Magnetisierungsdynamik in magnetischen Strukturen

Burkard Hillebrands

Fachbereich Physik
Universität Kaiserslautern

1. Einführung

Dynamische Prozesse der Magnetisierung gewinnen zunehmende Aufmerksamkeit. Man dringt in der Diskussion von magnetischen Datenaufzeichnungsmedien und von magnetischen Sensoren (z.B. Festplatten-Leseköpfe) und neuartigen frei addressierbaren magnetischen Speichern ("Magnetic Random Access Memory", abgekürzt MRAM) in Zeitbereiche vor, in denen die Präzessionsbewegung der Magnetisierung die dominierende Rolle spielt, und in denen die Zeit für einen Präzessionsumlauf der Magnetisierung um die Feldrichtung vergleichbar wird mit den Zeitskalen, auf denen diese Medien und Sensoren arbeiten. Man kann hier also Ummagnetisierungsvorgänge nicht mehr nur als einfache Richtungswechsel der Magnetisierung betrachten und muß die Präzession explizit berücksichtigen.

Bringt man ein magnetisches Moment $\vec{m}$ in ein Magnetfeld $\vec{B}_0$, so übt dieses Magnetfeld ein Drehmoment $\vec{D} = \vec{m} \times \vec{B}_0$ auf das magnetische Moment aus (siehe Fig. 1). Die Richtung des Drehmomentes steht dabei jeweils senkrecht zu den Richtungen von $\vec{m}$ und $\vec{B}_0$, d.h. das Moment weicht senkrecht zur Richtung des wirkenden Feldes aus! Wir können dies in Analogie zum rotierenden Kreisel verstehen, der einer einwirkenden Kraft ebenfalls senkrecht zur Kraft ausweicht. Das senkrecht wirkende Drehmoment bewirkt eine Präzessionsbewegung des Momentes um die Richtung des Magnetfeldes, welche im Falle fehlender Dämpfung für alle Zeiten fortbesteht.

Dies hat zwei wichtige Konsequenzen:

1. Falls die äußere Feldrichtung nicht parallel zur Richtung des Momentes liegt, dauert es einige Zeit, bis sich das Moment parallel zur Feldrichtung eingestellt hat, denn zunächst präzessiert es um die Feldrichtung, und erst ein Dämpfungsprozeß ermöglicht es, daß sich das Moment unter kontinuierlicher Reduzierung der Präzessionsamplitude parallel zur Feldrichtung einstellt.

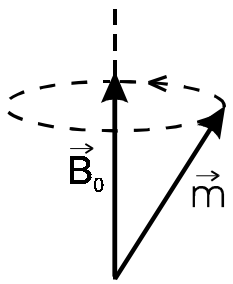


Fig. 1: Präzession eines magnetischen Momentes $\vec{m}$ in einem Magnetfeld $\vec{B}_0$.

2. Da im Falle magnetisch geordneter Systeme eine starke Kopplung zwischen benachbarten atomaren Momenten besteht (Austauschkopplung), muß die Präzession mit hohem Maße an Kohärenz erfolgen – es kommt zur Ausbildung von einer sogenannten uniformen Präzessionsbewegung, bei der alle Momente in Phase präzessieren, oder von Spinwellen.

Gegenstand dieses Beitrages ist die Dynamik der Magnetisierung in magnetischen Strukturen. Es dürfte direkt klar sein, daß das Zeitverhalten eines Ummagnetisierungsprozesses innig mit dem Präzessionsverhalten der Magnetisierung und der magnetischen Dämpfung verknüpft ist.

Unter "Magnetisierungsdynamik" wollen wir hier Prozesse verstehen, bei denen der einem Volumenelement zugewiesene Magnetisierungsvektor in seiner Länge konstant bleibt. Wir grenzen dies ab gegen Ultrakurzzeitprozesse auf der Femto- und Pikosekundenskala, bei denen das elektronische System durch z.B. einen kurzen, starken Laserpuls ("Pump"-Puls) aufgeheizt wird und mit einem zeitlich verzögerten Laserpuls ("Probe"-Puls) der Magnetisierungszustand abgefragt wird. Nicht behandeln wollen wir ferner Relaxationsexperimente, in denen das ganze Ensemble der Momente über statistische Prozesse ins Gleichgewicht strebt. Ein Beispiel hierfür ist z.B. das zeitliche Verhalten eines Ummagnetisierungsvorganges bei Anlegen eines Gegenfeldes. Hier bestimmen statistische Prozesse die Erzeugung von Nukleationskeimen und die Bewegung von Domänenwänden [1].

Es gibt im wesentlichen zwei Gruppen von Experimenten zur Untersuchung dynamischer Magnetisierungsprozesse:

1. Experimente auf der *Zeitskala*: Sie basieren meist auf einem stroboskopischen Prinzip: Mittels kurzer Magnetfeldpulse wird der magnetische Grundzustand gestört. Mit definierter Zeitverzögerung wird die Orientierung der Magnetisierung abgefragt. Durch Variation der Zeitverzögerung erhält man stroboskopisch zeitaufgelöst die Antwort des Systems auf die Störung. Zur Abfrage der Magnetisierungsrichtung haben sich verschiedene Verfahren bewährt. Diese sind der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) und die magnetische Second-Harmonic-Generation (MSHG) mittels eines gepulsten Lasers sowie Zeittortechniken, gegebenenfalls unter Einbindung eines Lock-In-Verstärkers. Weitere Experimente nutzen einen sehr schnellen Oszillographen mit geeigneten Mittelungsverfahren.
2. Experimente auf der *Frequenzskala*: Hier werden die Präzessionsfrequenzen vermessen. Hierzu gehören die Ferromagnetische Resonanz (FMR) und die Brillouin-Lichtstreuspektroskopie (BLS).

Desweiteren gibt es Experimente, die zwischen diesen beiden Gruppen liegen, so etwa Experimente mit gepulsten Spinwellen, die mit der zeitaufgelösten Brillouin-Lichtstreuspektroskopie untersucht werden können. Im letzten Kapitel wird auf diese Experimente eingegangen.

Wir werden zu allen Gruppen Beispielexperimente diskutieren. Zuvor jedoch sollen die benötigten Grundlagen vorgestellt werden.

2. Grundlagen

Im ferromagnetischen Ordnungszustand sind im Grundzustand alle Spins oder Momente aufgrund der Austauschwechselwirkung parallel zueinander ausgerichtet. Thermische Anregungen (oder auch z.B. Anregungen durch Mikrowellenfelder) führen zu Präzessionsbewegungen der Momente. Erfolgen diese Präzessionsbewegungen kohärent, d.h. mit einer festen Phasenbeziehung zwischen benachbarten Momenten, so spricht man von Spinwellen. Sie sind durch einen Wellenvektor $\vec{q}$ charakterisiert. Im Falle von $|\vec{q}|=0$ erfolgt die Präzession uniform

über die Probe, und man spricht von der sogenannten uniformen Präzession oder der uniformen Mode.

In dieser Vorlesung werden wir uns mit den Methoden der zeitaufgelösten Kerr-Effekt-Magnetometrie und der Brillouin-Lichtstreuung befassen. Die zugänglichen Spinwellenmoden haben Wellenlängen, die groß gegenüber atomaren Distanzen sind. Wir können daher die Beschreibung im Rahmen eines verhältnismäßig einfach handhabbaren Kontinuumsansatzes [2, 3, 4] durchführen.

Wir benutzen im nachfolgenden das SI-System.[1] Wir hatten schon gesehen, daß ein angelegtes Magnetfeld $\vec{B}$ ein Drehmoment $\vec{D}$ auf ein magnetisches Moment $\vec{m}$ ausübt. Andererseits ist das magnetische Moment $\vec{m}$ mit dem Drehimpuls $\vec{l}$ verknüpft:

$$\vec{m} = -\frac{g\,\mu_B}{\hbar}\vec{l} = \gamma\cdot\vec{l} \quad \text{mit} \quad \gamma = -\gamma_e \cdot g/2 \quad . \tag{1}$$

Hierbei ist γ_e = 175,8 GHz/T der gyromagnetische Faktor eines einzelnen Elektrons und g der g-Faktor. Das Drehmoment ist die zeitliche Ableitung des Drehimpulses, und so gewinnen wir durch Gleichsetzen die so genannte Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung [5]:

$$\vec{D} = \frac{d}{dt}\,\vec{l} = \frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{B}_{\text{eff}} \quad . \tag{2}$$

Statt einzelner magnetischer Momente benutzen wir nachfolgend lieber die Magnetisierung $\vec{M}$, welche die Dichte der magnetischen Momente angibt:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \quad . \tag{3}$$

$\vec{B}_{\text{eff}}$ ist das am einzelnen magnetischen Moment angreifende magnetische Feld:

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B}_0 + \vec{B}(t) + \vec{B}_{\text{ani}} + \vec{B}_{\text{exch}} \quad . \tag{4}$$

Hierbei ist $\vec{B}_0$ das äußere angelegte Feld, $\vec{B}(t)$ ein zeitabhängiges Feld, welches zum einen durch die Präzession benachbarter Momente selbst verursacht wird, und zum anderen ggf. ein äußeres Mikrowellenfeld berücksichtigt, und $\vec{B}_{\text{ani}}$ das Anisotropiefeld bei Vorliegen magnetischer Anisotropien. Das Feld $\vec{B}_{\text{exch}}$ beschreibt die Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Momenten.

Gleichung (3) beschreibt die Bewegung des Magnetisierungsvektors im Realraum als Funktion der Zeit. Hierbei durchläuft der Magnetisierungsvektor eine Kreis- oder eine im Raum gebogene Ellipsenbahn, letzteres in Anwesenheit von Anisotropie- oder entmagnetisierenden Feldern, wie sie z.B. in dünnen magnetischen Schichten auftreten. Ein Energie-Dissipationsmechanismus ist in Gl. (3) nicht enthalten, denn das Kreuzprodukt aus Magnetisierung und effektivem Feld zeigt immer entlang der Tangente zur Präzessionsbahn.

---

[1] Im SI-System ist $\vec{B}$ das magnetische Feld, auch die magnetische Induktion genannt. $\vec{H}$ ist dementsprechend die magnetische Erregung. Statt der Magnetisierung $\vec{M}$ benutzen wir häufig auch die magnetische Polarisation $\vec{J} = \mu_0\vec{M}$.

Die Dämpfung kann phänomenologisch durch das Einführen eines Zusatztermes berücksichtigt werden, welcher eine Vektorkomponente entlang der radialen Richtung zur Präzessionsachse enthält. Ein üblicher Ansatz wurde von Gilbert vorgeschlagen und beinhaltet einen Drehmoment-Term, welcher die Magnetisierung in Richtung der Präzessionsachse dreht [5, 6]:

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M}\times\vec{B}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{M}\times\left(\vec{M}\times\vec{B}_{\text{eff}}\right) \quad . \tag{5}$$

Hier ist α die Dämpfungskonstante.

Zur Berechnung der Dynamik spaltet man nun die zeitabhängigen Vektoren $\vec{M}(t)$ und $\vec{B}_{\text{eff}}(t)$ in einen statischen Anteil $\vec{M}_{\text{stat}}$ und $\vec{B}_{\text{stat}}$ und einen dynamischen Anteil $\vec{m}(t)$ und $\vec{b}(t)$ auf. Liegt die Magnetisierung in der Gleichgewichtsrichtung, so heben sich die statischen Anteile in der Bewegungsgleichung (3) gegenseitig auf. Durch Lösen der Bewegungsgleichung zusammen mit den Maxwell-Gleichungen erhält man die Dispersion der Spinwellen.

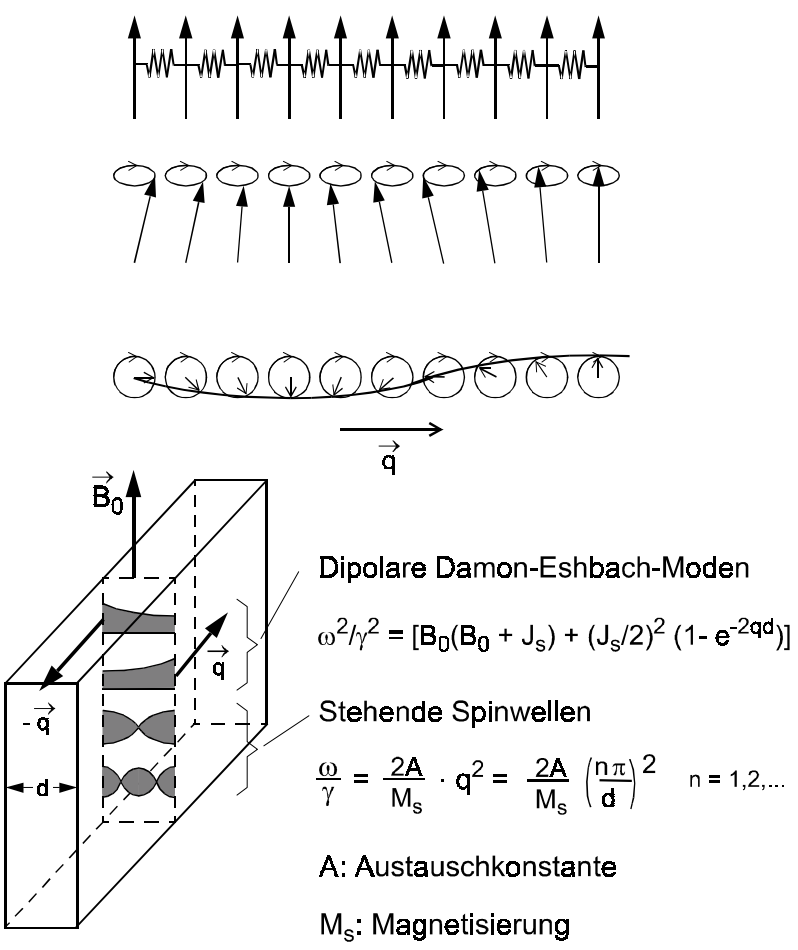


Fig. 2: Schema von Spinwellenanregungen. Im oberen Teil der Figur symbolisieren die Pfeile die einzelnen Momente und die Federn die Austauschkopplung zwischen den Momenten. Wegen der Forderung, daß sich benachbarte Momente nur wenig gegeneinander verkippen dürfen (Austauschenergie), bilden sich Spinwellen, wie gezeigt.

Im unteren Teil sind schematisch die Damon-Eshbach-Mode und die ersten beiden Stehenden Spinwellen gezeigt. Die grau schattierten Flächen symbolisieren die Präzessionsamplitude als Funktion des Abstandes von der Oberfläche.

2.1 Spinwellen

Spinwellenanregungen sind das magnetische Pendant zu Gitterschwingungen (Phononen). Jedoch gibt es zwei wesentliche Unterschiede:

1. Im klassischen Bild beruhen Gitterschwingungen auf den interatomaren Kräften, auf magnetische Momente wirken wegen ihres Dipolcharakters hingegen Drehmomente. Die Dimensionalität der Anregungen ist bei Spinwellen kleiner: der Betrag eines jeden magnetischen Moments ist zeitlich konstant, und es bleiben zwei Freiheitsgrade, um die Bewegung bei einer Spinwellenanregungen zu beschreiben.
2. Die Wechselwirkung zwischen Momenten beruht auf zwei vollständig verschiedenen Ursachen, der Austauschwechselwirkung aufgrund des Pauli-Prinzips und der dipolaren Wechselwirkung. Beide Wechselwirkungen müssen in einer adäquaten Beschreibung berücksichtigt werden. Bei kleinen Wellenlängen werden die Spinwelleneigenschaften durch die Austauschwechselwirkung dominiert, bei großen durch die dipolare Kopplung. Man spricht dementsprechend von Austauschmoden und von dipolaren Moden.

Einen experimentellen Zugang erhält man mit der Ferromagnetischen Resonanz (FMR), mit der Brillouin-Lichtstreuung (BLS), mit der inelastischen Neuronenstreuung, und mit zeitaufgelösten Faraday-Effekt- oder Kerr-Effekt-Messungen. Alle vier Methoden sind zueinander komplementär: Mit der Ferromagnetischen Resonanz können dipolare Moden mit verschwindendem Wellenvektor untersucht werden. In Schichtsystemen sind auch Moden mit einem Wellenvektor proportional zur inversen Schichtdicke zugänglich. In der Brillouin-Licht-

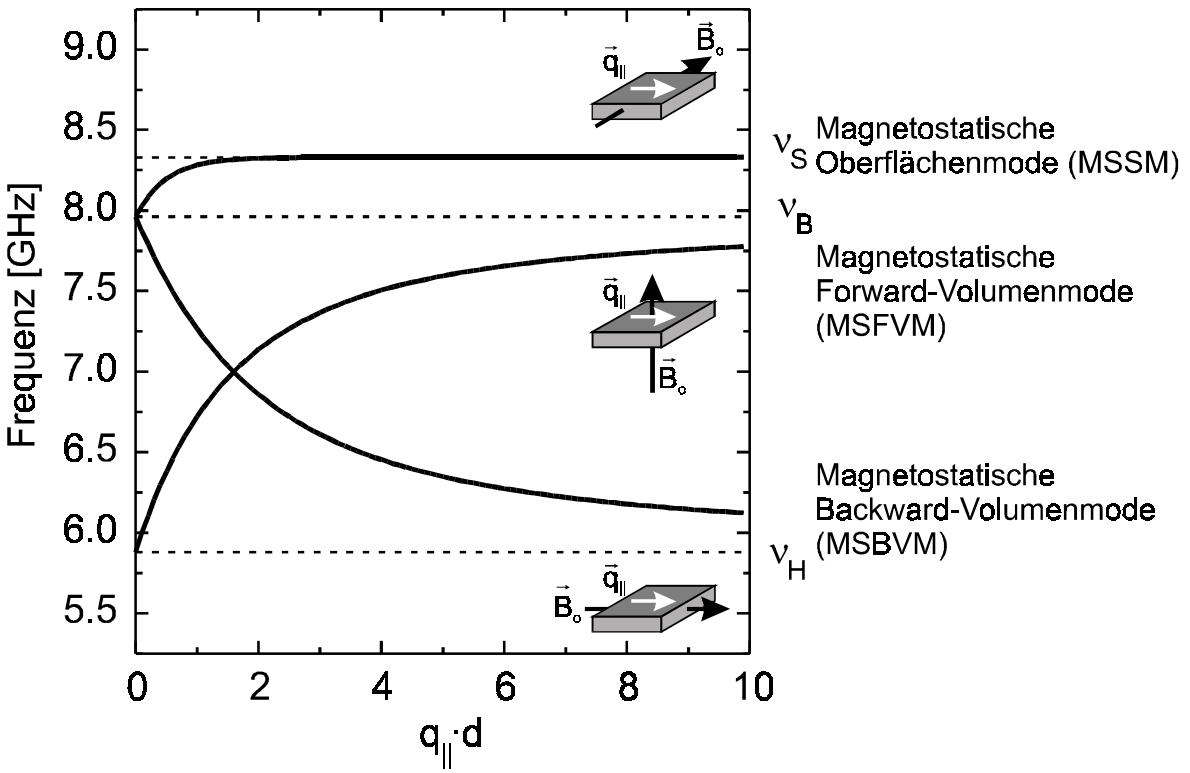


Fig. 3: Typologie von Spinwellenmoden als Funktion der Richtungen des äußeren Feldes B_0 und des Wellenvektors $q_{||}$. ν_s: Frequenz der Oberflächen-Spinwelle auf einem magnetischen Halbraum, ν_B, ν_H: Frequenzen der Volumen-Spinwellen mit dem Wellenvektor senkrecht und parallel zum äußeren Feld.

streuung werden Moden mit einem Wellenvektor in der Größenordnung des Licht-Wellenvektors untersucht ($q = (0-2{,}5)\cdot 10^7\ \mathrm{m}^{-1}$). In diesem Bereich müssen sowohl die dipolare Wechselwirkung wie auch die Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden. Mit der Neutronenstreuung können Spinwellenanregungen in der gesamten Brillouin-Zone untersucht werden, sofern deren Frequenzen nicht unter der Auflösungsgrenze des Neutronenspektrometers liegen. Die zugänglichen Moden werden im wesentlichen durch die Austauschwechselwirkung dominiert. Mit zeitaufgelösten magneto-optischen Methoden sind Spinwellen ebenfalls zugänglich. Jedoch gelingt dies nur für hochangeregte Moden (große Präzessionsamplituden), wie sie z.B. mittels Mikrowelleneinstrahlung oder mit gepulsten Magnetfeldern erzeugt werden können.

Für den Fall, daß der Wellenvektor $\vec{q}$ senkrecht zum in der Schichtebene anliegenden Feld $\vec{B}_0$ orientiert ist, gibt es die durch die Dipol-Wechselwirkung dominierte Damon-Eshbach-Mode, die eine Oberflächenmode ist, und die Austausch-dominierten sog. Stehenden Spinwellen. Sie sind schematisch in Fig. 2 dargestellt.

Ist die Wellenlänge genügend groß, d.h. der Wellenvektor genügend klein ($q < 10^8\ \mathrm{m}^{-1}$), so kann ein Austauschbeitrag $\vec{B}_{\mathrm{exch}}$ in Gl. 4 vernachlässigt werden. Retardierungseffekte des elektromagnetischen Feldes sind für die hier betrachteten räumlichen Maßstäbe ebenfalls vernachlässigbar. Diese Moden, die daher auch magnetostatische Moden heißen, sind durch die dipolare Wechselwirkung dominiert. Dies ist für einige Moden mit Wellenvektoren, wie sie in der Brillouin-Lichtstreuung zugänglich sind, der Fall. Abhängig von der Orientierung des äußeren Feldes $\vec{B}_0$ und der Magnetisierung $\vec{M}$ unterscheiden wir drei Fälle (siehe auch Fig. 3): Diese sind, zum Teil der englischsprachigen Nomenklatur angelehnt, die dipolare Oberflächenmode (Damon-Eshbach-Mode oder Magnetostatische Oberflächenmode, MSSM), die magnetostatische Backward-Volumenmode (MSBVM) und die magnetostatische Forward-Volumenmode (MSFVM).

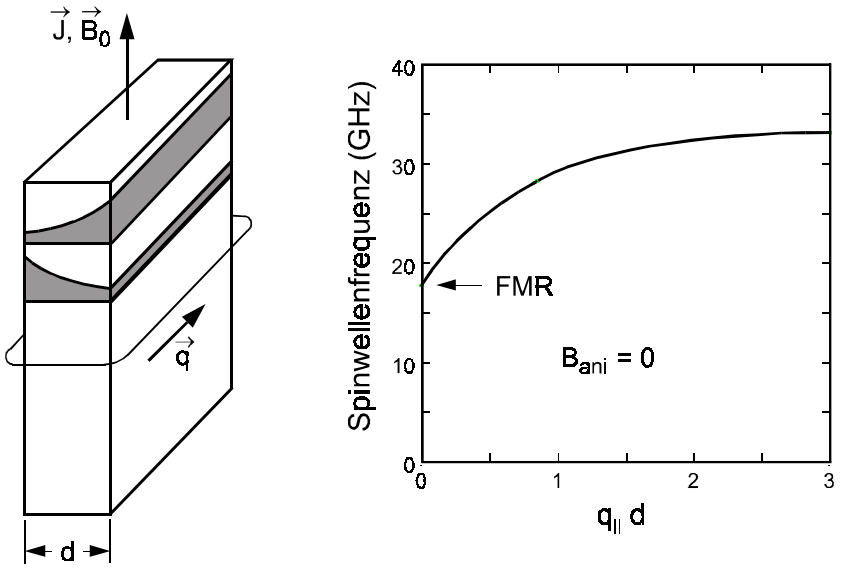


Fig. 4: Schematische Darstellung der Damon-Eshbach-Mode. Grau schattiert sind die Präzessionsprofile für die Damon-Eshbach-Moden gezeigt, die auf der Film-Vorderseite (oberes Profil) und auf der Film-Rückseite (unteres Profil) propagieren.

Die magnetostatischen Forward- und Backward-Moden sind Volumenmoden, d.h. die Präzessionsamplitude ist nicht an einer der beiden Oberflächen eines Films lokalisiert. Man beachte die negative Steigung bei der magnetostatischen Backward-Volumenmode; die Gruppengeschwindigkeit dieser Mode ist somit negativ, und dies gibt der Mode den Namen. Wir werden noch hiervon bei der Diskussion nichtlinearer Spinwelleneigenschaften Gebrauch machen.

Die Damon-Eshbach-Moden sind Oberflächenmoden, d.h. ihr Wellenvektor $\vec{q}_{\parallel}$ liegt parallel zur Oberfläche, und die Präzessionsamplitude ist an der Oberfläche maximal. Sie fällt ins Schichtinnere exponentiell mit einer Abklinglänge von der Größenordnung von $2\pi/q_{\parallel}$ ab. Als ein weiteres charakteristisches Merkmal haben Damon-Eshbach-Moden die Eigenschaft, daß sie nicht reziprok sind, d.h. sie haben einen definierten Umlaufsinn um die Schicht, der durch die Richtung der Sättigungsmagnetisierung gegeben ist. Sie propagieren in einem Winkelbereich senkrecht zur Richtung der Sättigungsmagnetisierung, die in der Schichtebene liegen muß. Figur 4 illustriert diese Eigenschaften. Für vernachlässigbar kleine Anistropiebeiträge (bis auf die Formanisotropie) ist die Frequenz für eine Schichtdicke d gegeben durch

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = B_0\left(B_0 + J_s\right) + \left(\frac{J_s}{2}\right)^2\left(1 - e^{-2q_{\parallel}d}\right) \quad . \tag{6}$$

Hierbei ist $J_S = \mu_0 M_s$ die Sättigungspolarisation. Figur 4 zeigt graphisch diese Abhängigkeit.

Gleichung 6 enthält im Grenzübergang $q_{\parallel} \cdot d \to 0$ die Frequenz der uniformen Mode, wie sie mit der Ferromagnetischen Resonanz ($q_{\parallel} \approx 0$) gemessen werden kann.

Im Fall von weiter eingeschränkten Geometrien, z.B. magnetischen Streifen und Inseln, werden die Spinwellen durch die Randbedingungen auf allen begrenzenden Flächen modifiziert. Ein einfacher Fall, der sich analytisch berechnen läßt, liegt für eine ellipsoidförmige Gestalt einer magnetischen Insel vor. Hier ist das entmagnetisierende Feld unabhängig vom Ort innerhalb des Ellipsoiden. Der Entmagnetisierungstensor hat nun drei Hauptachsenelemente N_x, N_y und N_z. Die uniforme Mode ist gegeben durch die sog. Kittel-Formel [7]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(B_0 + \left(N_x - N_z\right)J_s\right)\cdot\left(B_0 + \left(N_y - N_z\right)J_s\right) \tag{7}$$

mit der Sättigungspolarisation $J_s = \mu_0 M_s$ entlang der z-Hauptachse des Ellipsoiden.

3. Experimente auf der Zeitskala

3.1 Das SLAC-Experiment - Ummagnetisierung bei ultrakurzen Magnetfeldpulsen

Wir wollen als erstes ein sehr einfach angelegtes Experiment diskutieren, mit dem wir die dynamische Reaktion eines Systems auf einen sehr kurzen Magnetfeldpuls studieren können. Hierbei soll die Stärke des Feldpulses so groß sein, daß ein Ummagnetisierungsprozeß initiiert wird. Dieses elegante Experiment wurde von Siegmann und Mitarbeitern vorgeschlagen und am Linear-Accelerator-Center der Stanford-Universität durchgeführt [8, 9].

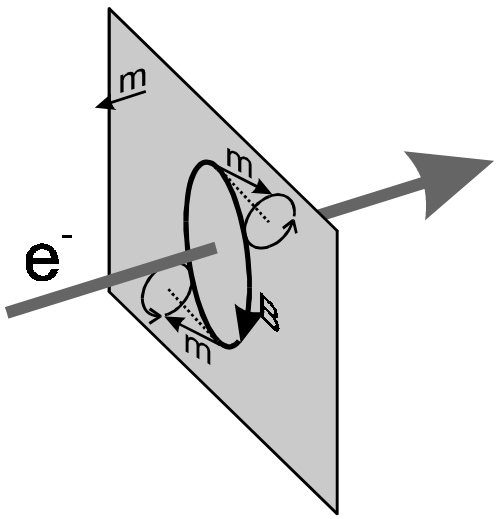


Fig. 5: Schematische Darstellung des SLAC-Experimentes an einer senkrecht magnetisierten CoPt-Schicht. Gezeigt ist die Präzession im Grenzfall sehr hoher Pulsfelder, wie sie nur achsennah auftreten.

Das Experiment ist denkbar einfach und in Fig. 5 skizziert: Die magnetische CoPt-Schicht ist nanokristallin. Jeder Kristallit ist ferromagnetisch, und benachbarte Kristallite sind nicht magnetisch gekoppelt. Jeder Kristallit trägt somit ein unabhängiges Moment $\vec{m}$, welches wegen einer materialspezifischen Anisotropie senkrecht zur Schichtebene steht.

Die Schicht wird in einen gepulsten Elektronenstrahl am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) eingebracht, wobei die Elektronen die sehr hohe Energie von 46,6 GeV besitzen und somit mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fliegen. Die Pulslänge beträgt so nur 2 bis 6 ps. Die schnellen Elektronen ergeben eine Stromdichte von

$$j(x,y,t) = e \cdot c \cdot n(x,y,t) \quad . \tag{8}$$

Hierbei ist $n(x,y,t)$ die Dichte der Elektronen als Funktion der Position im Strahl und der Zeit, e die Elementarladung und c die Lichtgeschwindigkeit. Mit Hilfe des Ampère'schen Gesetzes kann das hieraus resultierende Magnetfeld berechnet werden; es beträgt bis zu 20 T nahe an der Oberfläche des Strahles. Bei jedem Auftreffen des Elektronenstrahles auf die magnetischen Oberfläche wird also lokal für sehr kurze Zeiten ein extrem starkes Magnetfeld erzeugt, welches lokal die Ummagnetisierung der magnetischen Schicht initiiert. Figur 6 zeigt die mit einem Kerr-Mikroskop gemessene Magnetisierungsverteilung (oben, mitte). Im Zentrum ist durch den Elektronenstrahl die magnetische Schicht beschädigt. Im umgebenden Bereich bilden sich zwei ineinander liegende Ringdomänen. Die Autoren konnten zeigen, daß sich diese ummagnetisierte Struktur durch Anwendung der Landau-Lifshitz-Gleichung (Gl. 3) bildet. Der interessante Aspekt ist hier, daß die Länge des Feldpulses wesentlich kürzer als die Zeitskala der Spin-Präzession ist.

Figur 7 zeigt eine Simulation des Ummagnetisierungsverhaltens als Funktion der Zeit für die drei Magnetisierungskomponenten M_x, M_y und M_z [10]. Die Ergebnisse wurden durch numerische Integration von Gl. 3 gewonnen. Für große Zeiten ($T > 100$ ps) zeigt M_z die statische Domänenverteilung in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Für kleinere Zeiten fällt die spiralartige Struktur in der x- und y-Komponente der Magnetisierung auf. Sie beruht auf dem ringförmigen Elektronenpuls-induzierten Magnetfeld, welches in der Schichtebene liegt. Die Präzessionsrichtung, d.h. die Richtung der momentanen Bewegung des Magnetisierungsvektors, ergibt sich gemäß Gl. (3) aus dem Kreuzprodukt aus der Richtung der Magnetisierung und der Richtung des lokalen Feldes. Die Präzessionsrichtungen sind daher für zwei dem Filmzentrum gegenüberliegende Stellen entgegengesetzt ausgerichtet (siehe auch Fig. 5). Kurze Zeit nach dem Puls haben die Magnetisierungen nun jeweils eine Komponente bezüglich der x- oder y-Richtung, welche entgegengesetzt zueinander gerichtet sind und verschie-

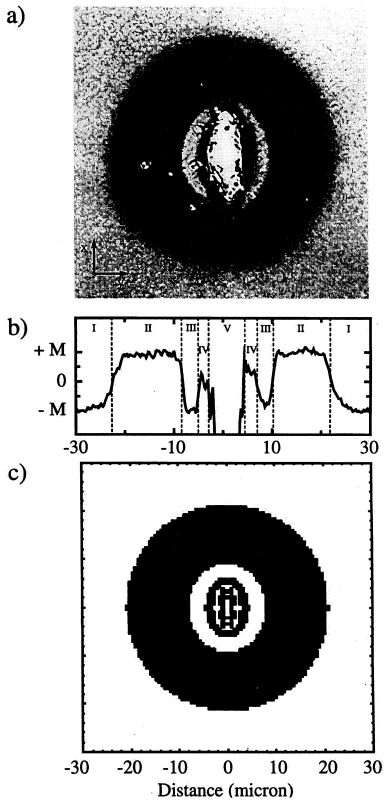


Fig. 6: (a) Domänenstruktur, welche durch einen Feldpuls mit einer Pulsdauer von 2 ps erzeugt wurde. (b) Linienscan entlang der *y*-Richtung durch das Zentrum der Domäne. (c) Berechnung der Domänenstruktur für die Probe wie in (a) basierend auf der Landau-Lifshitz-Gleichung. (aus [8]).

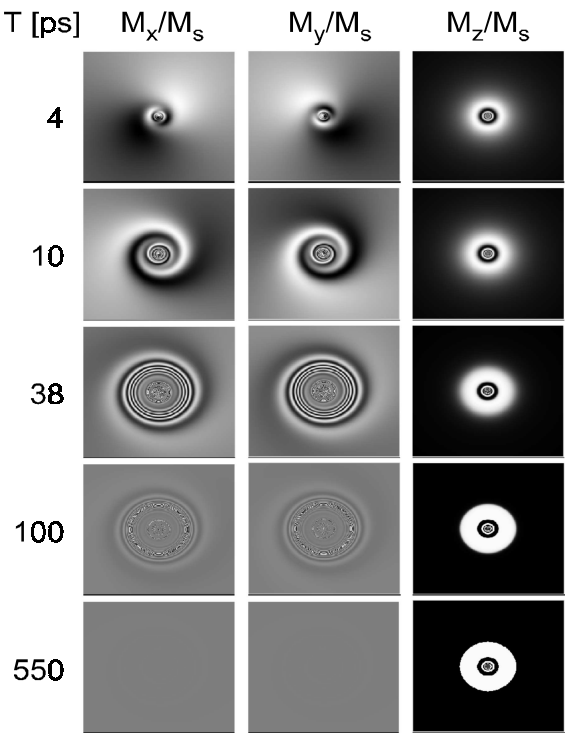


Fig. 7: Simulation des Ummagnetisierungsvorganges wie in Fig. 6 zu verschiedenen Zeiten seit Anlegen des Feldpulses. Die Feldpulsdauer ist 4 ps. Gezeigt sind die normierten Werte der drei Magnetisierungskomponenten. (aus [10]).

denen Kontrast in der Darstellung erzeugen. Mit zunehmender Zeit werden die Strukturen in M_x und M_y komplizierter, da das Magnetfeld radial mit $1/r$ abfällt und dementsprechend auch die Präzessionszeit länger wird. Man beachte, daß es mehrerer 100 ps bedarf, ehe das System ins Gleichgewicht gelangt, obwohl der initiierende Magnetfeldpuls nur wenige Picosekunden lang ist.

3.2 Präzession in homogenen magnetischen Filmen – Unterdrückung des Nachklingelns

Wir betrachten einen homogenen magnetischen Film ohne Anisotropie, in dem die Magnetisierung durch ein statisch angelegtes Feld B_{stat} entlang der *y*-Achse ausgereichtet sei, wie in Fig. 8 dargestellt. Wir wollen hier zur besseren Anschauung den Einfluß von Anisotropien, insbesondere der Formanisotropie, auf die Präzessionsbahn vernachlässigen. Legen wir nun instantan[1] ein zusätzliches Feld $\vec{B}_{puls}$ entlang der *x*-Richtung an, so kippt die Richtung des in-

[1] instantan heißt hier, daß die real vorhandene Anstiegszeit des Magnetfeldpulses klein gegen die Zeit für einen Präzessionsumlauf ist.

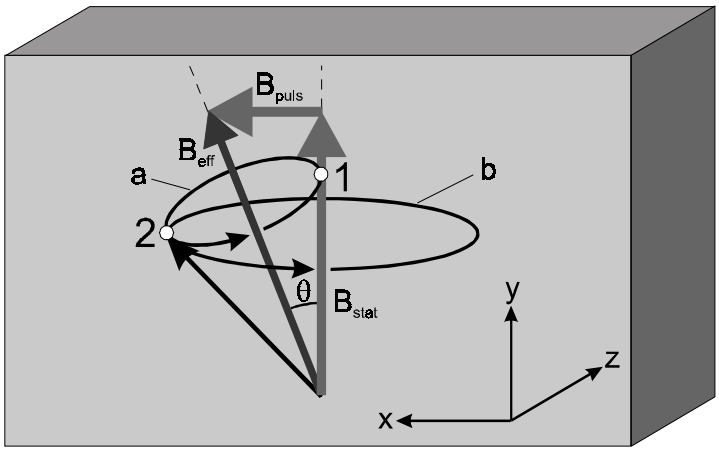


Fig. 8: Schematische Darstellung des Experimentes zur Unterdrükkung des Nachklingeleffektes. Der Einfluß der Formanisotropie auf die Präzessionsbahn wurde in der Darstellung vernachlässigt.

neren Feldes $\vec{B}_{\text{eff}}$ um den Winkel θ gegen die *y*-Richtung, und der Magnetisierungsvektor $\vec{M}$ wird, startend von Punkt 1 in Fig. 8, um die Richtung von $\vec{B}_{\text{eff}}$ auf der Bahn (a) präzessieren.

Nach einer kurzen Zeit möge nun das externe Feld $\vec{B}_{\text{puls}}$ instantan abgeschaltet werden. Dann liegt die Präzessionsachse in Richtung des statischen Feldes $\vec{B}_{\text{stat}}$. Der Öffnungswinkel des Präzessionskegels ist nun durch die Lage der Magnetisierung zum Zeitpunkt des Abschaltens des Feldpulses $\vec{B}_{\text{puls}}$ gegeben: Befindet sich der Magnetisierungsvektor gerade am Punkt 2 zum Zeitpunkt des Abschaltens von $\vec{B}_{\text{puls}}$, so wird $\vec{M}$ anschließend auf der Bahn (b) mit großem Öffnungskegel um $\vec{B}_{\text{stat}}$ präzessieren. Befindet sich $\vec{M}$ jedoch gerade am Punkt 1, so liegt $\vec{M}$ schon parallel zu $\vec{B}_{\text{stat}}$ und keine Präzession wird stattfinden. Die Schlußfolgerung

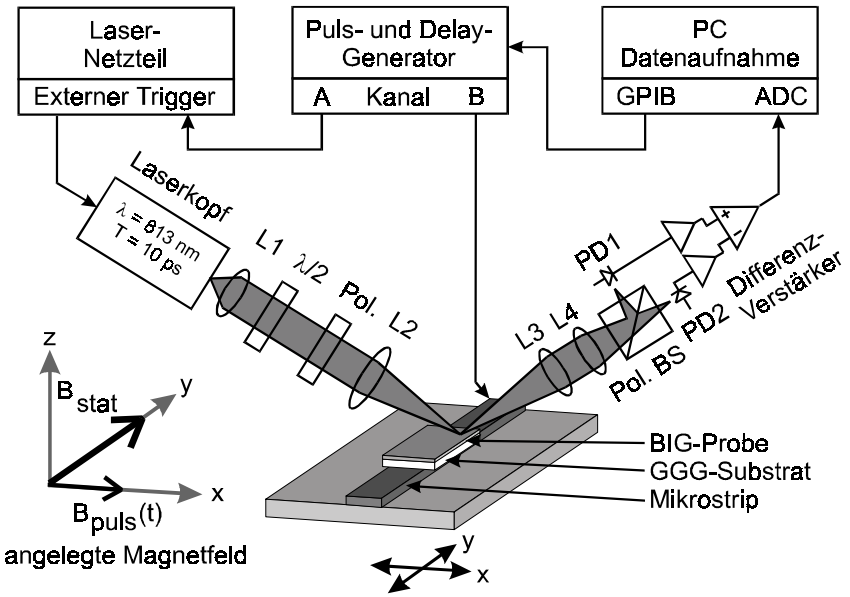
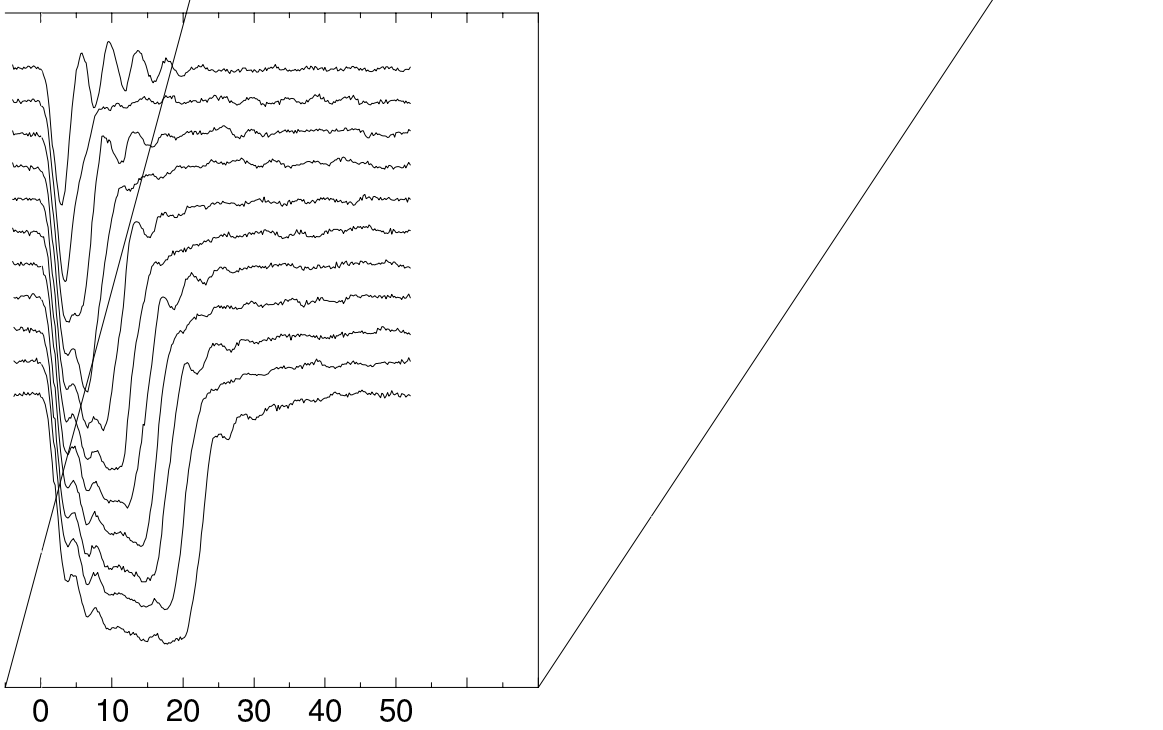


Fig. 9: Experimenteller Aufbau eines zeitauflösenden Kerr-Experimentes. (nach [11]).



hieraus ist: Die Präzessionsamplitude, d.h. der Öffnungswinkel des Kegels, auf dessen Oberfläche $\vec{M}$ präzessiert, hängt empfindlich vom momentanen Ort der Magnetisierung $\vec{M}$ auf der Präzessionsbahn (a) zum Zeitpunkt des Pulsendes ab.

Experimentell kann dieser Sachverhalt recht einfach nachgewiesen werden [11]. Als Filmmaterial wurde hierzu sehr weichmagnetisches Wismut-Eisen-Granat (BIG) benutzt. Der experimentelle Aufbau ist in Fig. 9 gezeigt und arbeitet wie folgt: Das statische Feld liegt in *y*-Richtung. Der Feldpuls in *x*-Richtung wird durch einen einen Strompuls tragenden Mikrostreifenleiter erzeugt. Die momentane Richtung des Magnetisierungsvektors wird durch einen Lichtpuls ermittelt, der von einem gepulsten Infrarotlaser mit variabler Zeitverzögerung auf die Probe gesendet wird. Durch die Magnetisierung wird die Polarisationsrichtung des von der Probe reflektierten Lichtes gedreht (Kerr-Effekt), und dies wird mit einem Differenzdetektor bestehend aus einem polarisierenden Strahlteiler und zwei Photodioden detektiert. Im experimentellen Aufbau erzeugt ein kombinierter Puls- und Delaygenerator den Strompuls zur Generierung von $\vec{B}_{\text{puls}}$ und das Triggersignal für den Laser. Durch Variation der Verzögerungszeit zwischen Strompuls und Trigger kann die Richtung der Magnetisierung als Funktion der verstrichenen Zeit zum angelegten Feldpuls vermessen werden.

Figur 10 zeigt experimentelle Daten. Gezeigt ist die *x*-Komponente der Magnetisierung als Funktion der Zeit, die seit dem Anlegen des Feldpulses verstrichen ist. Daten sind für verschiedene Pulslängen T_{puls} gezeigt. Wie man der Figur unmittelbar entnehmen kann, zeigen die Daten nach dem Abschalten des Pulses (a) ein "Nachklingeln" für T_{puls} = 2.0, 4.4, 8.6, 12.2, 15.2 und 20.0 ns, nicht jedoch (b) für die dazwischenliegenden Werte. In Fig. 9 entsprechen die Beobachtungen (a) einem Abschalten des Pulsfeldes bei Punkt 2, und die Messungen (b) einem Abschalten bei Punkt 1. Dies ist ein sehr schönes Beispiel, wie durch Manipulation der Parameter des Magnetfeldpulses die Dynamik des Systems gezielt beeinflußt

werden kann. Zukünftige Anwendungen in schnellen Magnetspeichern sind auf solche Mechanismen angewiesen, denn die Unterdrückung des Nachklingeleffektes ermöglicht es, zeitlich Schaltvorgänge bei gleicher Schaltzuverlässigkeit viel schneller aufeinander folgen zu lassen.

Weitere Arbeiten: Es existiert bislang kaum Literatur zu diesen neuen Fragestellungen. H. Suhl hat erst kürzlich sehr fundamentale theoretische Überlegungen zum Themenkomplex der Mechanismen der magnetischen Dämpfung angestellt [12]. Erste experimentelle Untersuchungen zu magnetischen Relaxationsprozessen auf der Nanosekundenzeitskala wurden von der Arbeitsgruppe von M.R. Freeman für Paramagnete [13] und Ferromagnete [14] berichtet. In den vergangenen zwei Jahren erfuhr dieses Arbeitsgebiet aufgrund der besonderen Anwendungsrelevanz einen enormen Aufschwung [11, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]. Die Magnetisierungsdynamik wurde sowohl in dünnen Permalloy-Filmen [17, 19, 21] als auch in NiFe-Nanostrukturen [15, 16] untersucht. Außerdem wurde die Technik des zeitaufgelösten Kerr-Effekts zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik eines Festplatten-Schreibkopfes verwendet [18].

4. Experimente auf der Frequenzskala

Die im vorangegangenen Kapitel diskutierten Experimente auf der Zeitskala erlauben einen unmittelbaren Zugang zur Orientierung des Magnetisierungsvektors als Funktion von Ort und Zeit. Ein alternativer Zugang ist die Bestimmung des Frequenzspektrums der präzessierenden Momente. Oft bilden sich Spinwellen aus, die durch einen Wellenvektor $q \neq 0$ charakterisiert sind. Lichtstreuexperimente, in denen der Wellenvektor gezielt eingestellt werden kann, erlauben es, ganz gezielte Informationen über die Magnetisierungsdynamik als Funktion der Richtung und des Betrages des im Lichtstreuprozeß übertragenen Wellenvektors zu erhalten.

4.1 Die Brillouin-Lichtstreuung

Wir wollen nun exemplarisch ein Verfahren zur experimentellen Untersuchung von Spinwellenanregungen diskutieren, die sog. Brillouin-Lichtstreuung. Dies ist ein spektroskopisches Verfahren, mit dem allgemein phononische und magnetische Anregungen mit Frequenzen im GHz-Bereich und bei Wellenvektoren vergleichbar dem Wellenvektor des als Lichtquelle verwendeten Lasers untersucht werden können.

Wie in Fig. 11 verdeutlicht ist, wechselwirken Photonen mit den elementaren Quanten der Spinwellen, den Magnonen, unter Energie- und Impulserhaltung. Ein Energie- und Impulsgewinn für das Photon tritt dabei bei der Vernichtung eines Magnons auf, umgekehrt kann durch Übertrag von Energie und Impuls vom Photon ein Magnon erzeugt werden. Bei nicht zu tiefen Temperaturen ($T > 10K$) sind beide Vorgänge für Spinwellenanregungen im GHz-Bereich etwa gleich wahrscheinlich.

Klassisch kann der Streuprozeß wie folgt verstanden werden: in Folge der Spin-Bahn-Kopplung wird im Brechungsindex des Mediums ein Phasengitter erzeugt, welches mit der Geschwindigkeit der Spinwelle propagiert. Licht wird an diesem Phasengitter gebeugt, wobei die Frequenz des Lichtes um die Spinwellenfrequenz Doppler-verschoben wird. Die Doppler-Verschiebung erfolgt dabei zu höheren (niedrigeren) Frequenzen hin, wenn die Spinwelle (= Phasengitter) in die entgegengesetzte (gleiche) Richtung im Vergleich zur Komponente des

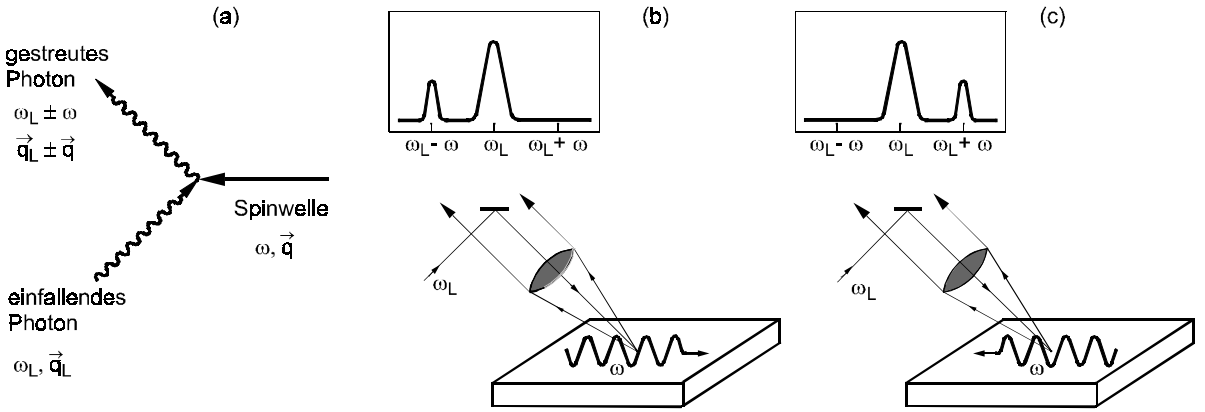


Fig. 11: (a) Streuprozeß von Photonen an Spinwellenanregungen (Magnonen). Inelastische Streuung von Laserlicht an Spinwellen für: (b) Spinwelle und einfallendes Licht haben die gleiche Richtungskomponente, (c) Spinwelle und einfallendes Licht haben die entgegengesetzte Richtungskomponente jeweils parallel zur Schicht.

einfallenden Lichtes, welche parallel zur Schicht liegt, propagiert. Dieser Sachverhalt ist in Fig. 11 verdeutlicht.

Die Brillouin-Lichtstreuung ist daher gut geeignet, zwischen Oberflächen- und Volumen-Spinwellenanregungen zu unterscheiden, denn erstere zeichnen sich durch ihre nichtreziproke Propagationsrichtung aus, die zu einer Asymmetrie der Peakhöhen auf der Energieverlustseite (Stokes-Seite) und der Energiegewinnseite (anti-Stokes-Seite) des Spektrums führt.

4.2 Das Tandem-Fabry-Perot-Interferometer

Das von J.R. Sandercock entwickelte Tandem-Fabry-Perot-Interferometer [22, 23] ist ein Spektrometer mit einer Frequenzauflösung im Sub-GHz-Bereich und einem Kontrast von besser als $1{:}10^{10}$. Es ist daher sehr gut zu Untersuchungen von Oberflächen-Spinwellenanregungen geeignet.

Das frequenzselektive Element ist ein Fabry-Perot-Interferometer (auch Etalon genannt), bestehend aus zwei parallelen Spiegeln hoher Reflektivität (95-98%). Das Etalon transmittiert Licht, wenn der Spiegelabstand ein Vielfaches der halben Wellenlänge λ des Lichtes beträgt. Bei der konventionellen Interferometrie mit einem Etalon besteht wegen der Periodizität der Transmission im Spiegelabstand mit $\lambda/2$ immer eine Mehrdeutigkeit in der Zuordnung einer inelastischen Anregung zur entsprechenden Transmissionsordnung. Dieser Nachteil wird in der Tandem-Anordnung vermieden. Der Aufbau der Apparatur ist in Fig. 12 schematisch gezeigt. Das Licht eines frequenzstabilisierten Ar^+-Ionenlasers wird mit einem Objektiv auf die Probe fokussiert. Das von der Probe zurück gestreute Licht (elastische und inelastische Anteile) wird über das Objektiv gebündelt und über ein räumliches Filter dem Kernteil des Spektrometers, dem Tandem-Fabry-Perot-Interferometer, zugeführt. Das Tandem-Interferometer besteht aus zwei optisch in Serie liegenden Etalons. Das vom Tandem-Interferometer transmittierte, frequenzselektierte Licht wird nach weiterer räumlicher Filterung zur Unterdrückung von Untergrundsignalen durch eine Avalanche-Photodiode detektiert. Ein Computer stellt die erhaltenen Spektren dar.

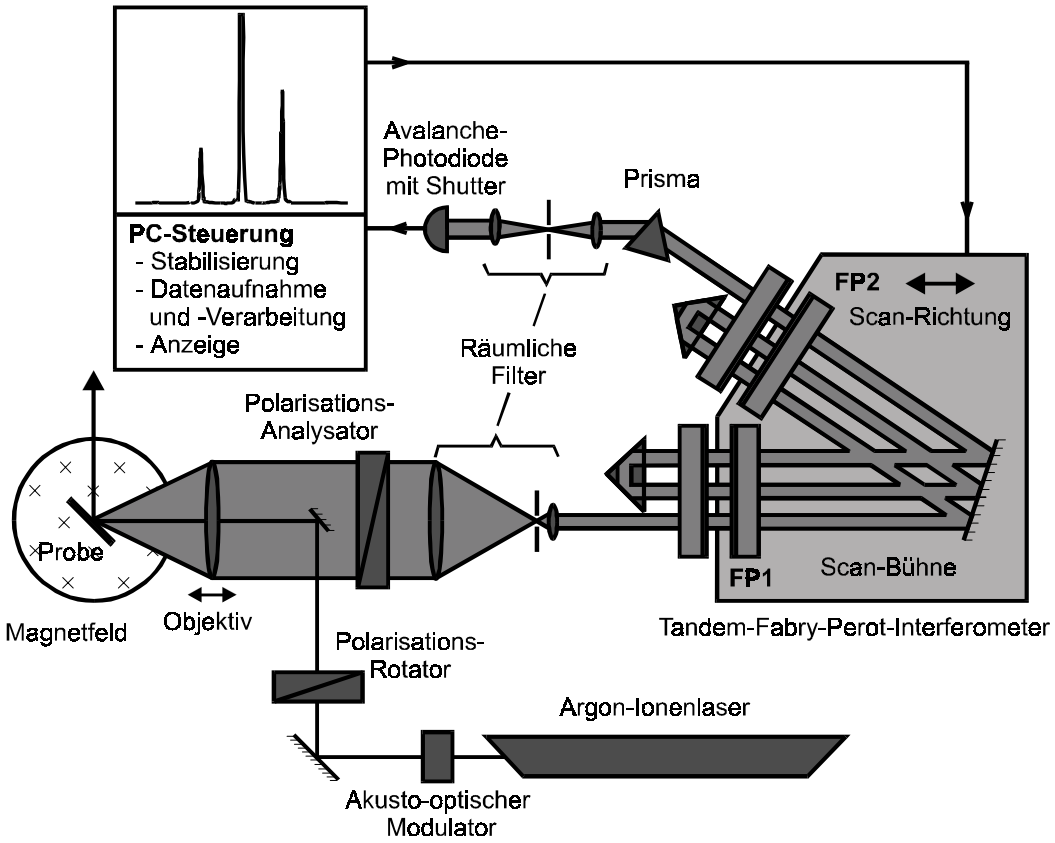


Fig. 12: Schematische Darstellung des Tandem-Fabry-Perot-Interferometers.

Das von der Probe kommende Licht gelangt nacheinander durch die beiden Einzelinterferometer FP1 und FP2 (siehe Fig. 12). Von den beiden Etalons ist jeweils ein Spiegel auf einer gemeinsamen, piezoelektrisch angetriebenen Bühne montiert. Zur Verdeutlichung der Wirkungsweise sind in Fig. 13 schematisch die Transmissionskurven der Etalons (a) FP_2, (b) FP_1 und (c) für beide Etalons in Serie (Tandem-Betrieb) als Funktion des Spiegelabstandes L_1 von FP1 gezeigt. Bei einer Längenänderung von $\lambda/2$ in L_1 gelangt FP_1 von einer Transmissionsordnung zur nächsten. Wegen der gemeinsamen Montage der beweglichen Spiegel ist die Abstandsänderung für FP_2 jedoch immer um einen Faktor $\cos\vartheta$ kleiner, wobei ϑ der Winkel der Etalon-Achsen zueinander ist.

Nehmen wir einmal an, daß beide Etalons in Transmission sind (siehe Fig. 13). Die Transmissionsmaxima der benachbarten Ordnungen liegen jetzt bei verschiedenen Werten von L_1 für beide Etalons. Wegen der optischen Serienanordnung werden daher die Transmissionsmaxima der benachbarten Ordnungen jeweils gegenseitig unterdrückt. Das gleiche gilt für die inelastischen Anregungen, so daß das transmittierte Spektrum den Streuquerschnitt der Probe nahezu unverfälscht wiedergibt. Zur experimentellen Realisation dieses Funktionsprinzips ist eine Planität der Spiegel von $\lambda/200$ und eine Parallelität von $\lambda/100$ erforderlich. Letzteres kann nur durch eine aufwendige, aktiv geregelte Stabilisierung zur Kompensation von thermischen Drifts gewährleistet werden. Zur Erzielung des notwendigen Kontrastes wird das Licht mit Hilfe von Strahlumlenkern durch jedes Spiegelpaar mehrfach hindurchgeführt (siehe Fig. 12).

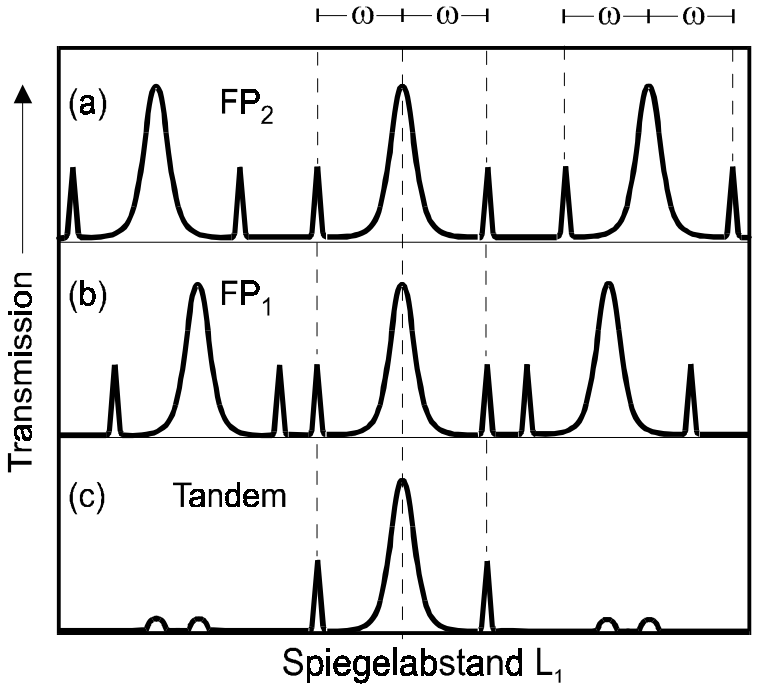


Fig. 13: Schematisches Prinzip der gegenseitigen Unterdrückung der Nebenordnungen. Die stark unterdrückten Nebenordnungen, die als Doppel-Peaks auftreten, werden als "Ghosts" bezeichnet.

4.3 Spinwellen in magnetischen Streifen

Wir wenden uns jetzt einer neuen Klasse magnetischer Systeme zu, nämlich lateral strukturierten magnetischen Schichten, wie sie als Speicherelemente in Magnetischem Random Access Memory (MRAM) in der Diskussion sind. Möchte man in einer MRAM-Speicherzelle den zeitlichen Verlauf des magnetischen Umschaltprozesses verstehen, so benötigen wir hierzu die Grundkenntnisse über die in diesen Strukturen existierenden dynamischen Anregungen – die uniforme Mode und Spinwellen.

Als ein gut geeignetes Modellsystem betrachten wir Streifen aus Permalloy mit Breiten im µm-Bereich. Permalloy hat den Vorteil, daß magnetische Anisotropien vernachlässigbar klein sind, und so die Interpretation der Experimente einfacher ist. Wir betrachten Oberflächenspinwellen (Damon-Eshbach-Moden) die in der Schichtebene senkrecht zu den Streifenach-

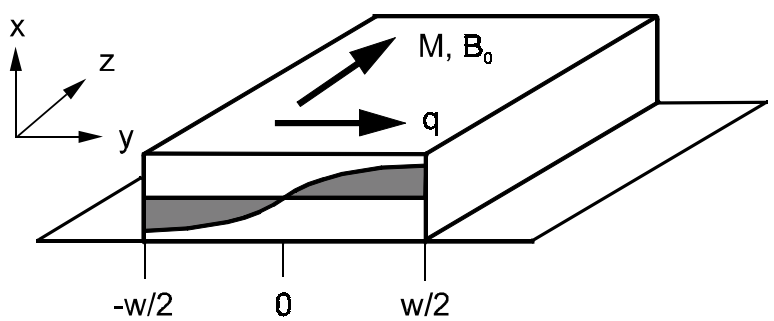


Fig. 14: Geometrie eines Streifens der Breite *w*. Dargestellt ist die (*n*=1)-Mode.

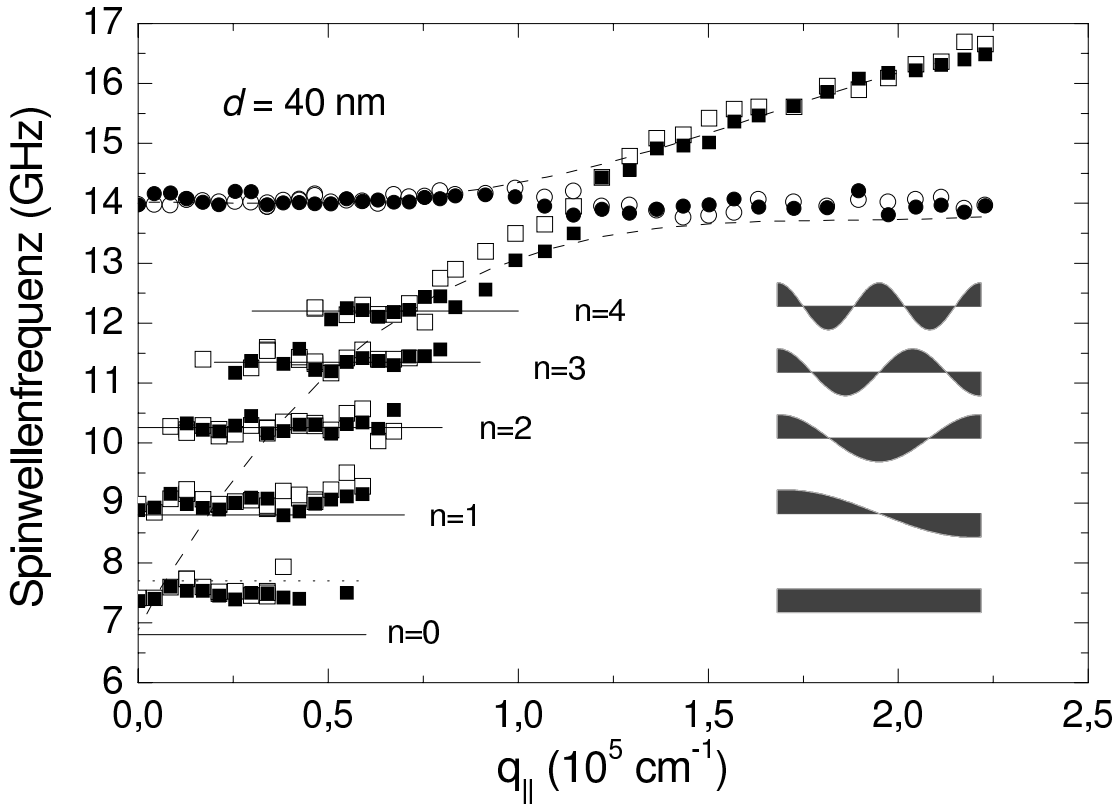


Fig. 15: Gemessene Dispersion (Spinwellenfrequenz vs. Wellenvektor) für strukturierte magnetische Streifen. Die Streifenbreite beträgt 1.8 µm und der Streifenabstand 0.7 µm (offene Symbole) bzw. 2.2 µm (geschlossene Symbole). Das entlang der streifen angelegte Feld betrug 500 Oe oder 40 kA/m. Die durchgezogenen horizontalen Linien sind mit Gln. 6 und 9 berechnet, die gepunktete Linie mit Gl. 7. Die Modenprofile sind angedeutet. Die dispersionslose Spinwellenmode bei 14 GHz ist eine sogenannte senkrechte Stehende Spinwelle, die senkrecht zur Schichtebene propagiert. Gestrichelte Linien zeigen eine Simulation für einen kontinuierlichen Film. (nach [25]).

sen propagieren. Dies ist in Fig. 14 illustriert. Trifft die Spinwelle an die seitliche Begrenzung eines Streifens, so wird sie dort reflektiert. Damit eine Spinwelle überhaupt existieren kann, muß sich zwischen den beiden Seiten des Streifens eine Stehende Welle ausbilden.

Wir betrachten nun zunächst das Experiment [24, 25]. Es wurden die Spinwellenfrequenzen als Funktion des im Lichtstreuprozeß an die Spinwellenmoden transferierten in-plane-Wellenvektors $q_{||}$ gemessen. $q_{||}$ wurde über den Bereich $(0 - 2{,}2)\cdot 10^7$ m^{-1} durch Ändern des Winkels des einfallenden und zurückgestreuten Laserlichtes variiert. Figur 15 zeigt erhaltene Resultate für periodische Streifenstrukturen mit Breiten von 1,8 µm und Abständen zwischen den Streifen von 2,2 µm und 0,7 µm, wobei sich die Daten für die beiden Abstände nicht unterscheiden.

Wir sehen sofort, daß bei kleinen Wellenvektoren die Spinwellen in mehrere Moden aufspalten. Jede dieser Moden zeigt für sich keine Dispersion und ist über einen gewissen, kontinuierlichen Wellenvektorbereich zu beobachten. Der Abstand der einzelnen Moden nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Zu größeren Wellenvektoren hin verschmelzen die Moden und führen zu einer kontinuierlichen Zunahme der Spinwellenfrequenz mit wachsendem Wellenvektor, wie beim kontinuierlichen Film. Bei 14 GHz ist eine dispersionslose Mode (bis auf den Kreuzungsbereich mit den vorgenannten Moden) zu sehen, die als senkrecht propagierende Stehende Spinwelle, wie in Fig. 2 dargestellt, identifiziert werden konnte. Die

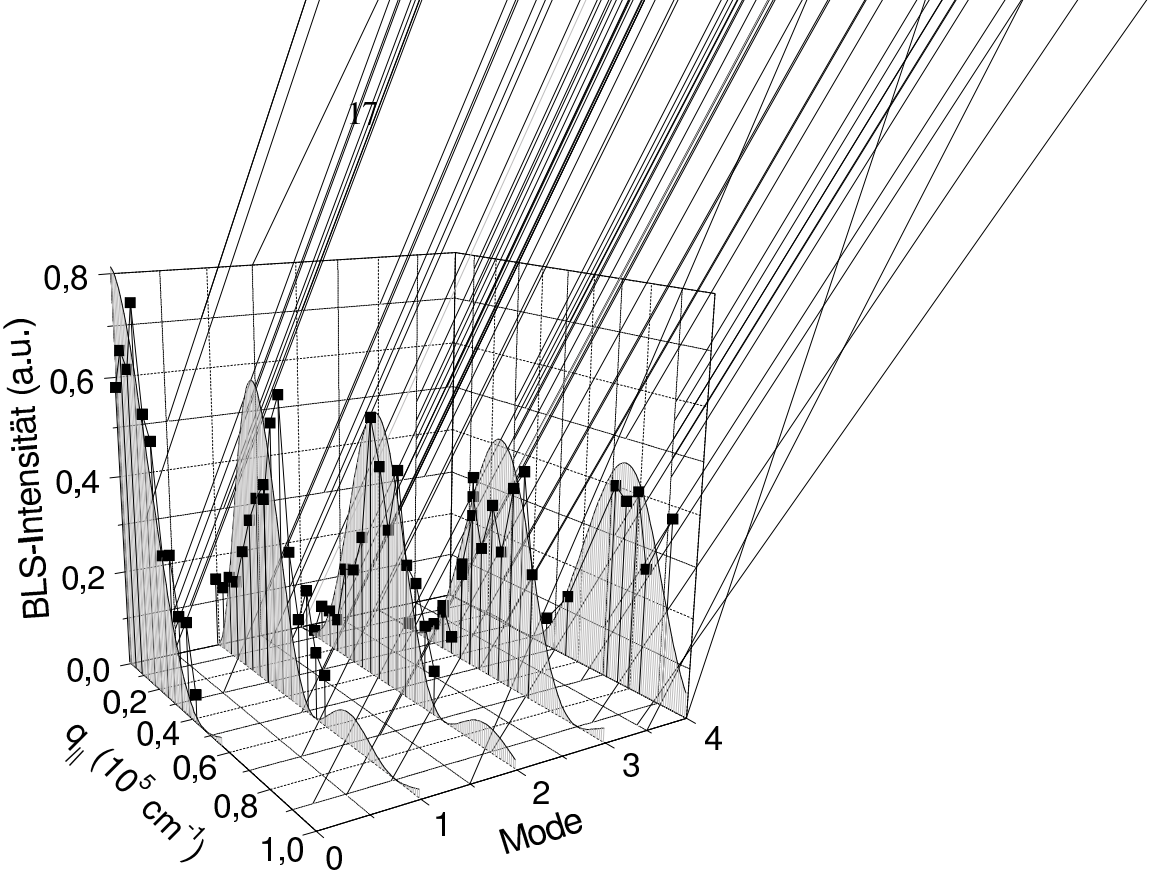


Fig. 16: Gemessene Brillouin-Lichtstreuintensitäten (Symbole) der lateral quantisierten Spinwellenmoden als Funktion des Wellenvektors $q_{\parallel}$ und der Modennummer n im Vergleich zu berechneten Intensitäten (grau schattierte Kurven). (nach [25]).

beiden Haupteigenschaften, die Existenz dispersionsloser Moden und deren Beobachtbarkeit über einen kontinuierlichen Wellenvektorbereich, diskutieren wir jetzt im Detail.

Das diskrete Modenspektrum läßt sich leicht durch die Quantisierung in Folge der Breite der Streifen verstehen. Wir nehmen an, daß sich eine laterale Stehende Spinwelle mit der Wellenlänge λ_n ausbildet, wobei λ_n durch die Steifentbreite w und den Modenindex n, n = 0,1,2..., festgelegt wird:

$$w = n\frac{\lambda_n}{2} \;;\; q_{\parallel,n} = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{\pi}{w}n \quad . \tag{9}$$

Die Modenfrequenzen erhalten wir nun, indem wir die diskreten Werte $q_{\parallel,n}$, die Gl. 9 erfüllen, in die Dispersionsgleichung für dipolare Oberflächenspinwellen (Gl. 6) einsetzen. In der Tat lassen sich hierdurch ohne weitere Parameteranpassung die gemessenen Spinwellenfrequenzen gut reproduzieren, Figur 15 zeigt das Ergebnis. Experiment und Theorie stimmen gut überein. Die (n=0)-Mode ist die uniforme Mode eines jeden Streifens und kann durch Gl. 7 unter Benutzung der entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren N_x und N_y des Streifens gut beschrieben werden (dargestellt durch die gepunktete Linie in Fig. 15).

Erstaunlich ist zunächst, daß trotz quantisierter Wellenvektoren der Spinwellen die Moden über einen scheinbar kontinuierlichen Wellenvektorbereich zu beobachten sind. Um dies zu verstehen, müssen wir uns noch einmal mit den grundsätzlichen Voraussetzungen eines Streuexperimentes beschäftigen. Im Streuprozeß wird ein Photon an einem Quant der Spinwelle, dem Magnon, unter Energie- und Impulserhaltung gestreut (siehe Fig. 11). Auf die Wellenoptik übertragen bedeutet dies, daß alle drei beteiligten Teilchen durch unendlich ausgedehnte, ebene Wellen dargestellt werden müssen. In einem gewöhnlichen Brillouin-Lichtstreuexperiment ist diese Voraussetzung recht gut erfüllt. Die kleinste Größe ist der Fokus des Laserstrahls auf der Oberfläche, dessen Durchmesser etwa 50 µm beträgt. Verglichen mit

dieser Größe kann die Spinwelle als unendlich ausgedehnte, ebene Welle betrachtet werden. Im vorliegenden Fall ist allerdings die Spinwelle auf den magnetischen Streifen mit einer Breite von 1,8 µm begrenzt. Wir müssen daher die Spinwelle als eine Welle beschreiben, die an den Rändern des jeweiligen Streifens abgeschnitten wird. Daher ist dann der Wellenvektor nicht mehr im Lichtstreuprozeß erhalten. Um den Lichtstreuquerschnitt zu berechnen, müssen wir vielmehr das Modenprofil Fourier-transformieren. Für jede der Fourier-Komponenten gilt dann die Erhaltung des jeweiligen Wellenvektors. Da der dynamische Teil der Magnetisierung $m_n(y)$ jetzt wegen des Abschneidens eine nichtperiodische Funktion ist, ist die Fourier-Transformierte $m_n(q_{||})$ eine kontinuierliche Funktion von $q_{||}$. Im Brillouin-Lichtstreuexperiment beobachten wir daher über einen kontinuierlichen Wellenvektorbereich die jeweiligen Mode im inelastisch gestreuten Licht. Nimmt man an, daß die dynamische Magnetisierung $m_n(y)$ eine kosinusförmige Funktion innerhalb des Streifens ist, so kann man leicht die Fourier-Transformierte hiervon berechnen. Der Lichtstreuquerschnitt ist proportional zu dessen Betragsquadrat. Man findet eine recht gute Übereinstimmung zwischen diesen Überlegungen und dem experimentellen Ergebnis.

Weitere Arbeiten: Neben den hier vorgestellten Arbeiten an magnetischen Streifen wurden quantisierte Spinwellen in kreisförmigen Inseln [26] und in Quadraten und Rechtecken [27] gefunden. Hierbei ergeben sich Hinweise auf einen dynamischen Kopplungsmechanismus aufgrund der fluktuierenden dynamischen Felder. Statische Kopplungsphänomene wurden in [28] und Formanisotropieeffekte in [29, 30] berichtet.

5. Weiterführende Experimente und Schlußbemerkungen

Neben Experimenten auf der Zeit- und der Frequenzdomäne gibt es eine Gruppe von Experimenten, in welchen beide Ansätze zusammengeführt werden [31, 32, 33]. Dies sind Experimente mit kurzen Spinwellenpulsen, die durch Mikrowellenpulse über eine Mikrowellenstreifenantenne im magnetischen Film angeregt werden. Bei hoher Mikrowellenintensität kann man nichtlineare Spinwellenpakete erzeugen, dies sind in schmalen Filmstreifen (eindimensionalen Spinwellen-Wellenleiterstrukturen) sogenannte Spinwellen-Envelope-Solitonen und in zweidimensionalen Filmen sogenannte Spinwellen-Bullets. Die experimentelle Technik beruht auf der Brillouin-Lichtstreuung, welche hinsichtlich einer zeitlichen Auflösung der propagierenden Spinwellenpakete erweitert wird. Das Funktionsprinzip ist einfach: Man erzeugt mit einem Mikrowellenpuls über eine Streifenantenne einen Spinwellenpuls und mißt die Spinwellenintensität am Ort des Laserfokus. Die Laufzeit des Spinwellenpulses zwischen Antenne und Laserfokus kann man mit einem Start-/Stop-Zähler messen, der durch den Mikrowellenpuls gestartet wird und durch das inelastisch gestreute Photon gestoppt wird.

Figur 17 zeigt als Beispiel die Propagation eines nichtlinearen Spinwellenpaketes durch einen breiten Film. Für Schichten, die wesentlich breiter als die Anregungsantenne sind, ist die Ausbreitung der Spinwellenpakete senkrecht zur Bewegungsrichtung nicht durch die Probenränder begrenzt. In diesen Proben wird von der Theorie ein Kollaps der Spinwellen erwartet, d.h. die Energie der Wellenpakete sollte in endlicher Zeit in einem Punkt im Raum divergieren. Der Kollaps wird in der Realität allerdings durch die mit zunehmender Peak-Amplitude ebenfalls zunehmende Dissipation aufgehalten, und es sollten sich quasistabile Wellenpakete bilden, die nach Y. Silberberg in einer Arbeit über optische Systeme [34] analog als Spinwellen-Bullets bezeichnet werden. Figur 17 zeigt die beobachtete Propagation eines Spinwellen-Bullets. Man erkennt deutlich die Bereiche des beginnenden Modenkollapses für Entfernun-

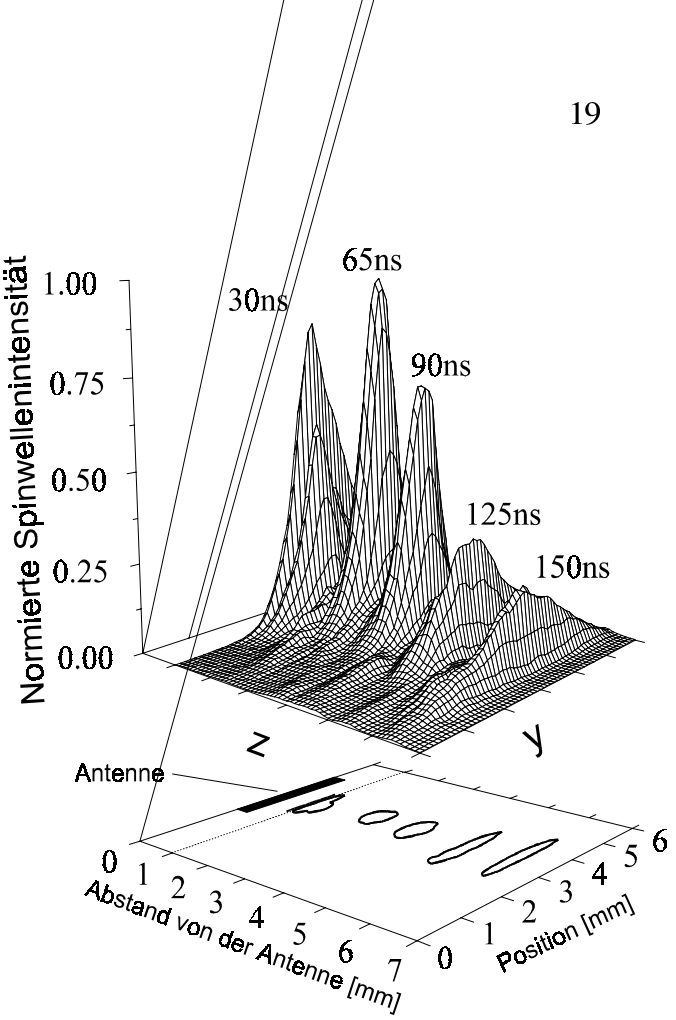


Fig. 17: Zweidimensionale (y,z)-Verteilung der normalisierten Intensität von propagierenden MSBVM-Spinwellenpaketen, entsprechend fünf verschiedenen Werten der Propagationszeit wie in der Figur angegeben. Die Intensitätsverteilungen wurden experimentell mittels orts- und zeitauflösender Brillouin-Lichtstreuspektroskopie bestimmt. Die Spinwellen-Pulsdauer beträgt $\tau = 29$ ns und die Mikrowellen-Eingangsleistung $P_{in} = 460$ mW Die Intensitäten bei halber Höhe des jeweiligen Maximums sind in der (y,z)-Ebene im unteren Teil der Figur gezeigt. Die Antenne zur Erzeugung der Spinwellen befindet sich links auf dem Film. Man beachte die Aufsteilung des Peaks von $T = 30$ ns zu $T = 65$ ns infolge des Selbstfokussierungseffektes und die Propagation bei konstanter Pulsform zwischen $T = 65$ ns und $T = 90$ ns. (nach [33]).

gen z von der Antenne kleiner als 3 mm, den Bereich der Bullet-Propagation für 3 mm $\leq z \leq$ 5 mm und den sich anschließenden Bereich, in der die Diffraktion die Nichtlinearität überwiegt und der Puls beginnt auseinanderzulaufen.

Aus dem weiten Bereich der Magnetisierungsdynamik konnte nur ein kleiner Ausschnitt vorgestellt werden. Es sollte verdeutlicht werden, daß eine Vielzahl dynamischer Phänomene in diesen Strukturen existiert, und daß mit zeitauflösenden Verfahren und der Brillouin-Lichtstreuung sehr mächtige Methoden zur Untersuchung zur Verfügung stehen.

Weiterführende Literatur:

P. Grünberg, *Light scattering from spin waves in thin films and layered magnetic structures*, in: *Light Scattering in Solids V*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989).

B. Hillebrands, *Brillouin light scattering from layered structures*, in: *Light Scattering in Solids VII*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1999).

S.O. Demokritov, E. Tsymbal, *Light scattering from spin waves in thin films and layered systems*, J. Phys. C 6, 7145 (1994).

Ultrathin magnetic structures Vol. I and II, J.A.C. Bland, B. Heinrich (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, London, New York, Tokio (1992).

Spin dynamics in confined magnetic structures, B. Hillebrands, K. Ounadjela (Herausgeber), Springer Verlag, Heidelberg, Berlin, London, New York, Tokio, erscheint voraussichtlich im Sommer 2000.

Literaturhinweise:

1 A. Hubert, R. Schaefer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1998).

2 M.G. Cottam, D.L. Lockwood, *Light scattering in magnetic solids*, J. Wiley&Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Signapore (1986).

3 P. Grünberg, in: *Light Scattering in Solids V*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989).

4 B. Hillebrands, Phys. Rev. B. 41, 530 (1990).

5 L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153 (1935).

6 T.L. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).

7 C. Kittel, Phys. Rev. 110, 1295 (1958).

8 C.H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Mauri, D. Guarisco, E.L. Garwin, H.C. Siegmann, Phys. Rev. Lett. 81, 3251 (1998).

9 C.H. Back, R. Allenspach, W. Weber, S.S.P. Parkin, D. Weller, E.L. Garwin, H.C. Siegmann, Science 285, 864 (1999).

10 M. Bauer, J. Fassbender, B. Hillebrands, *Switching behavior of Stoner-like magnetic thin film elements*, J. Appl. Phys., im Druck.

11 M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, *Suppression of magnetic field induced magnetization precession by pulse tailoring*, eingereicht bei Appl. Phys. Lett..

12 H. Suhl, H.N. Bertram, J. Appl. Phys. 82, 6128 (1997).

13 A.Y. Elezzabi, M.R. Freeman, M. Johnson, Phys. Rev. Lett. 77, 3220 (1996).

14 W.K. Hiebert, A. Stankiewicz, M.R. Freeman, Phys. Rev. Lett. 79, 1134 (1997).

15 M.R. Freeman, W.K. Hiebert, A. Stankiewicz, J. Appl. Phys. 83, 6217 (1998).

16 R.H. Koch, J.G. Deak, D.W. Abraham, P.L. Touilloud, R.A. Altman, Yu Lu, W.J. Gallagher, Phys. Rev. Lett. 81, 4512 (1998).

17 T.J. Silva, C.S. Lee, T.M. Crawford, C.T. Rogers, J. Appl. Phys. 85, 7849 (1999).

18 C.H. Back, J. Heidmann, J. McCord, IEEE Trans. Magn. 35, 637 (1999).

19 T.M. Crawford, T.J. Silva, C.W. Teplin, C.T. Rogers, Appl. Phys. Lett. 74, 3386 (1999).

20 M. Bauer, J. Fassbender, B. Hillebrands, R. L. Stamps, Phys. Rev. B, im Druck (Feb. 2000).

21 T.M. Crawford, P. Kabos, T. J. Silva, eingereicht bei Appl. Phys. Lett..

22 J.R. Sandercock, in: *Light Scattering in Solids III*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1982).

23 B. Hillebrands, Rev. Sci. Instr. 70, 1589 (1999).

24 C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, Phys. Rev. Lett. 81, 3968 (1998).

25 J. Jorzick, S.O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, A. N. Slavin, Phys.Rev. B 60, 15194 (1999).

26 J. Jorzick, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, Appl. Phys. Lett 75, 3859 (1999).

27 J. Jorzick, C. Krämer, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, E. Søndergard, C. Fermon, in Vorbereitung.

28 C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Büttner, S. Riedling, B. Roos, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, A. Müller, B. Hoffman, U. Hartmann, Appl. Phys. Lett. 70, 2912 (1997).

29 A. Ercole, A.O. Adeyeye, C. Daboo, J.A.C. Bland, D.G. Hasko,. J. Appl. Phys. 81, 5452 (1997).

30 M. Grimsditch, Y Jaccard, I.K. Schuller, Phys. Rev. B 58, 11539 (1998).

31 O. Büttner, M. Bauer, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M.P. Kostylev, B.A. Kalinikos, A.N. Slavin, Phys. Rev. Lett. 82, 4320 (1999).

32 M. Bauer, C. Mathieu, S. O. Demokritov, P. A. Kolodin, S. Sure, H. Dötsch, A. N. Slavin, B. Hillebrands, Phys. Rev. B 56, R8483 (1997).

33 M. Bauer, O. Büttner, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, Y. Grimalsky, Yu Rapoport, A.N. Slavin, Phys. Rev. Lett. 81, 3769 (1998).

34 Y. Silberberg, Opt. Lett. 15, 1282 (1990).