den Magnetisierungsvektor, der Länge eins, in der Mitte der Zelle (vgl. Abb. 9).

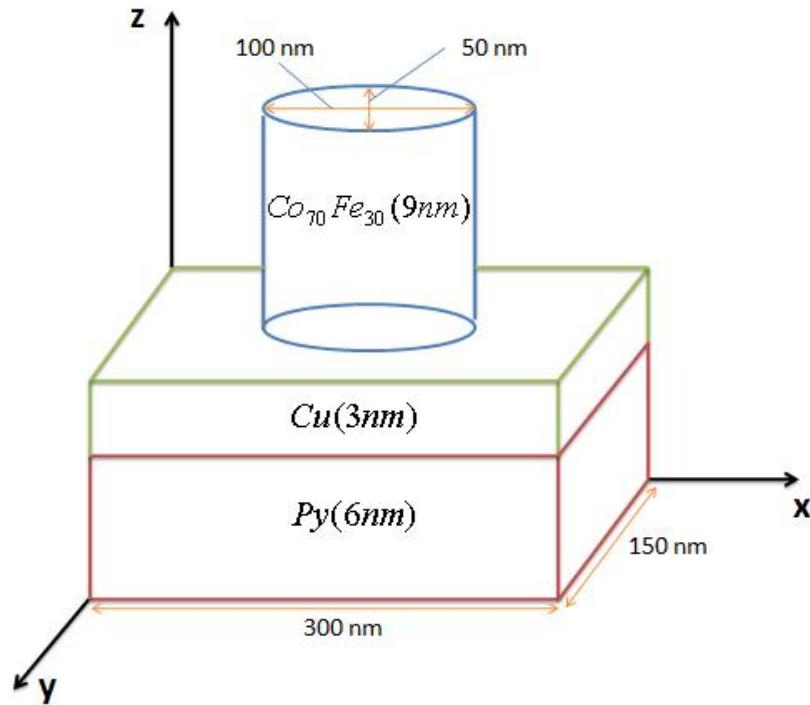


Abbildung 8: Schematische Darstellung der untersuchten Probengeometrie.

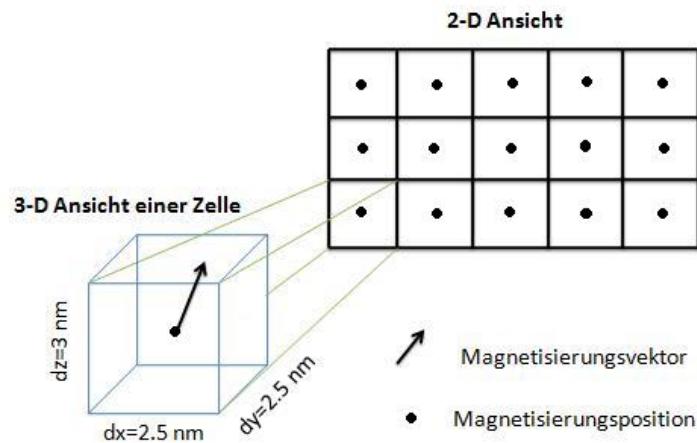


Abbildung 9: Raumdiskretisierung des Ferromagneten mit den verwendeten Parametern der Zellgröße.

Die Ausdehnung der Py-Schicht wird anders als im Experiment (siehe Kapitel 2) auf $150\text{nm} \times 300\text{nm}$ reduziert, um eine akzeptable Simulationszeit zu gewährleisten.

4.2 Mikromagnetische Simulationsrechnung

Mit dem Simulationsprogramm können sowohl statische als auch dynamische Simulationen durchgeführt werden.

Statische Simulationen modellieren die zeitunabhängige Gleichgewichtsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$ der Probe und sind nur für reversible Prozesse sinnvoll. So kann zum Beispiel das interne Feld der Probe bei gegebener Magnetisierungskonfiguration bestimmt werden. Ein Gleichgewichtszustand wird erreicht, wenn die Gesamtenergie des magnetischen Systems minimal wird, was der Minimierung der Gibbsschen freien Enthalpie gleichkommt [15]. Wird der Druck, die Temperatur, das Volumen (Vernachlässigung der magnetoelastischen Prozesse) und das externe Feld konstant gehaltenen, so setzt sich die freie Enthalpie des Systems aus den bereits in Kapitel 3.3 beschriebenen Energiebeiträgen zusammen:

$$G = U - TS + pV - \int \vec{H}_0 \vec{M} dV = E_X + E_{Aniso} + E_{dem} + E_H. \quad (29)$$

Ein Variationsverfahren mit $\delta G=0$ für $\vec{M} \rightarrow \vec{M} + \delta\vec{M}$, führt zu den Brownschen Gleichungen (vgl. Kapitel 3.4). So wird die Minimierung der Gibbsschen freien Enthalpie, zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes, in OOMMF vom Lösungsalgorithmus durchgeführt, der eine Minimierung des Dämpfungsterms $|\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})|$ der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung anstrebt.

Möchte man Informationen über die Dynamik der Magnetisierung erfahren, muss die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung erfasst werden. Für dynamische Magnetisierungsvorgänge ist es von Nöten die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung zeitlich zu integrieren, was mit iterativen Verfahren geschieht [18]. Die Iteration erfolgt über ein Zeitintervall über alle Zellen bis ein Abbruchkriterium erreicht ist. Je kleiner das gewählte Zeitintervall, über das integriert wird, um so exakter ist die Näherung. Um dies näher zu erläutern, kann der Wert der Magnetisierung zur Zeit $t_k + 1$ umgeschrieben werden zu:

$$M(t_k + 1) = M(t_k) + \int_{t_k}^{t_k + h} f(M(\tau), \tau) d\tau. \quad (30)$$

Dabei ist $M(t_k)$ das Ergebnis des vorangegangenen Iterationsschrittes und $f(M(t), t)$ entspricht der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung zur Zeit t . Eine wesentliche Vereinfachung ergibt sich falls die Werte von $M(t)$ in einem kleinen Bereich linearisiert werden. Es entsteht somit aber auch ein gewisser Fehler der Iteration. Damit folgt aus (31):

$$M(t_k + 1) = M(t_k) + h \cdot f(M(t_k), t_k). \quad (31)$$

Das Ergebnis von (31) wird in (30) eingesetzt und die Rechnung erfolgt erneut bis ein Abbruchkriterium erreicht ist. Das beschriebene Iterationsverfahren wird als das Euler-Verfahren bezeichnet (vgl. Abb. 10) und kann neben dem Runge-Kutta Verfahren [16] im OOMMF-Programm

ausgewählt werden.

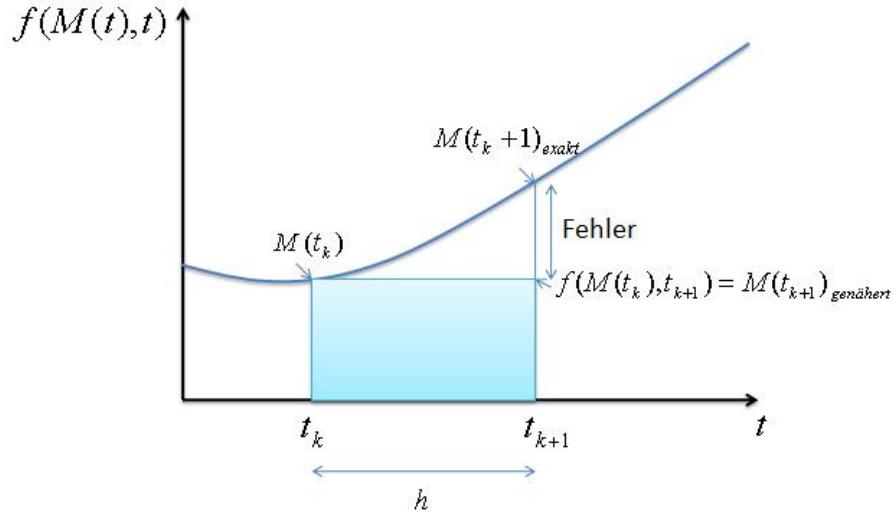


Abbildung 10: Veranschaulichung zur Lösung der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung nach dem Euler-Verfahren.

In dieser Arbeit wird zwar eine statische Simulation durchgeführt (es wird der Gleichgewichtszustand gesucht), jedoch ein dynamisches Abbruchkriterium für die Gleichgewichtsverteilung benutzt. Mit jedem neu angelegten Feld H_0 setzt eine Präzessionsbewegung ein, die nach einer gewissen Abklingzeit in eine neue Gleichgewichtslage übergeht (vgl. Abb. 11). Als Abbruchbedingung wird ein möglichst kleiner Wert für $\frac{dM}{dt}$ definiert. Wird dieser Wert von der Dynamik der magnetischen Momente erreicht, so stoppt die Iteration und die zugehörigen Daten werden in einer Ausgabedatei gespeichert. Anschließend kann das äußere Magnetfeld geändert werden, wodurch eine neue Iterationsrechnung beginnt.

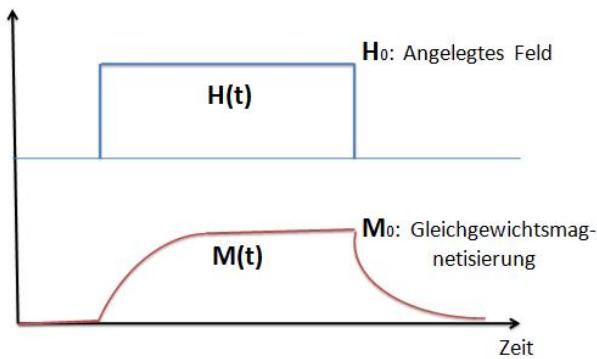


Abbildung 11: Magnetisierungsdynamik beim Ein- und Ausschalten eines Magnetfeldes. Mit kleiner werdenden Werten für die Steigung $\frac{dM(t)}{dt}$ nähert sich das System der Gleichgewichtslage.

5 Simulation und Ergebnisse

Die Simulation wurde für verschiedene externe Felder H_0 zwischen -5000 Oe und 5000 Oe in 5 Oe Schritten durchgeführt. Des Weiteren wurde, dem Experiment (siehe Kapitel 2) entsprechend, für jedes angelegte Feld jeweils ein Winkel von 5° , 25° und 45° zur langen Hauptachse der Ellipse, angenommen. Die für die Simulation relevanten Parameter sind in Tabelle 1 dargestellt. Für die Längenparameter der Probe (vgl. Abb. 8) wurden jene Parameter der Abbildungen 9 benutzt. Die zugehörige OOMMF-MIF-Datei befindet sich im Anhang Kapitel (siehe Kapitel 9.2).

Material	Sättigungsmagnetisierung [A/m]	Austauschkonstante	Abbruchbedingung	Dämpfungsparameter
Permaloy	$Ms_1=795774,72$	1,3e-11	$\frac{dm}{dt} = 1$	$\alpha=0,1$
$Co_{70}Fe_{30}$	$Ms_2=1432800$	3,0e-11		

Tabelle 1: Relevante Parameter.

5.1 Magnetisierungskonfiguration der Probe

Die folgenden Simulationsbilder zeigen die Magnetisierungskonfiguration und das entmagnetisierende Feld entlang einer x-y-Ebene durch die Probe (vgl. Abb. 12 bis 19). Die Pfeile repräsentieren die Ausrichtung und die Stärke der Magnetisierung (gegeben durch die Pfeildicke) bzw. des Entmagnetisierungsfeldes. Des Weiteren stellen unterschiedliche Farben des Hintergrundes verschiedene Größen dar:

- Bei der Magnetisierung

Hintergrundfarbe: Grün-Weiß-Orange, M_y

- Beim Streufeld

Hintergrundfarbe: Grün-Weiß-Orange, Entmagnetisierungsfeld H_{dem}

Wird die Farbeinstellung Grün-Weiß-Orange auf M_y angewendet, so werden die y-komponentigen Magnetfeldvektoren, die in die xz-Ebene zeigen ($y<0$) grün markiert. Diejenigen die in der y-Ebene liegen ($y=0$) sind Weiß und die die aus der xz-Ebene zeigen ($y>0$) werden orange markiert. Die selbe Farbeinstellung auf das Streufeld H_{dem} angewandt zeigt die Größe der Beträge an, angefangen bei kleinen Werten (grün) bis zum maximalen Betrag (Orange).

Die folgenden Simulationsbilder zeigen einen Schnitt parallel zur xy-Ebene (gemäß Abb. 8) durch das Permaloy- und $Co_{70}Fe_{30}$ -Material für vier unterschiedliche externe Felder, mit einem Winkel von 25° zur Leichten Achse. Die leichte Achse entspricht in allen Simulationsbildern stets der x-Achse. Es wird jeweils die Magnetisierungskonfiguration und das Streufeld H_{dem} innerhalb der selben Schichtebene dargestellt.

Angelegtes Feld: $H_0=5000$ Oe

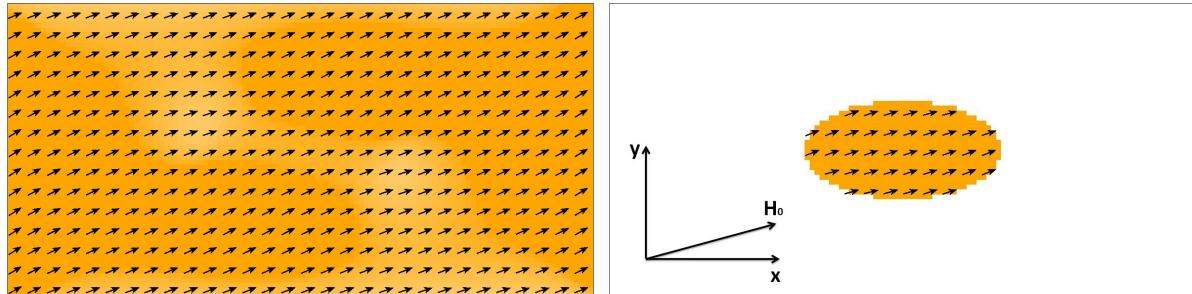


Abbildung 12: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}$ (9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

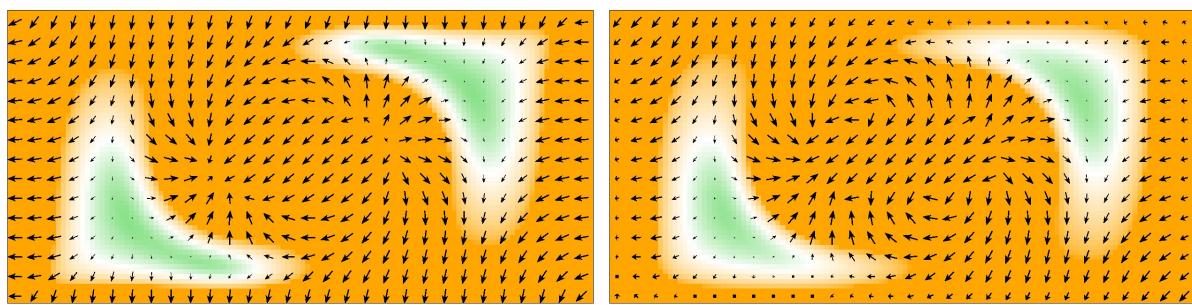


Abbildung 13: Streufeld entlang der Schichtebenen einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}$ (9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

Angelegtes Feld: $H_0=2000$ Oe

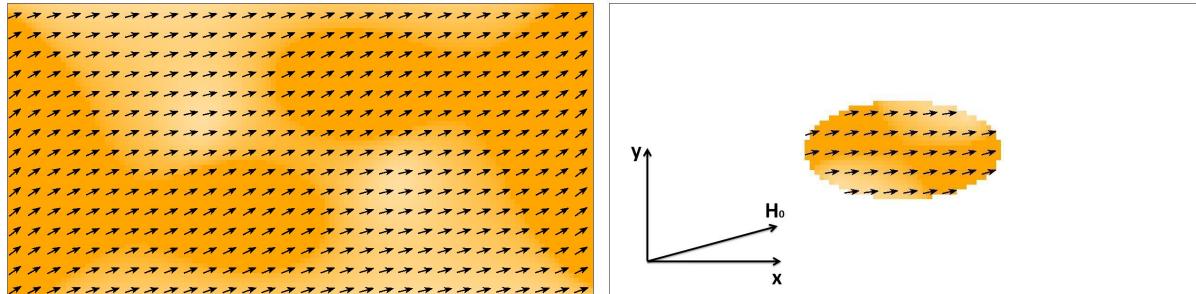


Abbildung 14: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}$ (9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

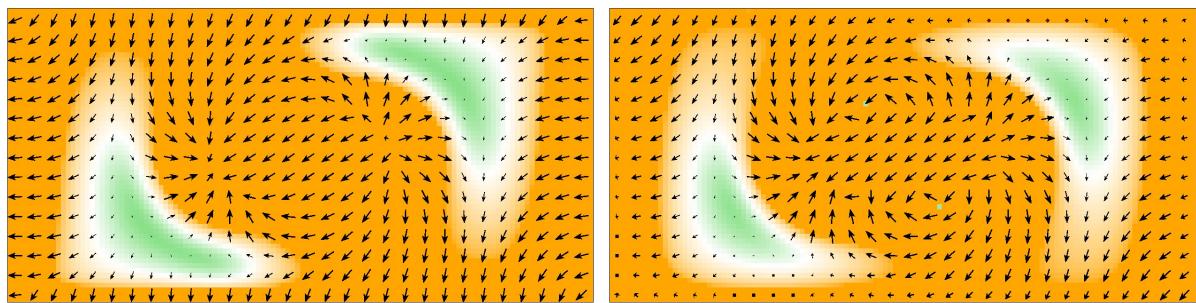


Abbildung 15: Streufeld entlang der Schichtebenen einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}$ (9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

Angelegtes Feld: $H_0=1000$ Oe

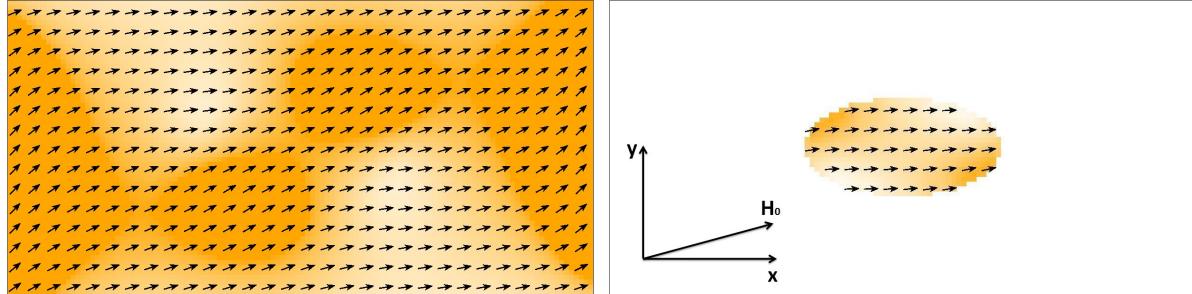


Abbildung 16: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}(9\text{nm})$ elliptischen Zylinders (rechts).

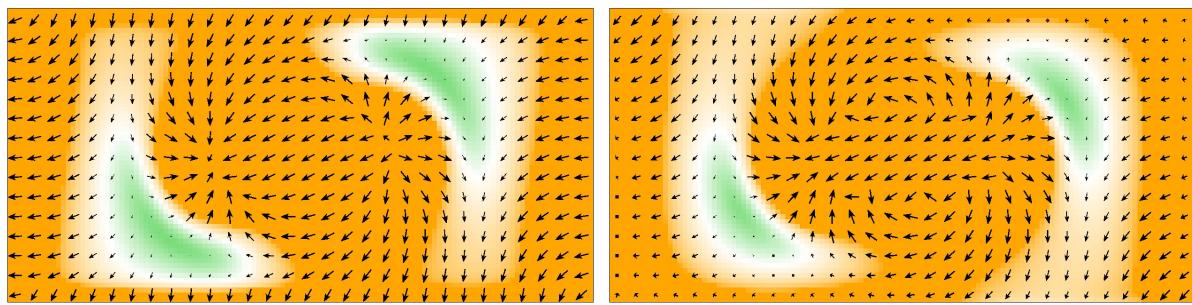


Abbildung 17: Streufeld entlang der Schichtebenen einer $300\text{nm} \times 150\text{nm}$ Py(6nm) Schicht (links) und eines $100\text{nm} \times 50\text{nm}$ $Co_{70}Fe_{30}(9\text{nm})$ elliptischen Zylinders (rechts).

Angelegtes Feld: $H_0=500$ Oe

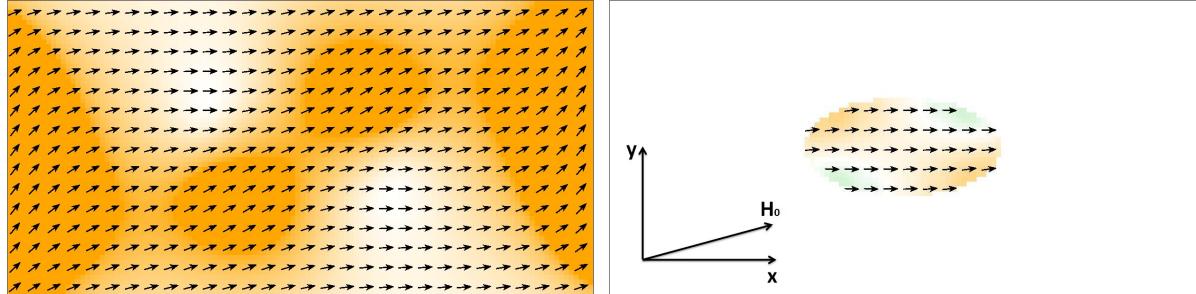


Abbildung 18: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer 300nm×150nm Py(6nm) Schicht (links) und eines 100nm×50nm Co₇₀Fe₃₀(9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

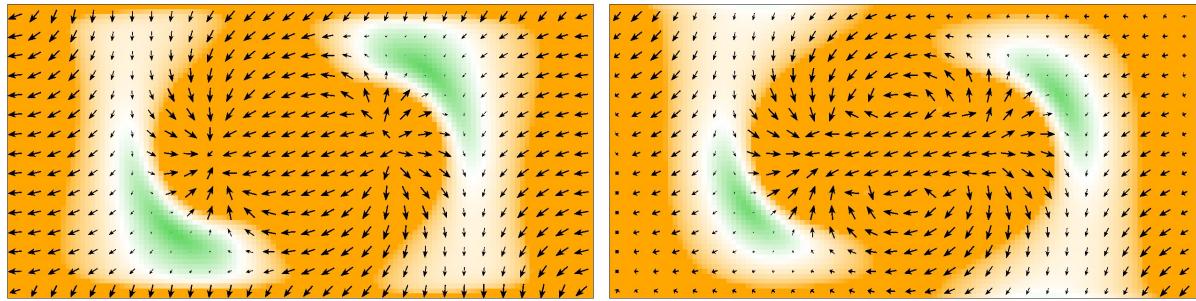


Abbildung 19: Streufeld entlang der Schichtebenen einer 300nm×150nm Py(6nm) Schicht (links) und eines 100nm×50nm Co₇₀Fe₃₀(9nm) elliptischen Zylinders (rechts).

Bei der Magnetisierungskonfiguration innerhalb der Py-Schicht und des Co₇₀Fe₃₀ elliptischen Zylinders ist bei hohen Feldern deutlich zu erkennen, wie die magnetischen Momente sich in Feldrichtung des externen Feldes H_0 ausrichten (vgl. Abb. 12 und 14). Die magnetischen Momente der Ellipse und der Py-Schicht sind ca. parallel ausgerichtet. Somit ist die Polarisationsrichtung der durch die Ellipse polarisierten Elektronen richtungsgleich mit der Magnetisierungsrichtung innerhalb der Py-Schicht. Bei dieser Konstellation ist der Übertrag des Drehmoments auf die magnetischen Momente innerhalb der Py-Schicht minimal. Vergleiche hierzu Abbildung 20.

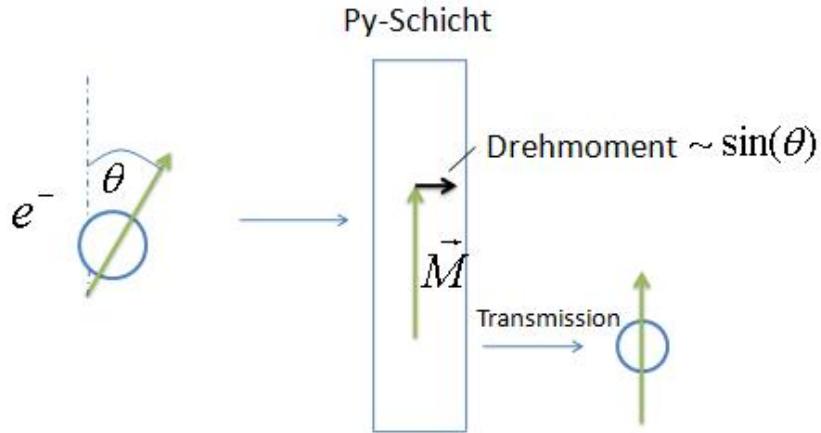


Abbildung 20: Ein Strom spinpolarisierter Elektronen wird an der Py-Schicht je nach Polarisationsrichtung der Elektronen transmittiert oder reflektiert. Unter der Annahme, dass die Py-Schicht ein perfekter Spinfilter ist, werden alle Elektronen mit Spin parallel zur Magnetisierung transmittiert. Die nach der Transmission fehlende transversale Spinkomponente der einfallenden polarisierten Elektronen wird als Drehmoment an die Magnetisierung der Py-Schicht abgegeben. Das Drehmoment ist dabei proportional zum angelegten Strom und dem $\sin(\theta)$, wobei θ den Winkel zwischen \vec{M} und der Spinquantisierungsachse \vec{S} darstellt.

Bei sinkenden Werten für H_0 ist eine inhomogene Drehung³ der Magnetisierung in der Py-Schichtebene, direkt unterhalb der Ellipse, erkennbar (vgl. Abb. 16 und 18). Die Drehung der magnetischen Momente in Richtung der leichten Achse, innerhalb der Ellipse, ist jedoch wesentlich größer. Dies führt zu einer Erhöhung des Winkels θ (vgl. Abb. 20) zwischen der Polarisationsrichtung der Elektronen und der magnetischen Ausrichtung innerhalb der Py-Schicht und damit zu einem vorteilhaften Übertrag des Drehmoments im Vergleich zu großen Werten von H_0 .

Für größer werdende Winkel zwischen dem externen Feld und der leichten Achse des Systems nimmt auch der Winkel θ zwischen \vec{M} und \vec{S} zu und damit der Drehmomentübertrag. Diese Tatsache wird besonders in der folgenden Gegenüberstellung der Simulationsbilder (vgl. Abb. 24) für eine Winkeleinstellung von 45° und 5° zwischen dem angelegten Feld $H_0 = 500$ Oe und der leichten Achse deutlich.

³Die Drehung der Magnetisierung innerhalb der Schichten kann an der weißen Hintergrundfarbe, also der Magnetisierungskomponente M_y gut verfolgt werden.

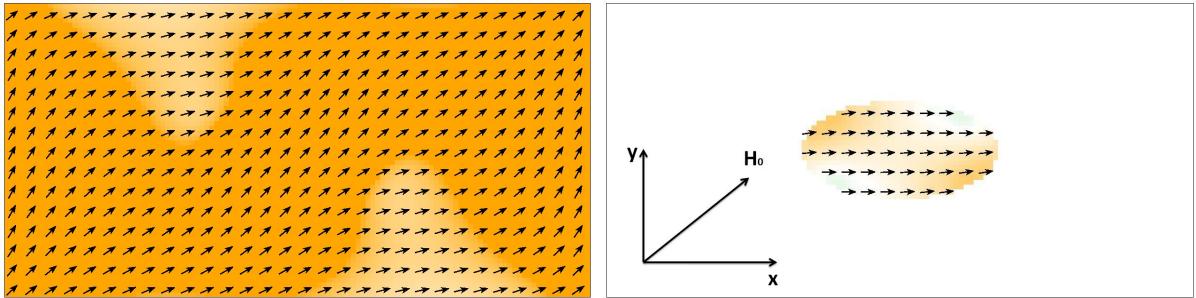


Abbildung 21: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer 300nm \times 150nm Py(6nm) Schicht (links) und eines 100nm \times 50nm Co₇₀Fe₃₀(9nm) elliptischen Zylinders (rechts) bei 45° und $H_0 = 500$.

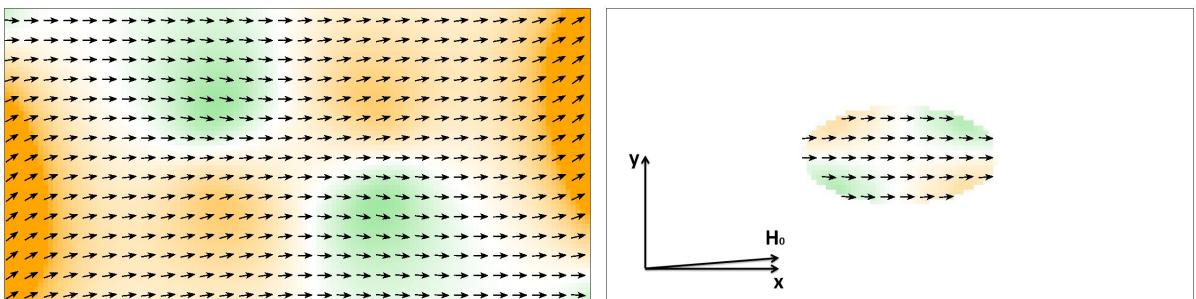


Abbildung 22: Magnetisierungskonfiguration innerhalb einer 300nm \times 150nm Py(6nm) Schicht (links) und eines 100nm \times 50nm Co₇₀Fe₃₀(9nm) elliptischen Zylinders (rechts) bei 5° und $H_0 = 500$.

Die Simulationsbilder des Streufeldes zeigen einige Verwirbelungen in beiden betrachteten Schichten (vgl. Abb. 13, 15, 17 und 19). Das entmagnetisierende Feld ist nur teilweise gegen das angelegte Feld H_0 gerichtet. Aufgrund der Probengeometrie existieren auch Teilbereiche die Richtungsgleich mit dem externen Feld sind. Demnach ist zu erwarten, dass das innere Feld, welches sich aus der Summation der Beiträge des angelegten Feldes und des Streufeldes ergibt, starken Schwankungen entlang der Py-Schicht unterliegt. Zum einen wird das externe Feld abgeschwächt, falls das Streufeld in die entgegengesetzte Richtung zeigt, aber auch verstärkt, wenn das Streufeld richtungsgleich mit dem externen Feld verläuft. Insbesondere in der Nähe der Ränder des Zylinders muss die Größenänderung des inneren Feldes deutlich sein, da sich genau an dieser Stelle die Pfeilrichtungen umkehren. Die Streufeldstärke entlang der Probe unterscheidet sich nicht nur in Richtung, sondern auch bezüglich ihres Betrages (erkennbar an der Pfeilgröße und der Hintergrundfarbe, die ebenfalls den Betrag veranschaulicht). So sinkt die Stärke des Streufeldes H_{dem} in der Raumregion um die Ellipse mit sinkenden Feld H_0 (vgl. Abb. 13 und 19).

Das dargestellte Streufeld lässt schon ein ungefähres Bild des inneren Feldes erahnen, erlaubt jedoch nicht einen genauen Wert des Feldes für die einzelnen Konfigurationen anzugeben. Um die Feldverteilung innerhalb des Py-Materials unter dem Einfluss des Co₇₀Fe₃₀-Zylinders in Zahlen-

werten darstellen zu können, ist es wünschenswert aus der Datenmenge einen Graph zu erstellen, indem die Feldstärke entlang von Schnitten durch die Py-Schicht, unterhalb des elliptischen Zylinders, gegeben ist. Um dies zu erreichen, müssen die Datenpunkte entlang der vorgegebenen Richtung aus dem Datenpool der OOMMF-Simulation extrahiert werden. Das Vorgehen wird im nächsten Abschnitt erläutert.

6 Feldstärke entlang einer vorgegebenen Wegstrecke

Die OOMMF Ausgabedatei für das Entmagnetisierungsfeld besteht aus drei Spalten und unterteilt das Streufeld in drei Komponenten und zwar in x-, y- und z-Richtung. Die Anzahl der Zeilen in der Ausgabedatei entspricht der Anzahl der Zellen, in die die Probe unterteilt wurde. Dabei ist x der sogenannte schnelle Index. Es werden also zuerst die Raumvolumina in x-Richtung aufgefüllt. Ist dies erfüllt wird der y-Wert um eins erhöht. Ist auch y vollständig besetzt so wird der z-Wert heraufgesetzt. Somit kann für jede Zeile der Ausgabedatei eine genaue Position in der Probe bestimmt werden. Da die Ausdehnung jeder Zelle bekannt ist, kann auch jeder Magnetisierungsposition ein wohldefinierter Wert in Längeneinheiten, innerhalb eines gedachten 2-D.-Koordinatensystems zugeordnet werden. Um nun relevante Werte entlang einer Wegstrecke zu extrahieren, wird eine Gerade mit einem variablen Winkel durch die betrachtete Py-Schicht gelegt, die unterhalb des elliptischen Zylinders durch die Py-Schicht verläuft (vgl. Abb. 23).

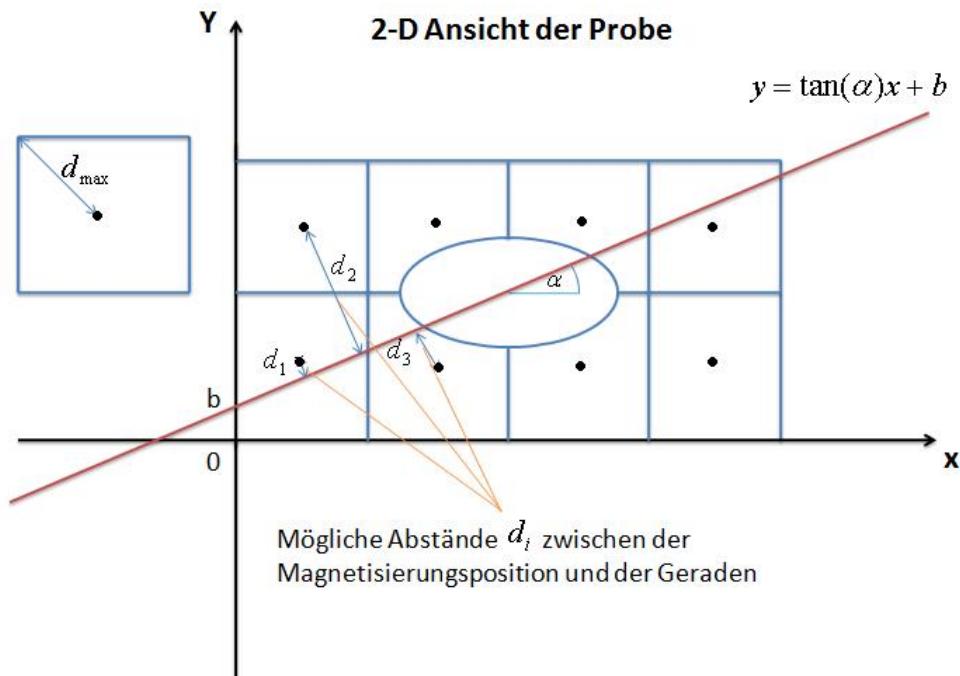


Abbildung 23: Veranschaulichung der Auswahl von Datenpunkten entlang einer Geraden.

Der Winkel zwischen der Geraden und der x-Achse entspricht dem des angelegten Feldes H_0 ,

so dass das Streufeld den maximalen Beitrag liefert. Entlang dieser Geraden werden alle Magnetisierungvektorbeträge, mit dem Abstand $d_i \leq d_{max}$ zwischen der Magnetisierungsposition und der Geraden, zusammen mit deren Position entlang der Wegstrecke, in eine Datei extrahiert. Dies wurde mittels eines in awk geschriebenen Programs realisiert (siehe Anhang Kapitel 9.3). Das auf diese Weise gewonnene innere Feld im Permalloy, unter dem Einfluss des oberhalb liegenden $Co_{70}Fe_{30}$ -Zylinders, wird für unterschiedliche externe Feldstärken in den folgenden Abbildungen dargestellt. Eine Zusammenstellung der relevanten Ergebnisse befindet sich in den nachfolgenden Tabellen.

Angelegtes Feld H_0 bei 5° zur x-Achse

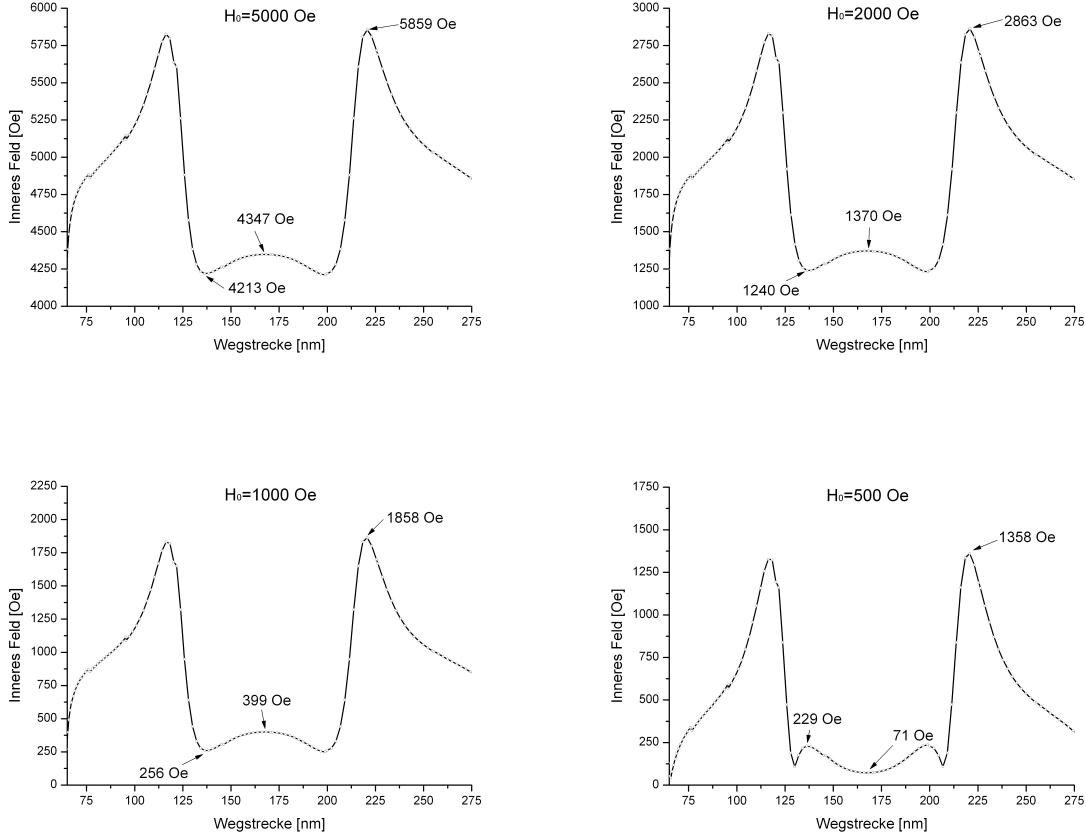


Abbildung 24: Inneres Feld innerhalb einer Py-Schicht für unterschiedliche angelegte Felder bei 5° zwischen angelegten Feld und der x-Achse.

Angelegtes Feld H_0 bei 5°	5000	2000	1000	500
H_{Spitze}	859	863	858	858
H_{Mulde}	650	630	601	271

Tabelle 2: Zusammenstellung der Ergebnisse: H_{Spitze} stellt die Differenz zwischen dem angelegten Feld und dem größtmöglichen Wert für das innere Feld dar und H_{Mulde} die Differenz zwischen H_0 und dem größten Wert innerhalb der Talsenke des inneren Feldes. Alle Angeben sind in Oe.

Angelegtes Feld H_0 bei 25° zur x-Achse

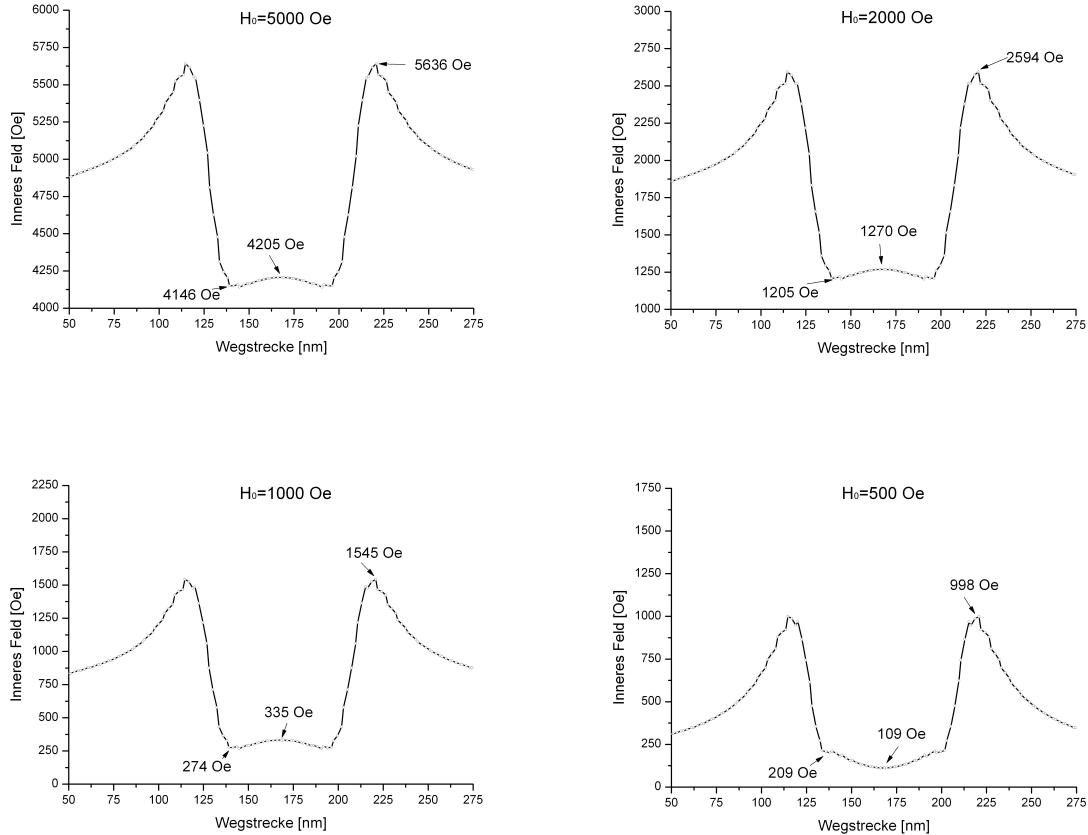


Abbildung 25: Inneres Feld innerhalb einer Py-Schicht für unterschiedliche angelegte Felder bei 25° zwischen angelegten Feld und der x-Achse.

Angelegtes Feld H_0 bei 25°	5000	2000	1000	500
H_{Spitze}	636	594	545	498
H_{Mulde}	795	730	665	291

Tabelle 3: Zusammenstellung der Ergebnisse. Alle Angeben sind in Oe.

Angelegtes Feld H_0 bei 45° zur x-Achse

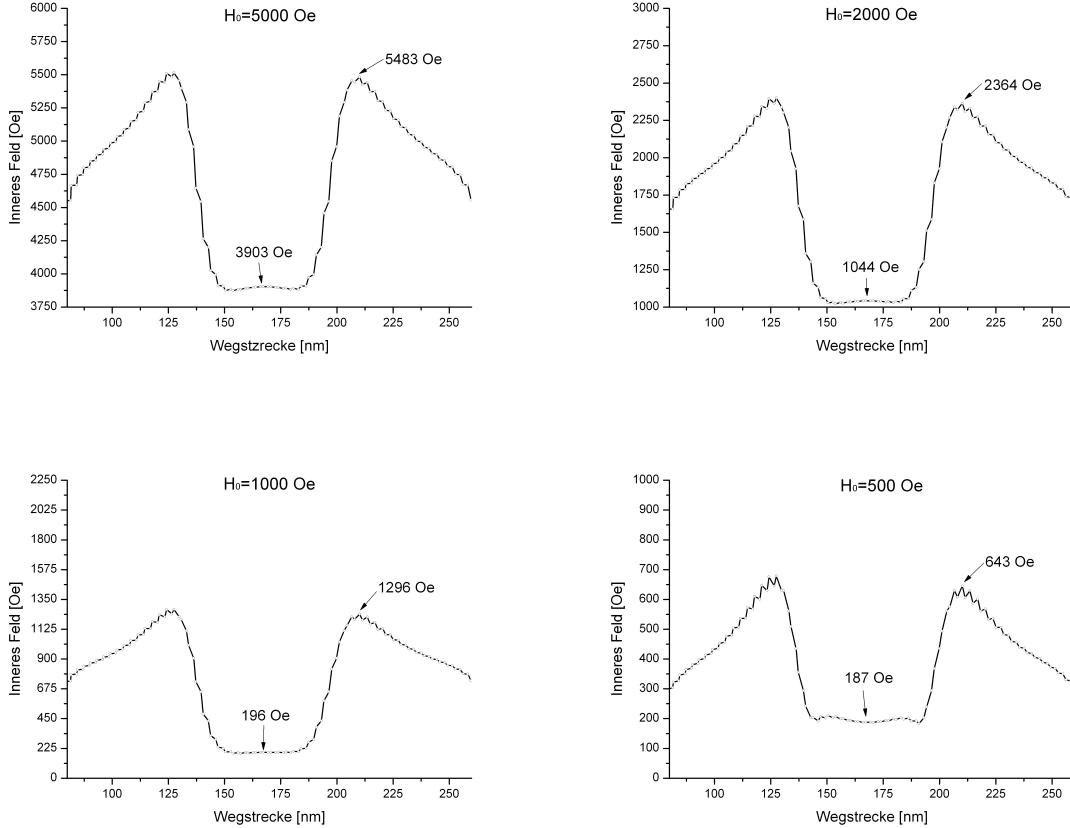


Abbildung 26: Inneres Feld innerhalb einer Py-Schicht für unterschiedliche angelegte Felder bei 45° zwischen angelegten Feld und der x-Achse.

Angelegtes Feld H_0 bei 45°	5000	2000	1000	500
H_{Spitze}	483	364	296	143
H_{Mulde}	1097	956	804	313

Tabelle 4: Zusammenstellung der Ergebnisse. Alle Angeben sind in Oe.

Aus den Tabellen 2, 3 und 4 kann entnommen werden, dass die minimale Differenz zwischen dem angelegten Feld und der Talsenke H_{Mulde} des inneren Feldes und damit die geringste Spektrumverschiebung der Dispersion bei 5° erfolgt. Ein Anstieg des Winkels zwischen dem Angelegten Feld und der leichten Achse führt zu einer Erhöhung des H_{Mulde} -Wertes. Des Weiteren kann geschlossen werden, dass mit zunehmenden angelegten Feld H_0 der relative Beitrag des Streufeldes zum internen Feld weniger stark ins Gewicht fällt. So stellt beispielsweise H_{Mulde} 13% des angelegten Feldes bei $H_0=5000$ Oe dar und ganze 54% bei einem Feld von $H_0=500$ Oe (vgl. Tabelle 2). Da das Dispersionsspektrum vom inneren Feld abhängt (vgl. Kapitel 3.6), kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die relative Spektrumverschiebung zum angelegten

Feld bei größeren Werten für H_0 kleiner ist und somit die Spinwellen in die Py-Schicht besser emittieren können.

Überdies ergeben sich Werte für $H_{int} > H_0$, die eine Verschiebung des Spektrums zu höheren Frequenzen nach sich ziehen. Für große Werte von H_{Spitze} ist dies bei kleiner werdenden Winkel und ansteigender angelegter Feldstärke besonders deutlich (vgl. Tabelle 2). Da Spinwellen Frequenzen Feldabhängig sind, können Spinwellen an einer Inhomogenität des magnetischen Feldes, welche als eine Potentialbarriere betrachtet werden kann, reflektiert werden [19]. Im Rahmen dieser Arbeit sei nur darauf verwiesen, dass auch der Tunnelprozess für Spinwellen in einen Bereich indem die Existenz der Spinwellen bei gegebenen Frequenzen (Energie) verboten ist, stattfinden kann und mit zunehmenden Werten für H_{Spitze} unwahrscheinlicher wird [19]. Somit kann trotz der Verschiebung des Spektrums der Dispersion in Bereiche höherer Frequenzen Spinnwellenausbreitung innerhalb der Py-Schicht stattfinden.

Des Weiteren ist zu beachten, dass die untersuchte Probe (vgl. Abb. 8) in der Realität eine im Vergleich zum elliptischen Zylinder viel größere Py-Schichtebene aufweist. Dies konnte im Simulationsprogramm nicht berücksichtigt werden, da mit einer größeren Probengeometrie die Simulationszeit rapide anwächst. Daher wird lediglich der innere Feldverlauf unterhalb der Ellipse in der Py-Schicht betrachtet. Die Randausläufe der inneren Feldstärke in den Graphen 24, 25 und 26 stellen aufgrund der reduzierten Geometrie Feldverläufe dar, die in der Realität nicht gegeben sind. In einer weit ausgedehnten Py-Schicht muss sich das Streufeld innerhalb des Materials kompensieren, so dass das innere Feld sich aus dem angelegten Feld ergibt. Folglich müssen die Kurvenverläufe nach H_{Spitze} in die Größenordnung von H_0 übergehen.

Auffällig ist auch, dass in den Kurvenverläufen für das innere Feld kleine Zacken zu sehen sind, so dass der Feldverlauf entlang der Wegstrecke kleinen Schwankungen unterworfen ist (besonders deutlich zu sehen in Abbildung 26 bei $H_0=500$ Oe). Dies ist eine Folge der Raumdiskretisierung (vgl. Kapitel 4.1). Je kleiner die Volumina der Raumdiskretisierung gewählt werden, desto gleichmäßiger wäre der Verlauf der Kurven, was wiederum eine längere Simulationszeit in Anspruch nehmen würde.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit konnte mittels eines mikromagnetischen Simulationsprogramms die Magnetisierungskonfiguration innerhalb eines Mehrschichtsystems (vgl. Abb. 8), für verschiedene Feldstärken H_0 und unterschiedlichen Winkeleinstellungen, gezeigt werden (vgl. Kapitel 5.1). Aus den Simulationsbildern konnte die Schlussfolgerung gezogen werden, dass ein Vorteilhafter Drehmomentübertrag der polarisierten Elektronen auf die magnetischen Momente der Py-Schicht bei kleinen äußeren Feldern und großen Winkel, zwischen der leichten Achse und dem externen Feld H_0 , stattfindet.

Des Weiteren konnte die innere Feldstärke einer Py-Schicht unter dem Einfluss eines $Co_{70}Fe_{30}$ -elliptischen Zylinders bestimmt werden (vgl. Kapitel 6). Außerdem wurde gezeigt, dass mit zunehmendem äußeren Feld H_0 , sowie mit abnehmendem Winkel zwischen dem angelegten Feld und der langen Achse der Ellipse, die Spektrumverschiebung der Dispersion in Richtung niedriger Frequenzen am kleinsten ist und damit eine im Vergleich zu anderen Konstellationen, vorteilhaftere Spinwellenemission in die Py-Schicht ermöglicht.

Es wird auch deutlich, dass unter jeder Variation der angelegten Feldgröße und Winkeleinstellung, das Streufeld weiterhin einen enormen Beitrag zum inneren Feld hat. Eine wünschenswerte Minimierung des Streufeldes bedarf deshalb einer modifizierten Probengeometrie.

8 Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] J. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Physical Review B 39, 4828 (1989)
- [3] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions* Phys. Rev. Lett. 74, 3273 (1995).
- [4] L. Berger, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current.*, Phys. Rev. B 54, 9353-9358 (1996).
- [5] Vladislav E. Demidov, Sergei Urazhdin, Sergej O. Demokritov, *Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators*, to be published.
- [6] B. Hillebrands, K. Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2003.
- [7] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 14 Auflage, Oldenbourg 2005.
- [8] L.D. Landau and E. Lifshitz. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, Phys. Z. Sowjetunion, 8:153-169, (1935).
- [9] Rainer Höllinger, *Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen*, Dissertation, 2004.
- [10] W. F. Brown, Jr. *Micromagnetics*. Number 18 in Interscience Tracts on Physics and Astronomy. Wiley, New York, 1963.
- [11] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1998.
- [12] B. Hillebrands, S. Blügel, *Magnetismus*, Band 6 von Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Walter de Gruyter, Berlin, New York, zweite Auflage 2005.
- [13] M.J. Donahue, D. G. Porter, *OOMMF User's Guide*, October 30, 2002, <http://math.nist.gov/oommf/doc/>
- [14] Sebastian Schäfer, *Magnetisierungsdynamik in mesoskopischen Ni₈₁Fe₁₉-Ringstrukturen*, Diplomarbeit, Kaiserslautern.
- [15] Roland Johannes Steiner, *Magnetotransport in Spinventil-Systemen mit amorphen magne-*

- tischen und supraleitenden Teilschichten*, Dissertation, 2006.
- [16] R. L. Burden, J. D. Faires, *Numerical Analysis*, Brooks Cole, 2004.
 - [17] A.G.Gurevich, G.A. Melkov, *Magnetization Oszillations and Waves*, CDC Press, 1996.
 - [18] Christine Schieback, *Computersimulationen zur Struktur und Dynamik von Domänenwänden*, Dissertation, 2010.
 - [19] S. O. Demokritov, A. A. Serga. A. André, V. E Demidov, M. P. Kostylev, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. 93, 047201 (2004).

9 Anhang

9.1 Das Heisenberg-Modell

Im Jahre 1926 haben Dirac und Heisenberg die quantenmechanische Austauschwechselwirkung zur Erklärung der spontanen Ordnung mit dem Heisenberg-Modell beschrieben. Man betrachtet zwei lokalisierte Elektronen mit Spin $\frac{1}{2}$. Der Betrag des Gesamtspins der beiden Teilchen ist entweder 0 oder 1. Der Spinanteil der Wellenfunktion ist somit:

$$\text{Für Spin} = 0 : \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$$

$$\text{Für Spin} = 1 : \quad |\downarrow\downarrow\rangle; \quad |\uparrow\uparrow\rangle; \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$$

Die Gesamtwellenfunktion bei Fermionen muss antisymmetrisch sein, daher resultiert aus einer antisymmetrischen Spinfunktion eine symmetrische Ortsfunktion

$$\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2)$$

und aus einer symmetrischen eine antisymmetrische Ortsfunktion

$$\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2) - \Phi_1(\vec{r}_2)\Phi_2(\vec{r}_1)).$$

Der Erwartungswert der Coulomb-Energie für den Fall Gesamtspin=0 und damit einer symmetrischen Ortsfunktion ergibt sich somit zu

$$E_s = \left\langle \Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2) \left| \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right| \Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2) \right\rangle \quad (32)$$

und für Gesamtspin=1 folgt

$$E_a = \underbrace{\left\langle \Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2) \left| \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right| \Phi_1(\vec{r}_1)\Phi_2(\vec{r}_2) \right\rangle}_{E_s} - \underbrace{\left\langle \Phi_1(\vec{r}_2)\Phi_2(\vec{r}_1) \left| \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right| \Phi_1(\vec{r}_2)\Phi_2(\vec{r}_1) \right\rangle}_{J_{1,2}}. \quad (33)$$

Dabei ist $J_{i,j}$ das sogenannte Austauschintegral, dessen Größe den Energieunterschied zwischen der parallelen bzw. antiparallelen Spinorientierung angibt. Das Vorzeichen von $J_{i,j}$ beschreibt die Art der Kopplung, da $J_{i,j}>0$ gleichbedeutend mit $E_s>E_a$ ist. Für $J_{i,j}>0$ folgt eine ferromagnetische Kopplung und für $J_{i,j}<0$ eine antiferromagnetische Kopplung.

Mit dem Austauschintegral kann ein spinabhängiger Hamilton-Operator definiert werden, der die gleiche energetische Aufspaltung zwischen den beiden Energieniveaus für parallele und anti-

parallele Spin-Stellung bewirkt⁴, wodurch man zum Heisenberg-Modell gelangt:

$$\hat{H}_A = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (34)$$

Dabei sind \vec{S}_i und \vec{S}_j Pauli-Spinmatrizen. Der Heisenberg-Hamilton-Operator ist ein effektiver Operator und simuliert daher den Beitrag der Austauschmatrixelemente der Coulomb-Wechselwirkung.

9.2 MIF-Datei

```
# MIF 2.1
# Description: system under 25 degree

# Output filename and path
set Path /home/sergej/oommf/statisch/schicht25/data/
set Base system

# Default outputs:
Destination archive mmArchive
# Schedule DataTable archive Stage 1
Schedule DataTable archive Step 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1
Schedule Oxs_Demag::Field archive Stage 1

# Cell size
set Dx 25e-10
set Dy 25e-10
set Dz 3e-9

# Saturation magnetization Permalloy
set Ms1 795774.72
# Saturation magnetization Co70Fe30
set Ms2 1432800
# Exchange stiffness definition: A = D*Ms/2
# Exchange stiffness Py
set A0 1.3e-11
# Exchange stiffness Co
```

⁴Ein Beweis dieser Behauptung befindet sich z.B. in: The Theory of Magnetism I and II, D.C. Mattis, Springer, Berlin, Heidelberg (1988)

```
set A1 30e-12
set alpha0 0.1

# Field ramp
set H0 0.5
set H1 -0.5
set steps 1000

# Initial spin configuration , unit: degrees
# In-plane angle: 0deg -> x-axis , 90deg -> y-axis
set thetal 0.0

# In-plane field angle , units: degrees
set theta_H 25.0

set pi [expr 4*atan(1.0)]
set mu0 [expr 4*$pi*1e-7]

# OOMMF Program packages
# Geometry
Specify Oxs_BoxAtlas:bottom {
    xrange {0 300e-9}
    yrange {0 150e-9}
    zrange {0 6e-9}
}

Specify Oxs_BoxAtlas:ellips {
    xrange { 100e-9 200e-9 }
    yrange { 50e-9 100e-9 }
    zrange { 9e-9 18e-9 }
}

Specify Oxs_MultiAtlas:atlas {
    atlas :bottom
    atlas :ellips
}

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [ subst {
    cellsize {$Dx $Dy $Dz}
```

```
atlas :atlas
}]

# Energies
Specify Oxs_Exchange6Ngbr [subst {
    atlas :atlas
    default_A 0.0
    A {
        bottom bottom $A0
        ellips ellips $A1
    }
}]

# Demag
Specify Oxs_Demag {}

# Unit: T
Specify Oxs_UZeeman [subst {
    multiplier [expr 1/$mu0]
    Hrange {
        { [expr cos($theta_H/180.0*$pi)*$H0] [expr sin($theta_H/180.0*$pi)*$H0]
0 [expr cos($theta_H/180.0*$pi)*$H1] [expr sin($theta_H/180.0*$pi)*$H1]
0 $steps }
    }
}]

# Iteration method
Specify Oxs_RungeKuttaEvolve:evolver [subst {
    alpha $alpha0
    max_timestep 0.01e-9
}]

Specify Oxs_TimeDriver [subst {
    basename $Path$Base
    vector_field_output_format {text "%#.8g"}
    evolver :evolver
    stopping_dm_dt 1
    mesh :mesh
    stage_iteration_limit 0
}
```

```

total_iteration_limit 0
Ms { Oxs_ScriptScalarField {
    atlas :atlas
    script { Ellipsoid $Ms2 $Ms1 }
} }
m0 { Oxs_UniformVectorField {
    vector { [expr cos($theta1/180.0*$pi)] [expr sin($theta1/180.0*$pi)] 0 }
} }

} ]

# Magnetic boundary conditions
proc Ellipsoid { Ms2 Ms1 x y z } {
    set xrad [expr 2.*$x - 1. ]
    set yrad [expr 2.*$y - 1. ]
    set test [expr ($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)*9.0]
    if {$z <= [expr 1 / 3.0]} {return $Ms1}
    if { $test > 1.0 && $z > [expr 1 / 3.0]} {return 0.0}
    if { $z >= 0.5 } { return $Ms2 }
    return 0.0
}

```

9.3 awk-Datei zur Auswahl von Datenpunkten entlang einer Geraden

```

\label{awk}
# Anfangsbedingungen
BEGIN {data=0;
YN=ZN=angle=0;
YN=yn ;
ZN=zn ;
angle=alpha ;
PI=2*atan2(1,0);
ZN=zn ;
}
# Einlesen der Zeilen
/^# xnodes:/ {xnodes=$3}
/^# ynodes:/ {ynodes=$3}
/^# znodes:/ {znodes=$3;
}

```

```

/^# xstepsize:/ {dx=$3}
/^# ystepsize:/ {dy=$3}
/^# zstepsize:/ {dz=$3;
}

/^[^#]/ {
x_node = data%xnodes;
yz_data = (data-(data%xnodes))/xnodes;
z_node = (yz_data-(yz_data%ynodes))/ynodes;
y_node = yz_data-z_node*ynodes;

# Max. Abstand zw. Gerade und Punkt
dmax = sqrt(1/4*dx*dx+1/4*dy*dy+1/4*dz*dz);

# y-Ortskoordinate eines fixen Punktes der Geraden (x und z sind Null)
b = 0.5*ynodes*dy-0.5*xnodes*dx*sin(angle*PI/180)/cos(angle*PI/180);

# Punktkoordinaten
x1 = x_node*dx+0.5*dx;
x2 = y_node*dy+0.5*dy;
x3 = z_node*dz+0.5*dz;

# Koordinate eines affinen Koordinatensystems auf der Geraden
lambda = (x1*cos(angle*PI/180)-(b-x2)*(sin(angle*PI/180)-b))/(1-2*sin(angle*PI/180));

# Abstand Koordinatenursprung zum Schnittpunkt zw. Ebene und Gerade (Lambda in
s10 = lambda*cos(angle*PI/180);
s20 = b+lambda*(sin(angle*PI/180)-b);

# Abstand zwischen Punkt und Gerade (Länge von Punktkoordinaten - 0 si mit i=1
d = sqrt((x1-s10)*(x1-s10)+(x2-s20)*(x2-s20)+x3*x3);
if ((z_node==ZN) && (d<=dmax)) { print sqrt(x1*x1+x2*x2)" "$0; };
data++}

```