

# **Nichtreziproke magnetoakustische Oberflächenwellen in piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstrukturen**

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Dr. rer. nat.

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
der Universität Augsburg

von  
**Matthias Johannes Küß**

Augsburg, September 2021



Erstgutachter: Prof. Dr. Achim Wixforth  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Manfred Albrecht  
Drittgutachter: Prof. Dr. Mathias Weiler

Tag der mündlichen Prüfung: 02.09.2021

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Forschung</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Akustische Oberflächenwellen</b>	<b>7</b>
3.1	Von der Wellengleichung im Volumenkristall zur Oberflächenwelle	7
3.2	Rayleigh-Wellen und horizontale Scherwellen . . . . .	10
3.3	Anregung und Detektion von akustischen Oberflächenwellen . . .	13
3.3.1	Grundlegende Eigenschaften einer Verzögerungsleitung . .	13
3.3.2	Transmissionsverhalten einer Verzögerungsleitung . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Spinwellen</b>	<b>23</b>
4.1	Das Stoner-Wohlfarth Modell . . . . .	24
4.2	Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung . . . . .	26
4.3	Lösungsansatz für die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung . . . . .	27
4.4	Effektive magnetische Felder . . . . .	30
4.4.1	Magnetische Anisotropien . . . . .	30
4.4.2	Austauschwechselwirkung . . . . .	31
4.4.3	Dipolare Wechselwirkung . . . . .	32
4.4.4	Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung . . . . .	34
4.5	Spinwellen in magnetischen Einzelschichten . . . . .	36
4.6	Spinwellen in magnetischen Bilagen . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Wechselwirkung akustischer Oberflächenwellen mit Spinwellen</b>	<b>45</b>
5.1	Magnetoakustische Treibfelder . . . . .	45
5.1.1	Magnetoelastische Kopplung . . . . .	46
5.1.2	Magneto-Rotation und Spin-Rotation Kopplung . . . . .	49
5.2	Einfluss auf die Transmission akustischer Oberflächenwellen . . . .	52
5.3	Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibe- feld und Magnetisierungsdynamik . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Probenpräparation und magnetische Charakterisierungsmethoden</b>	<b>59</b>
6.1	Lithographie . . . . .	59
6.2	Magnetron-Sputterdeposition . . . . .	61
6.3	SQUID-Vibrationsmagnetometrie . . . . .	62
6.4	Breitband-Ferromagnetische Resonanz . . . . .	63

<b>7</b>	<b>Magnetoakustische Spinwellen-Spektroskopie</b>	<b>65</b>
7.1	Netzwerkanalyse für akustische Verzögerungsleitungen . . . . .	65
7.2	Experimentelle Optimierung der Verzögerungsleitung . . . . .	69
7.3	Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung . . . . .	70
7.4	Ausgleichsrechnung zur magnetoakustischen Charakterisierung . .	73
<b>8</b>	<b>Einfluss der akustischen Oberflächenwellenmode auf die Nichtreziprozität der Spinwellenanregung</b>	<b>77</b>
8.1	Magnetoakustische Transmission von Rayleigh-Wellen und horizontalen Scherwellen in Ni(10 nm) . . . . .	78
8.2	Ausgleichsrechnung und Diskussion der Ergebnisse . . . . .	81
8.3	Magnetoelastische Charakterisierung akustischer Oberflächenwellen	84
8.4	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	86
<b>9</b>	<b>Nichtreziproke magnetoakustische Wellen durch Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung</b>	<b>87</b>
9.1	Magnetoakustische Transmission in CoFeB( $d$ : 1,4 - 5 nm)/Pt(3 nm) .	88
9.2	Diskussion der Ausgleichsrechnung . . . . .	91
9.3	Diskussion der Nichtreziprozität . . . . .	97
9.4	Frequenz- und Wellenvektorabhängigkeit . . . . .	99
9.5	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	100
<b>10</b>	<b>Nichtreziproke magnetoakustische Wellen in magnetischen Bilagen</b>	<b>103</b>
10.1	Magnetoakustische Transmission in Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm)	104
10.2	Diskussion und Simulation . . . . .	107
10.3	Diskussion der Nichtreziprozität . . . . .	110
10.4	Frequenz- und Wellenvektorabhängigkeit . . . . .	114
10.5	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	115
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>117</b>
<b>A</b>	<b>Koordinaten Transformation</b>	<b>121</b>
<b>B</b>	<b>Parameter der untersuchten magnetischen Dünnschichten</b>	<b>123</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>137</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>139</b>

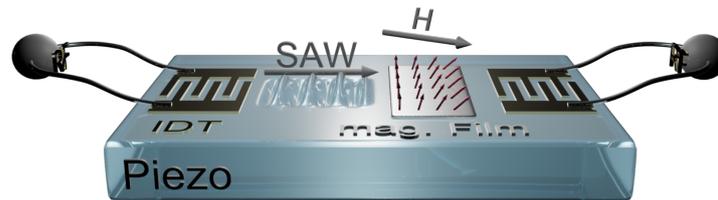
# 1 Einleitung

Die Erfindung von wohl keinem anderen technischen Gerät hat in den vergangenen 15 Jahren unser tägliches Leben so stark beeinflusst wie das Smartphone [1]. Dazu wesentlich beigetragen hat die permanente Verfügbarkeit von mobilen Daten. Hierbei erfolgt die drahtlose Datenübertragung über verschiedene Frequenzbänder, die bisher in einem Frequenzbereich von 0,8 GHz bis 5,9 GHz angesiedelt sind und zukünftig mit der Einführung des Frequenzbereiches FR2 des Standards 5G auf bis zu 86 GHz ausgeweitet werden sollen [2, 3]. Zur Trennung der Frequenzen in den Frontend-Modulen werden seit vielen Jahren akustische Oberflächenwellen-Bandpassfilter eingesetzt [4–8]. Aufgrund der Vielzahl an genutzten Frequenzbändern sind einer Schätzung von 2017 zufolge heute in jedem der jährlich 1,3 Mrd. verkauften Smartphones ca. 100 Frequenzfilter verbaut und vereinen somit den größten Anteil an den Kosten der Hochfrequenzbauteile eines Smartphones auf sich [8, 9].

Im einfachsten Fall besteht ein akustischer Oberflächenwellen-Bandpassfilter, ähnlich zur Skizze in Abb. 1.1, ausschließlich aus einem piezoelektrischen Kristall und zwei metallisierten Kammstrukturen. Auf sehr effiziente Weise können damit über den piezoelektrischen Effekt akustische Oberflächenwellen (engl. *Surface Acoustic Waves*, SAWs) in einem festgelegten Frequenzbereich angeregt und ausgelesen werden [6]. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit von SAWs im Vergleich zu elektromagnetischen Wellen um fünf Größenordnungen geringer ist, sind die bei gleicher Frequenz angeregten Wellenlängen bedeutend kürzer, wodurch die Oberflächenwellen-Bauelemente vorteilhaft klein dimensioniert werden können. Als weiterer entscheidender Vorteil für die Massenproduktion ist die kostengünstige Herstellung mittels etablierter Dünnschichttechnik zu nennen [7, 8]. Wegen all dieser einzigartigen Eigenschaften haben SAWs neben den bereits genannten Hochfrequenzfiltern auch vielfältige Anwendungen in Bereichen der Sensorik [10–12], Medizin („Lab-on-a-chip“) [13] und Forschung [14] gefunden.

Eine sehr nützliche Funktionalität - die Nichtreziprozität - hat sich bisher für akustische Oberflächenwellen-Bauelemente noch nicht erfolgreich in Anwendungen integrieren lassen. Es hat viele Vorteile, dass sich SAWs reziprok verhalten und sich entsprechend deren Eigenschaften hinsichtlich Dispersion und Dämpfung nicht unter einer Invertierung der Ausbreitungsrichtung ändern. Allerdings ist es somit auch nicht möglich, akustische Signale, die in entgegengesetzte Richtungen laufen, zu trennen und beispielsweise akustische Dioden, die auch akustische Isolatoren genannt werden [15], zu bauen. In der Hochfrequenztechnik werden Isolatoren zum Schutz von empfindlichen Bauteilgruppen und zur Unterdrückung von Signalreflexionen eingesetzt [16]. Hierbei wird das Hochfrequenzsignal in Vorwärtsrichtung mit einer geringen Einfügedämpfung transmittiert und in der Gegenrichtung stark

gedämpft. Typischerweise beruhen solche Isolatoren auf der nichtreziproken Wellenausbreitung in einem Ferrit, sind verhältnismäßig groß ( $\geq 10 \times 10 \times 5$  mm [17]) und tendenziell aufwendig in der Herstellung [16, 18].



**Abbildung 1.1:** Ein akustischer Oberflächenwellenfilter besteht im einfachsten Fall aus einem piezoelektrischen Substrat mit zwei metallisierten Kammstrukturen (IDTs). Unabhängig davon, ob die durch Wechsellspannung anregbare akustische Oberflächenwelle (SAW) von links nach rechts oder in die invertierte Richtung propagiert, sind die Eigenschaften der SAW identisch. In einer *zusätzlichen* ferromagnetischen Dünnschicht können die SAWs magnetoakustisch nichtreziproke Spinwellen anregen, wodurch das Oberflächenwellen-Bauelement im äußeren Magnetfeld  $H$  eine nichtreziproke Transmission und somit das Verhalten einer akustischen Diode zeigt.

Da Oberflächenwellen-Bauelemente gerade in diesen Punkten vorteilhafte Eigenschaften besitzen, sind nichtreziproke SAWs für Anwendungen grundsätzlich sehr interessant [19, 20]. Infolgedessen wurden bereits verschiedene Koppelmechanismen, die ein nichtreziprokes Verhalten von SAWs hervorrufen untersucht. Beispielsweise ergibt sich eine nichtreziproke Transmission von SAWs für (i) eine Kopplung der Verzerrungsfelder der SAW mit den sich auf Zyklotron-Bahnen bewegenden Leitungselektronen in Aluminium Einkristallen [21], (ii) die akustoelektrische Verstärkung von SAWs durch driftende Elektronen in einem zweidimensionalen Elektronensystem [22] und (iii) nichtlineare Wechselwirkung einer SAW hoher Amplitude mit einem zweidimensionalen Elektronensystem [23, 24].

Im Gegensatz zu SAWs können Spinwellen (SWs) ein nichtreziprokes Verhalten aufweisen. Spinwellen bestehen aus kohärent präzedierenden magnetischen Momenten [25]. Da die Präzession der magnetischen Momente einen festgelegten rechtehändigen Drehsinn beschreibt und so die Zeitumkehr gebrochen wird, können sich SWs nichtreziprok verhalten [26]. Beispielsweise kann eine ausgeprägt nichtreziproke Spinwellendispersion in magnetischen Dünnschichten durch die Dzyaloshinskii-Moriya (DM) Wechselwirkung [27–29] oder die dipolare Wechselwirkung mit magnetischen Momenten einer benachbarten Dünnschicht [30–34] hervorgerufen werden.

In diesem Sinne folgt diese Arbeit der Idee, reziproke SAWs mit nichtreziproken SWs zu koppeln, um eine nichtreziproke Transmissionscharakteristik für akustische Oberflächenwellen-Bauelemente zu erzielen. Dabei wird zum einen ausgenutzt, dass die magnetoakustische Anregung von SWs durch SAWs bereits nichtreziprok [35–39] ist. Zum anderen werden das erste Mal gezielt ferromagnetische Dünnschichtsysteme eingesetzt, die eine nichtreziproke Spinwellendispersion aufweisen [37, 39]. Aus der Kombination dieser beiden Effekte ergibt sich eine stark nichtreziproke Transmissionscharakteristik für die piezoelektrisch/ferromagnetische Hybridstruktur in Abb. 1.1, falls die SAW resonant SWs anregt. Des Weiteren

wird zur Interpretation der magnetoakustischen Transmissionsmessungen ein phänomenologisches Modell erarbeitet, das es erlaubt SWs und magnetische Parameter der magnetischen Dünnschichten zu charakterisieren. Mittels der neuen Methode der „magnetoakustischen SW-Spektroskopie“ ist es beispielsweise möglich gekoppelte SW-Moden in magnetischen Bilagen zu untersuchen und die effektive DM-Konstante in magnetischen Dünnschichten zu bestimmen.

Zur übersichtlichen Darstellung der Ergebnisse ist die Arbeit wie folgt gegliedert: Das Kapitel 2 fasst die wichtigsten Ergebnisse aus vorhergehenden magnetoakustischen Untersuchungen zusammen und verrät, dass die Idee akustische Wellen mit SWs zu koppeln bereits auf erste Experimente in den 1950er-Jahren zurückgeht. In Kapiteln 3 und 4 werden die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften von SAWs und SWs zunächst getrennt vorgestellt. Beispielsweise werden Rayleigh-Wellen und horizontale Scherwellen behandelt und Spinwellendispersionen hergeleitet. Die Kopplung zwischen SAWs und SWs wird anhand von magnetoakustischen Treibefeldern beschrieben und im Theoriekapitel 5 diskutiert. Neben der magnetoelastischen Kopplung spielen auch die erst vor kurzem beschriebenen Mechanismen der Magneto-Rotation Kopplung [40] und Spin-Rotation Kopplung [41] eine Rolle. Das folgende Kapitel 6 widmet sich in aller Kürze der Präparation der magnetoakustischen Proben und den Methoden der magnetischen Probencharakterisierung mittels Vibrationsmagnetometrie und Breitband-Ferromagnetischer Resonanz. Anschließend wird in Kapitel 7 die neue Methode der magnetoakustischen SW-Spektroskopie mit Details zu Versuchsaufbau, Versuchsdurchführung und Auswertung vorgestellt. Der Einfluss unterschiedlicher akustischer Oberflächenwellenmoden auf die magnetoakustische Wechselwirkung und nichtreziproke Anregung wird in Kapitel 8 für eine ferromagnetische Dünnschicht aus Ni(10 nm) untersucht. Die in Kapitel 9 diskutierten magnetoakustischen Proben mit magnetischen Dünnschichten aus CoFeB(*d*)/Pt(3 nm) weisen aufgrund von Grenzflächen-DM-Wechselwirkung eine nichtreziproke Spinwellendispersion auf. Zusammen mit einer ausführlichen Auswertung der Ergebnisse der magnetoakustischen SW-Spektroskopie wird der nichtreziproke Einfluss durch DM-Wechselwirkung auf die magnetoakustische Transmission untersucht. Im Anschluss wird in Kapitel 10 das nichtreziproke Verhalten von symmetrischen und antisymmetrischen SW-Moden in dipolar gekoppelten ferromagnetischen Bilagen aus NiFe(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) charakterisiert. Die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit werden abschließend in Kapitel 11 zusammengefasst und eingeordnet.



## 2 Stand der Forschung

Aus der Kopplung der Magnetisierung mit äußeren magnetischen Feldern haben sich - vom Kompass bis zur Speichertechnologie - eine Fülle technologischer Anwendungen ergeben. Ein alternatives Konzept, das eine Beeinflussung der Magnetisierung ermöglicht, basiert auf der magnetoelastischen Wechselwirkung [42]. Hierbei kommen häufig piezoelektrisch/ferromagnetische Hybridstrukturen zum Einsatz, da die Piezoelektrizität eine einfache Möglichkeit darstellt den Magneten über das Anlegen einer elektrischen Spannung zu verzerren und magnetoelastisch zu manipulieren. So kann beispielsweise durch statische Verzerrung eines Magneten auf die Gleichgewichtslage der Magnetisierung Einfluss genommen werden [43, 44]. Daneben ist es bei dynamischer Verzerrung des Magneten möglich ferromagnetische Resonanz oder Spinwellen (SWs) magnetoelastisch anzuregen.

Erste Untersuchungen der dynamischen magnetoelastischen Kopplung in Hybridstrukturen gehen bereits auf die 1950er-Jahre zurück [45–47]. Beispielsweise konnten H. Bömmel und K. Dransfeld anhand von Experimenten an Hybridstrukturen aus Quarz und Nickel in zwei Hohlraumresonatoren zeigen, dass sowohl Magnetisierungsdynamik akustische Volumenwellen anregen kann, als auch umgekehrt, akustische Volumenwellen Magnetisierungsdynamik verursachen kann [47].

Mit der Erfindung der interdigitalen Wandlerstruktur (IDT) im Jahre 1965 [48] ergab sich eine neue und sehr effiziente Möglichkeit der dynamischen magnetoelastischen Kopplung mittels kohärenten akustischen Oberflächenwellen (SAWs). So wurden in den 70er Jahren einige Experimente durchgeführt, für die auf einkristallinem ferrimagnetischen Yttrium-Eisen-Granat (YIG) eine piezoelektrische Schicht aus Zinkoxid (ZnO) abgeschieden und darauf ein Paar IDTs aufgedampft wurde [19, 49–52]. Zum einen konnte eine starke Abhängigkeit der resonanten magnetoelastischen Wechselwirkung von der Orientierung des äußeren Magnetfeldes  $H$  und der Ausbreitungsrichtung der SAW mit dem Wellenvektor  $k$  festgestellt werden. Zum anderen zeigte sich bereits in diesen frühen Experimenten, dass die Transmissionscharakteristik der angeregten magnetoakustischen Wellen ein nichtreziprokes Verhalten aufweist, wodurch akustische Dioden als mögliche Anwendung ins Auge gefasst wurden [19, 50, 51].

Daneben wurde Mitte der 70er Jahre begonnen die *nicht resonante* magnetoelastische Wechselwirkung in piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstrukturen für Frequenzen im Bereich von einigen 100 MHz zu untersuchen [53–58]. Hierfür wurde auf einem piezoelektrischen Substrat, das sich sehr gut zur Anregung und Detektion von SAWs eignet (z.B.  $\text{LiNbO}_3$ ), eine ferromagnetische polykristalline Dünnschicht (meist Ni) zwischen zwei IDTs abgeschieden (siehe Abb. 1.1). Aufgrund des Delta-Effekts [42] beeinflusst eine Änderung des Magnetisierungszustands insbesondere

die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAW. Die Charakterisierung der reziproken Transmissionscharakteristik dieser Hybridstrukturen ist von einer möglichen Anwendung als abstimmbarer Phasenschieber [53, 55] oder Magnetfeldsensor [57, 58] motiviert.

Die *resonante* magnetoelastische Wechselwirkung in Hybridstrukturen aus  $\text{LiNbO}_3$  und Ni wurde im Jahre 2011 von M. Weiler et al. mit hochfrequenten SAWs mit Frequenzen von bis zu 2,2 GHz untersucht [35, 59]. Mit einem an die ferromagnetische Resonanz (FMR) angelehnten Landau-Lifshitz-Gilbert Modell konnten die magnetoakustischen Transmissionsmessungen gut beschrieben werden. Im Gegensatz zur FMR wird dabei die Magnetisierungsdynamik von einem virtuellen magnetoelastischen Treibefeld, das eine charakteristische Symmetrie aufweist, angeregt. Falls die Frequenzen der SAW noch weiter erhöht werden, muss zusätzlich der Wellencharakter der angeregten Magnetisierungsdynamik berücksichtigt werden. Infolgedessen konnte im Jahre 2015 für Frequenzen bis 4,5 GHz gezeigt werden, dass für die magnetoelastisch angeregten Spinwellen (SWs) die magnetischen dipolaren Felder der SW nicht mehr vernachlässigbar sind [60].

Für Hybridstrukturen aus piezoelektrischem Substrat und ferromagnetischen Dünnschichten rücken die nichtreziproken Eigenschaften der resonant angeregten magnetoakustischen Wellen seit 2017 wieder verstärkt in den Fokus der Untersuchungen. Ähnlich zu der zuvor erwähnten Nichtreziprozität in Strukturen aus YIG und ZnO zeigt sich auch in Hybridstrukturen aus  $\text{LiNbO}_3/\text{Ni}$  eine nichtreziproke Anregung von SWs aufgrund einer Fehlanpassung der Helizitäten von magnetoakustischem Treibefeld und Magnetisierungsdynamik [35, 36, 40, 61]. Zudem schlägt R. Verba et al. in zwei theoretischen Arbeiten aus 2018 und 2019 vor, anstelle einfacher ferromagnetischer Dünnschichten gezielt magnetische Schichtsysteme zu nutzen, die aufgrund einer nichtreziproken Spinwellendispersion eine nichtreziproke magnetoakustische Transmission hervorrufen sollen [26, 62]. So hat während der Anfertigung dieser Arbeit die Erforschung der magnetoakustischen Wechselwirkung in piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstrukturen zunehmend an Fahrt aufgenommen [63]. Für Hybridstrukturen aus  $\text{LiNbO}_3/\text{Py}$  und  $\text{LiNbO}_3/\text{CoFeB}$  wurden nicht-magnetoelastische Wechselwirkungsmechanismen, die Magneto-Rotation Kopplung [40, 64] und Spin-Rotation Kopplung (bzw. gyromagnetische Kopplung) [41], diskutiert. In Kombination mit der magnetoelastischen Kopplung wird die nichtreziproke Anregung von SWs verstärkt. Auch wurden erste Experimente an magnetischen Bilagen [20] durchgeführt und die nichtlineare magnetoakustische Anregung von SWs nachgewiesen [65].

## 3 Akustische Oberflächenwellen

Um die Grundlagen zur theoretischen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen akustischen Oberflächenwellen (engl. *Surface Acoustic Waves*, SAWs) und Spinwellen zu legen, werden in diesem Kapitel zunächst die SAWs vorgestellt. Dabei werden zuerst grundlegende Eigenschaften von SAWs anhand der Wellengleichung in Abschnitt 3.1 hergeleitet. Anschließend werden in Abschnitt 3.2 Charakteristika der Rayleigh-Welle und der horizontalen Scher-Oberflächenwelle diskutiert. Ein besonderes Augenmerk wird auf die Anregung und Detektion von hochfrequenten Oberflächenwellen im Gigahertz-Bereich mittels interdigitalen Wandlerstrukturen in Abschnitt 3.3 gelegt.

### 3.1 Von der Wellengleichung im Volumenkristall zur Oberflächenwelle

Für elastische Schwingungen im Festkörper ergeben sich akustische und optische Schwingungsmoden. Beide Moden unterscheiden sich hinsichtlich der Phasenlage benachbarter schwingender Atome. Für akustische Moden ist die Auslenkung benachbarter schwingender Atome phasengleich, wohingegen sie gegenphasig für optische Moden ist. Da typische Wellenlängen von SAWs im Bereich von 500 nm bis 100  $\mu\text{m}$  sind, wird die Theorie akustischer Gitterschwingungen im Grenzfall kleiner Wellenvektoren vorgestellt. Der Inhalt dieses Theoriekapitels ist an Referenz [6] von D. Morgan angelehnt.

#### Wellengleichung im Volumenkristall

Die Beschreibung von SAWs erfolgt für ein homogenes Medium der Dichte  $\rho$  in einem kartesischen  $x_1 x_2 x_3$ -Koordinatensystem. Das Volumen wird in infinitesimal kleine quaderförmige Volumenelemente unterteilt. Es gilt die Bewegungsgleichung für die Auslenkung  $\mathbf{u}$  der Volumenelemente aus der Ruhelage für kleine Amplituden zu bestimmen. Benachbarte Volumenelemente üben Kräfte aufeinander aus. Diese werden durch den Spannungstensor mit den Tensorelementen  $\sigma_{ij}$  ausgedrückt. Hierbei gibt der Index  $i = \{1; 2; 3\}$  die Richtung der Kraft in  $x_i$ -Richtung an, welche auf eine Fläche mit der Normalen in  $x_j$ -Richtung des Volumenelements wirkt ( $j = \{1; 2; 3\}$ ). Unter Berücksichtigung der einsteinschen Summenkonvention ergibt sich für die Bewegungs-, bzw. Wellengleichung eines Volumenelements

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (3.1)$$

Nach dem verallgemeinerten Hookeschen Gesetz  $\sigma_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl}$  ist der Spannungstensor  $\sigma_{ij}$  über den Elastizitätstensor  $c_{ijkl}$  mit dem Verzerrungstensor (engl. *strain*)

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (3.2)$$

verknüpft. In piezoelektrischen Materialien hängt  $\sigma_{ij}$  zudem von der elektrischen Feldstärke  $E_k$  und dem piezoelektrischen Tensor  $p_{kij}$  ab

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl} - p_{kij}E_k. \quad (3.3)$$

Als weitere Konstitutivgleichung ist die dielektrische Verschiebung  $D_i$  mit dem dielektrischen Tensor  $\varepsilon_{ij}$  gegeben durch

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j + p_{ijk}\varepsilon_{jk}. \quad (3.4)$$

Das elektrische Feld kann dabei über die Maxwell Gleichungen in quasistatischer Näherung durch das elektrische Potential  $\phi$  ausgedrückt werden

$$E_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x_i}, \quad (3.5)$$

da sich die akustische Welle deutlich langsamer ausbreitet als eine rein elektromagnetische Welle.

Für die Wellenausbreitung in einem piezoelektrischen Substrat (elektrischer Isolator) folgt aus den Maxwellgleichungen  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ . Zusammen mit Gleichungen (3.1)-(3.5) ergibt sich so ein System aus vier miteinander verknüpften Wellengleichungen, welche für gegebene Randbedingungen im allgemeinen Fall nur numerisch nach den drei Komponenten der Auslenkung  $u_i$  und dem elektrischen Potential  $\phi$  aufgelöst werden können. Hierbei ergeben sich im unendlich ausgedehnten Kristall für eine Ausbreitungsrichtung eine longitudinale Wellenmode und zwei zueinander senkrecht polarisierte transversale Scherwellenmoden.

### Longitudinale akustische Volumenmode

Für den Spezialfall einer sich in  $x_1$ -Richtung ausbreitenden longitudinalen Volumenwelle im isotropen Medium lässt sich das Gleichungssystem zu

$$\rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - c \left( 1 + \frac{p^2}{\varepsilon c} \right) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} = 0 \quad (3.6)$$

vereinfachen. Die Lösung der Wellengleichung sind harmonische Wellen

$$u_1 = u_{1,0} e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad (3.7)$$

mit der komplexen Amplitude  $u_{1,0}$ , dem Wellenvektor  $k = |\mathbf{k}|$  und der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ . Damit ergibt sich für die Phasengeschwindigkeit der akustischen

Welle

$$c_{AW} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{c(1 + \kappa^2)}{\rho}} \approx c_{AW,0} \left(1 + \frac{1}{2}\kappa^2\right), \quad (3.8)$$

mit  $\kappa^2 = p^2/(\epsilon c)$  und  $c_{AW,0} = \sqrt{c/\rho}$ . Hieraus lassen sich bereits drei wichtige Eigenschaften, welche auch häufig für SAWs gelten, ableiten:

- Die Phasengeschwindigkeit der akustischen Welle ist konstant und zeigt keine Dispersion.
- Die Phasengeschwindigkeit der akustischen Wellen beträgt typischerweise einige 1000 m/s und ist damit um fünf Größenordnungen geringer als die Geschwindigkeit elektromagnetischer Wellen.
- Im Vergleich zu einer akustischen Welle in einem Kristall ohne piezoelektrische Eigenschaften, ergibt sich in einem Piezoelektrikum ein zusätzlicher Term proportional zum *elektromechanischen Koppelkoeffizienten*  $\kappa^2$ . Dieser Term trägt der Kopplung der mechanischen Verzerrung mit dem elektrischen Feld Rechnung. Aufgrund der deshalb auftretenden zusätzlichen rücktreibenden Kräfte wirkt der Kristall „versteift“ und die Phasengeschwindigkeit der akustischen Welle  $c_{AW}$  ist um den Faktor  $0,5\kappa^2$  erhöht.

### Akustische Oberflächenwellen

Der Übergang von akustischen Volumen- zu Oberflächenwellen geschieht durch Einführung geeigneter Randbedingungen. Zum einen müssen die Kraftkomponenten des Spannungstensors in der Richtung senkrecht zur Oberfläche des Kristalls verschwinden. Zum anderen ergeben sich Randbedingungen für das elektrische Potential  $\phi$  und die dielektrische Verschiebung  $\mathbf{D}$ . Diese Randbedingungen leiten sich von den Grenzfällen einer perfekt elektrisch isolierenden Oberfläche (engl. *open circuit*, oc), oder einer infinitesimal dünnen, perfekt leitfähigen Oberfläche (engl. *short circuit*, sc) ab. Mit letzterem kann das Verhalten einer SAW auf einem Substrat mit sehr dünner Metallisierung angenähert werden. Der Lösungsansatz erfolgt mittels einer Linearkombination aus Partialwellen, welche die Randbedingungen erfüllen. Mit Hilfe der *Methode der Finiten Elemente* (FEM) können die Wellengleichungen numerisch gelöst werden. In dieser Arbeit wurden diese Simulationen mit dem etablierten Computerprogramm *Comsol* [37, 66, 67] durchgeführt.

In Anlehnung an Gleichung (3.8) ist der elektromechanische Koppelkoeffizient  $\kappa^2$  das Maß für die Kopplungsstärke von elektrischen und mechanischen Feldern der Oberflächenwelle und geht, wie in Kapitel 3.3 gezeigt, entscheidend in die Anregungseffizienz der interdigitalen Wandlerstrukturen ein. Zudem gibt  $0,5\kappa^2$  die relative Änderung der Phasengeschwindigkeit der SAW zwischen einem blanken und metallisierten piezoelektrischen Substrat an

$$\frac{c_{SAW}^{oc} - c_{SAW}^{sc}}{c_{SAW}^{oc}} = \frac{1}{2}\kappa^2. \quad (3.9)$$

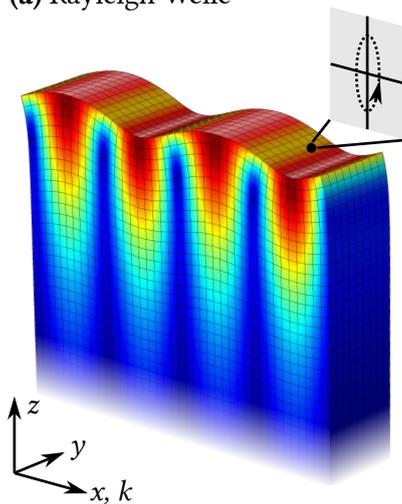
### Akustische Oberflächenwellen in Schichtsystemen

Für ein Schichtsystem, bestehend aus einem piezoelektrischen Substrat und einer Metallisierung der Schichtdicke  $d_f$ , ist für die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle  $c_{SAW} \approx c_{SAW}^{sc}$  nur im Grenzfall sehr geringer Schichtdicken eine gute Näherung. Aufgrund unterschiedlicher Wellengeschwindigkeiten des Substrats und des Films ergibt sich für Schichtsysteme mit  $d_f \ll \lambda$  im Allgemeinen ein leicht dispersives Verhalten, welches von der Größe  $d_f/\lambda$  bestimmt wird [6]. Das leicht dispersive Verhalten lässt sich experimentell für Oberflächenwellen Transmissionsmessungen im Zeitbereich gut beobachten (siehe Kapitel 9.1) und führt zu einer leichten Frequenzabhängigkeit der in Kapitel 7.1 beschriebenen Zeitbereichsfiltereinstellungen. Natürlich können mit den FEM Simulationen in Comsol auch Wellengleichungen von Schichtsystemen gelöst werden, siehe z.B. Kapitel 9. Hierbei werden allerdings recht hohe Fehlerwerte (bis 50%) angenommen, welche sich aus den geschätzten Materialparametern der metallischen Dünnschichten ergeben.

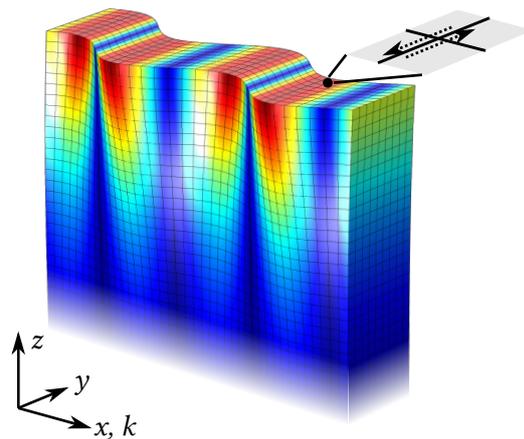
## 3.2 Rayleigh-Wellen und horizontale Scherwellen

Je nach Materialeigenschaften des piezoelektrischen Kristalls können verschiedene Moden akustischer Oberflächenwellen angeregt werden. In diesem Kapitel werden die wahrscheinlich am häufigsten eingesetzten Oberflächenwellenmoden [4–6] - die Rayleigh-Mode [68] und horizontale Schermode (engl. *shear horizontal mode*, SH-Mode) [6] - vorgestellt. Die Rayleigh-Mode wird im gesamten Experimenterteil 8 - 10 zur Anregung von Spinwellen genutzt. Um den Einfluss des Typs der Oberflächenwellenmode auf die Interaktion mit Spinwellen zu untersuchen, findet im Kapitel 8 zusätzlich die SH-Mode Verwendung.

(a) Rayleigh-Welle



(b) Horizontale Scherwelle



**Abbildung 3.1:** Substratverzerrung einer (a) Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> und (b) einer horizontalen Scherwelle auf 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub>, simuliert mit Comsol für kurzgeschlossene Oberflächen. Der Betrag der Verzerrung  $|\mathbf{u}|$  ist in Falschfarben dargestellt (blau:  $|\mathbf{u}|$  klein, rot:  $|\mathbf{u}|$  groß). Beide Moden unterscheiden sich deutlich hinsichtlich der Komponenten der Verzerrung  $\mathbf{u}$ , deren zeitliche Verläufe für ein Volumenelement zusätzlich skizziert sind.

Die in Abb. 3.1 gezeigte Rayleigh- und SH-Mode werden in dieser Arbeit auf den dafür etablierten piezoelektrischen Kristallen  $\text{LiNbO}_3$  und  $\text{LiTaO}_3$  angeregt [6]. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der Substrate und der darauf anregbaren akustischen Moden findet sich in Tabelle 3.1. Sowohl  $\text{LiNbO}_3$  als auch  $\text{LiTaO}_3$  sind Ferroelektrika aus der Gruppe der Perowskite und besitzen eine trigonale Kristallstruktur [69, 70]. Mittels des Czochralski-Tiegelziehens werden diese Kristalle hergestellt [5].

Da die anregbare Oberflächenmode sowohl vom Schnitt des Wafers aus dem anisotropen Kristall als auch von der Ausbreitungsrichtung der Welle abhängt, ist es zweckmäßig ein kartesisches XYZ-Koordinatensystem zur Beschreibung des Kristalls einzuführen [71]. Hierbei sind die Z- und X-Achse parallel zur c- und a-Achse des Kristalls orientiert [70]. Die verwendeten Schnitte (engl. *cut*) der Wafer und die Ausbreitungsrichtungen (engl. *propagation*, prop.) der Rayleigh- und SH-Welle sind in Abb. 3.2 erklärt. Auch aufgrund der hohen elektromechanischen Koppelkoeffizienten  $\kappa^2 \approx 5\%$  sind beide Substrate besonders gut für Oberflächenwellen-Bauelemente geeignet und werden dementsprechend in industriellem Maßstab hergestellt und eingesetzt [6].

Die Simulationen der Rayleigh- und SH-Mode in Abb. 3.1 zeigen die Ergebnisse von FEM Eigenfrequenzanalysen aus Comsol [66] für Substrate aus Y-cut Z-prop.  $\text{LiNbO}_3$  und  $36^\circ$ -rot. Y-cut X-prop.  $\text{LiTaO}_3$  mit den Randbedingungen einer elektrisch kurzgeschlossenen Oberfläche. In Falschfarben ist der normierte Betrag der Auslenkung der Volumenelemente aus der Ruhelage  $|\mathbf{u}|$  dargestellt. Als Bezugssystem wird im Folgenden ein kartesisches xyz-Koordinatensystem genutzt, wobei die Oberflächenwellen mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in x-Richtung propagieren und die Wellenfronten parallel zur y-Achse orientiert sind. Bei beiden Moden handelt es sich um Oberflächenwellen, denn die Auslenkung  $|\mathbf{u}|$  fällt näherungsweise exponentiell ins Substrat, in  $-z$ -Richtung, ab [6]. Somit sind die Auslenkung der Welle und alle damit verknüpften Größen an/nahe der Oberfläche maximal, weshalb Oberflächenwellen naturgemäß gegenüber Änderungen an der Substratoberfläche sehr empfindlich sind und sich besonders gut für sensorische Anwendungen eignen [10].

Für die Rayleigh-Mode bewegen sich die Volumenelemente an der Oberfläche retrograd auf elliptischen Bahnen in der xz-Ebene, siehe Abb. 3.1(a). In erster Näherung bestimmen die Komponenten des Verzerrungstensors  $\varepsilon_{ij}$  mit  $i, j = \{x; y; z\}$  die Stärke der Wechselwirkung mit den Spinwellen, wie in Kapitel 5.1 diskutiert. Für die Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop.  $\text{LiNbO}_3$  sind die Komponenten  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{xz}$  mit  $\varepsilon_{xx} \gg \varepsilon_{zz} > \varepsilon_{xz}$  an der Oberfläche ungleich Null [35, 37]. Zudem geht in die Stärke der Wechselwirkung zwischen Oberflächenwellen und Spinwellen die Rotation der Auslenkung  $\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u}$  mit den Elementen

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.10)$$

ein. Hierbei dominiert, wie aus Abb. 3.1 ersichtlich, die Komponente der Rotation um die y-Achse  $\omega_{xz}$  für die Rayleigh-Mode [37, 40].

**Tabelle 3.1:** Zusammenfassung einiger wichtiger Materialparameter der verwendeten piezoelektrischen Substrate und der darauf anregbaren Wellenmoden [6, 72].

Substrat	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\epsilon_\infty/\epsilon_0$	Mode	$\kappa^2$ (%)	$c_{SAW}^{sc}$ (m/s)
Y-cut Z-prop. LiNbO <sub>3</sub>	4640	46	Rayleigh	4,8	3404
36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO <sub>3</sub>	7454	50	SH	4,7	4112
			Rayleigh	0,046	3232

Entsprechend der Bezeichnung der SH-Mode ist der dominierende Anteil der Auslenkung  $|\mathbf{u}|$  dieser Mode durch die transversale Komponente parallel zur Substratoberfläche  $u_y$  bestimmt. Folglich sind die größten Komponenten der Gitterverzerrung und der Rotation  $\epsilon_{xy}$  und  $\omega_{xy}$  [38]. Wie in Kapitel 8 im Detail diskutiert, zeigt die SH-Mode auf 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> auch eine geringe Gitterauslenkung in x- und z-Richtung, weshalb die restlichen Komponenten des Verzerrungstensors klein, aber ungleich Null sind. Ferner ist die Anregung von Oberflächenwellen auf diesem Substrat in dreierlei Hinsicht interessant:

- Neben der Bezeichnung SH-Mode wird in der Literatur häufig der allgemeinere Begriff *Oberflächen-Leckwelle* (engl. *leaky-SAW*) verwendet. Da für die Wellenausbreitung in X-Richtung die Propagationsverluste der Oberflächen-Leckwelle für den Kristallschnitt 36°-rot. Y-cut verschwinden und die resultierende Mode einer SH-Mode entspricht, können beide Begrifflichkeiten verwendet werden [6, 72].
- Falls die Oberfläche des Substrats nicht metallisiert ist, ergibt sich für die Welle eine sehr große Eindringtiefe in das Substrat [72]. Die propagierende Wellenmode wird dann als *oberflächennahen Volumenwelle* (engl. *surface skimming bulk wave*) bezeichnet [73].
- Neben der SH-Mode ( $\kappa^2 = 4,7\%$ ) ist es zusätzlich möglich Rayleigh-Moden anzuregen [72]. Allerdings ist die elektrische Anregung mittels interdigitalen Wandlerstrukturen wenig effizient, da der elektromechanische Koppelkoeffizient mit  $\kappa^2 = 0,046\%$  sehr klein ist.

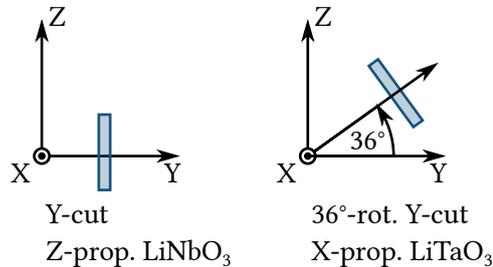
Im Allgemeinen stehen die beschreibenden Größen einer SAW in einem festen Verhältnis zueinander [74]. Beispielsweise steht die Leistung der Oberflächenwelle  $P_{SAW}$  über

$$P_{SAW} = R\omega W|u_{z,0}|^2 \quad (3.11)$$

mit der Amplitude der Auslenkung in z-Richtung  $|u_{z,0}|$  in Zusammenhang [75]. Hierbei beschreibt  $P_{SAW}$  die gesamte Leistung einer propagierenden Oberflächenwelle<sup>1</sup> mit der Frequenz  $f = \omega/(2\pi)$  und der Wellenfrontbreite  $W$ . Die Proportionalitätskonstante  $R$  wurde für Rayleigh-Wellen auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> numerisch bestimmt und beträgt  $R = 1,40 \cdot 10^{11}$  J/m<sup>3</sup> [75]. Die typische Größenordnung der in dieser Arbeit bei Frequenzen um 7 GHz auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> angeregten

<sup>1</sup>Siehe auch Fußnote 2 auf der folgenden Seite.

Rayleigh-Mode ist  $P_{\text{SAW}}^2 = \{1 \mu\text{W}; \dots; 25 \mu\text{W}\}$ . Somit ergibt sich für die Amplituden der Auslenkung  $|u_{z,0}| = \{0,01 \text{ \AA}; \dots; 0,5 \text{ \AA}\}$  und longitudinalen Verzerrung  $|\varepsilon_{xx,0}| = \{5 \cdot 10^{-6}; \dots; 40 \cdot 10^{-6}\}$ . Letzteres folgt aus (i)  $|\varepsilon_{xx,0}| = k|u_{x,0}|$  mit den Gleichungen (3.2) und (3.7) und (ii)  $|u_{x,0}| \approx (2/3)|u_{z,0}|$  aus der Referenz [74]



**Abbildung 3.2:** Die verschiedenen Kristallschnitte der verwendeten piezoelektrischen Wafer (blau) im XYZ-Koordinatensystem der Kristalle in Anlehnung an Referenz [71].

### 3.3 Anregung und Detektion von akustischen Oberflächenwellen

Im Jahre 1965 wurde von R. M. White und F. V. Voltmer eine einfache Möglichkeit zur Anregung und Detektion monochromatischer akustischer Oberflächenwellen mittels sogenannter Interdigitalwandlern (engl. *interdigital transducer*, IDT) vorgeschlagen [48]. Durch diese Technik wurde es möglich, SAWs in vielfältiger Weise kommerziell in Form von Sensoren [10–12] und Frequenzfiltern [4–8] zu nutzen. Entscheidende Vorteile gegenüber alternativen Anregungskonzepten [76, 77] sind u.a. eine hohe Anregungseffizienz, hohe Anpassbarkeit und kostengünstige Herstellung mittels etablierter Dünnschichttechnik. Da Spinwellen in metallischen ferromagnetischen Dünnschichten typischerweise erst im Gigahertz-Bereich angeregt werden können, wird im Folgenden vor allem auf die Besonderheiten der Anregung von SAWs bei solch hohen Frequenzen eingegangen.

#### 3.3.1 Grundlegende Eigenschaften einer Verzögerungsleitung

Wie in Abb. 3.3(a) skizziert, lassen sich SAWs auf piezoelektrischen Substraten mit Hilfe von Interdigitalwandlern (engl. *interdigital transducer*, IDT), welche aus ineinandergreifenden, leitfähigen Kammstrukturen bestehen, anregen. Wird an die Käme Gleichspannung angelegt, dann bildet sich ein elektrisches Feld im piezoelektrischen Substrat aus (Abb. 3.3(b)) und das Substrat verformt sich aufgrund des inversen piezoelektrischen Effekts (Gleichung (3.3)). Wird an die Käme Wechselspannung angelegt, so können die Fingerzwischenräume als Quellen elementarer Deformationswellen verstanden werden. Die Wellenlänge dieser elementaren akustischer Wellen  $\lambda = c_{\text{SAW}}/f$  ist bestimmt durch die Phasengeschwindigkeit der SAW

<sup>2</sup>Die Leistung der Oberflächenwelle  $P_{\text{SAW}}$  wird für die Mitte der Verzögerungsleitung abgeschätzt und ergibt sich für die Parameter aus Kapitel 7.2: Die Einfügedämpfung der Verzögerungsleitung liegt im Bereich von  $IL = \{60 \text{ dB}; \dots; 90 \text{ dB}\}$ . Es wird mit zwei identischen interdigitalen Wandlerstrukturen und einer Eingangsleistung von ungefähr 25 mW (= 14 dBm) angeregt. Mehr Informationen zur Berechnung finden sich in Referenz [38].

$c_{\text{SAW}}$  und die Frequenz der angelegten Wechsellspannung  $f$ . Konstruktive Interferenz aller elementarer Deformationswellen und somit eine möglichst effiziente Anregung der SAW ergibt sich, falls  $\lambda$  identisch mit der Periodizität  $2p$  des IDTs, siehe Abb. 3.3(a), ist

$$f_0 = \frac{c_{\text{SAW}}}{2p}. \quad (3.12)$$

Für das grundlegende Design der IDTs in Abb. 3.3(a) wird die SAW *bidirektional* angeregt. Dabei sind auf geeigneten Substraten die Wellenfronten parallel zu den Fingern des IDTs. Nach der Zeit  $t_{\text{delay}} = l_{\text{delay}}/c_{\text{SAW}}$  hat die SAW die Strecke  $l_{\text{delay}}$ , welche über den Mitten-Mitten Abstand der IDTs gegeben ist, zurückgelegt und kann über den piezoelektrischen Effekt wieder in ein Spannungssignal konvertiert werden. Da die Phasengeschwindigkeit von SAWs im Gegensatz zu Licht um fünf Größenordnungen geringer ist, sind, bei gleicher Frequenz und Wegstrecke, die Wellenlängen von SAWs deutlich geringer und die Propagationszeiten von SAWs deutlich höher. Ersteres erlaubt die Miniaturisierung von SAW-Bauelementen. Letzteres brachte dem in Abb. 3.3(a) gezeigten Bauteil die Bezeichnung Verzögerungsleitung (engl. *Delayline*) ein und ermöglicht die, in Kapitel 7.1 beschriebene, experimentelle Methode der Zeitbereichsfilterung.

Werden der Sende- und Empfänger IDT in Abb. 3.3(a) vertauscht, so bleibt die Transmissionscharakteristik der Verzögerungsleitung unverändert. Damit stellt dieses *reziproke* Verhalten eine gleich gute Funktion in beide Richtungen, z.B. von SAW-Bandpassfiltern, sicher.

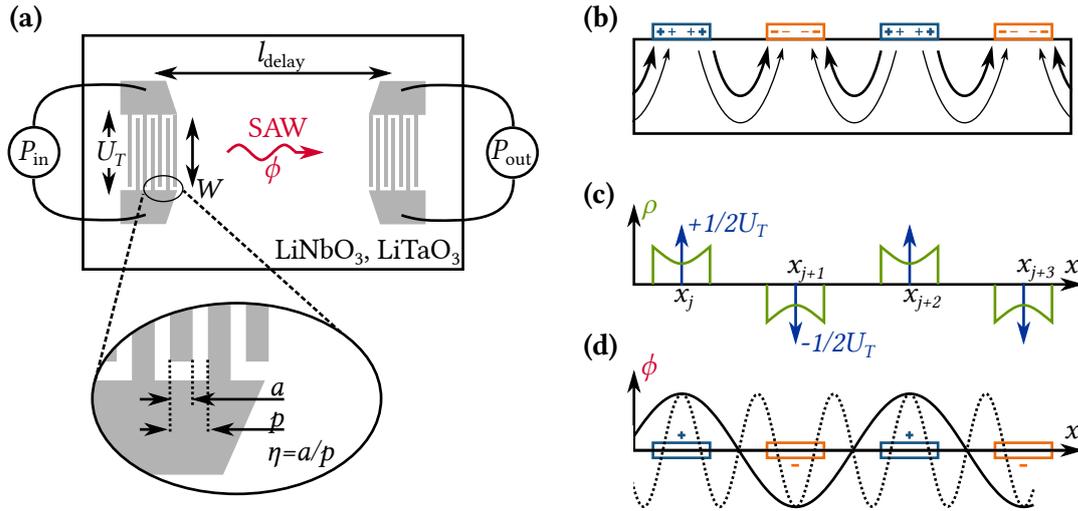
Wegen der Bidirektionalität des in Abb. 3.3 gezeigten IDTs, liegt die maximal transmittierte Leistung bei  $50\% \times 50\% = 25\%$  der Eingangsleistung [6]. In diesem Zusammenhang wird in der Hochfrequenztechnik häufig der Begriff der Einfügedämpfung (engl. *insertion loss, IL*) verwendet. Die Einfügedämpfung gibt den relativen Verlust der Leistung eines Bauteils auf logarithmischer Skala in der Einheit dB an

$$IL \text{ (dB)} = -10 \log \left( \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \right), \quad (3.13)$$

mit der eingehende Leistung  $P_{\text{in}}$  und der transmittierten Leistung  $P_{\text{out}}$ . Folglich ergibt sich für die minimale Einfügedämpfung einer bidirektionalen Verzögerungsleitung  $3 \text{ dB} + 3 \text{ dB} = 6 \text{ dB}$  [6]. Wie in Kapitel 7.1 beschrieben, kann die Einfügedämpfung über die Streuparameter mit einem Netzwerkanalysator bestimmt werden.

Zusätzlich zu dem grundlegenden Design der IDTs in Abb. 3.3(a), welches deshalb auch Normalfinger-IDT Geometrie genannt wird, gibt es eine Vielzahl komplexerer IDT Designs [6, 78–80]. Diese komplexeren IDT Geometrien wurden entworfen, um bestimmte Transmissionscharakteristika oder Funktionalitäten einer Verzögerungsleitung zu erzielen.

Neben der Grundfrequenz  $f_0$  können mit einem Normalfinger-IDT auch ungeradzahlige Vielfache  $u$  von  $f_0$  angeregt werden. Dieses Verhalten ist für die dritte harmonische Resonanzfrequenz ( $u = 3$ ) in Abb. 3.3(d) skizziert: Die periodisch wechselnde Polarität der Finger des IDTs passt nicht nur für die Grundfrequenz ( $\lambda = 2p$ )



**Abbildung 3.3:** (a) Schematische Abbildung einer Verzögerungsleitung, bestehend aus zwei Normalfinger-IDTs auf einem piezoelektrischen Substrat. Die wichtigsten Kenngrößen eines Normalfinger-IDTs sind die Anzahl der Fingerpaare  $N$ , die Apertur  $W$ , das Metallisierungsverhältnis  $\eta$  und der Mitten-Mitten Abstand der IDTs  $l_{\text{delay}}$ . Ferner bestimmen die Fingerbreite  $a$  und Periodizität  $2p$  das Metallisierungsverhältnis mit  $\eta = a/p$ . Durch eine Wechselspannungsquelle mit der Ausgangsleistung  $P_{\text{in}}$  wird der Spannungsabfall  $U_T$  am linken IDT hervorgerufen, wodurch eine SAW mit der Amplitude  $\phi$  angeregt wird. (b) Querschnitt eines IDTs. Im piezoelektrischen Substrat bilden sich elektrische Felder (Pfeile) aufgrund (c) der abfallenden Spannung  $U_T$ , bzw. der Flächenladungsdichte  $\rho$  der Finger aus. (d) Neben der SAW mit der Wellenlänge  $\lambda = 2p$  können mit einem IDT zusätzlich höher harmonische Resonanzfrequenzen, wie hier für  $\lambda = 2p/3$  gezeigt, angeregt und empfangen werden.

zu der Polarität des elektrischen Potentials der SAW  $\phi$ , sondern auch für die dritte harmonische Resonanzfrequenz ( $\lambda = 2p/3$ ).

### 3.3.2 Transmissionsverhalten einer Verzögerungsleitung

Höher harmonische Resonanzfrequenzen eines IDTs stellen eine bequeme Möglichkeit dar, die Wechselwirkung zwischen SAWs und Spinwellen in Abhängigkeit der Frequenz und des Wellenvektors der SAW zu untersuchen. Zudem können mittels höher harmonischen Resonanzfrequenzen SAWs mit hohen Frequenzen, bei gleichzeitig größtmöglicher Fingerbreite der IDTs angeregt werden, was die Herstellung mittels Lithographie erleichtert. Aus diesem Grund wird im Folgenden das Transmissionsverhalten der in Abb. 3.3(a) gezeigten Normalfinger-IDTs für höher harmonische Resonanzfrequenzen diskutiert. Dazu wird das relativ einfache, aber anschauliche *Impuls-Antwort-Modell* von S. Datta [74] herangezogen. Im Vergleich zu anderen komplexeren Modellen (z.B. P-Matrix Methode [6]) werden in dem hier diskutierten Modell Reflexionen der SAW an den Fingern der IDTs nicht berücksichtigt. Als Ergebnis dieses Abschnitts ergeben sich die wichtigsten Parameter und Konstruktionsvorschriften, welche für die Realisierung von breitbandigen Normalfinger-IDTs für den Betrieb auf mehreren höher harmonischen Resonanzfrequenzen zu beachten sind. Unter Berücksichtigung dieser Erkenntnisse wird in Kapitel 7.2 eine Probenserie gefertigt und das am besten funktionierende IDT Design experimentell bestimmt.

### Die Transmitter-Antwortfunktion

Um das Verhalten eines IDTs anhand des theoretischen Modells von S. Datta [74] zu modellieren, gilt es zunächst die *Transmitter-Antwortfunktion*  $\mu$  zu finden, welche die Umwandlung der am IDT abfallende Spannung  $U_T$  in das elektrische Potential der SAW  $\phi$  beschreibt

$$\phi = \mu U_T. \quad (3.14)$$

Die Amplitude der SAW  $\phi$  ergibt sich aus der Superposition der Beiträge aller einzelnen Finger  $j = \{1; \dots ; 2N + 1\}$

$$\phi = \sum_j \mu_s U_j e^{ikx_j}, \quad (3.15)$$

wobei  $N$  der Anzahl der „Fingerpaare“ entspricht [74]. Jeder einzelne Finger an der Position  $x_j$  ist Quelle einer elementaren Welle mit der Phase  $e^{ikx_j}$  und einer Amplitude proportional zur angelegten Spannung am Finger  $U_j$ , siehe Abb. 3.3(c). Die Transmitter-Antwortfunktion eines einzelnen Fingers  $\mu_s$  wird *Elementen-Faktor* genannt und kann aus der Flächenladungsdichte  $\rho$  des Fingers berechnet werden. Für die Näherung, dass alle Finger dieselbe Flächenladungsdichte  $\rho(x)$  aufweisen, ist  $\mu_s$  unabhängig vom Index  $j$ . Randeffekte werden also vernachlässigt. Somit kann die Transmitter-Antwortfunktion

$$\mu = \frac{\phi}{U_T} = \mu_s \sum_j \frac{U_j}{U_T} e^{ikx_j} = \mu_s H_{\text{array}} \quad (3.16)$$

in zwei unabhängige Beiträge, den Elementen-Faktor  $\mu_s$  und den *Array-Faktor*  $H_{\text{array}}$  aufgeteilt werden. Diese Beiträge werden nun einzeln diskutiert.

Zum einen wird der Elementen-Faktor  $\mu_s$  berechnet mit

$$\mu_s = \mu_{s,0} \sin\left(\frac{\pi f}{2f_0}\right) P_n(\cos(\eta\pi)) \quad (3.17)$$

$$\text{mit } n = \lfloor (f/(2f_0)) \rfloor, \quad (3.18)$$

wobei  $\mu_{s,0}$  in Referenz [74] tabelliert ist und  $P_n$  für die Legendre Polynome steht. Als entscheidender Parameter geht das Metallisierungsverhältnis des IDTs  $\eta$ , das in Abb. 3.3(a) definiert ist, ein. Für verschiedene Metallisierungsverhältnisse und die in Tabelle 3.2 gegebenen Werte wird in Abb. 3.4(a) der Frequenzgang des Elementen-Faktors gezeigt. Demnach bestimmt das Metallisierungsverhältnis als wesentlicher Parameter die Anregungseffizienz höher harmonischer Resonanzfrequenzen. Beispielhaft ist es nicht möglich, die dritte (3 GHz) und siebte (7 GHz) höher harmonische Resonanzfrequenz für  $\eta = 0,5$  anzuregen.

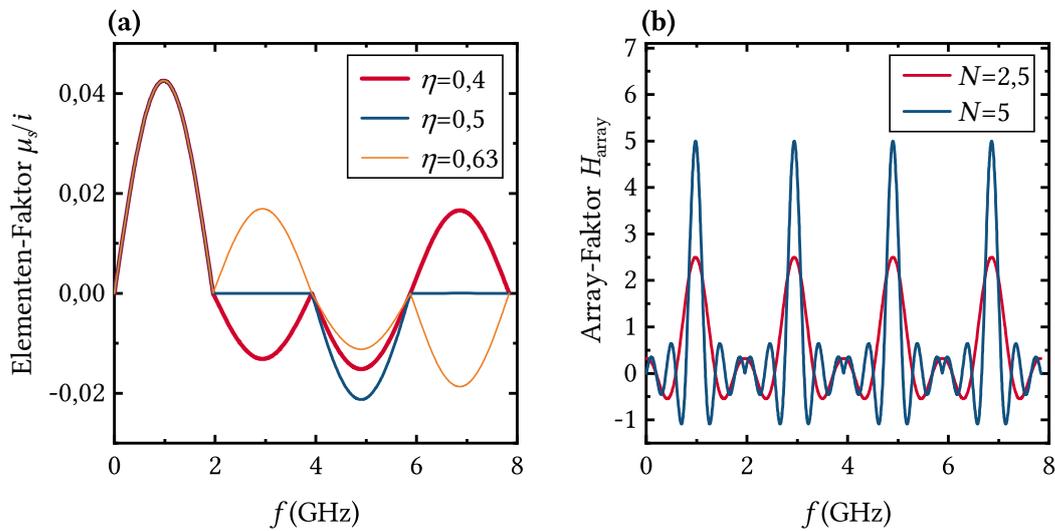
Zum anderen kann der Array-Faktor als Fourier Transformation der Spannungssequenz aus Delta-Impulsen  $\pm U_T(x_j)$  in Abb. 3.3(c) aufgefasst werden [74]. Es ergibt

sich

$$H_{\text{array}} \approx N \frac{\sin(X)}{X} \quad (3.19)$$

$$\text{mit } X = N\pi \frac{f - (2n + 1)f_0}{f_0}. \quad (3.20)$$

Für einen IDT mit den Parametern aus Tabelle 3.2 und  $N = \{2,5; 5\}$  ist der Frequenzgang des Array-Faktors in Abb. 3.4(b) aufgetragen. Um jede Resonanzfrequenz des IDTs (1; 3; 5 und 7 GHz) ergibt sich ein  $\sin(X)/X$ -förmiger Verlauf (sinc-Funktion) des Array-Faktors. Entsprechend resultiert aus einer reduzierten Anzahl an Fingerpaaren eine breitbandigere, jedoch geringere Transmission um die Resonanzen.



**Abbildung 3.4:** Die Transmitter-Antwortfunktion  $\mu$  und damit die Einfügedämpfung eines IDTs wird maßgeblich durch das Verhalten des (a) Elementen-Faktors  $\mu_s$  und des (b) Array-Faktors  $H_{\text{array}}$  bestimmt. Der Frequenzgang von  $\mu_s$  und  $H_{\text{array}}$  ist für die Parameter in Tabelle 3.2 gezeigt.

### Akustische Admittanz eines IDTs

Mit Hilfe der Transmitter-Antwortfunktion wird nun über die Admittanz eines IDTs dessen Einfügedämpfung berechnet. Wird an den IDT eine Spannungsquelle mit der Quellspannung  $U$  und dem Innenwiderstand  $R_g$  angeschlossen, so kann das Verhalten dieses Gesamtsystems mit Hilfe des Ersatzschaltbildes in Abb. 3.5(a) beschrieben werden [74]. Hierbei wird der IDT als Parallelschaltung aus einer Kapazität  $C_T$  und einer akustischen Admittanz mit Real- und Imaginärteil modelliert. Verluste, welche sich durch den Widerstandsbelag der Finger des IDTs ergeben, werden vernachlässigt.

In erster Linie wird die Admittanz des IDTs durch dessen Kapazität bestimmt. Die Kapazität des IDTs kann durch die Summe der Kapazitäten einzelner Plattenkondensatoren, deren rotierte Flächen den Flächen der Finger des IDTs entsprechen [74],

beschrieben werden. Nach D. Morgan [6] ergibt sich für die Kapazität eines Normalfinger-IDTs

$$C_T = WN\epsilon_\infty \frac{P_{-0,5}(\cos(\pi\eta))}{P_{-0,5}(-\cos(\pi\eta))}, \quad (3.21)$$

wobei die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_\infty$  von Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> in Tabelle 3.1 angegeben ist und  $P_{-0,5}$  für die Legendre Polynome steht.

Im Ersatzschaltbild wird durch den Realteil der akustischen Admittanz  $G_a$  ein Teil der elektrischen Leistung in die akustische Leistung der SAW umgewandelt. Somit steht  $G_a$  in Zusammenhang mit der Transmitter-Antwortfunktion  $\mu$  über

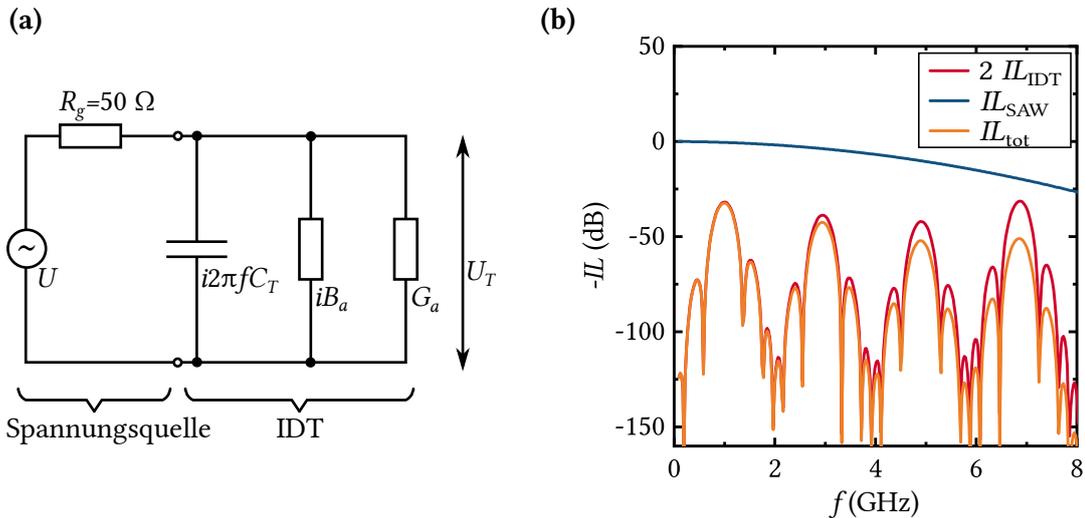
$$G_a = 2|\mu|^2 y_0 \frac{W}{\lambda}. \quad (3.22)$$

Die *charakteristische Admittanz*  $y_0$  beschreibt die *akustische Leitfähigkeit* der Verzögerungsleitung und beträgt für Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub>  $y_0 = 0,21 \text{ mS}$  [74].

Bei Anregung einer SAW mit einem IDT, wird zugleich im selben IDT Strom über den piezoelektrischen Effekt induziert. Da dieser Strom im Allgemeinen nicht in Phase mit der angelegten Spannung ist, wird der akustischen Admittanz ein Imaginärteil  $B_a$  zugewiesen

$$B_a = G_a ((2n + 1)f_0) \frac{\sin(2X) - 2X}{2X^2}. \quad (3.23)$$

Entspricht die Anregungsfrequenz  $f$  genau einer Resonanzfrequenz des IDTs  $(2n + 1)f_0$ , so ergibt sich  $B_a = 0$ .



**Abbildung 3.5:** (a) Ersatzschaltbild eines IDTs, welcher an eine Spannungsquelle mit  $R_g = 50 \Omega$  Innenwiderstand angeschlossen ist. (b) Die Einfügedämpfung einer Verzögerungsleitung mit verlustloser Wellenausbreitung  $2IL_{\text{IDT}}$ , die erwarteten Verluste aufgrund der Ausbreitung der SAW auf der Verzögerungsleitung  $IL_{\text{SAW}}$  und die Summe aus beiden Beiträgen  $IL_{\text{tot}}$  sind für die Parameter in Tabelle 3.2 gezeichnet.

**Tabelle 3.2:** Für die folgenden Parameter wird die Transmissionscharakteristik einer Verzögerungsleitung beispielhaft in Abbildungen 3.4, 3.5 und 3.6 diskutiert. Der Parameter  $\mu_{s,0}$  ist abhängig vom Metallisierungsverhältnis  $\eta$  [74].

$f_0$ (GHz)	$N$	$W$ ( $\mu\text{m}$ )	$\eta$	$\mu_{s,0}/(i\kappa^2)$	$l_{\text{delay}}$ ( $\mu\text{m}$ )
1	2,5	200	0,63	0,86	1600

### Einfügedämpfung einer Verzögerungsleitung

Da nun alle Größen im Ersatzschaltbild des IDTs bekannt sind, lässt sich die Einfügedämpfung des anregenden IDTs ermitteln. Bei Impedanzanpassung gibt die Spannungsquelle die maximale Leistung  $P_{\text{in}} = \frac{1}{4}U^2/R_g$  an einen Verbraucher ab [74]. Der zum Empfänger-IDT propagierenden SAW wird aufgrund der Bidirektionalität des IDTs die Leistung  $P_{\text{SAW}} = \frac{1}{2}U_T^2 G_a$  zugeschrieben. Für Abb. 3.5(a) erhält man mit der Maschenregel für die Einfügedämpfung eines IDTs [74]

$$\begin{aligned} IL_{\text{IDT}} &= -10 \log \left( \frac{P_{\text{SAW}}}{P_{\text{in}}} \right) \\ &= -10 \log \frac{2G_a R_g}{(1 + G_a R_g)^2 + [R_g(2\pi f C_T + B_a)]^2}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Aufgrund der Reziprozität entspricht die Einfügedämpfung eines empfangenden IDTs der Einfügedämpfung des sendenden IDTs, falls beide IDTs identisch sind und mit denselben Wellenwiderständen abgeschlossen sind [74].

### Verluste durch SAW Ausbreitung

Allerdings treten zusätzlich zur Einfügedämpfung der IDTs  $IL_{\text{IDT}}$  weitere Propagationsverluste mit zunehmend überstrichener Wegstrecke der SAW auf dem (blanken) Substrat auf. Falls nicht im Vakuum gemessen wird, erzeugt die SAW longitudinale akustische Wellen in der sich darüber befindenden Luft. Die Einfügedämpfung dieses Verlustmechanismus ist linear proportional zur Frequenz der SAW [6]. Weiter wird die SAW durch Wechselwirkung mit thermischen Phononen im Substrat gedämpft. Die resultierende Einfügedämpfung ist quadratisch zu der Frequenz der SAW und ist somit der maßgebliche Verlustmechanismus der Oberflächenwelle bei hohen Frequenzen [6]. Für die Summe aus beiden Verlustmechanismen ergibt sich die Einfügedämpfung auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> zu

$$IL_{\text{SAW}} = 10^6 \frac{l_{\text{delay}}}{c_{\text{SAW}}} \left( 0,19 \cdot 10^{-9} f + \frac{0,88 \cdot 10^{-18}}{\text{Hz}} f^2 \right) \quad (3.25)$$

und steigt linear mit der überstrichenen Wegstrecke der SAW, bzw. des Mitten-Mitten Abstands der IDTs der Verzögerungsleitung  $l_{\text{delay}}$  an [81].

Weitere Verlustmechanismen, welche im Vergleich zu den oben genannten Verlustmechanismen auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> typischerweise als vernachlässigbar ein-

/abgeschätzt werden [6, 81] und im Folgenden nicht berücksichtigt werden ergeben sich durch:

- Beschädigungen der polierten Oberfläche des piezoelektrischen Substrats, z.B. durch Kratzer.
- Anregung von sekundären akustischen Moden durch die SAW.
- Fehlausrichtung von Substrat zu IDT. Dadurch kann es passieren, dass sich die SAW schräg zu den Fingern des anregenden IDTs ausbreitet und teilweise am empfangenden IDT vorbei läuft (engl. *beam steering*).
- Streuung der SAW, für sehr hohe Propagationsdistanzen der SAW  $l_{\text{delay}}$ . Für  $l_{\text{delay}} \gtrsim 0,2 W^2 f / (c_{\text{SAW}} |b|)$  kann die SAW nicht mehr als ebene Welle beschrieben werden (*Fresnel Zone*), sondern muss als Welle mit kreisförmiger Wellenfront angenähert werden (*Fraunhofer Zone*) [6]. Hierbei ist  $b$  ein Maß für die Anisotropie des Substrats. Für Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> ist  $|b| = 0,08$  [6], weshalb die Streuung der SAW für eine Verzögerungsleitung mit den Parametern in Tabelle 3.2 vernachlässigbar ist.

Zusammen mit der Einfügedämpfung einer Verzögerungsleitung mit verlustloser Wellenausbreitung  $2IL_{\text{IDT}}$  (Gleichung (3.24)) sind in Abb. 3.5(b) die Verluste der SAW Ausbreitung  $IL_{\text{SAW}}$  (Gleichung (3.25)) und die gesamte zu erwartende Einfügedämpfung  $IL_{\text{tot}} = 2IL_{\text{IDT}} + IL_{\text{SAW}}$  für eine Verzögerungsleitung mit den in Tabelle 3.2 aufgeführten Parametern gezeigt. Aufgrund des gewählten Metallisierungsverhältnisses ergibt sich für alle gezeigten höher harmonischen Resonanzfrequenzen eine nicht verschwindende Transmission. Die erwarteten Verluste durch SAW Ausbreitung tragen bei 7 GHz wesentlich zur erwarteten Einfügedämpfung bei.

### Konstruktionsvorschriften für Verzögerungsleitungen für hohe Frequenzen

Für ein gegebenes Substrat ist die Einfügedämpfung einer Verzögerungsleitung also abhängig von all den in Tabelle 3.2 aufgeführten Parametern. Aus dem obig beschriebenen Impuls-Antwort-Modell und den getroffenen Näherungen ergeben sich folgende Konsequenzen für die Konstruktion einer Verzögerungsleitung, bestehend aus Normalfinger-IDTs, welche optimiert für die breitbandige Anregung höher harmonischer Resonanzfrequenzen ist:

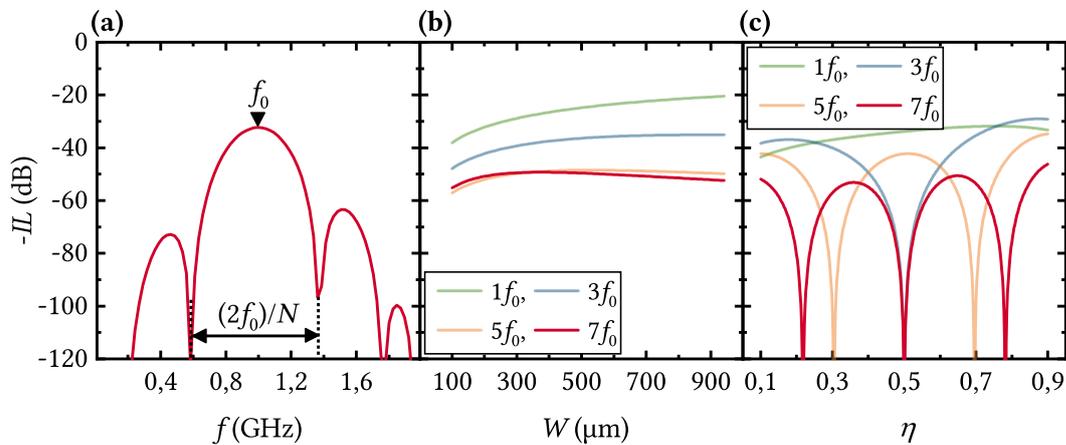
Eine Erhöhung der Fingerpaare  $N$  reduziert die Bandbreite einer Verzögerungsleitung. Wie in Abbildung 3.6(a) beispielhaft für die erste harmonische Resonanzfrequenz gezeigt, ergibt sich die Breite des mittleren Resonanzpeaks (auch für die höher Harmonischen) zu  $\Delta f = (2f_0)/N$ . Demnach muss für breitbandige Verzögerungsleitungen,  $N$  reduziert und/oder  $f_0$  erhöht werden. Dem entgegen sollte eine moderate Erhöhung der Fingerpaare ( $N \lesssim 15$ ) zu einer gesteigerten Transmission bei den Resonanzfrequenzen führen, siehe Kapitel 7.2.

Die erwartete Einfügedämpfung für die erste, dritte, fünfte und siebte harmonische Resonanzfrequenz als Funktion der Apertur eines IDTs  $W$  ist in Abb. 3.6(b) für die Parameter aus Tabelle 3.2 gezeichnet. Um die hohen Resonanzfrequenzen ( $5f_0; 7f_0$ )

effizient anzuregen, muss die Apertur des IDTs aufgrund des mit der Frequenz steigenden kapazitiven Anteils des Blindleitwertes, tendenziell klein sein (200  $\mu\text{m}$ ; ...; 500  $\mu\text{m}$ ), siehe Abb. 3.6(b).

Die Einfügedämpfung als Funktion des Metallisierungsverhältnisses  $\eta$  für die Resonanzfrequenzen  $f_0$ ;  $3f_0$ ;  $5f_0$  und  $7f_0$  und die Parameter in Tabelle 3.2 sind in Abb. 3.6(c) gezeigt. Über den Elementen-Faktor  $\mu_s$  hat  $\eta$  den dominierenden Einfluss auf das Transmissionsverhalten bei höher harmonischen Resonanzfrequenzen. Um für alle höher harmonischen Resonanzfrequenzen relativ geringe Werte für die Einfügedämpfung ( $IL < 60$  dB) zu erhalten, scheint es sinnvoll IDTs mit  $\eta = \{0,35; \dots; 0,44\}$  oder  $\eta = \{0,56; \dots; 0,66\}$  zu fertigen.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wird in Kapitel 7.2 eine Probenserie mit verschiedenen IDT-Designs gefertigt und die am besten funktionierende Geometrie ermittelt.



**Abbildung 3.6:** (a) Die Bandbreite der Resonanzen nimmt mit zunehmender Anzahl der Fingerpaare  $N$  eines IDTs ab. Die Einfügedämpfung  $IL_{\text{tot}}$  der höher harmonischen Resonanzfrequenzen  $f_0$ ;  $3f_0$ ;  $5f_0$  und  $7f_0$  als Funktion der (b) Apertur  $W$  und (c) des Metallisierungsverhältnisses  $\eta$  für einen IDT mit den Parametern in Tabelle 3.2.



## 4 Spinwellen

Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, können durch akustische Oberflächenwellen (SAWs) Spinwellen (SWs) in ferromagnetischen Dünnschichten resonant angeregt werden. Dies wird zum einen durch die in Kapitel 5 diskutierten magnetoakustischen Wechselwirkungsmechanismen ermöglicht. Zum anderen kann resonante magnetoakustische Wechselwirkung stattfinden, da sich die typischen Frequenzen und Wellenvektoren von SAWs und SWs in derselben Größenordnung befinden. Im Gegensatz zu den zuvor diskutierten SAWs ( $\omega = c_{\text{SAW}}|k|$ ) weisen die SWs dispersive und teils nichtreziproke Dispersionsrelationen auf, die in diesem Kapitel von theoretischer Seite beschrieben werden.

Da die Gleichgewichtslage der Magnetisierung einen entscheidenden Einfluss auf die Spinwellendispersion hat, wird die Gleichgewichtslage zunächst in Kapitel 4.1 mit Hilfe des Stoner-Wohlfarth Modells berechnet. Anschließend wird die zentrale Bewegungsgleichung für Magnetisierungsdynamik - die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) - in Kapitel 4.2 vorgestellt. Der Ansatz zur Lösung der LLG-Gleichung für SWs mit kleinen Amplituden wird in Kapitel 4.3 skizziert. Entscheidend in die resultierende Präzession der magnetischen Momente und die Spinwellendispersion gehen die magnetischen Wechselwirkungsmechanismen ein, welche in Kapitel 4.4 mittels effektiven magnetischen Feldern beschrieben werden. Neben statischen Beiträgen, wie dem äußeren Magnetfeld und magnetischen Anisotropiefeldern, müssen aufgrund des Wellencharakters der SW mit  $k \neq 0$  auch effektive Felder durch Austausch-, Dipolare- und Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung berücksichtigt werden. So wird die Spinwellendispersion und die damit verknüpfte Magnetisierungsdynamik in Kapitel 4.5 für eine magnetische Einzelschicht berechnet. Anschließend wird der Lösungsansatz zur Berechnung der Spinwellendispersion einer magnetischen Bilage in Kapitel 4.6 diskutiert.

### Magnetische Momente und Magnetisierung

Grundsätzlich stellt die Beschreibung des statischen und dynamischen Verhaltens der Magnetisierung eines Ferromagneten aufgrund der verschiedenen magnetischen Wechselwirkungsmechanismen und der Vielzahl an einzelnen magnetischen Momenten  $\mu_i$  ein komplexes Problem dar. Da die Wellenlängen der untersuchten SWs mit minimal 400 nm die atomaren Abstände deutlich übersteigen, wird das Verhalten der Magnetisierung mit einem Kontinuumsansatz modelliert. Hierbei wird die magnetische Dünnschicht als effektives Medium mit der Magnetisierung

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_{\Delta V} \mu_i}{\Delta V} \quad (4.1)$$

beschrieben [82], wobei  $\Delta V$  für ein kleines Volumenelement des Magneten steht. Aufgrund der magnetischen Austauschkopplung (Kapitel 4.4.2) und dem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{H}$  wird die Gleichgewichtslage aller magnetischen Momente in der ferromagnetischen Dünnschicht als parallel angenommen. Dementsprechend werden Domänenstrukturen und eine Verteilung der magnetischen Anisotropie vernachlässigt [83]. Da der Betrag der Magnetisierung als konstant angenommen wird und somit der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  entspricht, kann die Richtung der Magnetisierung durch den Einheitsvektor

$$\mathbf{m} = \frac{1}{M_s} \mathbf{M} \quad (4.2)$$

ausgedrückt werden. Weiter soll die SW nur eine kleine Störung der Magnetisierung aus deren Gleichgewichtslage darstellen. So wird zunächst die Gleichgewichtslage der Magnetisierung berechnet.

## 4.1 Das Stoner-Wohlfarth Modell

Im Stoner-Wohlfarth Modell [83, 84] wird das statische Verhalten der gesamten magnetischen Dünnschicht durch das Verhalten eines einzelnen makroskopischen magnetischen Moments  $\mathbf{M}$  angenähert. Die Magnetisierung  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  richtet sich unter Minimierung der freien Energie aus. Im einfachsten Fall können die relevanten statischen Beiträge der freien Energie, welche nachfolgend immer auf das Volumen  $V$  und die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  normiert sind, als

$$G = -\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{m} - \frac{1}{2} \mu_0 H_{\text{ani}} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^2 + \frac{1}{2} \mu_0 (M_s - H_k) m_z^2 \quad (4.3)$$

geschrieben werden [85]. Hierbei ist  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante. Durch die Zeeman-Energie ist die Magnetisierung  $\mathbf{m}$  bevorzugt parallel zum äußeren Feld  $\mathbf{H}$  orientiert, wohingegen eine uniaxiale magnetische Anisotropie mit der Feldstärke  $H_{\text{ani}} > 0$  die Magnetisierung bevorzugt parallel zur sogenannten *leichten Achse*  $\mathbf{u}$  in der Filmebene ausrichtet. Die uniaxiale magnetische Anisotropie in polykristallinen magnetischen Dünnschicht kann beispielsweise durch eine statische Verspannung des magnetischen Films beim Aufwachsen und inverse Magnetostriktion (siehe Kapitel 5.1.1) verursacht werden. Der dritte Term in Gleichung (4.3) hat zwei Ursachen. Zum einen entspricht der Anteil proportional zu  $M_s$  der magnetischen Formanisotropie und resultiert aus dem magnetischen Entmagnetisierungsfeld (siehe Kapitel 4.4.3) [85]. Demnach ist eine Orientierung der Magnetisierung mit der Komponente  $m_z$  aus der Ebene der Dünnschicht heraus energetisch ungünstig, da dies eine Erhöhung der magnetischen Streufeldenergie zur Folge hat. Zum anderen resultiert der Anteil proportional zum Anisotropiefeld  $H_k$  aus der sogenannten magnetischen Oberflächenanisotropie. Dieser Beitrag ist für die hier untersuchten sehr dünnen ( $\leq 20$  nm) magnetischen Filme besonders relevant und wird durch den Symmetriebruch an den Grenzflächen und dem dadurch resultierenden Einfluss auf die Spin-Bahn-Kopplung hervorgerufen [86]. Für gewöhnlich ist das Anisotropiefeld  $H_k$  positiv ( $H_k > 0$ ) und führt zu einer bevorzugten Ausrichtung der Magnetisierung normal zur Ebene der Dünnschicht. Für alle folgend untersuchten Filme ist die effektive

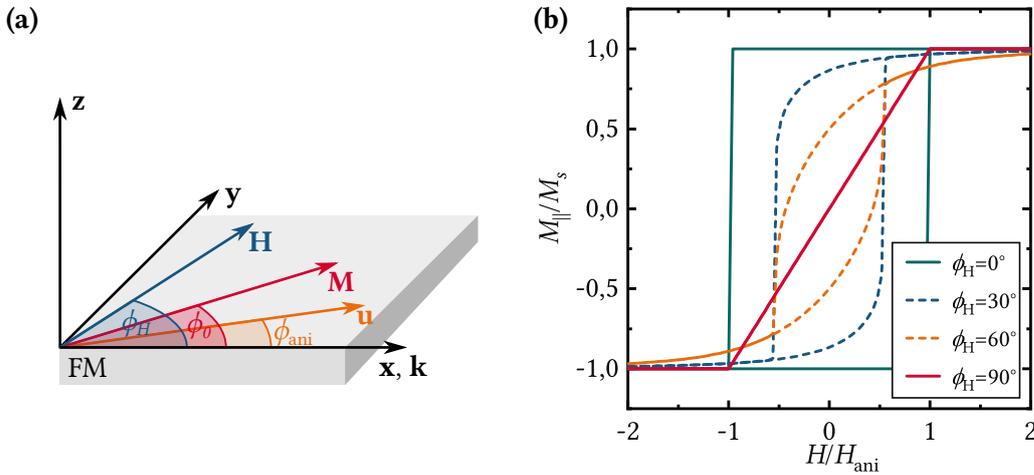
## Magnetisierung

$$M_{\text{eff}} := M_s - H_k \quad (4.4)$$

positiv und deutlich größer als die äußeren Felder  $H \equiv |\mathbf{H}|$  und Anisotropiefelder  $H_{\text{ani}}$ . Da zudem das äußere Feld in allen durchgeführten Experimenten in der Ebene der Dünnschicht liegt, ist die Magnetisierung nach Gleichung (4.3) immer in der Ebene der Dünnschicht orientiert ( $m_z = 0$ ). So kann die Gleichgewichtslage der Magnetisierung einzig durch den Winkel  $\phi_0$ , der im xyz-Koordinatensystem in Abb. 4.1(a) definiert ist, beschrieben werden. Zusammen mit der Orientierung des äußeren Feldes  $\phi_H$  und der Richtung der uniaxialen Anisotropie in der Filmebene  $\phi_{\text{ani}}$  kann Gleichung (4.3) zu

$$G = -\mu_0 H \cos(\phi_0 - \phi_H) - \frac{1}{2} \mu_0 H_{\text{ani}} \cos^2(\phi_0 - \phi_{\text{ani}}) \quad (4.5)$$

umgeschrieben werden. Durch Minimierung der freien Energie ( $\frac{\partial G}{\partial \phi_H} = 0$ ,  $\frac{\partial^2 G}{\partial \phi_H^2} > 0$ ) lässt sich die Orientierung der statischen Magnetisierung  $\phi_0$  für beliebige Parameter ( $H$ ,  $\phi_H$ ,  $H_{\text{ani}}$ ,  $\phi_{\text{ani}}$ ) mit Hilfe des Stoner-Wohlfarth Modells berechnen. Indem die parallel zum äußeren Feld orientierte Komponente der Magnetisierung gegen das Feld  $H$  aufgetragen wird, ergeben sich die typischen Hysteresekurven  $M_{\parallel}(H)$ , wie sie in Abb. 4.1(b) für  $\phi_{\text{ani}} = 0^\circ$  und  $\phi_H = 0^\circ$  (engl. *easy-axis loop*),  $\phi_H = 30^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $\phi_H = 90^\circ$  (engl. *hard-axis loop*) beispielhaft gezeigt sind [83, 84]. Für  $H \geq H_{\text{ani}}$  ist die Magnetisierung in erster Näherung in Richtung des äußeren Feldes orientiert.



**Abbildung 4.1:** (a) Die statische Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , das externe Magnetfeld  $\mathbf{H}$  und die uniaxiale Anisotropie mit der Richtung  $\mathbf{u}$  werden in der Ebene der ferromagnetischen Dünnschicht (FM) liegend angenommen und schließen mit der x-Achse des xyz-Koordinatensystems die Winkel  $\phi_0$ ,  $\phi_H$  und  $\phi_{\text{ani}}$  ein. (b) Mit dem Stoner-Wohlfarth Modell und Gleichung (4.5) ergeben sich die typischen Magnetisierungs-Hysteresekurven, welche für  $\phi_{\text{ani}} = 0^\circ$  und verschiedene Orientierungen des äußeren Feldes  $\phi_H$  gezeichnet sind.

## 4.2 Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) [87, 88] ist die fundamentale Bewegungsgleichung zur Beschreibung von Magnetisierungsdynamik [85]. Zusammen mit den Maxwell-Gleichungen und unter Berücksichtigung der magnetischen Wechselwirkungsmechanismen lässt sich mit der LLG-Gleichung die Dispersion von SWs berechnen. Nachfolgend wird die LLG-Gleichung semiklassisch motiviert [18, 89].

Im Ferromagneten wirken auf ein einzelnes magnetisches Moment  $\mu_i$  neben dem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{H}$  zusätzlich interne Magnetfelder, die sich aus den verschiedenen Beiträgen der freien Energie  $G$  berechnen lassen (mehr dazu in Kapitel 4.4). All diese Feldterme können zu einem resultierenden *effektiven Magnetfeld*  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  zusammengefasst werden. Falls das magnetische Moment parallel zum effektiven Feld orientiert ist, wird die freie Energie minimiert. Liegt hingegen keine parallele Ausrichtung von  $\mu_i$  und  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  vor, so greift das nicht verschwindende Drehmoment

$$\mathbf{T} = \mu_i \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (4.6)$$

an  $\mu_i$  an. Weiter ist das atomare magnetische Moment  $\mu_i$  und dessen Drehimpuls  $\mathbf{J}$  über das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = \frac{|\mu_i|}{|\mathbf{J}|}$  mit dem Drehmoment  $\mathbf{T}$  verknüpft

$$\mathbf{T} = \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mu_i}{\partial t}. \quad (4.7)$$

Beispielsweise ergibt sich für ein freies Elektron das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$  zu  $176 \cdot 10^9 \frac{\text{rad}}{\text{s}\cdot\text{T}} = 28 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}$ , wobei  $g$  der Landé-Faktor,  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton sind. Mit dem Kontinuumsansatz (4.1) wird vom einzelnen magnetischen Moment  $\mu_i$  zur makroskopischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , bzw. zu dem Einheitsvektor der Magnetisierung  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  übergegangen. Zusammen mit Gleichungen (4.6) und (4.7) ergibt sich die *Landau-Lifshitz-Gleichung* [87]

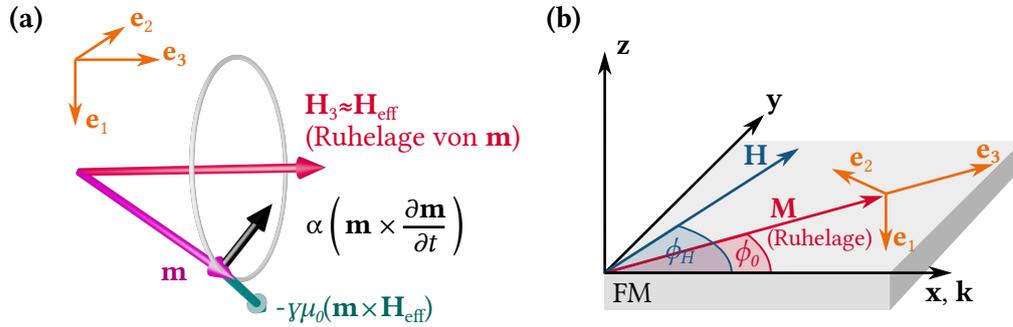
$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (4.8)$$

welche eine verlustfreie Präzessionsbewegung der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld beschreibt. Um der experimentell beobachteten Dämpfung der Präzessionsbewegung Rechnung zu tragen, wurde von T. Gilbert der zusätzliche Dämpfungsterm  $\alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$  vorgeschlagen [88]. Demnach wird die Stärke der Dämpfung zum einen durch die phänomenologische Dämpfungskonstante  $\alpha$  ausgedrückt und erhöht sich zum anderen mit zunehmender Präzessionsfrequenz ( $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$ ). Die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (LLG-Gleichung) ergibt sich somit zu

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}. \quad (4.9)$$

Daraus resultiert die in Abb. 4.2(a) skizzierte Präzession der Magnetisierung um die statische Komponente des effektiven Feldes mit einem rechtshändigen Drehsinn. Der erste Term auf der rechten Seite der LLG-Gleichung ist immer senkrecht zur

Magnetisierung und dem effektiven Feld orientiert. Bei ausbleibender Anregung zwingt der Dämpfungsterm die Magnetisierung zurück in ihre Gleichgewichtslage, parallel zum effektiven Magnetfeld.



**Abbildung 4.2:** (a) Veranschaulichung der einzelnen Terme der LLG-Gleichung (4.9). Die Magnetisierung  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  präzediert mit kleinen Amplituden (hier übertrieben groß gezeichnet) um deren Ruhelage, bzw. um den statischen Anteil des effektiven Feldes  $\mathbf{H}_3 \parallel \mathbf{e}_3$ . Hierbei bestimmt die Dämpfung  $\alpha$  die Dämpfung der Präzessionsbewegung. (b) Die Spinwelle mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  propagiert entlang der x-Achse. Dabei lässt sich die LLG-Gleichung (4.9) vorteilhaft in einem rotierten 123-Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$  und  $\mathbf{e}_3$  lösen.

### 4.3 Lösungsansatz für die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die LLG-Gleichung lässt sich vorteilhaft in einem Koordinatensystem lösen, in dem eine Achse parallel zum statischen Anteil des effektiven Feldes, bzw. der Gleichgewichtslage der Magnetisierung orientiert ist. Dazu wird das in Abb. 4.2(b) gezeigte kartesische 123-Koordinatensystem eingeführt, wobei die 3-Achse parallel zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung ausgerichtet ist und die 1-Achse (2-Achse) normal zu (in) der Ebene der magnetischen Dünnschicht orientiert ist [35]. Der Zusammenhang zwischen dem xyz- und dem 123-Koordinatensystemen ist in Abb. 4.2(b) skizziert. Mit den Transformationsmatrizen im Anhang A lassen sich die Größen aus beiden Koordinatensystemen ineinander umrechnen (z.B.  $\mathbf{m} \leftrightarrow \mathbf{m}_{123}, \mathbf{H}_{\text{eff}} \leftrightarrow \mathbf{H}_{\text{eff},123}$ ).

Für kleine Auslenkungen der Magnetisierung aus der Ruhelage  $\mathbf{m}_3$  (linearer Bereich) ergibt sich im 123-Koordinatensystem in erster Näherung

$$\mathbf{m}_{123} \approx \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_{12}. \quad (4.10)$$

Zudem lassen sich die statischen Beiträge  $\mathbf{H}_3$  des effektiven Magnetfeldes von den Beiträgen  $\mathbf{H}_{12}$  trennen

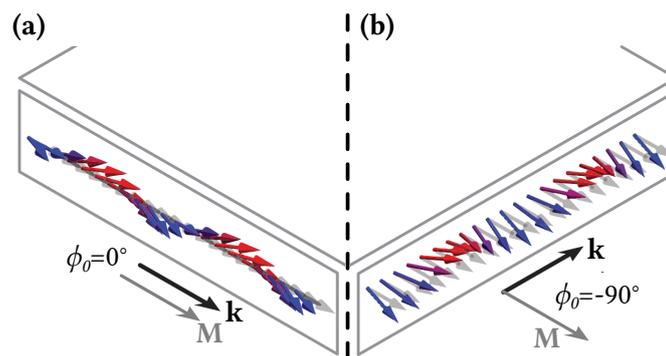
$$\mathbf{H}_{\text{eff},123} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{H}_3 + \mathbf{H}_{12}. \quad (4.11)$$

Die Präzession der Magnetisierung  $\mathbf{m}_{12}$  und die Orientierung der dafür relevanten Felder  $\mathbf{H}_{12}$  können somit auf zwei Dimensionen reduziert werden. Zu beachten ist allerdings, dass aufgrund der Kopplung zwischen den magnetischen Momenten die Felder  $\mathbf{H}_{12}$  abhängig von der Orientierung der benachbarten magnetischen Momente sind ( $H_i = H_i(\mathbf{m}_{123})$  mit  $i = \{1; 2\}$ ).

Werden die magnetischen Momente aus ihrer Gleichgewichtslage heraus, z.B. durch ein harmonisches magnetisches Wechselfeld, angeregt, so kann die Präzession der magnetischen Momente kohärent, d.h. mit einer festen Phasenlage zwischen den einzelnen präzedierenden magnetischen Momenten erfolgen. Der resultierenden *Spinwelle* (SW) lässt sich ein Wellenvektor  $\mathbf{k} = k\hat{x}$  und die Präzessionsfrequenz  $f$  der einzelnen magnetischen Momente zuordnen, wie schematisch in Abb. 4.3 für die zwei Geometrien  $\phi_0 = 0^\circ$  und  $\phi_0 = -90^\circ$  gezeigt. Infolgedessen wird die Präzession der Magnetisierung in der 12-Ebene mittels ebenen Wellen beschrieben

$$\mathbf{m}_{12}(x, z, t) = \tilde{\mathbf{m}}_{12} e^{i(kx - \omega t)}. \quad (4.12)$$

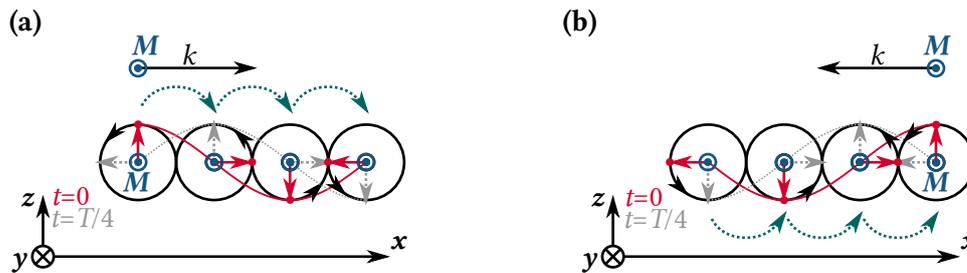
Die komplexe Amplitude [82]  $\tilde{\mathbf{m}}_{12}$  drückt den Betrag der Amplitude der elliptischen Präzession  $\mathbf{m}_{12}(x, z, t)$  und die Phasenverschiebung der Komponenten  $m_1$  und  $m_2$  bezüglich des anregenden Wechselfeldes aus.



**Abbildung 4.3:** Schematische Abbildung einer Spinwelle für (a) die Rückwärts-Volumen Geometrie  $\phi_0 = 0^\circ$  ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ) und (b) die Damon-Eshbach Geometrie  $\phi_0 = -90^\circ$  ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ ) nach Referenz [90]. Dabei steht  $\mathbf{M}$  (graue Pfeile) für die statische Magnetisierung.

Eine SW mit  $\mathbf{k} = 0$  entspricht der uniformen Präzession der magnetischen Momente und kann mit Hilfe eines räumlich phasengleichen magnetischen Wechselfeldes angeregt werden. Diese Mode wird meist bei der in Kapitel 6.4 vorgestellten experimentellen Methode der *ferromagnetischen Resonanz* (FMR) charakterisiert [89, 91, 92]. Hingegen lässt sich eine SW mit einem definierten Wellenvektor  $\mathbf{k} \neq 0$  durch ein räumlich periodisches magnetisches Wechselfeld anregen [37, 60, 93, 94]. In diesem Fall sind die magnetischen Momente im Vergleich zur uniformen Mode nicht mehr parallel, sondern gegeneinander leicht verkippt, wie in Abb. 4.3 gezeigt. Aus diesem Grund werden die SWs mit  $\mathbf{k} \neq 0$  durch die magnetische Austauschwechselwirkung, Dipol-Dipol-Wechselwirkung und Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung beeinflusst.

Eine wichtige Eigenschaft von SWs, die sich insbesondere auf die Nichtreziprozität auswirkt, ist deren *Chiralität*. Die Chiralität der SW ist abhängig von der Orientierung des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  und der statischen Komponente der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  und resultiert aus der durch die LLG-Gleichung definierte Richtung der Präzession der einzelnen magnetischen Momente. Dies ist in Abb. 4.4 beispielhaft für  $\phi_0 = -90^\circ$  (Damon-Eshbach Mode) gezeigt. Wie in der Bildunterschrift erklärt, ist die Chiralität (türkise Pfeile) der nach rechts laufenden SW ( $k > 0$ ) linkshändig, wohingegen die nach links laufende SW ( $k < 0$ ) eine rechtshändige Chiralität aufweist [28].



**Abbildung 4.4:** Die Chiralität einer SW (türkise Pfeile) im ortsfesten Koordinatensystem in x-Richtung hängt von deren Propagationsrichtung  $\mathbf{k}$  ab. Dies ist am Beispiel einer (a) nach rechts ( $k > 0$ ) und (b) nach links ( $k < 0$ ) laufenden SW in der Damon-Eshbach Geometrie ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ ) skizziert. Hierbei zeigt die statische Komponente der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  aus der Bildebene heraus ( $\phi_0 = -90^\circ$ ) und der dynamische Anteil von  $\mathbf{M}$  präzediert entsprechend der LLG-Gleichung gegen den Uhrzeigersinn (schwarze Kreise). Für zwei beliebige Zeitpunkte  $t = 0$  und  $t = T/4$  sind die sinusförmigen Verläufe der z-Komponente der Magnetisierung in rot und grau abgebildet. Zusammen ergibt sich so eine eindeutige Orientierung der dynamischen Komponenten von  $\mathbf{M}$  (rote und graue Pfeile). Damit weist die dynamische Komponente der Magnetisierung eine (a) linkshändige Chiralität und (b) eine rechtshändige Chiralität in x-Richtung auf.

Im Allgemeinen ist die Berechnung der Dispersion von SWs in einer magnetischen Dünnschicht analytisch nicht möglich [95]. Neben der LLG-Gleichung muss die Magnetisierungsdynamik zusätzlich die Maxwell-Gleichungen und geeignete Randbedingungen erfüllen [82]. Noch analytisch lässt sich die Spinwellendispersion in einem unendlich ausgedehnten ferromagnetischen Körper mit der *Herring-Kittel-Gleichung* beschreiben [96]. Allerdings ergeben sich für eine magnetische Dünnschicht wesentliche Änderungen durch die dipolare Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander. Für die zwei Spezialfälle einer parallel ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ) und senkrecht zur statischen Magnetisierungsrichtung ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ ) propagierenden SW, siehe Abb. 4.3, wurden die Dispersionsrelationen unter Vernachlässigung der magnetischen Austauschkopplung 1961 von Damon und Eshbach hergeleitet [97].

Für die beiden Fälle  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$  ( $\phi_0 = 0^\circ$ ) und  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$  ( $\phi_0 = \pm 90^\circ$ ) ergeben sich Moden mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften, welche *magnetostatische Rückwärts-Volumenmode* (engl. *magnetostatic backward-volume-mode*) und *Damon-Eshbach Mode* genannt werden. Im Gegensatz zu den Rückwärts-Volumenmoden sind die Damon-Eshbach Moden an der Ober- oder Unterseite der magnetischen Dünnschicht lokalisiert [97]. Weil sich die Lokalisierung der SW-Amplitude durch Inversion der

Propagationsrichtung der SW umkehrt, können diese Moden nichtreziproke Eigenschaften besitzen [98]. Da die Schichtdicke der in dieser Arbeit verwendeten magnetischen Dünnschichten ( $d \leq 20$  nm) um mehr als eine Größenordnung geringer als die minimale Wellenlänge der angeregten SWs ( $\lambda \geq 400$  nm) ist, kann jedoch im Folgenden eine homogene Auslenkung der Magnetisierung über die Schichtdicke in guter Näherung angenommen werden [28].

Im Gegensatz zu den von Damon und Eshbach untersuchten Spezialfällen  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$  und  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$  wird in den folgenden Kapiteln für beliebige Orientierungen der Magnetisierung  $\phi_0$  eine genäherte Spinwellendispersion [95] über die effektiven Felder der verschiedenen magnetischen Wechselwirkungen hergeleitet.

## 4.4 Effektive magnetische Felder

Letztlich wird die Dispersion der SW durch das effektive magnetische Feld  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , das in die LLG-Gleichung (4.9) eingeht, bestimmt. Alle in der magnetischen Dünnschicht relevanten magnetischen Wechselwirkungen können über die entsprechenden Beiträge der freien Energie  $G$  als effektive magnetische Felder

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla_{\mathbf{m}} G \quad (4.13)$$

ausgedrückt werden [82]. Demnach ergibt sich  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  aus dem Gradienten der freien Energie bezüglich der Magnetisierung  $\mathbf{m}$  und spiegelt die Änderung der freien Energie bei Auslenkung der Magnetisierung wider. Das gesamte effektive Feld setzt sich aus der Summe der effektiven Felder der berücksichtigten Wechselwirkungsmechanismen zusammen

$$\mathbf{H}_{\text{eff},123} = \mathbf{H}_{123} + \mathbf{H}_{123}^{\text{ani}} + \mathbf{H}_{123}^k + \mathbf{H}_{123}^{\text{Exch}} + \mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}} + \mathbf{H}_{123}^{\text{DMI}} + \mathbf{h}^d, \quad (4.14)$$

wobei nachfolgend alle Felder im 123-Koordinatensystem aus Abb. 4.2 berechnet werden. Neben dem äußeren Magnetfeld  $\mathbf{H}_{123}$ , werden in dieser Arbeit die effektiven Felder durch (i) magnetische uniaxiale Anisotropie in der Ebene der Dünnschicht  $\mathbf{H}_{123}^{\text{ani}}$ , (ii) magnetische Oberflächenanisotropie  $\mathbf{H}_{123}^k$ , (iii) magnetische Austauschwechselwirkung  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Exch}}$ , (iv) magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}}$ , (v) Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung  $\mathbf{H}_{123}^{\text{DMI}}$  und (vi) magnetoakustische Treibfelder  $\mathbf{h}^d$  berücksichtigt. Diese Beiträge werden nun diskutiert.

### 4.4.1 Magnetische Anisotropien

Bereits zur Diskussion des Stoner-Wohlfarth Modells wurden die Beiträge der freien Energie durch die magnetische uniaxiale Anisotropie ( $H_{\text{ani}}\mathbf{u}$ ) und die Oberflächenanisotropie ( $H_k\hat{\mathbf{z}}$ ) in Gleichung (4.5) eingeführt. Die entsprechenden effektiven Felder ergeben sich aus Gleichung (4.13) zu

$$\mathbf{H}_{123}^{\text{ani}} = H_{\text{ani}}(\mathbf{m}_{123} \cdot \mathbf{u}_{123})\mathbf{u}_{123} \quad (4.15)$$

für die magnetische uniaxiale Anisotropie in der Ebene der magnetischen Dünnschicht und

$$\mathbf{H}_{123}^k = +H_k \begin{pmatrix} m_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

für die magnetische Oberflächenanisotropie.

#### 4.4.2 Austauschwechselwirkung

Der Grund für die ferro- oder antiferromagnetische Kopplung der magnetischen Momente in einem Festkörper lässt sich über die Mechanismen des direkten und indirekten magnetischen Austauschs verstehen. Dabei erfolgt die Beschreibung der ferromagnetischen Ordnung der Gruppe der 3d-Übergangsmetalle Fe, Co und Ni anhand der direkten Austauschwechselwirkung der delokalisierten 3d-Bandelektronen [85]. Im Ergebnis resultiert aus dem Pauli-Prinzip und der Coulomb-Wechselwirkung eine Energieaufspaltung für Zustände mit parallel und antiparallel ausgerichteten Spins, deren Stärke die Austauschkonstante angibt [85].

Folgend wird die Herleitung des aus der Austauschwechselwirkung resultierenden effektiven Magnetfeldes  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Ex}}$  auf Grundlage des Heisenberg Modells [99] skizziert. Die Austauschenergie  $E^{\text{Ex}}$  ergibt sich für zwei lokalisierte Spins  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{S}_j$ , die sich an den Gitterplätzen  $i$  und  $j$  befinden, zu

$$E^{\text{Ex}} = -J_{ij}^{\text{Ex}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j. \quad (4.17)$$

Für Ferromagnetismus (Antiferromagnetismus) ist der Wert des Austauschintegrals  $J_{ij}^{\text{Ex}}$  positiv (negativ), wodurch eine parallele (antiparallele) Ausrichtung der Spins, bzw. der magnetischen Momente  $\boldsymbol{\mu}_i = -g\mu_B \mathbf{S}_i$  energetisch günstiger ist. Da die Austauschwechselwirkung aus dem Überlapp der Elektronenorbitale resultiert, besitzt sie eine geringe Reichweite. So kann  $E^{\text{Ex}}$  in Näherung über die Wechselwirkung mit allen nächsten Nachbarn (nN) beschrieben werden. Unter der Annahme, dass die Austauschintegrale der nächsten Nachbarn identisch sind ( $J_{ij}^{\text{Ex}} \rightarrow J^{\text{Ex}}$ ), ergibt sich quasiklassisch für die Energiedichte [100]

$$E_V^{\text{Ex}} = -J^{\text{Ex}} S^2 n \sum_{i < j}^{\text{nN}} \cos(\phi_{ij}). \quad (4.18)$$

Hierbei steht  $n$  für die Volumendichte der Spins und  $\phi_{ij}$  beschreibt die Winkel zwischen benachbarten Spins  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{S}_j$ . Für kleine Verkippungen benachbarter Spins und bei Übergang zur makroskopischen Magnetisierung kann dieser Term in eine Taylorreihe entwickelt werden [25]. So ergibt sich für die Austauschenergie unter Vernachlässigung konstanter Terme

$$E_V^{\text{Ex}} = \frac{2A}{M_s^2} (\nabla \cdot \mathbf{M})^2 \quad (4.19)$$

Die Austauschkonstante  $A$  ist für ein einfach kubisches Gitter mit dem Gitterabstand  $a$  über  $A = J^{\text{Ex}} S^2 n a^2 / 2$  mit dem Austauschintegral  $J^{\text{Ex}}$  verknüpft [100]. Für die um die 3-Achse präzedierende Magnetisierung  $\mathbf{m}_{123}$  (Gleichung (4.12)) ergibt sich das effektive Feld durch Austauschkopplung mit  $G = E_V^{\text{Ex}} / M_s$  und Gleichung (4.13) zu [27]

$$\mathbf{H}_{123}^{\text{Ex}} = -\frac{2A}{\mu_0 M_s} k^2 \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Ex}} \propto k^2$  dominiert die Austauschkopplung für große Wellenvektoren  $k$  gegenüber den anderen Kopplungsmechanismen und führt zu einer quadratischen Spinwellendispersion. Hingegen wird für kleine Wellenvektoren  $k \lesssim 10 \mu\text{m}^{-1}$  die Austauschwechselwirkung häufig vernachlässigt und die Spinwellendispersion wird maßgeblich von der nachfolgend diskutierten dipolaren Kopplung verursacht [27, 98, 101]. In den durchgeführten magnetoakustischen Experimenten mit Wellenvektoren bis  $15 \mu\text{m}^{-1}$  ist die Austauschwechselwirkung gegenüber den anderen magnetischen Wechselwirkungsmechanismen klein aber nicht vernachlässigbar.

### 4.4.3 Dipolare Wechselwirkung

Die Dispersion der untersuchten magnetoakustisch getriebenen SWs wird maßgeblich durch die, im Vergleich zur Austauschwechselwirkung, langreichweitige dipolare Wechselwirkung bestimmt. Unter anderem wird dieser Aspekt in Kapitel 9 für eine Schichtdickenserie ferromagnetischer Dünnschichten aus  $\text{CoFeB}(d)/\text{Pt}$  untersucht. In diesem Kapitel werden die effektiven Felder der dipolaren Wechselwirkung für magnetische Einzelschichten diskutiert. Dagegen werden die Auswirkungen der dipolaren Felder auf die Spinwellendispersion in magnetischen Bilagen getrennt in Kapitel 4.6 behandelt.

Jedes magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu}_i$  im Ferromagneten erzeugt am Ort  $\mathbf{r}$  ein dipolares Magnetfeld  $\mathbf{H}_i^{\text{Dipol}}$  mit

$$\mathbf{H}_i^{\text{Dipol}} = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\mu}_i)}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}_i}{r^3} \right]. \quad (4.21)$$

Wohingegen sich in einem unendlich ausgedehnten, homogenen Körper die dipolaren Felder der einzelnen Momente kompensieren, gilt dies für einen endlichen oder inhomogenen Körper nicht mehr [100]. Hier resultiert aus den nicht kompensierten dipolaren Feldern ein effektives dipolares Feld, welches im Inneren des Körpers als *Entmagnetisierungsfeld* und außerhalb als *magnetisches Streufeld* bezeichnet wird [102]. Ohne die Ausrichtung aller magnetischen Momente und damit die dipolaren Felder im Detail zu kennen, können zunächst grundsätzliche Eigenschaften der Entmagnetisierungsfelder  $\mathbf{H}^{\text{Dipol}}$  abgeleitet werden [25]. Diese dipolaren Felder

erfüllen die Maxwell-Gleichungen im magnetostatischen Limit<sup>1</sup> bei Stromfreiheit

$$\nabla \times \mathbf{H}^{\text{Dipol}} = 0 \quad (4.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \mu_0(\mathbf{H}^{\text{Dipol}} + \mathbf{M}) = 0. \quad (4.23)$$

Da das Feld  $\mathbf{H}^{\text{Dipol}}$  rotationsfrei ist, lässt es sich alternativ durch ein Potential  $\Phi$  ausdrücken

$$\mathbf{H}^{\text{Dipol}} = -\nabla\Phi. \quad (4.24)$$

Zusammen mit Gleichung (4.23) ergibt sich die Poisson-Gleichung der Magnetostatik  $\Delta\Phi = \nabla \cdot \mathbf{M}$ . Hierbei kann  $\nabla \cdot \mathbf{M}$  als magnetische Ladungsdichte interpretiert werden [103]. Für einen endlich ausgedehnten Ferromagneten mit dem Volumen  $V$ , der Oberfläche  $A$  und der Normalen zur Oberfläche  $\mathbf{n}$  lässt sich die Lösung der Poisson-Gleichung [103] schreiben als

$$\Phi = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \oint_A \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dA'. \quad (4.25)$$

Nur falls die Magnetisierung inhomogen innerhalb des Ferromagneten ist, trägt das erste Integral in Gleichung (4.25) zum Potential  $\Phi$  bei und resultiert in einem Beitrag zum dipolaren Feld  $\mathbf{H}^{\text{Dipol}}$ . Der Ausdruck  $(\nabla \cdot \mathbf{M})$  wird auch *magnetische Volumenladungsdichte* genannt [103]. Analog trägt der zweite Term in Gleichung (4.25) zum Potential  $\Phi$  bei, falls die Magnetisierung verkippt gegen die Ebene der Oberfläche des Ferromagneten ist. Der Term  $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})$  wird auch als *magnetische Oberflächenladungsdichte* bezeichnet [103].

Für ein homogen magnetisiertes Ellipsoid ( $\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$ ) lässt sich das Entmagnetisierungsfeld mit Hilfe des Entmagnetisierungstensors  $\tilde{N}$  als

$$\mathbf{H}^{\text{Dipol}} = -\tilde{N}\mathbf{M} \quad (4.26)$$

schreiben [82]. Für den Spezialfall der magnetischen Dünnschicht in Abb. 4.2(b) mit der Flächennormalen in z-Richtung verschwinden bis auf  $N_{zz}$  alle Komponenten  $N_{ij}$  des Tensors  $\tilde{N}$  mit  $i, j = \{x, y, z\}$ . Das resultierende Entmagnetisierungsfeld verursacht die bereits für das Stoner-Wohlfarth Modell in Gleichung (4.3) eingeführte Formanisotropie.

Für SWs liefert der Volumenanteil in Gleichung (4.25) einen zusätzlichen Beitrag zu den dipolaren Feldern. Im Allgemeinen lässt sich  $\mathbf{H}^{\text{Dipol}}$  für SWs in ferromagnetischen Dünnschichten nicht analytisch bestimmen. Durch Störungsrechnung haben B. A. Kalinikos und A. N. Slavin jedoch das dipolare Feld in Näherung für beliebige Winkel  $\phi_0$  zwischen der Propagationsrichtung der SW  $\mathbf{k}$  und der statischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$  berechnet [95]. Im 123-Koordinatensystem ergibt sich für eine über die

<sup>1</sup>Für gleiche Wellenlängen besitzen SWs deutlich geringere Frequenzen als Photonen, wodurch die magnetostatische Näherung gerechtfertigt ist [25]

Schichtdicke  $d$  homogene Mode [27]

$$\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}} = -M_s \begin{pmatrix} G_0 m_1 \\ (1 - G_0) m_2 \sin^2(\phi_0) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{wobei} \quad G_0 = \frac{1 - e^{-|k|d}}{|k|d}. \quad (4.27)$$

Neben der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und dem Wellenvektor  $k$ , gehen  $d$  und  $\phi_0$  als bestimmende Größen ein. Im Grenzfall kleiner Wellenvektoren und geringer Schichtdicken kann der Ausdruck  $G_0$  genähert werden mit  $G_0(|k|d \ll 1) \approx 1 - \frac{1}{2}|k|d$ .

Die dipolaren Felder nach Gleichung (4.27) lassen sich mit Hilfe der in Abb. 4.3 skizzierten SWs qualitativ verstehen [90]: Für beide Geometrien  $\phi_0 = 0^\circ$  und  $\phi_0 = -90^\circ$  tragen die senkrecht zur Filmoberfläche orientierten Komponenten des dipolaren Feldes (erster Eintrag von  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}}$ ) gleichermaßen zu  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}}$  bei. Hierfür nimmt das dipolare Feld mit zunehmendem  $k$  (abnehmendem  $G_0$ ) ab, da sich die dipolaren Felder lateral benachbarter magnetischer Momente zunehmend gegenseitig aufheben. Der Anteil des dipolaren Feldes  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}}$ , welcher in der Ebene der Dünnschicht orientiert ist (zweiter Eintrag von  $\mathbf{H}_{123}^{\text{Dipol}}$ ), ist proportional zu  $\sin^2(\phi_0)$ . Für die Rückwärts-Volumenmode ( $\phi_H = 0^\circ$ ) ist die Verkipfung der magnetischen Momente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der SW, wodurch dieser Beitrag des dipolaren Feldes verschwindet. Hingegen ergibt sich für die Damon-Eshbach-Mode ( $\phi_H = 90^\circ$ ) eine Verkipfung der magnetischen Momente parallel zur Ausbreitungsrichtung, die zu einer Erhöhung der Energie (bzw. Frequenz) der SWs und zum dipolaren Feld beiträgt. Mit zunehmendem Wellenvektor  $k$  (abnehmendem  $G_0$ ) steigt dieser anisotrope Anteil des dipolaren Feldes, da der Gradient der Magnetisierung in Gleichung (4.25) zunimmt.

#### 4.4.4 Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung

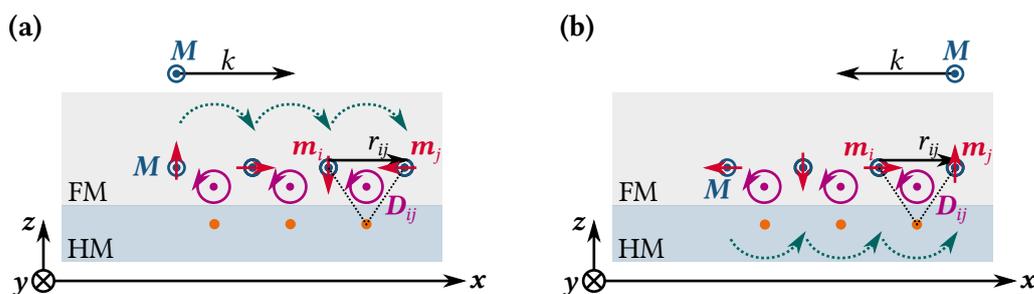
Die im vorhergehenden Kapitel 4.4.2 diskutierte magnetische Austauschwechselwirkung resultiert in einer bevorzugt parallelen oder antiparallelen Ausrichtung benachbarter magnetischer Momente. Als Gegenstück dazu begünstigt die *Dzyaloshinskii-Moriya* (DM) Wechselwirkung eine senkrechte Ausrichtung benachbarter magnetischer Momente [104–106]. Aus der Kombination dieser beiden Wechselwirkungen und unter Berücksichtigung der übrigen magnetischen Wechselwirkungen ergibt sich ein empfindliches Gleichgewicht der statischen Energiebeiträge, das in einigen Fällen durch Ausbildung magnetischer Texturen minimiert wird. Beispielsweise ist die DM-Wechselwirkung bekannt dafür, magnetische Skyrmionen zu stabilisieren [107–109]. Diese magnetischen Wirbelstrukturen sind topologisch geschützt und daher als mögliche elementare Speichereinheiten von Information in den letzten Jahren in den Fokus der Forschung gerückt [110–112]. Mit dem Stoner-Wohlfarth Modell in Kapitel 4.1 wird der Einfluss der DM-Wechselwirkung auf die statische Ausrichtung der Magnetisierung in dieser Arbeit vernachlässigt. Allerdings wirkt sich die DM-Wechselwirkung auf sehr prägnante Weise auf die Spinwellendispersion aus.

Die DM-Wechselwirkung wird durch Bruch der Inversionssymmetrie in Kristallen

oder an Grenzflächen magnetischer Dünnschichten hervorgerufen und ist eine Folge der Spin-Bahn-Kopplung [27, 110]. Dabei kann die *Grenzflächen-DM-Wechselwirkung* in einer Bilage, bestehend aus einer sehr dünnen ferromagnetischen Schicht (z.B. Co(2 nm)) und einem Schwermetall mit starker Spin-Bahn-Kopplung (z.B. Pt), besonders stark ausgeprägt sein [29, 113, 114]. Nach dem Drei-Gitterplatz-Modell von A. Fert und P. M. Levy [115] (Abbildung 4.5) kann die DM-Wechselwirkung mikroskopisch anhand zweier atomarer Spins  $S_i$  und  $S_j$ , die sich an der Grenzfläche befinden, und einem benachbarten Atom mit starker Spin-Bahn-Kopplung verstanden werden. Für den zusätzlichen Energiebeitrag durch DM-Wechselwirkung ergibt sich

$$E^{\text{DMI}} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (4.28)$$

wobei der DM-Vektor  $\mathbf{D}_{ij} = D\mathbf{n} \times \mathbf{r}_{ij}$  in der Ebene der Grenzfläche liegt und senkrecht zur Oberflächennormalen  $\mathbf{n}$  und zum Verbindungsvektor  $\mathbf{r}_{ij}$  der Spins  $S_i$  und  $S_j$  orientiert ist [116]. Abhängig vom Vorzeichen von  $D$  begünstigt die DM-Wechselwirkung eine Verkippung benachbarter magnetischer Momente mit einer bestimmten Chiralität. Wie bereits in Kapitel 4.4.3 erwähnt, besitzen SWs, abhängig von deren Propagationsrichtung und der Gleichgewichtslage der Magnetisierung jedoch auch eine definierte Chiralität. Ist beispielsweise, wie in Abb. 4.5(a), der statische Anteil der Magnetisierung mit  $\phi_0 = -90^\circ$  senkrecht zur Propagationsrichtung der SW (x-Richtung) orientiert, so besitzt die nach rechts propagierende Spinwelle ( $k > 0$ ) eine linkshändige Chiralität. Für die in Abb. 4.5(a) skizzierte Geometrie sind die Chiralität der SW (türkise Pfeile) und die bevorzugte Chiralität durch DM-Wechselwirkung (violette Pfeile) gegensinnig, wodurch schlussendlich die Resonanzfrequenz der SW erhöht [28] wird. Hingegen ergibt sich für die nach links propagierende SW ( $k < 0$ ) in Abb. 4.5(b) eine verminderte Resonanzfrequenz.



**Abbildung 4.5:** Schematische Abbildung der Auswirkung der Grenzflächen-DM-Wechselwirkung auf eine SW in der Damon-Eshbach Geometrie ( $\phi_H = -90^\circ$ ) in Anlehnung an Ref. [28]. Die betrachtete Bilage besteht aus einem Ferromagneten (FM) und einem Schwermetall (HM). Nach den Überlegungen zu Abb. 4.4 sind die Chiralitäten (türkise Pfeile) einer nach (a) rechts ( $k > 0$ ) und (b) nach links ( $k < 0$ ) propagierenden SW unterschiedlich. Dem Drei-Gitterplatz-Modell folgend [115], resultiert die DM-Wechselwirkung aus einer indirekten Austauschwechselwirkung zweier Spins (rot) mit einem benachbartem Schwermetall Atom mit starker Spin-Bahn-Kopplung (orange). Der DM-Vektor  $\mathbf{D}_{ij}$  ist senkrecht zur Ebene, in der sich die jeweiligen drei Gitterplätze befinden, orientiert. Aufgrund der DM-Wechselwirkung sind Spinstrukturen mit *einer* Chiralität energetisch bevorzugt (violette Pfeile). In der Summe ergibt sich eine nichtreziproke Spinwellendispersion (siehe Abb. 4.7).

Zur Berechnung des effektiven Feldes durch DM-Wechselwirkung wird zunächst vom mikroskopischen Modell aus Abb. 4.5 zum makroskopischen Modell mit einer kontinuierlich verteilten Magnetisierung übergegangen. Falls die Normale der Grenzfläche parallel zur z-Achse orientiert ist und die SW parallel oder antiparallel zur x-Achse propagiert, kann für die Energiedichte der DM-Wechselwirkung wie folgt geschrieben werden [27, 116]

$$E_V^{\text{DMI}} = -D_{\text{eff}} \left[ -\hat{y} \cdot \left( \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right) \right]. \quad (4.29)$$

Die über das Volumen gemittelte *effektive DM-Konstante*  $D_{\text{eff}}$  ist mit  $D$  und dem strukturellen Aufbau der ferromagnetischen Dünnschicht verknüpft. Beispielsweise ergibt sich für eine einfach kubische Gitterstruktur entlang der (001)-Richtung  $D_{\text{eff}} = D/(ad)$  [116], wobei  $a$  für die Gitterkonstante und  $d$  für die Schichtdicke des magnetischen Filmes stehen. Da es sich bei der DM-Wechselwirkung um einen Grenzflächeneffekt handelt, ist die über das Volumen gemittelte effektive DM-Konstante  $D_{\text{eff}}$  proportional zum Inversen der Schichtdicke  $d$ .

In Anlehnung an Referenzen [27, 117] ergibt sich das effektive Feld der in x-Richtung propagierenden SW im 123-Koordinatensystem zu

$$\mathbf{H}_{123}^{\text{DMI}} = i \frac{2D_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} k \sin \phi_0 \begin{pmatrix} -m_2 \\ m_1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.30)$$

Der schon kurz angesprochene nichtreziproke Einfluss der DM-Wechselwirkung auf die Spinwellendispersion drückt sich für  $\mathbf{H}_{123}^{\text{DMI}}$  in der linearen Proportionalität zum Wellenvektor  $k$  aus und wird im folgenden Kapitel 4.5 weiter diskutiert.

## 4.5 Spinwellen in magnetischen Einzelschichten

Für kleine Auslenkungen der Magnetisierung  $\mathbf{m}_{123} \approx \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_{12}$  (Gleichung (4.10)) aus der Gleichgewichtslage  $\mathbf{m}_3$  (bzw.  $\phi_0$ ) ergibt sich die Magnetisierungsdynamik  $\mathbf{m}_{12}$  und Spinwellendispersion durch Lösen der LLG-Gleichung (4.9) unter Berücksichtigung der effektiven Felder  $\mathbf{H}_{\text{eff},123} = \mathbf{H}_3 + \mathbf{H}_{12}$  (Gleichungen (4.11))

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m}_{12} \approx -\mu_0 \gamma (\mathbf{m}_3 \times \mathbf{H}_3 + \mathbf{m}_3 \times \mathbf{H}_{12} + \mathbf{m}_{12} \times \mathbf{H}_3) + \alpha \left( \mathbf{m}_3 \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m}_{12} \right). \quad (4.31)$$

Hierbei wurde bereits die Aufteilung der Magnetisierung in statische und dynamische Komponenten ( $\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m}_3 = 0$ ) berücksichtigt. Da zudem neben der Auslenkung  $\mathbf{m}_{12}$  auch das Magnetfeld  $\mathbf{H}_{12}$  als klein angenommen wird, können quadratische Terme in  $\mathbf{m}_{12}$  und  $\mathbf{H}_{12}$  vernachlässigt werden. Unter der Annahme einer harmonischen

Präzession der Magnetisierung (Gleichung (4.12)) infolge einer harmonischen Anregung, ergibt sich das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} H_1 &= \left( H_3 - \frac{i\omega\alpha}{\mu_0\gamma} \right) m_1 + \frac{i\omega}{\mu_0\gamma} m_2 \\ H_2 &= -\frac{i\omega}{\mu_0\gamma} m_1 + \left( H_3 - \frac{i\omega\alpha}{\mu_0\gamma} \right) m_2. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Zur weiteren Berechnung der Komponenten der Magnetisierungsdynamik  $m_1$  und  $m_2$  werden die effektiven Felder  $H_1$  und  $H_2$  um die Ruhelage der Magnetisierung  $\mathbf{m}_3$  in erster Ordnung entwickelt [35]

$$H_i \approx \frac{\partial}{\partial m_1} H_i|_{\mathbf{m}_3} m_1 + \frac{\partial}{\partial m_2} H_i|_{\mathbf{m}_3} m_2 + h_i^d \quad \text{mit } i = \{1; 2\}. \quad (4.33)$$

Dabei wird zusätzlich ein harmonisch anregendes magnetisches Wechselfeld  $h_i^d$  berücksichtigt, das in dieser Arbeit magnetoakustischen Ursprungs ist (siehe Kapitel 5.1). Zusammen mit dem Gleichungssystem (4.32) wird der Zusammenhang zwischen Treibefeldern und Magnetisierungsdynamik  $M_i = M_s m_i$  über die inverse Suszeptibilität  $\bar{\chi}^{-1}$  beschrieben [35]

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} h_1^d \\ h_2^d \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} H_3 - \frac{i\omega\alpha}{\mu_0\gamma} - \frac{\partial}{\partial m_1} H_1|_{\mathbf{m}_3} & \frac{i\omega}{\mu_0\gamma} - \frac{\partial}{\partial m_2} H_1|_{\mathbf{m}_3} \\ -\frac{i\omega}{\mu_0\gamma} - \frac{\partial}{\partial m_1} H_2|_{\mathbf{m}_3} & H_3 - \frac{i\omega\alpha}{\mu_0\gamma} - \frac{\partial}{\partial m_2} H_2|_{\mathbf{m}_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \chi_{11}^I & \chi_{12}^I \\ \chi_{21}^I & \chi_{22}^I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \end{pmatrix} = \bar{\chi}^{-1} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.34)$$

Die Elemente der inversen Suszeptibilität  $\bar{\chi}^{-1}$  lassen sich durch die effektiven Felder aus Gleichung (4.13) berechnen [37]

$$\begin{aligned} \chi_{11}^I &= H \cos(\phi_0 - \phi_H) + \frac{2A}{\mu_0 M_s} k^2 + M_s G_0 - H_k + H_{\text{ani}} \cos^2(\phi_0 - \phi_{\text{ani}}) - i \frac{\alpha\omega}{\mu_0\gamma} \\ \chi_{12}^I &= -\chi_{21}^I = i \left( \frac{\omega}{\mu_0\gamma} + \frac{2D_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} k \sin(\phi_0) \right) \\ \chi_{22}^I &= H \cos(\phi_0 - \phi_H) + \frac{2A}{\mu_0 M_s} k^2 + M_s(1 - G_0) \sin^2(\phi_0) + H_{\text{ani}} \cos(2(\phi_0 - \phi_{\text{ani}})) \\ &\quad - i \frac{\alpha\omega}{\mu_0\gamma}. \end{aligned} \quad (4.35)$$

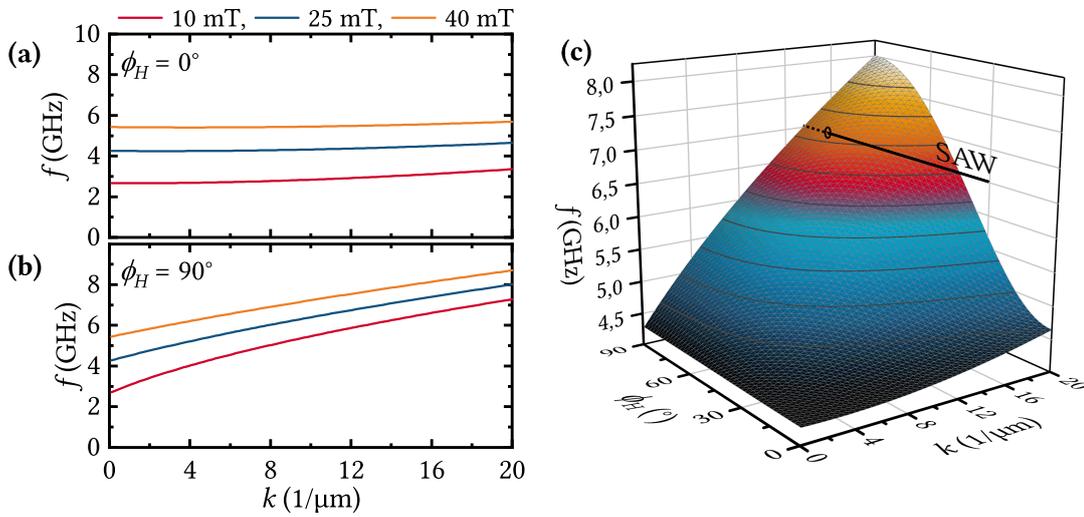
Die Antwort der Magnetisierung  $M_i$  auf das magnetoakustische Treibefeld  $h_i^d$  erhält man durch Invertierung der inversen Suszeptibilität  $\bar{\chi}^{-1}$

$$\begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \end{pmatrix} = \frac{M_s}{\det(\bar{\chi}^{-1})} \begin{pmatrix} \chi_{22}^I & -\chi_{12}^I \\ -\chi_{21}^I & \chi_{11}^I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1^d \\ h_2^d \end{pmatrix}. \quad (4.36)$$

Schlussendlich ergibt sich die Resonanz der SW aus dem Realteil der verschwindenden Determinante  $\det(\bar{\chi}^{-1}) = 0$  und für kleine Werte der Dämpfung  $\alpha$  zu

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{\operatorname{Re}(\chi_{11}^I) \operatorname{Re}(\chi_{22}^I)} - \frac{\gamma D_{\text{eff}}}{\pi M_s} k \sin(\phi_0). \quad (4.37)$$

Die Spinwellendispersion wird zunächst beispielhaft für eine 4 nm dicke ferromagnetische Dünnschicht aus CoFeB ohne DM-Wechselwirkung ( $D_{\text{eff}} = 0$ ) diskutiert. Zur Berechnung der Dispersion in Abb. 4.6 wurden die in Tabelle 4.1 aufgeführten Materialparameter verwendet. Vereinfachend wurde zudem eine verschwindende uniaxiale Anisotropie  $H_{\text{ani}}$  angenommen, weshalb die Gleichgewichtslage der Magnetisierung parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert ist ( $\phi_0 = \phi_H$ ).



**Abbildung 4.6:** Dispersionsrelationen einer (a) Rückwärts-Volumenmode ( $\phi_H = 0^\circ$ ) und (b) Damon-Eshbach Mode ( $\phi_H = 90^\circ$ ) in einer ferromagnetischen Dünnschicht aus CoFeB (4 nm) mit den Parametern aus Tabelle 4.1 für unterschiedliche Magnetfelder  $\mu_0 H$ . Der Einfluss der dipolaren Felder der SW führt zu sehr unterschiedlichen Dispersionsrelationen in beiden Geometrien. (c) Der Übergang zwischen diesen extremen Geometrien ( $\phi_H = \{0^\circ; \dots; 90^\circ\}$ ) ist kontinuierlich und für ein äußeres Feld von 25 mT gezeichnet.

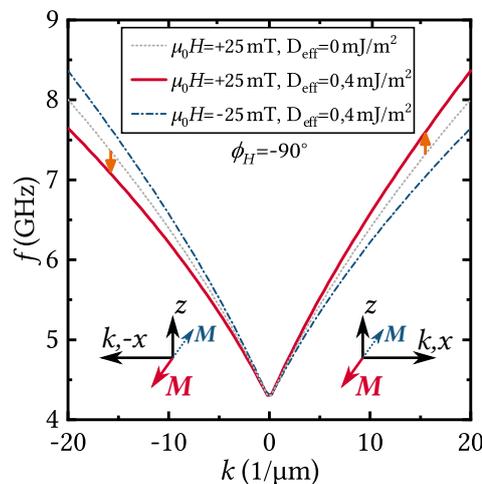
Für die ausgezeichneten Geometrien  $\phi_H = 0^\circ$  und  $\phi_H = 90^\circ$  sind die Dispersionsrelationen  $f(k)$  in Abb. 4.6(a,b) für drei Magnetfeldstärken  $\mu_0 H = 10, 25$  und  $40$  mT gezeigt. Mit zunehmender Feldstärke  $\mu_0 H$  erhöhen sich die Resonanzfrequenzen aufgrund der, aus der Zeeman-Energie resultierenden effektiven Felder  $H \cos(\phi_0 - \phi_H)$  in der Dispersionsrelation (4.37). Die dipolaren Felder führen zu einem sehr unterschiedlichen Verlauf der Dispersion für die magnetostatische Rückwärts-Volumenmode ( $\phi_H = 0^\circ$ ) und die Damon-Eshbach-Mode ( $\phi_H = 90^\circ$ ). Wie im Kapitel 4.4.3 erklärt, weisen die dipolaren Felder eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung  $\phi_0$  auf, die der Term  $M_s(1 - G_0) \sin^2(\phi_0)$  in der Dispersionsrelation (4.37) widerspiegelt. Für die Geometrie  $\phi_H = 0^\circ$  ergibt sich für kleine  $k$  zunächst eine negative Gruppengeschwindigkeit  $c_{\text{SW}}^g = \frac{\partial(2\pi f)}{\partial k}$ , womit der für diese Mode typische Name „magnetostatische Rückwärts-Volumenmode“ erklärt ist. Im Gegensatz dazu ist die Gruppengeschwindigkeit für die Geometrie  $\phi_H = 90^\circ$  positiv. Weil eine hohe Gruppengeschwindigkeit in einer erhöhten Reichweite der

**Tabelle 4.1:** Die Dispersionsrelationen in Abb. 4.6 und 4.7 sind für die tabellierten Parameter einer ferromagnetischen Dünnschicht aus  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  [37] gezeichnet.

$g$	$d$ (nm)	$M_s$ (kA/m)	$H_k$ (kA/m)	$A$ (pJ/m)	$H_{\text{ani}}$ (mT)
2,05	4	1280	600	11	0

SW resultiert, ist für magnonische Anwendungen die Damon-Eshbach Geometrie ( $\phi_0 = \pm 90^\circ$ ) besonders interessant [98]. Zur Einordnung sei erwähnt, dass aufgrund der verhältnismäßig hohen Dämpfung die Reichweite von SWs in polykristallinen magnetischen Dünnschichten wie CoFeB oder Permalloy mit  $\sim 2 \mu\text{m}$  (max. einigen  $100 \mu\text{m}$  in Yttrium-Eisen-Granat [101]) im Gegensatz zu akustischen Oberflächenwellen klein ist.

In Abb. 4.6(c) ist der kontinuierliche Übergang der Spinwellendispersion von  $\phi_H = 0^\circ$  zu  $\phi_H = 90^\circ$  gezeigt. Zusätzlich ist ein Wertepaar  $f = 7 \text{ GHz}$ ,  $k = 13,2 \mu\text{m}^{-1}$  der linearen Dispersion der akustischen Oberflächenwelle eingezeichnet. Falls die Mechanismen der magnetoakustischen Kopplung (Kapitel 5.1) nicht verschwinden, können die SAWs und SWs im Schnittpunkt der Dispersionskurven resonant wechselwirken. Dabei führt eine Erhöhung des äußeren Magnetfeldes  $\mu_0 H$  zu einer Verschiebung der Spinwellendispersion zu höheren Frequenzen, wodurch die resonante Wechselwirkung mit der SAW bei kleineren Winkeln  $|\phi_H|$  stattfindet.



**Abbildung 4.7:** Wird eine SW in der Damon-Eshbach Geometrie in einer magnetischen Dünnschicht aus CoFeB(4 nm) mit den Parametern aus Tabelle 4.1 angeregt, so ist die Dispersion ohne DM-Wechselwirkung ( $D_{\text{eff}} = 0$ ) reziprok. Mit DM-Wechselwirkung ergibt sich aus der Dispersionsrelation (4.37) ein nichtreziprokes Verhalten. Durch Umpolen des äußeren Magnetfeldes ( $H \rightarrow -H$ ) wird der nichtreziproke Anteil der Spinwellendispersion invertiert.

Da die in entgegengesetzte Richtungen propagierenden SWs unterschiedliche Chiralitäten haben, die DM-Wechselwirkung allerdings eine Chiralität energetisch bevorzugt (siehe Kapitel 4.4.4), ergibt sich für  $D_{\text{eff}} \neq 0$  eine nichtreziproke Spinwellendispersion. Dies ist in Abb. 4.7 für die Schichtstruktur CoFeB(4 nm)/Pt mit den Parametern in Tabelle 4.1,  $\phi_H = -90^\circ$  und  $D_{\text{eff}} = 0,4 \frac{\text{mJ}}{\text{m}^2}$  gezeigt. Die Resonanzfrequenzen

der SW unterscheiden sich für betragsgleiche Wellenvektoren mit unterschiedlichem Vorzeichen. Die Frequenz-Nichtreziprozität  $\Delta f = f(k, \mu_0 H) - f(-k, \mu_0 H)$  ist dabei gleich groß wie die Frequenz-Nichtreziprozität  $\Delta f = f(k, \mu_0 H) - f(k, -\mu_0 H)$ . Folglich kann die DM-Wechselwirkung einerseits anhand von Invertieren der Propagationsrichtung der SW, aber auch durch umpolen des äußeren Magnetfeldes charakterisiert werden.

## 4.6 Spinwellen in magnetischen Bilagen

Wie im vorhergehenden Kapitel 4.5 diskutiert, kann eine nichtreziproke Spinwellendispersion in sehr dünnen ferromagnetischen Schichten durch Grenzflächen-DM-Wechselwirkung hervorgerufen werden. Dieser Effekt wurde erst vor kurzem (2015) von mehreren Forschergruppen experimentell nachgewiesen [28, 29, 113]. Im Gegensatz dazu ist schon seit den frühen 90er Jahren bekannt, dass eine nichtreziproke Spinwellendispersion in magnetischen Bilagen, bestehend aus zwei ferromagnetischen Schichten und einer nichtmagnetischen Zwischenschicht, auch für relativ hohe Schichtdicken, erreicht werden kann [30–34]. Ursache der Nichtreziprozität ist in diesem Fall die dipolare Zwischenschichtkopplung.

Die bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung in beiden Schichten hängt von den Details der magnetischen Bilage ab. Beispielsweise kann mittels kurzreichweitiger Zwischenschicht-Austauschkopplung eine antiparallele Ausrichtung der magnetischen Momente in beiden Schichten hervorgerufen werden. Für diese sogenannten *synthetischen Antiferromagneten* wurden sehr stark nichtreziproke Spinwellendispersionen mittels Brillouin-Lichtstreuung (BLS) nachgewiesen [33, 34, 118, 119]. Hingegen werden in dieser Arbeit (Kapitel 10) magnetische Bilagen mit einer ausreichend dicken nichtmagnetischen Zwischenschicht (Au(5 nm)) untersucht, sodass die kurzreichweitige Zwischenschicht-Austauschkopplung vernachlässigt werden kann [120]. Für moderate äußere Feldstärken  $H$  liegt so eine (nahezu) parallele Ausrichtung der statischen Magnetisierung in den beiden weichmagnetischen ferromagnetischen Dünnschichten vor. Falls sich die beiden ferromagnetischen Dünnschichten in ihren Eigenschaften unterscheiden, ergibt sich auch für diese parallele Konfiguration eine nichtreziproke Spinwellendispersion [118].

### Berechnung der Spinwellendispersion und Magnetisierungsdynamik

Die Berechnung der Spinwellendispersion einer magnetischen Bilage, deren zwei ferromagnetische Schichten ausschließlich durch dipolare Felder gekoppelt sind, erfolgt weitestgehend analog zur Berechnung der Dispersion in einer magnetischen Einzelschicht. Zunächst werden die Gleichgewichtslagen  $\phi_0^l$  der Magnetisierungen  $\mathbf{M}^l$  der beiden ferromagnetischen Schichten  $l = \{A, B\}$  aus Abb. 4.8(a) mit dem Stoner-Wohlfarth Modell (Kapitel 4.1) für unterschiedliche Anisotropiefelder ( $H_{\text{ani}}^l \mathbf{u}^l$ )

berechnet. Weiter werden die LLG-Gleichungen in den für beide Schichten entsprechend unterschiedlichen 123-Koordinatensystemen

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{M}_{123}^A}{\partial t} &= -\gamma^A \mathbf{M}_{123}^A \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff},123}^A + \frac{\alpha^A}{M_s^A} \mathbf{M}_{123}^A \times \frac{\partial \mathbf{M}_{123}^A}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathbf{M}_{123}^B}{\partial t} &= -\gamma^B \mathbf{M}_{123}^B \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff},123}^B + \frac{\alpha^B}{M_s^B} \mathbf{M}_{123}^B \times \frac{\partial \mathbf{M}_{123}^B}{\partial t}\end{aligned}\quad (4.38)$$

um die Gleichgewichtslagen  $\phi_0^l$  entwickelt. Die effektiven Felder beider Schichten setzen sich zum einen aus den jeweiligen Beiträgen der ungekoppelten Einzelschichten (Gleichung (4.14)) und zum anderen aus den dipolaren Streufeldern, welche die Zwischenschichtkopplung verursachen, zusammen. In den jeweiligen 123-Koordinatensystemen der Dünnschichten  $A$  und  $B$  ergeben sich die effektiven dipolaren Koppfelder in Anlehnung an Referenz [118] zu

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{eff,inter},123}^A &= -M_s^B G_0^A G_0^B \frac{d^B}{2} e^{-|k|d_s} \begin{pmatrix} -|k| m_1^{B,A} - i \sin(\phi_0^B) k m_2^{B,A} \\ \sin(\phi_0^A) \sin(\phi_0^B) |k| m_2^{B,A} - i \sin(\phi_0^A) k m_1^{B,A} \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{H}_{\text{eff,inter},123}^B &= -M_s^A G_0^B G_0^A \frac{d^A}{2} e^{-|k|d_s} \begin{pmatrix} -|k| m_1^{A,B} + i \sin(\phi_0^A) k m_2^{A,B} \\ \sin(\phi_0^B) \sin(\phi_0^A) |k| m_2^{A,B} + i \sin(\phi_0^B) k m_1^{A,B} \\ 0 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (4.39)$$

Beispielsweise ist hierbei  $\mathbf{H}_{\text{eff,inter},123}^A$  das auf die Schicht  $A$  wirkende dipolare Streufeld, welches durch die Schicht  $B$  verursacht wird. Weiter ist das Streufeld der Schicht  $B$  proportional zum magnetischen Moment  $M_s^B d^B$  der Schicht  $B$ . Die Ausdrücke  $m_{j=\{1;2\}}^{B,A}$  entsprechen den Magnetisierungskomponenten der Schicht  $B$  im 123-Koordinatensystem von Schicht  $A$ . Umgekehrtes gilt für  $m_{j=\{1;2\}}^{A,B}$ . Da die Komponenten der dipolaren Streufelder teilweise proportional zu  $k$  sind, ergibt sich schlussendlich eine nichtreziproke Spinwellendispersion. Weiter fallen die dipolaren Streufelder exponentiell mit der Zwischenschichtdicke  $d_s$  ab und sind abhängig von der Gleichgewichtslage  $\phi_0^l$  der Magnetisierungen. Der Ausdruck  $G_0^l$  ist in Gleichung (4.27) für magnetische Einzelschichten definiert.

Schließlich wird das Gleichungssystem der linearisierten LLG-Gleichungen, analog zur Einzelschicht (Gleichung (4.34)), mit der inversen Suszeptibilität formuliert

$$\begin{pmatrix} h_1^{d,A} \\ h_2^{d,A} \\ h_1^{d,B} \\ h_2^{d,B} \end{pmatrix} = \bar{\chi}^{-1} \begin{pmatrix} M_1^A \\ M_2^A \\ M_1^B \\ M_2^B \end{pmatrix}.\quad (4.40)$$

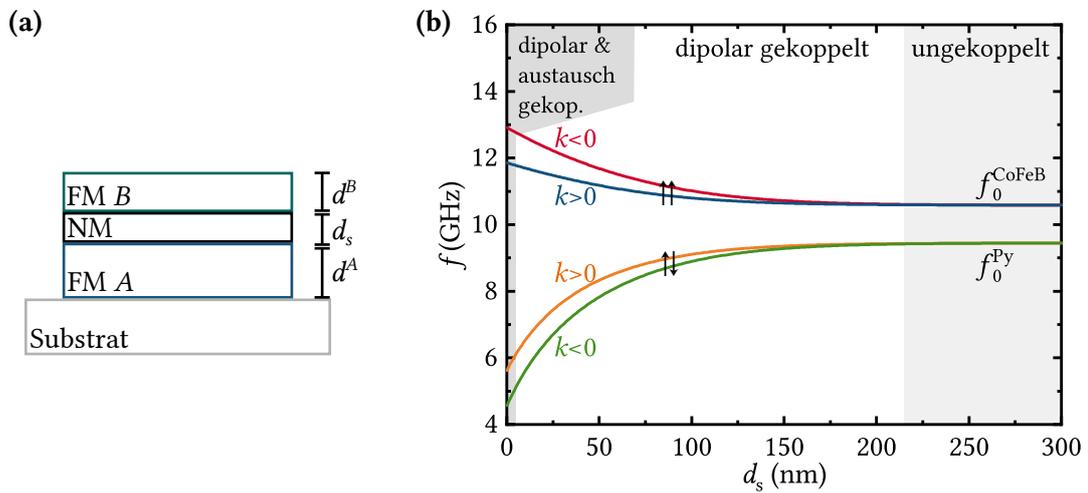
Zur Berechnung der präzedierenden Komponenten der Magnetisierungen beider Schichten  $M_{j=\{1;2\}}^l$  wird die inverse Suszeptibilität  $\bar{\chi}^{-1}$  invertiert. Die Resonanzfrequenzen der SW ergeben sich aus dem Realteil der verschwindenden Determinante  $\det(\bar{\chi}^{-1}) = 0$  für kleine Werte der phänomenologischen Dämpfungen  $\alpha^l$ . Alternativ lässt sich die Resonanz der SWs auch über die, in Referenz [118] beschriebene, Methode bestimmen.

**Tabelle 4.2:** Die Dispersionsrelationen in Abb. 4.8 und 4.9 sind für die tabellierten Parameter einer magnetischen Bilage aus Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) [37] gezeichnet.

Dünnschicht	$g^l$	$d^l$ (nm)	$M_s^l$ (kA/m)	$H_k^l$ (kA/m)	$A^l$ (pJ/m)	$H_{\text{ani}}^l$ (mT)
Py	2,12	20	860	150	10	0
CoFeB	2,12	5	1280	330	11	0

### Diskussion der Dispersion am Beispiel von Py/Au/CoFeB

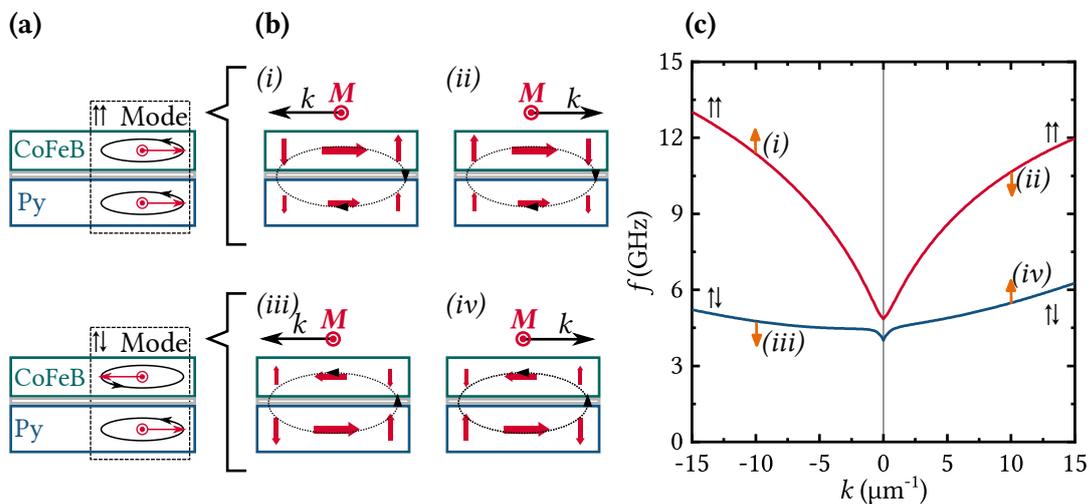
Der Einfluss der dipolaren Zwischenschichtkopplung auf die Resonanzfrequenzen der SW ist in Abb. 4.8(b) beispielhaft für eine ferromagnetische Bilage aus Py<sup>2</sup>(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) mit den in Tabelle 4.2 zusammengefassten Parametern und  $\phi_0^{\text{CoFeB}} = \phi_0^{\text{Py}} = \phi_H = -90^\circ$ ,  $\mu_0 H = 20$  mT und  $|k| = 14 \mu\text{m}^{-1}$  gezeigt. Bei hoher Zwischenschichtdicke  $d_s$  ist die dipolare Kopplung zwischen den zwei magnetischen Schichten schwach. Folglich können nur die charakteristischen Resonanzen der magnetischen Einzelschichten  $f_0^{\text{Py}}$  und  $f_0^{\text{CoFeB}}$  angeregt werden. Wird  $d_s$  verringert, so nimmt der Einfluss der effektiven dipolaren Felder  $\mathbf{H}_{\text{eff,inter,123}}^l$  aus Gleichung (4.39) zu. Es bilden sich gekoppelte symmetrische ( $\uparrow\uparrow$ ) und antisymmetrische Moden ( $\uparrow\downarrow$ ) aus [30]. Zudem führt die dipolare Zwischenschichtkopplung zu einer Frequenzverschiebung und zu einer nichtreziproken Aufspaltung der Spinwellendispersion. Für sehr geringe Zwischenschichtdicken  $d_s \lesssim 4$  nm [120] trägt die Austauschkopplung zwischen den beiden magnetischen Schichten zusätzlich zur Dispersion bei. Dieser Effekt wird in dieser Arbeit ( $d_s = 5$  nm) vernachlässigt.



**Abbildung 4.8:** (a) Die untersuchte magnetische Bilage besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten A (FM A) und B (FM B) und aus einer nichtmagnetischen Zwischenschicht (NM). (b) Aufgetragen sind die Resonanzfrequenzen der SWs in einer magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) als Funktion der Zwischenschichtdicke  $d_s$ , bzw. der dipolaren Kopplungsstärke, für die Damon-Eshbach Geometrie  $\phi_0^{\text{CoFeB}} = \phi_0^{\text{Py}} = \phi_H = -90^\circ$ . Für die Berechnung wurden die Materialparameter aus Tabelle 4.2 verwendet und ein äußeres Feld der Stärke  $\mu_0 H = 20$  mT angenommen.

<sup>2</sup>Py ist die Abkürzung für Permalloy bzw. Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>.

Durch Charakterisierung der Komponenten der dynamischen Magnetisierung und der resultierenden Streufelder lässt sich die nichtreziproke Frequenzaufspaltung aufgrund dipolarer Zwischenschichtkopplung qualitativ verstehen [30, 31, 118]. Zunächst können in der Bilage symmetrische und antisymmetrische Moden angeregt werden, wie in Abb. 4.9(a) schematisch gezeigt. Zusammen mit der, durch  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{M}^l$  definierten Chiralität der SW (vgl. Abb. 4.4) ergeben sich für die Komponenten der dynamischen Magnetisierung vier unterschiedliche mögliche Konfigurationen (i-iv), siehe Abb. 4.9(b). Da jede Komponente der dynamischen Magnetisierung wiederum ein dipolares Streufeld verursacht und eine parallele (antiparallele) Ausrichtung von Streufeld und Magnetisierung energetisch günstig (ungünstig) ist, stellen alle vier Konfigurationen SWs mit unterschiedlichen Energien, bzw. Resonanzfrequenzen dar. Aus diesen qualitativen Überlegungen folgt die nichtreziproke Frequenzaufspaltung der in Abb. 4.9(c) berechneten Spinwellendispersion der magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm).



**Abbildung 4.9:** (a) In der magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) aus Abb. 4.8(b) ergeben sich durch dipolare Kopplung symmetrische ( $\uparrow\uparrow$ ) und antisymmetrische ( $\uparrow\downarrow$ ) SW-Moden. Dies ist schematisch für die Damon-Eshbach Geometrie  $\phi_0^{\text{CoFeB}} = \phi_0^{\text{Py}} = \phi_H = -90^\circ$  skizziert. Dabei zeigen die Magnetisierungen der beiden Schichten aus der Bildebene heraus und präzedieren elliptisch um ihre Gleichgewichtslage. Da die Chiralität der SW von deren Propagationsrichtung  $\mathbf{k}$  abhängt, ergeben sich für die Schemazeichnung (b) vier mögliche unterschiedliche Konfigurationen für die dynamischen Komponenten der Magnetisierung  $\mathbf{M}_{1,2}$  (rote Pfeile). Das aus der größten dynamischen Komponente der Magnetisierung resultierende dipolare Streufeld  $\mathbf{h}^{\text{streu}}$  ist zusätzlich skizziert (gepunktete Ellipsen). Für energetisch günstige Konfigurationen ( $\mathbf{M}_{1,2}$  und  $\mathbf{h}^{\text{streu}}$  sind gleichgerichtet) ergibt sich eine geringere Frequenz der SW-Mode in der Dispersion (c). Eine erhöhte Resonanzfrequenz resultiert aus einer energetisch ungünstigen Konfigurationen ( $\mathbf{M}_{1,2}$  und  $\mathbf{h}^{\text{streu}}$  sind antiparallel). Die Skizze ist grob an Ref. [118] angelehnt.



# 5 Wechselwirkung akustischer Oberflächenwellen mit Spinwellen

Falls eine akustische Oberflächenwelle (SAW) die Resonanzbedingung einer Spinwelle (SW) erfüllt, kann die SAW die SW aufgrund von magnetoakustischen Kopplungsmechanismen anregen. Die Dispersionen von SAW und SW wurden bereits in den zwei vorhergehenden Kapiteln 3 und 4 beschrieben. Dagegen werden in dem folgenden Kapitel 5.1 zunächst die magnetoakustischen Kopplungsmechanismen vorgestellt. Hierzu zählen neben der relativ gut untersuchten magnetoelastischen Kopplung [35, 36, 59–61, 121] auch die Magneto-Rotation-Kopplung [40, 64] und Spin-Rotation-Kopplung [41, 122, 123]. Die propagierende SAW moduliert aufgrund der magnetoakustischen Kopplungsmechanismen die freie Energie der ferromagnetischen Dünnschicht. Dabei wird der Einfluss auf die Magnetisierungsdynamik mittels effektiver magnetoakustischer Treibfelder modelliert [35, 59]. Die resultierende Anregung der SWs ist mit einer Abnahme der transmittierten Leistung der SAW verknüpft. Dies wird in Kapitel 5.2 mit einem phänomenologischen quantitativen Modell beschrieben. Wie in Kapitel 5.3 gezeigt, kann hierbei eine Fehlanpassung der Helizitäten von Treibfeld und Magnetisierungsdynamik eine nichtreziproke Anregung von SWs verursachen.

## 5.1 Magnetoakustische Treibfelder

Häufig werden SWs durch die Oersted-Magnetfelder eines von Wechselstrom durchflossenen Leiters angeregt. Auf diesem Prinzip beruhen beispielsweise die Messtechniken der Breitband-Ferromagnetischen Resonanz (siehe Kapitel 6.4) und der „propagierenden SW-Spektroskopie“ (engl. *propagating spin wave spectroscopy*) [93, 94]. Im Vergleich dazu erscheint der magnetoakustische Anregungsprozess von SWs zunächst deutlich komplizierter, lässt sich im Prinzip aber sehr ähnlich zu den Oersted-Feldern mittels internen magnetoakustischen Treibfeldern [59] beschreiben. Die magnetoakustischen Treibfelder und deren charakteristisches Symmetrieverhalten werden im nachfolgenden Kapitel für die magnetoelastische Kopplung, sowie die Magneto-Rotation-Kopplung und Spin-Rotation-Kopplung vorgestellt.

### 5.1.1 Magnetoelastische Kopplung

Ähnlich dem piezoelektrischen Effekt, welcher die Beziehung zwischen Gitterverzerrung und elektrischer Polarisation beschreibt, wird die Wechselwirkung zwischen Gitterverzerrung und magnetischer Polarisation durch magnetostriktive Effekte beschrieben. Hierbei bezeichnet die *Magnetostriktion*, bzw. *Joule-Magnetostriktion*, die Verzerrung eines Körpers aufgrund einer Änderung des Magnetisierungszustandes [124]. Umgekehrt beschreibt die *inverse Magnetostriktion*, bzw. der *Villari-Effekt*, die Beeinflussung der Magnetisierung durch Verzerrung [125]. Verursacht werden die magnetostriktiven Effekte aufgrund von Spin-Bahn-Kopplung. So beeinflusst die Verzerrung des Magneten über die Ausrichtung der Atomorbitale auch die Orientierung der magnetischen Momente [42].

Wie in Kapitel 3 beschrieben und in Abb. 5.1(a) skizziert, wird die SAW als ebene Welle mit den Komponenten des Verzerrungstensors

$$\varepsilon_{ij}(x, t) = \varepsilon_{ij,0}(x)e^{i(kx-\omega t)} \quad \text{mit } i, j = \{x, y, z\} \quad (5.1)$$

im xyz-Koordinatensystem beschrieben. Im Folgenden wird auf die explizite Angabe der Orts- und Zeitabhängigkeit verzichtet ( $\varepsilon_{ij} \equiv \varepsilon_{ij}(x, t)$ ). Propagiert die SAW durch eine ferromagnetische Dünnschicht mit kubischer Kristallstruktur, so wird der magnetoelastische Beitrag der freien Energie des Magneten (normiert auf  $M_s$ )

$$G^d = b_1 [\varepsilon_{xx}m_x^2 + \varepsilon_{yy}m_y^2 + \varepsilon_{zz}m_z^2] + 2b_2 [\varepsilon_{xy}m_xm_y + \varepsilon_{xz}m_xm_z + \varepsilon_{yz}m_y m_z] \quad (5.2)$$

hochfrequent moduliert [35, 42, 59]. Neben der Verzerrung  $\varepsilon_{ij}$ , ist die freie Energie auch von der Orientierung der statischen Magnetisierung mit den Komponenten  $m_i$  abhängig. Zudem bestimmen die *magnetoelastischen Koppelkonstanten*  $b_1$  und  $b_2$  die Stärke der Magnetostriktion des magnetischen Materials. Für polykristalline und amorphe Dünnschichten vereinfacht sich Gleichung (5.2) weiter mit  $b_1 = b_2$  [42]. In Tabelle 5.1 sind die magnetoelastischen Koppelkonstanten verschiedener polykristalliner magnetischer Dünnschichten zusammengefasst. Bisher wurden magnetoakustische Experimente bevorzugt an Dünnschichten aus Ni durchgeführt [35, 36, 59–61, 121], da die magnetoelastische Koppelkonstante von Ni verhältnismäßig groß ist. Permalloy (kurz  $P_y$ , oder  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) weist die Besonderheit einer verschwindenden Koppelkonstante  $b_1 \approx 0$  auf. Des Weiteren sind die Koppelkonstanten von allen aufgeführten Materialien, mit Ausnahme von CoFeB, positiv.

Wohingegen durch Einprägen einer statischen Gitterverzerrung die Gleichgewichtslage der Magnetisierung beeinflusst wird [43, 44], verursacht die hochfrequente Verzerrung der SAW Magnetisierungsdynamik, welche mit Hilfe der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (4.9) beschrieben wird. Mit der Definition der effektiven Felder ( $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla_{\mathbf{m}} G$ , Gleichung (4.13)) ergibt sich das effektive magnetoelastische Treibfeld im xyz-Koordinatensystem zu

$$\mathbf{h}_{\text{xyz}}^d = -\frac{2b_1}{\mu_0} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}m_x + \varepsilon_{xy}m_y + \varepsilon_{xz}m_z \\ \varepsilon_{yy}m_y + \varepsilon_{xy}m_x + \varepsilon_{yz}m_z \\ \varepsilon_{zz}m_z + \varepsilon_{xz}m_x + \varepsilon_{yz}m_y \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

**Tabelle 5.1:** Zusammenfassung der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und der magnetoelastischen Koppelkonstante  $b_1$  einiger polykristalliner ferromagnetischer Dünnschichten und einkristallinem YIG (Yttrium-Eisen-Granat). Zu beachten ist, dass insbesondere  $b_1$  von der Probenpräparation beeinflusst wird [126, 127] und zudem von der Schichtdicke der Dünnschichten abhängen kann [127, 128].

Material	$M_s$ (kA/m)	$b_1$ (T)	Referenz
Ni	370	+23	[35]
Co	1300	+4,6	[129]
Fe	1700	+1,0	[130]
Ni <sub>81</sub> Fe <sub>19</sub>	860	±0	[126, 128]
Co <sub>40</sub> Fe <sub>40</sub> B <sub>20</sub> (as-deposited)	1120	-3,8	[127]
FeGaB <sup>a</sup>	1030	+9,1	[20]
YIG (kristallin)	140	$b_1 = 2,5 \text{ T}, b_2 = 2b_1$	[132]

<sup>a</sup>Das stöchiometrische Verhältnis wird in Ref. [20] nicht angegeben. Größte Magnetostriktion zeigt sich in Ref. [131] für Fe<sub>71</sub>Ga<sub>17</sub>B<sub>12</sub> [131].

Da sich jede akustische Oberflächenwellenmode durch charakteristische Gitterauslenkungen an der Substratoberfläche  $u_i$  auszeichnet und nur einige hierfür charakteristische Verzerrungen  $\varepsilon_{ij} \neq 0$  in der magnetischen Dünnschicht verursacht, kann ein Großteil der Terme in Gleichung (5.3) vernachlässigt werden. Beispielsweise ist für die Rayleigh-Mode die longitudinale Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xx}$  dominierend.

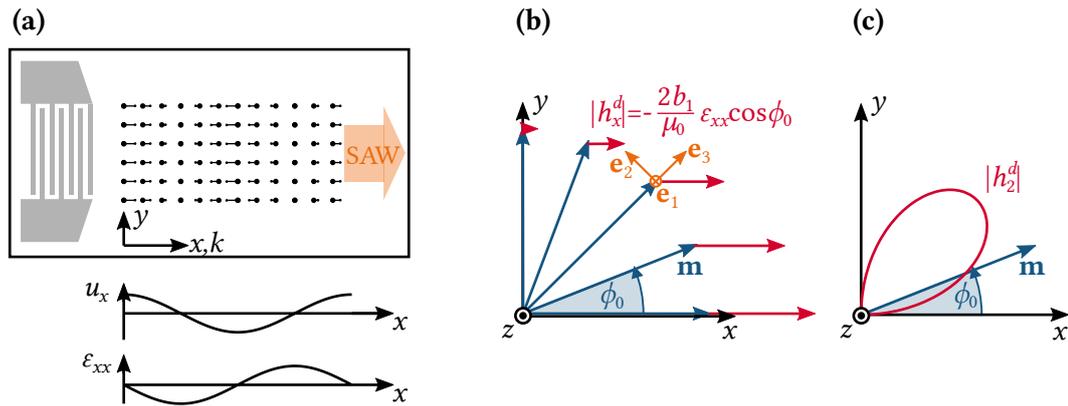
Der Einfluss der Verzerrungswelle  $\varepsilon_{xx}$  auf die statische Magnetisierung  $\mathbf{m}$  ist in Abb. 5.1(b) skizziert. Das durch  $\varepsilon_{xx}$  aus Gleichung (5.3) resultierende Treibfeld  $\mathbf{h}_{xyz}^d$  nimmt zum einen mit der x-Komponente der statischen Magnetisierung  $m_x$  zu. Zum anderen ist das Treibfeld in x-Richtung orientiert. Nur die Komponente des Treibfeldes senkrecht zur statischen Magnetisierung kann die Präzession der Magnetisierung treiben. Im rotierten 123-Koordinatensystem, welches in Kapitel 4.3 zur Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung eingeführt wurde, entspricht dies der Komponente des Treibfeldes parallel zur 2-Achse. Wie in Abb. 5.1(c) skizziert, ist das relevante effektive Treibfeld  $h_2^d$  somit für die Orientierung der Magnetisierung  $\phi_0 = 45^\circ$  (und  $-45^\circ, \pm 135^\circ$ ) maximiert und verschwindet für ganzzahlig Vielfache von  $90^\circ$  [59]. Magnetoelastische Anregung von SWs durch eine longitudinale Verzerrungswelle  $\varepsilon_{xx}$  ist also für ausgezeichnete Geometrien  $\phi_0$  nicht möglich.

Im Allgemeinen ergeben sich die relevanten<sup>1</sup> Komponenten des effektiven magnetoelastischen Treibfeldes aus Gleichung (5.3) im 123-Koordinatensystem zu [35, 38]

$$\mathbf{h}^d = \begin{pmatrix} h_1^d \\ h_2^d \end{pmatrix} = \frac{2b_1}{\mu_0} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xz} \cos \phi_0 + \varepsilon_{yz} \sin \phi_0 \\ \varepsilon_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 - \varepsilon_{xy} \cos(2\phi_0) \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

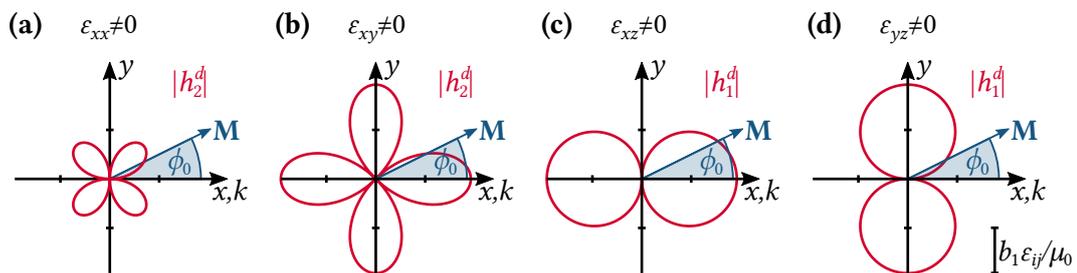
wobei zum einen von einer Ausrichtung der statischen Magnetisierung in der Ebene

<sup>1</sup>Die Komponente  $h_3^d$  ist parallel zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung und spielt deshalb keine Rolle.



**Abbildung 5.1:** (a) Schematische Darstellung der Auslenkung der Gitterpunkte  $u_x(x)$  aus der Ruhelage für eine Rayleigh-Welle und der damit verknüpften Verzerrung  $\epsilon_{xx} = \partial u_x / \partial x$ . (b) Das aus der Verzerrung  $\epsilon_{xx}$  resultierende magnetoelastische Treibefeld der Amplitude  $|h_x^d|$  (rote Pfeile) hängt nach Gleichung (5.3) von der Orientierung der statischen Magnetisierung  $\phi_0$  ab. Nur die Komponente des senkrecht auf die Magnetisierung  $\mathbf{m}$  stehenden Treibefeldes trägt zur Anregung von Magnetisierungsdynamik bei. Dies entspricht der 2-Komponente des Treibefeldes im rotierten 123-Koordinatensystem (orange), dessen Amplitude  $|h_2^d|$  als Funktion der Gleichgewichtslage der Magnetisierung  $\phi_0$  in (c) gezeichnet ist.

der magnetischen Dünnschicht ausgegangen wird ( $m_z = 0$ , siehe Kapitel 4.1). Zum anderen kann für SAWs zudem die Verzerrungskomponente  $\epsilon_{yy}$  vernachlässigt werden. Die charakteristischen Symmetrien der Treibefelder durch die einzelnen Verzerrungskomponenten  $\epsilon_{ij}$  sind in Abb. 5.2 gezeigt. Wie bereits erwähnt, werden die Treibefelder einer Rayleigh-Mode durch die Verzerrung  $\epsilon_{xx}$  dominiert, wodurch die magnetoelastische Wechselwirkung für die Orientierungen  $\phi_0 = \pm 45^\circ, \pm 135^\circ$  maximiert ist. Hingegen zeichnet sich eine horizontale Scherwelle (siehe Kapitel 3.2) durch die dominierende Verzerrungskomponente  $\epsilon_{xy}$  aus. Somit sind die Treibefelder  $\mathbf{h}^d$  für ganzzahlig Vielfache von  $\phi_0 = \pm 90^\circ$  maximiert. In Kapitel 8 werden die unterschiedlichen Symmetrien der magnetoelastischen Treibefelder für Rayleigh-Wellen und horizontale Scherwellen im Detail untersucht.



**Abbildung 5.2:** Für jede Komponente des Verzerrungstensors  $\epsilon_{ij} \neq 0$  der SAW weist die Amplitude des effektiven magnetoelastischen Treibefeldes  $|\mathbf{h}^d|$  eine charakteristische Symmetrie auf. Die Treibefelder, die an die statische Magnetisierung  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$  angreifen ( $\mathbf{M}$  ist in der Ebene der Dünnschicht ausgerichtet), können in der Ebene der magnetischen Dünnschicht ( $|h_2^d|$ ) oder senkrecht zur Ebene der Dünnschicht ( $|h_1^d|$ ) orientiert sein.

Tatsächlich besteht eine SAW nicht nur aus einer dominierenden Verzerrungskomponente, sondern setzt sich bei genauerer Betrachtung auch aus weiteren kleineren Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{ij}$  zusammen. Da sich diese kleineren Komponenten hinsichtlich Orientierung ( $h_1^d, h_2^d$ ), Phase und resultierender Symmetrie der Treibfelder unterscheiden können, ergibt sich die Möglichkeit der nichtreziproken Anregung der Magnetisierungsdynamik durch die Treibfelder, wie in Kapitel 5.3 von theoretischer Seite diskutiert wird.

Die typische Größenordnung der in dieser Arbeit bei 7 GHz in CoFeB von einer Rayleigh-Mode angeregten Treibfelder lässt sich zusammen mit den in Kapitel 3.2 abgeschätzten Amplituden der Verzerrung  $|\varepsilon_{xx,0}| = \{5 \cdot 10^{-6}; \dots ; 40 \cdot 10^{-6}\}$  und der magnetoelastischen Koppelkonstante aus Tabelle 5.1 mit  $|h_2^d| = \{19 \mu\text{T}; \dots ; 150 \mu\text{T}\}$  für  $\phi_0 = 45^\circ$  angeben.

### 5.1.2 Magneto-Rotation und Spin-Rotation Kopplung

Es hat sich herausgestellt, dass die experimentellen Ergebnisse magnetoakustischer Transmissionsmessungen an ferromagnetischen Dünnschichten aus Ni durch die magnetoelastische Wechselwirkung relativ gut beschrieben werden können [35, 36, 38, 60]. Allerdings zeigten sich kürzlich für Dünnschichten aus CoFeB und Py signifikante Abweichungen von dem erwarteten Verhalten durch magnetoelastische Kopplung [37, 39–41]. Diese Abweichungen wurden mittels der zusätzlichen magnetoakustischen Wechselwirkungsmechanismen der *Magneto-Rotation Kopplung* und *Spin-Rotation Kopplung* erklärt. Für die Rayleigh-Welle resultieren diese beiden Kopplungsmechanismen aus der retrograden Rotation (siehe Abb. 3.1) der Volumenelemente der magnetischen Dünnschicht und den darin befindlichen magnetischen Momenten. Dabei ist die Rotation der Auslenkung  $\omega_{ij}$  aus Gleichung (3.10) mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  [40, 41] verknüpft über

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{u}) = -i\omega \begin{pmatrix} \omega_{yz} \\ \omega_{zx} \\ \omega_{xy} \end{pmatrix}, \quad \text{für } u_i \propto u_{i,0} e^{-i\omega t}. \quad (5.5)$$

#### Magneto-Rotation Kopplung

Die Magneto-Rotation Kopplung wurde von S. Maekawa und M. Tachiki im Jahre 1976 theoretisch vorhergesagt [64] und 2020 experimentell nachgewiesen [37, 40]. Bei Rotation eines Kristallgitters um ein ortsfestes magnetisches Moment wird die freie Energie durch Neuausrichtung der Kristallachsen, bzw. Anisotropiefelder, moduliert. Beispielsweise ergibt sich aus der magnetischen Oberflächenanisotropie der Feldstärke  $\mu_0 H_k$  die Korrektur der freien Energie aufgrund von Magneto-Rotation Kopplung zu [40]

$$G_{\text{MRC}}^d = \mu_0 H_k (\omega_{zx} m_x m_z + \omega_{zy} m_y m_z). \quad (5.6)$$

Analog trägt jede magnetische Anisotropie zur freien Energie durch Magneto-Rotation Kopplung bei. Für die hier untersuchten weichmagnetischen Dünnschichten

werden folgend in sehr guter Näherung ausschließlich die magnetische Oberflächenanisotropie und Formanisotropie für die Magneto-Rotation Kopplung berücksichtigt. So ergibt sich mit Gleichung (4.13) das relevante effektive Feld im 123-Koordinatensystem zu [40]

$$\mathbf{h}_{\text{MRC}}^d = (H_k - M_s) \begin{pmatrix} \omega_{zx} \cos \phi_0 + \omega_{zy} \sin \phi_0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Dabei kann die effektive Magnetisierung  $M_{\text{eff}} = M_s - H_k$  auch durch den effektiven Anisotropie Parameter

$$B_u := -\frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{eff}} \quad (5.8)$$

ausgedrückt werden.

### Spin-Rotation Kopplung

Sowohl der Einstein-de-Haas-Effekt [133] als auch dessen Umkehrung, der Barnett-Effekt [134], resultieren aus der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses eines magnetischen Objekts. Dabei setzt sich der Gesamtdrehimpuls aus dem Spin- und Bahndrehimpuls der Elektronen und dem Drehimpuls der makroskopischen Drehbewegung des Objekts zusammen. Dem Barnett-Effekt entsprechend nimmt die makroskopische Rotation eines Ferromagneten  $\Omega$  Einfluss auf die Orientierung der Spins im Ferromagneten, bzw. der Magnetisierung des Ferromagneten. Dieser Effekt wird gyromagnetische Kopplung [41] oder Spin-Rotation Kopplung [40] genannt und wirkt sich auf die freie Energie des Ferromagneten mit

$$G_{\text{SRC}}^d = -\mathbf{m} \cdot \frac{\Omega}{\gamma} \quad (5.9)$$

aus [41, 122, 123]. Somit ergibt sich das effektive Feld durch Spin-Rotation Kopplung mit Gleichungen (4.13) und (5.5) zu

$$\mathbf{h}_{\text{SRC}}^d = -i \frac{\omega}{\mu_0 \gamma} \begin{pmatrix} -\omega_{xy} \\ -\omega_{yz} \sin \phi_0 + \omega_{zx} \cos \phi_0 \end{pmatrix}. \quad (5.10)$$

Durch magnetoakustische Transmissionsmessungen an einer Dünnschicht aus Py wurde von Y. Kurimune et al. im Jahr 2020 behauptet, die Spin-Rotation Kopplung aufgrund von Symmetrie- und Frequenzabhängigkeit der Messergebnisse nachgewiesen zu haben [41]. Allerdings haben die Autoren die Magneto-Rotation Kopplung (Nachweis auch in 2020), deren Symmetrie und Frequenzverhalten gleich zu dem der Spin-Rotation Kopplung ist, nicht berücksichtigt.

Des Weiteren kann Spin-Rotation Kopplung in dicken nichtmagnetischen Materialien durch Spinströme und das Spinübertragungsdrehmoment (engl. *spin-transfer torque*) magnetoakustisch getriebene SWs in einer angrenzenden ferromagnetischen Dünnschicht anregen [135–137]. Dieser Effekt wird in dieser Arbeit vernachlässigt, da die verwendeten Deckschichten sehr dünn ( $\approx 5$  nm) [137] sind und meist aus  $\text{Si}_3\text{N}_4$  bestehen [136].

**Tabelle 5.2:** Die magnetoakustischen Treibfelder  $\mathbf{h}^d$  durch magnetoelastische, Magneto-Rotation und Spin-Rotation Kopplung für Rayleigh-Wellen. Weitere Informationen zur Abschätzung der normierten komplexen Amplituden der Treibfelder für die ferromagnetischen Dünnschichten aus Ni und CoFeB bei 6,9 GHz finden sich im Fließtext.

	Magnetoelastik	Magneto-Rotation	Spin-Rotation
$\mu_0 \mathbf{h}^d$	$2b_1 \begin{pmatrix} \varepsilon_{xz} \cos \phi_0 \\ \varepsilon_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 \end{pmatrix}$	$-\mu_0 M_{\text{eff}} \begin{pmatrix} \omega_{zx} \cos \phi_0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$-i \frac{\omega}{\gamma} \begin{pmatrix} 0 \\ \omega_{zx} \cos \phi_0 \end{pmatrix}$
Ni: $\frac{\mu_0 \mathbf{h}_0^d}{ u_{z,0}   k }$	$46 \text{ T} \begin{pmatrix} +i0,05 \cos \phi_0 \\ 0,5 \sin \phi_0 \cos \phi_0 \end{pmatrix}$	$-0,38 \text{ T} \begin{pmatrix} +i \cos \phi_0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$-i0,23 \text{ T} \begin{pmatrix} 0 \\ +i \cos \phi_0 \end{pmatrix}$
CoFeB: $\frac{\mu_0 \mathbf{h}_0^d}{ u_{z,0}   k }$	$-8 \text{ T} \begin{pmatrix} +i0,05 \cos \phi_0 \\ 0,5 \sin \phi_0 \cos \phi_0 \end{pmatrix}$	$-1,3 \text{ T} \begin{pmatrix} +i \cos \phi_0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$-i0,23 \text{ T} \begin{pmatrix} 0 \\ +i \cos \phi_0 \end{pmatrix}$

### Die unterschiedlichen Kopplungsmechanismen im Vergleich

In Tabelle 5.2 werden die Treibfelder, die sich für die Rayleigh-Mode aufgrund magnetoelastischer, Magneto-Rotation und Spin-Rotation Kopplung ergeben, verglichen. Wie in Kapitel 3.2 diskutiert, sind für eine typische Rayleigh-Mode die Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{xx}$  (dominierend) und  $\varepsilon_{xz}$  ungleich Null. Zudem verschwinden aufgrund der retrograden Rotation der Volumenelemente um die y-Achse bis auf  $\omega_{xz}$  alle Komponenten des Rotationstensors. So ergeben sich in Tabelle 5.2 die entsprechenden Terme für die Treibfelder  $\mathbf{h}^d$  durch die verschiedenen Kopplungsmechanismen nach Gleichungen (5.4), (5.7) und (5.10). Mit Ausnahme des durch  $\varepsilon_{xx}$  verursachten magnetoelastischen Treibfeldes, ist die Symmetrie aller Treibfelder proportional zu  $\cos \phi_0$ . Deshalb lässt sich ausschließlich aufgrund des Symmetrieverhaltens nicht zwischen dem magnetoelastischen Beitrag durch  $\varepsilon_{xz}$  und den Beiträgen durch Magneto-Rotation und Spin-Rotation Kopplung unterscheiden [39, 40].

Die normierten komplexen Amplituden der Treibfelder  $\frac{\mu_0 \mathbf{h}_0^d}{|u_{z,0}| |k|}$  der verschiedenen Kopplungsmechanismen sind zusätzlich für Dünnschichten aus Ni und CoFeB in Tabelle 5.2 abgeschätzt. Dazu wurden zum einen die Werte für die normierten Amplituden der Verzerrung und Rotation

$$\tilde{a}_{ij} := \frac{\varepsilon_{ij,0}}{|u_{z,0}| |k|} \quad \text{und} \quad \tilde{a}_{\omega ij} := \frac{\omega_{ij,0}}{|u_{z,0}| |k|} \quad \text{mit} \quad i, j = \{x, y, z\} \quad (5.11)$$

aus der Referenz [37] für 6,9 GHz verwendet. Zum anderen wurden typische Werte für  $b_1$  (Tabelle 5.1),  $M_{\text{eff}}$  und  $\gamma$  angenommen [37, 38]. Für magnetische Dünnschichten aus Ni sind die Treibfelder durch Magneto- und Spin-Rotation Kopplung deutlich kleiner als die magnetoelastischen Treibfelder (Faktor 30, bzw. 6) und können in erster Näherung vernachlässigt werden. Hingegen befinden sich die Treibfelder durch Magneto-Rotation Kopplung für Dünnschichten aus CoFeB in der gleichen Größenordnung wie die magnetoelastischen Treibfelder und müssen somit beachtet werden.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente, wie auch in Referenzen [39, 40] zeigt sich, dass der Einfluss der Treibfelder durch Magneto- und Spin-Rotation

Kopplung auf die Transmissionsmessungen (siehe Kapitel 7.3) nicht getrennt werden kann. Obwohl die Treibefelder durch Magneto-Rotation Kopplung von  $M_{\text{eff}}$  abhängen und die Treibefelder durch Spin-Rotation Kopplung eine Funktion von der Frequenz sind, kann auch aufgrund dieser Abhängigkeiten mit den magnetoakustischen Transmissionsmessungen nicht zwischen diesen beiden Mechanismen unterschieden werden. Grund dafür ist, dass sich die Abhängigkeiten der Kopplungsmechanismen von  $M_{\text{eff}}$  und  $f$  in der gemessenen absorbierten Leistung der SAW  $P_{\text{abs}}$  nahezu aufheben<sup>2</sup>. Da experimentell zwischen Magneto- und Spin-Rotation Kopplung bisher nicht unterschieden werden kann, die Treibefelder durch Spin-Rotation Kopplung aber deutlich kleiner als die durch Magneto-Rotation Kopplung sind, wird nachfolgend in erster Näherung die Spin-Rotation Kopplung vernachlässigt.

## 5.2 Einfluss auf die Transmission akustischer Oberflächenwellen

Falls die akustische Oberflächenwelle eine Spinwelle anregt, wird ein Teil der Energie der SAW darauf verwendet, Magnetisierungsdynamik zu treiben, wodurch die transmittierte Leistung der SAW abnimmt. In diesem Kapitel wird ein qualitatives Modell hergeleitet, das die experimentell relativ einfach zu bestimmende Messgröße der Transmission der SAW (siehe Kapitel 7) in Zusammenhang mit der Magnetisierungsdynamik und den dafür relevanten magnetischen Parametern setzt. Der Inhalt dieses Kapitels ist an Referenz [37] angelehnt.

Propagiert eine SAW mit der Wellenfrontbreite  $W$  durch eine magnetische Dünnschicht der Schichtdicke  $d_s$  und der Länge  $l_f$ , so wird im durchdrungenem Volumen  $V_0 = W l_f d_s$  gemäß Gleichung (4.36) ( $\mathbf{M}_{12} = \bar{\chi} \mathbf{h}^d$ ) Magnetisierungsdynamik durch die magnetoakustischen Treibefelder  $\mathbf{h}^d$  angeregt. Die absorbierte Leistung der SAW ergibt sich zu [35, 37, 59, 82]

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \omega \mu_0 \int_{V_0} \text{Im} \{ (\mathbf{h}^d)^* \bar{\chi} \mathbf{h}^d \} dV_0 \approx \frac{1}{2} \omega \mu_0 (W d) \int_0^{l_f} \text{Im} \{ (\mathbf{h}^d)^* \bar{\chi} \mathbf{h}^d \} dx, \quad (5.12)$$

wobei die Treibefelder und Suszeptibilität über die Schichtdicke der magnetischen Dünnschicht als konstant angenommen werden ( $d \ll \lambda$ ). Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die SAW, neben der absorbierten Leistung  $P_{\text{abs}}$  zudem eine Phasenverschiebung proportional zum Realteil von  $(\mathbf{h}^d)^* \bar{\chi} \mathbf{h}^d$  erfährt [35, 59]. Unter Vernachlässigung der Spin-Rotation Kopplung (siehe Kapitel 5.1.2), ergibt sich das gesamte magnetoakustische Treibefeld  $\mathbf{h}^d$  aus Gleichungen (5.4) und (5.7) zu

$$\mathbf{h}^d = \frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} b_1 \varepsilon_{xz} \cos \phi_0 + b_1 \varepsilon_{yz} \sin \phi_0 - B_u \omega_{xz} \cos \phi_0 - B_u \omega_{yz} \sin \phi_0 \\ b_1 \varepsilon_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 - b_1 \varepsilon_{xy} \cos(2\phi_0) \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

<sup>2</sup>Dies ergibt sich, da  $P_{\text{abs}}$  nach Gleichung (5.12) von der magnetischen Suszeptibilität  $\bar{\chi}$  abhängt und  $\bar{\chi}$  wiederum eine Funktion von  $M_{\text{eff}}$  und  $f$  ist.

Weiter werden die Komponenten der Verzerrung  $\varepsilon_{ij}$  und Rotation  $\omega_{ij}$  als ebene Wellen

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij,0}(x)e^{i(kx-\omega t)} = \tilde{a}_{ij}|k||u_{z,0}(x)|e^{i(kx-\omega t)} \\ \omega_{ij} &= \omega_{ij,0}(x)e^{i(kx-\omega t)} = \tilde{a}_{\omega ij}|k||u_{z,0}(x)|e^{i(kx-\omega t)}.\end{aligned}\quad (5.14)$$

mit den komplexen Amplituden  $\varepsilon_{ij,0}$  und  $\omega_{ij,0}$  beschrieben.

Die magnetoakustische Wechselwirkung verursacht in den durchgeführten Experimenten teils sehr große Änderungen der Transmission der SAW ( $\gg 50\%$ ). So sind die Amplituden  $\varepsilon_{ij,0}$  und  $\omega_{ij,0}$  mit der abnehmenden Leistung der in x-Richtung propagierenden SAW verknüpft. Des Weiteren wurde in Gleichung (5.14) die normierten Amplituden der Verzerrung  $\tilde{a}_{ij}$  und Rotation  $\tilde{a}_{\omega xz}$  aus Gleichung (5.11) verwendet. Es wird davon ausgegangen, dass durch magnetoakustische Wechselwirkung die Amplitude der SAW  $|u_{z,0}(x)|$  abnimmt, sich jedoch die Form der Mode nicht ändert ( $\tilde{a}_{ij}, \tilde{a}_{\omega xz} = \text{const.}$ ). Im Gegensatz zu den Amplituden  $\varepsilon_{ij,0}$  und  $\omega_{ij,0}$  lassen sich die Werte  $\tilde{a}_{ij}$  und  $\tilde{a}_{\omega ij}$  für verschiedene Schichtsysteme mit der Methode der Finiten Elemente [66] verhältnismäßig [37, 38] einfach bestimmen. Beispielsweise ergibt sich die normierte longitudinale Verzerrung einer Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> ohne Metallisierung zu  $\tilde{a}_{xx} = 2/3$  [37]. Mit Gleichung (3.11) lässt sich  $|u_{z,0}(x)|$  wiederum auf die Leistung der Oberflächenwelle  $P_{\text{SAW}}(x)$  zurückführen

$$|u_{z,0}(x)| = \sqrt{\frac{1}{R \omega W}} \sqrt{P_{\text{SAW}}(x)}.\quad (5.15)$$

Zusammen mit Gleichung (5.14) lassen sich so die Treibfelder aus Gleichung (5.13) in Abhängigkeit der Leistung der SAW schreiben

$$\begin{aligned}\mathbf{h}^d(x, t) &= \tilde{\mathbf{h}}^d \sqrt{\frac{k^2}{R \omega W}} \sqrt{P_{\text{SAW}}(x)} e^{i(kx-\omega t)} \quad \text{mit} \\ \tilde{\mathbf{h}}^d &= \begin{pmatrix} \tilde{h}_1^{\text{Re}} + i\tilde{h}_1^{\text{Im}} \\ \tilde{h}_2^{\text{Re}} + i\tilde{h}_2^{\text{Im}} \end{pmatrix} = \frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} b_{xz} \cos \phi_0 + b_{yz} \sin \phi_0 - b_{\omega xz}^{\text{MR}} \cos \phi_0 - b_{\omega yz}^{\text{MR}} \sin \phi_0 \\ b_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 - b_{xy} \cos(2\phi_0) \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (5.16)$$

wobei die Amplitude der Treibfelder durch die *magnetoakustischen Parameter*

$$b_{ij} := b_1 \tilde{a}_{ij} \quad \text{und} \quad b_{\omega ij}^{\text{MR}} := B_u \tilde{a}_{\omega ij}\quad (5.17)$$

definiert sind. Durch Einsetzen der Treibfelder aus Gleichung (5.16) in (5.12) ergibt sich eine Differentialgleichung in  $P_{\text{abs}}(x)$  mit

$$P_{\text{abs}}(x) = \frac{1}{2} \omega \mu_0 (Wd) \left( \frac{k^2}{R \omega W} \right) \text{Im} \left\{ (\tilde{\mathbf{h}}^d)^* \tilde{\chi} \tilde{\mathbf{h}}^d \right\} \int_0^x [P_0 - P_{\text{abs}}(x)] dx.\quad (5.18)$$

Dabei wurde berücksichtigt, dass die Leistung der SAW  $P_{\text{SAW}}(x) = P_0 - P_{\text{abs}}(x)$  mit zunehmender Propagation durch die magnetische Dünnschicht, im Vergleich zur Leistung vor der magnetischen Dünnschicht  $P_0 := P_{\text{SAW}}(x = 0)$ , abnimmt. Weiter

wird angenommen, dass die Frequenzen und Wellenvektoren der SAW und angelegten SW identisch sind [60, 138]. Werden in die Lösung der Differentialgleichung

$$P_{\text{abs}}(x = l_f) = P_0 \left( 1 - \exp \left\{ -C \operatorname{Im} \left[ (\tilde{\mathbf{h}}^d)^* \tilde{\chi} \tilde{\mathbf{h}}^d \right] \right\} \right)$$

mit  $C = \frac{1}{2} \mu_0 l_f d \left( \frac{k^2}{R} \right)$  (5.19)

die magnetische Suszeptibilität aus Gleichung (4.34) und die magnetoakustischen Treibfelder aus Gleichung (5.16) eingesetzt, so ergibt sich die absorbierte Leistung der SAW durch magnetoakustische Wechselwirkung mit einer magnetischen Dünnschicht zu

$$P_{\text{abs}} = P_0 \left[ 1 - \exp \left( \frac{-CM_s \alpha H_\omega}{\left[ (H_\omega + H_{\text{DMI}})^2 - H_{11} H_{22} + (\alpha H_\omega)^2 \right]^2 + [\alpha H_\omega (H_{11} + H_{22})]^2} \right. \right.$$

$$\times \left\{ \left[ (H_\omega + H_{\text{DMI}})^2 + H_{11}^2 + (\alpha H_\omega)^2 \right] \left[ (\tilde{h}_2^{\text{Re}})^2 + (\tilde{h}_2^{\text{Im}})^2 \right] \right.$$

$$+ \left. \left[ (H_\omega + H_{\text{DMI}})(H_{11} + H_{22}) \right] \left[ 2 (\tilde{h}_1^{\text{Re}} \tilde{h}_2^{\text{Im}} - \tilde{h}_1^{\text{Im}} \tilde{h}_2^{\text{Re}}) \right] \right.$$

$$\left. \left. + \left[ (H_\omega + H_{\text{DMI}})^2 + H_{22}^2 + (\alpha H_\omega)^2 \right] \left[ (\tilde{h}_1^{\text{Re}})^2 + (\tilde{h}_1^{\text{Im}})^2 \right] \right\} \right). \quad (5.20)$$

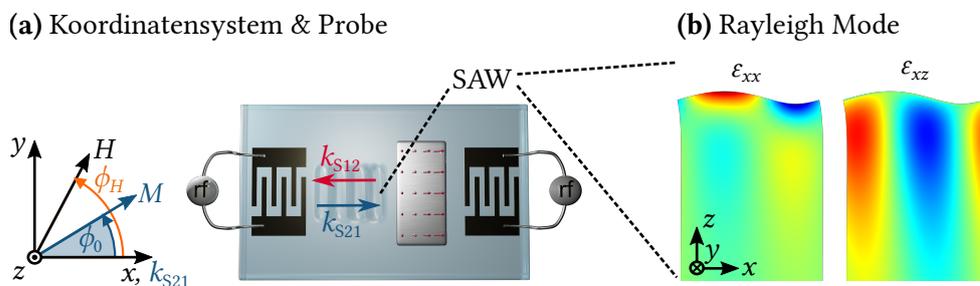
Abschließend wird  $P_{\text{abs}}$  in Zusammenhang mit der experimentell bestimmten Messgröße der relativen Änderung der Transmission der SAW auf logarithmischer Skala ( $[\Delta S_{ij}] = \text{dB}$ , siehe auch Kapitel 7) gesetzt

$$\Delta S_{ij} = 10 \lg \left( \frac{P_0 - P_{\text{abs}}}{P_0} \right) \quad \text{mit} \quad ij = \begin{cases} 21, & \text{für } k \geq 0 \\ 12, & \text{für } k < 0 \end{cases} \quad (5.21)$$

Für den hier betrachteten linearen Bereich der magnetoakustischen Anregung von SWs ist die relative Änderung der Transmission der SAW  $\Delta S_{ij}$  unabhängig von der Ausgangsleistung der SAW  $P_0$ . Gleichung (5.20) und die Nichtreziprozität der Anregung von SWs werden im folgenden Kapitel diskutiert.

### 5.3 Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik

Da SAWs den magnetischen Film mit mehreren, teils phasenverschobenen Komponenten des Verzerrungs- und Rotationstensors  $\varepsilon_{ij}$  und  $\omega_{ij}$  verzerren, ergibt sich aufgrund von einer Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik eine nichtreziproke Anregung. In magnetoakustischen Transmissionsmessungen wurde diese *Amplituden-Nichtreziprozität* bereits vor vielen Jahren in Yttrium-Eisen-Granat (YIG) nachgewiesen [19, 50, 51] und ist für polykristalline magnetische Dünnschichten in den vergangenen fünf Jahren verstärkt untersucht worden [35–40, 61]. Die Amplituden-Nichtreziprozität wird nun am Beispiel einer Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> und einer magnetischen Dünnschicht aus Ni(5 nm) für magnetoelastische Kopplung diskutiert.

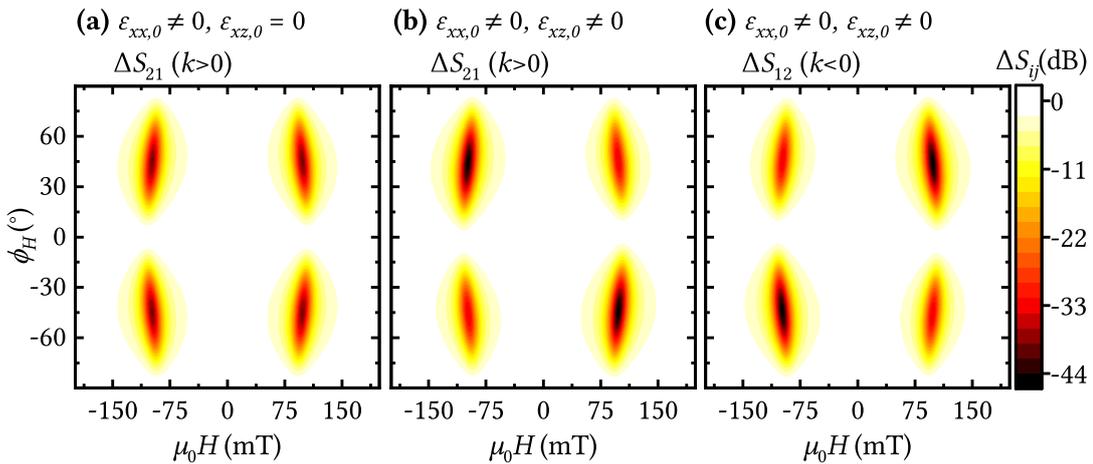


**Abbildung 5.3:** Skizze der (a) magnetoakustischen Probe und (b) FEM Eigenfrequenzsimulation [66] der relevanten Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{xx}$  und  $\varepsilon_{xz}$  einer Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> Substrat mit einer Dünnschicht aus Ni(5 nm) (blau:  $\varepsilon_{ij} < 0$ , grün:  $\varepsilon_{ij} \approx 0$ , rot:  $\varepsilon_{ij} > 0$ ). Die Gitterauslenkung ist stark vergrößert gezeichnet und die Wellenlänge der SAW beträgt 490  $\mu\text{m}$ . Ein nichtreziprokes Verhalten kann durch Invertierung der Propagationsrichtung  $k_{21}$  ( $k > 0$ ) und  $k_{12}$  ( $k < 0$ ) der SAW nachgewiesen werden.

In Abb. 5.3 sind neben dem Koordinatensystem und einer Schemazeichnung der Probe auch die Ergebnisse der FEM Eigenfrequenzsimulation [66] der relevanten Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{xx}$  und  $\varepsilon_{xz}$  der Rayleigh-Mode gezeigt. Wird die Transmission der akustischen Welle  $\Delta S_{ij}$  gemäß Gleichungen (5.20) und (5.21) in Abhängigkeit der Stärke  $H$  und Orientierung  $\phi_H$  des äußeren Magnetfeldes berechnet, so ergibt sich für eine Rayleigh-Welle, die als longitudinale Verzerrungswelle genähert ist ( $\varepsilon_{xx} \neq 0$ ,  $\varepsilon_{xz} = 0$ ), das in Abb. 5.4(a) dargestellte Ergebnis. Die Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Da das Anisotropiefeld  $H_{\text{ani}}$  vernachlässigt wurde ( $H_{\text{ani}} = 0$ ), ist die Magnetisierung  $\phi_0$  parallel zum äußeren Feld  $\phi_H$  orientiert ( $\phi_0 = \phi_H$ ). Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{21}$  folgt der Symmetrie der Treibfelder der Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xx}$  nach Gleichung (5.13). Zudem ergibt sich eine starke SAW-SW Wechselwirkung, falls die SAW die Resonanzbedingung der SW erfüllt. Die maximalen Werte für  $|\Delta S_{21}|$  sind für alle vier Quadranten identisch.

**Tabelle 5.3:** Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}$  ist in Abb. 5.4 für die Parameter einer Dünnschicht aus Ni(5 nm) [35, 38] auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> ( $c_{SAW} = 3404$  m/s) gezeichnet.

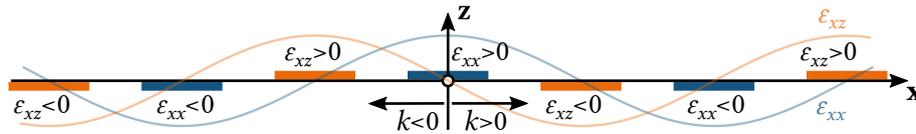
$f$ (GHz)	$l_f$ ( $\mu\text{m}$ )	$g$	$M_s$ ( $\frac{\text{kA}}{\text{m}}$ )	$H_k$ ( $\frac{\text{kA}}{\text{m}}$ )	$A$ ( $\frac{\text{pJ}}{\text{m}}$ )	$H_{\text{ani}}$ (mT)	$\alpha$	$b_1$ (T)	$\tilde{a}_{xx}$	$\tilde{a}_{xz}$
6,9	500	2,18	370	70	7,7	0	0,05	23	2/3	0; $\pm i 2/30$



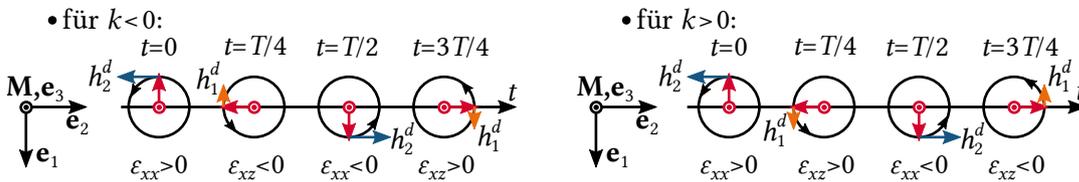
**Abbildung 5.4:** Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}$  einer Rayleigh-Welle wurde für die Parameter aus Tabelle 5.3 mit Gleichungen (5.20) und (5.21) in Abhängigkeit der Stärke  $H$  und Orientierung  $\phi_H$  des äußeren Magnetfeldes berechnet. (a) Die Rayleigh-Welle wird als rein longitudinale Verzerrungswelle ( $\epsilon_{xx} \neq 0$ ,  $\epsilon_{xz} = 0$ ) genähert. (b,c) Unter zusätzlicher Berücksichtigung der Komponente der phasenverschobenen Scher-Verzerrung ( $\epsilon_{xx} \neq 0$ ,  $\epsilon_{xz} = \pm i \epsilon_{xx}/10$ ) ergibt sich die Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik für  $k > 0$  und  $k < 0$ .

Um die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{21}$  einer „realen“ Rayleigh-Welle zu simulieren, müssen beide Verzerrungskomponenten  $\epsilon_{xx}$  und  $\epsilon_{xz}$  und deren Phasenverschiebung berücksichtigt werden. Die Verzerrung  $\epsilon_{xz}$  der magnetischen Dünnschicht aus Ni(5 nm) in Abb. 5.3(b) ist klein aber nicht Null. Zusätzlich ist die Phasenverschiebung von  $\epsilon_{xx}$  und  $\epsilon_{xz}$  in Abb. 5.5(a) schematisch skizziert. Propagiert nun die SAW nach links ( $k < 0$ ) oder nach rechts ( $k > 0$ ) so ergeben sich für die magnetoelastisch getriebene Präzession der Magnetisierung in Abb. 5.5(b) unterschiedliche Situationen. Wohingegen für  $k < 0$  auf eine positive Gitterverzerrung  $\epsilon_{xx} > 0$  eine viertel Periodendauer später eine negative Verzerrung  $\epsilon_{xz} < 0$  folgt, ergibt sich für  $k > 0$  eine viertel Periodendauer nach der positiven Gitterverzerrung  $\epsilon_{xx} > 0$  eine positive Verzerrung  $\epsilon_{xz} > 0$ . Entsprechend besitzt das magnetoelastische Treibefeld  $\mathbf{h}^d$  eine unterschiedliche Helizität. Da die Magnetisierung grundsätzlich mit einer rechtshändigen Helizität präzediert, ergibt sich für  $k < 0$  eine weniger effektive Ankopplung der Magnetisierung an das Treibefeld und eine geringere Änderung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}(H > 0, \phi_H < 0)$  in Abb. 5.5(c) als für  $k > 0$ . Dementsprechend stellt sich für die zwei unterschiedlichen Propagationsrichtungen der SAW in Abb. 5.4(b, c) eine Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik ein. Wie sich

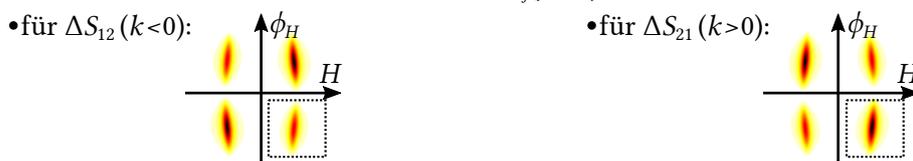
(a) Vorzeichen der Verzerrungen  $\varepsilon_{xx}(x)$  und  $\varepsilon_{xz}(x)$  einer Rayleigh Welle:



(b) Präzession der Magnetisierung  $m_{1,2}(t)$  für  $H > 0$ ,  $\phi_H = \{-90^\circ, \dots, 0\}$ ,  $x = 0$  und



(c) Einfluss auf die Transmission der SAW  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$ :



**Abbildung 5.5:** Prinzipskizze zur Erklärung der Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik für eine ferromagnetische Dünnschicht aus Nickel. (a) Eine Rayleigh-Welle verursacht im magnetischen Film die longitudinale Verzerrung  $\varepsilon_{xx}$  und die um  $90^\circ$  phasenverschobene Scher-Verzerrung  $\varepsilon_{xz}$ , siehe Abb. 5.3. (b) Die Zeitabhängigkeit der magnetoelastisch getriebenen Magnetisierungsdynamik eines magnetischen Momentes am Ort  $x = 0$  im 123-Koordinatensystem für  $H > 0$  und  $\phi_H = \{-90^\circ, \dots, 0\}$ . Je nach Propagationsrichtung der SAW ( $k < 0$  oder  $k > 0$ ) ist die zeitliche Abfolge der Vorzeichen von  $\varepsilon_{ij}$  und der Orientierungen der entsprechenden Treibefelder  $h_2^d$  (blau) und  $h_1^d$  (orange) unterschiedlich. (c) Damit kann die rechtshändig präzessierende Magnetisierung für  $k < 0$  weniger effizient als für  $k > 0$  angeregt werden, wodurch sich die magnetoelastische Transmission  $\Delta S_{ij}$  für beide Fälle unterscheidet.

herausstellen wird, kann die Amplituden-Nichtreziprozität in allen durchgeführten magnetoakustischen Transmissionsmessungen für Rayleigh und auch horizontale Scherwellen (siehe Kapitel 8) in unterschiedlicher Ausprägung beobachtet werden. Zudem kann Magneto-Rotation Kopplung zu einer Verstärkung der Amplituden-Nichtreziprozität führen (siehe Kapitel 9).



# 6 Probenpräparation und magnetische Charakterisierungsmethoden

Die Herstellung der magnetoakustischen Proben mit den interdigitalen Wandlerstrukturen (IDTs) und magnetischen Dünnschichten erfolgt mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie und optischer Lithographie und ist in Kapitel 6.1 beschrieben. Auf das Abscheiden der magnetischen Dünnschichten mittels Magnetron-Sputterdeposition wird in Kapitel 6.2 eingegangen.

In die Auswertung der magnetoakustischen Transmissionsmessungen gehen die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  der magnetischen Dünnschichten als wichtige Parameter ein (siehe Kapitel 5.2). Da diese Werte für eine vollumfängliche Auswertung der magnetoakustischen Experimente benötigt werden, wurden diese mittels SQUID-Vibrationsmagnetometrie (Kapitel 6.3) und Breitband-Ferromagnetischer Resonanz (Breitband-FMR, Kapitel 6.4) bestimmt. Zusätzlich ergeben sich durch Breitband-FMR-Messungen weitere Parameter, welche mit den Ergebnissen der magnetoakustischen SW-Spektroskopie verglichen werden können (siehe z.B. Kapitel 9.2).

## 6.1 Lithographie

Die Präparation der Proben erfolgte in drei Schritten, wie in Abb. 6.1 gezeigt. Zunächst werden die IDTs mit der in Kapitel 7.1 diskutierten Geometrie mittels Elektronenstrahlolithographie<sup>1</sup> und Elektronenstrahlverdampfen auf einem 18 mm × 12 mm großen Stück Wafer aus LiNbO<sub>3</sub> aufgedampft. Im Vergleich zur klassischen optischen Lithographie hat die Elektronenstrahlolithographie den Vorteil einer erhöhten Auflösung bis etwa 20 nm [139] und der Möglichkeit die Strukturen direkt aus der anpassbaren digitalen Vorlage zu schreiben. Dies wird erreicht, indem ein fokussierter Elektronenstrahl sequenziell über die belackte Probe rastert und diese „belichtet“. Der Elektronenstrahl kann hierbei in der Probenebene in einem festgelegten Schreibfeld (es wurde 200 µm × 200 µm gewählt) über elektromagnetische Felder ausgelenkt werden. Soll neben dem zentralen Schreibfeld belichtet werden, so wird die Probe mit dem Probentisch verfahren und automatisiert neu positioniert. Um mögliche Probleme mit nicht exakt aneinandergrenzenden Schreibfeldern (engl. *stitching*) zu vermeiden, werden alle Finger eines IDTs immer in einem Schreibfeld angeordnet. Als Lack wurde eine Doppelschicht aus PMMA<sup>2</sup> und eine weitere

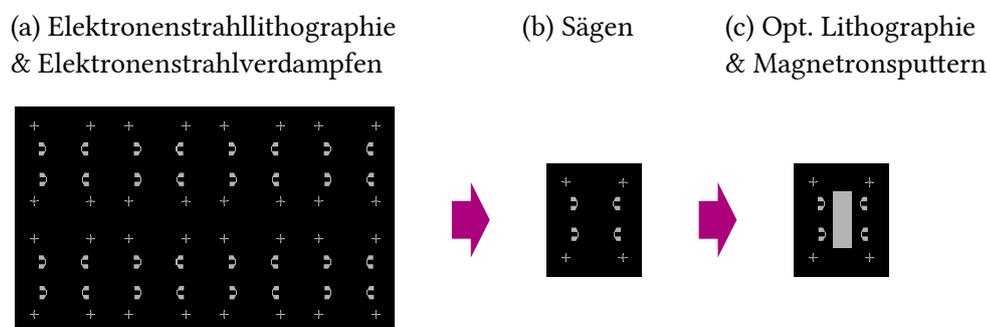
<sup>1</sup>Raith, e\_LiNE

<sup>2</sup>PMMA 495K, PMMA 950K

darüber liegende elektrisch leitfähige Lackschicht<sup>3</sup> verwendet. Der leitfähige Lack ermöglicht die Ableitung von Aufladungen auf elektrisch isolierenden Substraten. Da die untere PMMA Lackschicht eine höhere Empfindlichkeit gegenüber dem Belichten mit Elektronen aufweist als die obere PMMA Schicht, ergibt sich ein Unterschnitt im Lackprofil. Dies erleichtert den nachfolgenden Lift-Off Prozessschritt. Die Metallisierung der IDTs besteht aus 5 nm Titan als Haftvermittler und 70 nm aus Aluminium als leitfähige und zugleich leichte Metallschicht, was insbesondere für die hohen angeregten Frequenzen wichtig ist [6].

Im zweiten Schritt wird das große Stück Wafer mit den IDTs aus Abb. 6.1(a) mit einer Wafersäge in acht einzelne Proben der Größe 4,5 mm × 6 mm gesägt. Auf einer einzelnen Probe befinden sich zwei Verzögerungsleitungen mit identischer Geometrie. Bei eventueller Beschädigung eines IDTs kann somit redundant die zweite Verzögerungsleitung genutzt werden.

Im nächsten Schritt wird mit optischer Lithographie und Magnetron-Sputterdeposition (siehe Kapitel 6.2) die magnetische Dünnschicht mittig zwischen den Wandlerstrukturen abgeschieden. Hierbei kommt ein Projektionsbelichter zum Einsatz mit dem die Ausdehnung der magnetischen Filme der Länge  $l_f = \{0,5 \text{ mm}; \dots ; 1,25 \text{ mm}\}$  und Breite 2,9 mm flexibel angepasst werden kann. Da sehr kurze und dünne magnetische Schichten eine sehr geringe magnetoakustische Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  der SAW verursachen, zu lange und dicke Schichten die SAW aber so stark dämpfen, sodass das Messsignal kleiner als der Dynamikbereich des Messgerätes wird, ergibt sich ein optimaler Bereich für die Länge der magnetischen Dünnschicht  $l_f$ . Eine zusätzliche Deckschicht, meist  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (3 nm), schützt die abgeschiedene magnetische Dünnschicht vor Oxidation.

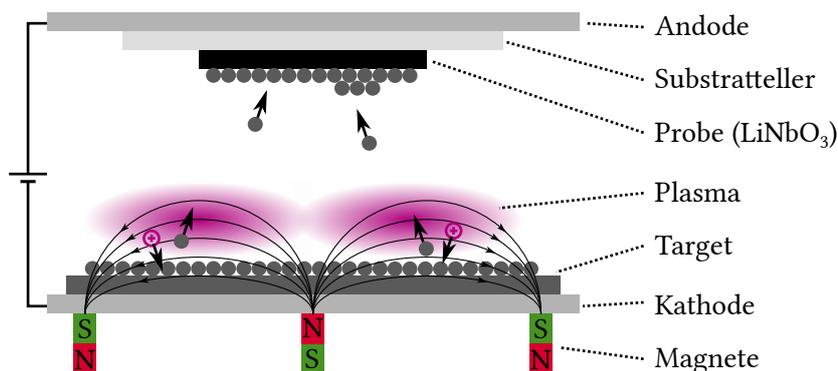


**Abbildung 6.1:** Schematischer Ablauf der Probenherstellung. (a) Die IDTs aus Ti(5 nm)/Al(70 nm) werden auf einem großen Stück Wafer aus  $\text{LiNbO}_3$  mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie und Elektronenstrahlverdampfen abgeschieden. (b) Durch Sägen der großen Probe ergeben sich acht einzelne Proben mit je zwei Verzögerungsleitungen. (c) Auf jeder einzelnen Probe werden verschiedene magnetische Schichtsysteme mit Schichtdicken im Bereich von 4,4 nm bis 33 nm mittig zwischen den IDTs durch optische Lithographie und Magnetron-Sputterdeposition abgeschieden.

<sup>3</sup>Protective Coating PMMA-Electra 92

## 6.2 Magnetron-Sputterdeposition

Die magnetischen Dünnschichten werden mittels Magnetron-Sputterdeposition auf den Proben abgeschieden. Hierfür wird zunächst die Sputterkammer<sup>4</sup> in Abb. 6.2 auf einen Basisdruck von weniger als  $10^{-8}$  mbar abgepumpt, um Verunreinigungen in der abzuschneidenden Dünnschicht weitestgehend zu vermeiden. Anschließend wird Argon Prozessgas in die Kammer eingelassen. Zwischen dem Target als Kathode und einer Anode wird eine Hochspannung angelegt und das Prozessgas ionisiert. Die positiv geladenen Ar-Ionen des Plasmas werden folglich zum Target hin beschleunigt und zerstäuben das Material des Targets. Aus der Gasphase lagert sich das abgetragene Material als Dünnschicht auf der Probe ab.



**Abbildung 6.2:** Schematischer Aufbau einer Magnetronsputterquelle. Das Argon Prozessgas wird ionisiert, die beschleunigten Ar-Ionen zerstäuben dann die Oberfläche des Targets, wobei sich einzelne Atome des Targets auf der Probe niederschlagen. In der verwendeten Anlage können bis zu acht Magnetronsputterquellen verbaut werden, welche zirkular um und gegenüber dem Substratteller angeordnet sind.

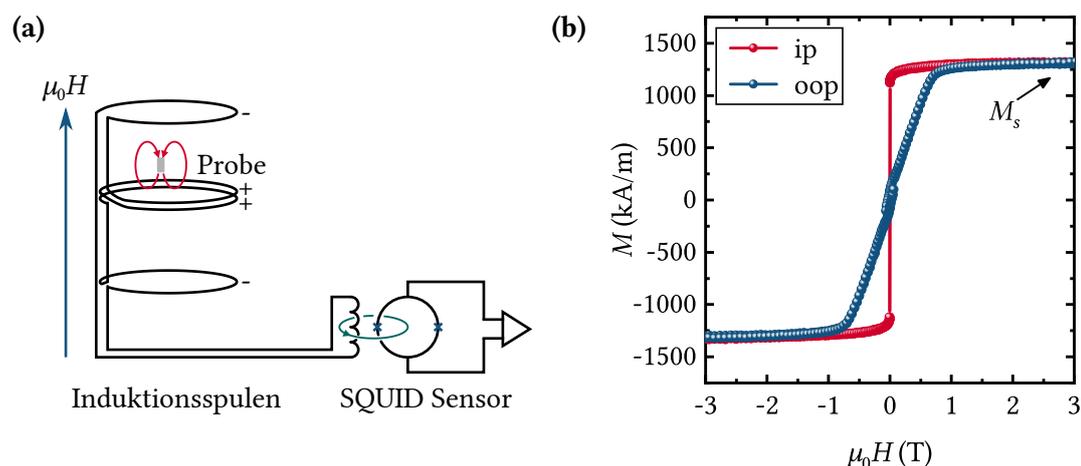
Bei der Magnetron-Sputterdeposition werden zusätzlich Magnete unter dem Target angebracht, welche ein ringförmiges Magnetfeld erzeugen. Auf dem Weg zur Anode werden die Elektronen nun über die Lorentzkraft abgelenkt und beschreiben zyklische Bahnen. Die erhöhte Wegstrecke führt zu einem torusförmig lokalisiertem Plasma mit deutlich erhöhter Ionendichte. Bei gleichem Prozessdruck ist so die Abscheidungsrate bei der Magnetron-Sputterdeposition erhöht, weshalb sich Dünnschichten schneller und/oder mit höherer Qualität abscheiden lassen [140]. Die magnetischen Schichten wurden bei einem Ar-Prozessdruck von etwa  $5 \cdot 10^{-3}$  mbar abgeschieden. Als Deckschicht der magnetischen Filme kommt häufig elektrisch isolierendes  $\text{Si}_3\text{N}_4$  zum Einsatz. Elektrische Isolatoren werden mittels HF-Magnetron-Sputterdeposition abgeschieden. Hierbei wird zur Ionisation des Plasmas ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld verwendet. Um etwaige Inhomogenitäten beim Schichtwachstum zu vermeiden, rotiert der Probenhalter mit der Probe während des Abscheidungsprozesses. Die Schichtdicken der Filme werden über die Depositionsraten mit einem kalibrierten Quarzoszillator bestimmt. Die Indizes der abgeschiedenen Legierungen  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  (kurz: CoFeB) und  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  (Permalloy, kurz: Py) geben hierbei das Atomverhältnis in Einheiten von at.% an. Das Abscheiden

<sup>4</sup>BESTEC P450 - 4" UHV SPUTTER DEPOSITION

der Dünnschichten mittels Magnetron-Sputterdeposition hat im Rahmen dieser Arbeit Michael Heigl (Universität Augsburg) durchgeführt. Neben den in Abb. 6.1(c) gezeigten Proben mit den IDTs werden im selben Abscheidungsprozess zusätzlich  $2,85 \text{ mm} \times 3,85 \text{ mm}$  große, flächig bedampfte Stücke aus  $\text{LiNbO}_3$  als Referenzproben zur Charakterisierung mit den nachfolgend beschriebenen Methoden der SQUID-Vibrationsmagnetometrie und Breitband-Ferromagnetischen Resonanz hergestellt.

### 6.3 SQUID-Vibrationsmagnetometrie

Die Magnetisierungs-Hysteresekurven  $M(H)$  und die Sättigungsmagnetisierungen  $M_s$  der magnetischen Dünnschichten wurden in einem supraleitenden Quanteninterferenz-Magnetometer mit vibrierender Probe<sup>5</sup> (engl. *superconducting quantum interference device - vibrating sample magnetometer*, SQUID-VSM) bestimmt. Aufgrund einer Limitierung der maximalen Probengröße wurden hierzu die  $2,85 \text{ mm} \times 3,85 \text{ mm}$  großen Referenzproben ohne IDTs (siehe Kapitel 6.2) verwendet. Der schematische Aufbau des genutzten SQUID-VSM ist in Abb. 6.3 gezeigt und soll kurz erklärt werden.



**Abbildung 6.3:** (a) Schematische Darstellung des Messkreises des SQUID-VSM nach Referenz [141]. (b) Eine typische  $M(H)$ -Hysteresekurve, welche für die magnetische Dünnschicht  $\text{CoFeB}(1,7 \text{ nm})/\text{Pt}(3 \text{ nm})$  mit angelegtem Feld  $H$  in der Filmebene (ip) und normal zur Filmebene (oop) bestimmt wurde.

Die Probe wird in einer gegenläufig gewickelten Induktionsspule bei geringen Frequenzen (Standardeinstellung: 14 Hz) oszilliert [141]. Durch diese Wicklung wird der Einfluss homogener äußerer Felder auf den resultierenden induzierten Strom unterdrückt [142]. Zur Messung des Induktionsstromes wird ein induktiv an die Induktionsspulen gekoppeltes SQUID verwendet. Dieses dient als höchst empfindlicher Strom-zu-Spannungs-Wandler und besteht aus einem supraleitenden Ring, welcher durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist [142]. Da der magnetische Fluss durch eine supraleitende Spule bzw. das SQUID quantisiert ist, wird ein Strom im SQUID induziert, um die Bedingung der Quantisierung zu erfüllen. Der induzierte Strom lässt sich mit Hilfe von Signlrückkopplung, welche das SQUID im

<sup>5</sup>Quantum Design, Magnetic Property Measurement System

Arbeitspunkt hält, über das Abfallen einer Spannung am SQUID messen. Die Probe wird oszilliert, damit mittels Lock-in-Verstärker das Signal-Rausch-Verhältnis zusätzlich optimiert werden kann [141]. Es resultiert ein Spannungssignal, welches proportional zum magnetischen Moment  $MV$  der gesamten Probe ist und in Abhängigkeit des magnetischen Feldes eines eingebauten supraleitenden Elektromagneten gemessen werden kann. Über das bekannte Volumen  $V$  der magnetischen Dünnschicht lässt sich die  $M(H)$ -Hysteresekurve bestimmen. Unter der Annahme, dass sich dia- und paramagnetische Anteile auch oberhalb der Sättigungsfeldstärke der weichmagnetischen ferromagnetischen Dünnschicht direkt proportional zum Feld  $H$  ändern, wird  $M(H)$  um diese Beiträge mittels linearer Regression korrigiert.

In Abb. 6.3(b) sind zwei typische  $M(H)$ -Hysteresekurven, welche für eine magnetische Dünnschicht aus  $\text{CoFeB}(1,7 \text{ nm})/\text{Pt}(3 \text{ nm})$  bestimmt wurden, gezeigt. Hierbei war das äußere Magnetfeld einmal in der Ebene der Dünnschicht (engl. *in-plane*, ip) und einmal normal dazu (engl. *out-of-plane*, oop) orientiert. Da die Hysteresekurve der ip-Messung bei deutlich geringeren Feldstärken in Sättigung geht, ist die Magnetisierung energetisch bevorzugt in der Ebene der Dünnschicht orientiert und die effektive Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$  positiv (siehe Kapitel 4.1). Die Charakterisierung der Proben mit dem SQUID-VSM wurden im Rahmen dieser Arbeit von Michael Heigl (Universität Augsburg) durchgeführt.

## 6.4 Breitband-Ferromagnetische Resonanz

Eine Vielzahl magnetischer Parameter, wie das gyromagnetische Verhältnis, die Gilbert-Dämpfung und magnetische Anisotropien lassen sich mit Hilfe der Methode der Breitband-Ferromagnetischen Resonanz (Breitband-FMR) bestimmen. Der schematische Messaufbau der Breitband-FMR ist in Abb. 6.4(a) im Querschnitt gezeigt [143]. Zunächst wird an einen koplanaren Wellenleiter, welcher aus einer Platine mit einem Zentralleiter und einer umgebenden Massenfläche besteht, ein Hochfrequenzsignal angelegt. Nach dem Biot-Savart-Gesetz ergibt sich ein hochfrequentes Magnetfeld  $\mathbf{H}_{\text{FMR}}$  mit elliptischen Feldlinien um den Zentralleiter. Wird nun eine Probe mit einer magnetischen Dünnschicht auf den koplanaren Wellenleiter gelegt, dann wird bei Resonanz Magnetisierungsdynamik angeregt und dem Mikrowellensignal wird Leistung entzogen. Diese Reduktion der Transmission des Hochfrequenzsignals wird mit einem vektoriiellen Netzwerkanalysator (siehe Kapitel 7.1) gemessen. Da die lateralen Abmessungen der Probe ( $< 4 \text{ mm}$ ) im Vergleich zur Wellenlänge des Hochfrequenzsignals auf dem koplanaren Wellenleiter (ungefähr  $20 \text{ mm}$  bei  $10 \text{ GHz}$ ) gering sind, ist die Phase des Treibfeldes  $\mathbf{H}_{\text{FMR}}$  in Näherung über die gesamte Dünnschicht konstant. Bei Anregung präzedieren demnach alle magnetischen Momente in der homogenen magnetischen Dünnschicht uniform ( $\mathbf{k} = 0$ ). Dies steht im Gegensatz zur Anregung mit akustischen Oberflächenwellen, bei der magnetoakustische Treibfelder mit Wellenlängen in der Größenordnung von  $1 \mu\text{m}$  induziert und somit Spinwellen mit  $\mathbf{k} \neq 0$  angeregt werden.

Meist wird bei der Durchführung einer Breitband-FMR-Messung ein äußeres Magnetfeld entweder parallel zum Zentralleiter oder senkrecht zur Ebene der magnetischen Dünnschicht angelegt [144]. Für beide Geometrien ist eine effiziente Anregung der Magnetisierungsdynamik sichergestellt, da in magnetischer Sättigung das

anregende Feld  $\mathbf{H}_{\text{FMR}}$  senkrecht zur statischen Magnetisierung  $\mathbf{M}$  orientiert ist.

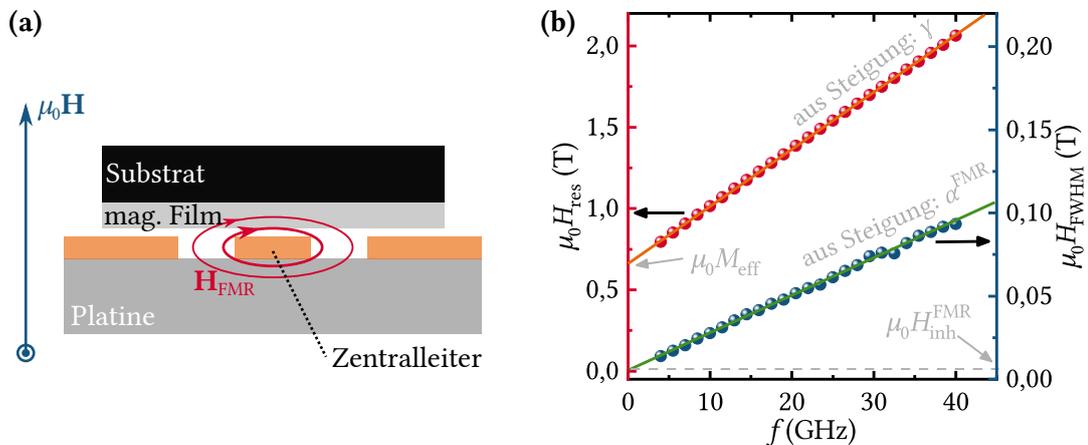
Beispielsweise ergibt sich aus der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung für ein senkrecht zur Ebene der magnetischen Dünnschicht ausgerichtetes Magnetfeld die Resonanzbedingung mit der sogenannten *Kittel-Gleichung* [89, 92, 144] zu

$$\mu_0 H_{\text{res}} = \frac{2\pi f}{\gamma} + \mu_0 M_{\text{eff}}. \quad (6.1)$$

Das Resonanzfeld  $H_{\text{res}}$  als Funktion der Anregungsfrequenz  $f$  gibt Aufschluss über das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  und die effektive Magnetisierung  $M_{\text{eff}} = M_s - H_k$ . Die Halbwertsbreite der Resonanz  $\mu_0 H_{\text{FWHM}}$  (engl. *Full Width at Half Maximum*, FWHM) und deren Variation mit der Frequenz beinhaltet Information über die unterschiedlichen Beiträge der magnetischen Dämpfung [92]

$$\mu_0 H_{\text{FWHM}} = \frac{4\pi\alpha^{\text{FMR}}}{\gamma} f + \mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}. \quad (6.2)$$

Dabei ist  $\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$  die inhomogene Linienbreite und  $\alpha^{\text{FMR}}$  die phänomenologische Gilbert-Dämpfungs-konstante [92]. In Abb. 6.4(b) sind am Beispiel einer magnetischen Dünnschicht aus CoFeB(1,7 nm)/Pt(3 nm) die Ergebnisse der Breitband-FMR-Messung und Ausgleichsrechnung gezeigt. Die Breitband-FMR-Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit von Luis Flacke (Walther-Meißner-Institut) durchgeführt.



**Abbildung 6.4:** (a) Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Durchführung von Breitband-FMR-Messungen [143]. Ist das äußere Magnetfeld parallel oder normal zum Zentralleiter orientiert, kann Magnetisierungsdynamik effizient angeregt werden ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{H}_{\text{FMR}}$ ). Der koplanare Wellenleiter (Platine) wird zusätzlich an einen vektoriel- len Netzwerkanalysator angeschlossen, um die resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  und Linienbreite  $\mu_0 H_{\text{FWHM}}$  der FMR zu bestimmen. (b) Typische Messkurven der Breitband-FMR für eine Probe aus CoFeB(1,7 nm)/Pt(3 nm) mit einem zur Filmebene normal orientiertem Magnetfeld  $\mathbf{H}$ .

# 7 Magnetoakustische Spinwellen-Spektroskopie

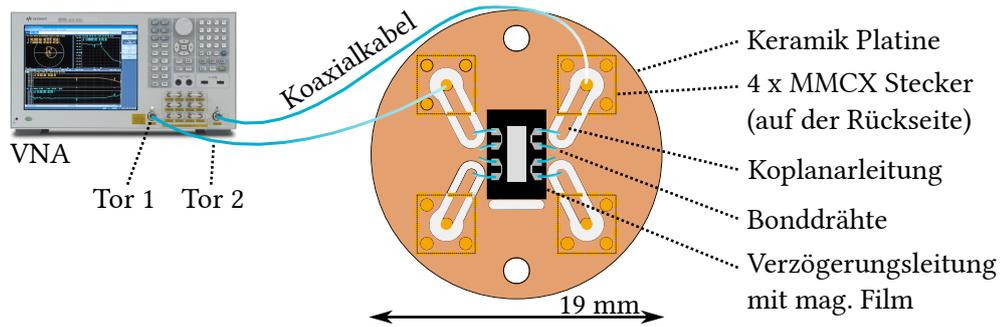
Aufgrund magnetoakustischer Wechselwirkung von akustischen Oberflächenwellen (SAWs) mit Spinwellen (SWs) lassen sich magnetische Dünnschichten mit Hilfe von SAW-Transmissionsmessungen charakterisieren. Dazu wird in Kapitel 7.1 zunächst auf die Messtechnik der Zeitbereichsfilterung eines vektoriellen Netzwerkanalysators eingegangen, die sich zur Bestimmung der transmittierten Leistung der SAW als äußerst nützlich erweist. In Kapitel 7.2 wird die akustische Verzögerungsleitung für magnetoakustische Messungen anhand einer Probenserie experimentell optimiert. Auf die Versuchsdurchführung der SW-Spektroskopie mit akustischen Oberflächenwellen und die dabei untersuchten Messgrößenabhängigkeiten wird in Kapitel 7.3 eingegangen. Die Durchführung der Ausgleichsrechnung zur magnetoakustischen Charakterisierung einer magnetischen Einzelschicht wird am Beispiel einer ferromagnetischen Dünnschicht aus CoFeB(2 nm) in Kapitel 7.4 beschrieben.

## 7.1 Netzwerkanalyse für akustische Verzögerungsleitungen

Das Transmissionsverhalten einer akustischen Verzögerungsleitung ist stark frequenzabhängig. Wie in Kapitel 5.2 ausführlich diskutiert, wird der Frequenzgang durch die Geometrie der interdigitalen Wandlerstrukturen (IDT) und das piezoelektrische Substrat bestimmt.

Als Standardanalysegerät in der Hochfrequenztechnik bietet sich ein vektorieller Netzwerkanalysator (VNA) zur frequenzabhängigen Charakterisierung der Transmission der Verzögerungsleitung an. Hierzu wird der VNA in Abb. 7.1 über (i) nicht magnetische Koaxialkabel, (ii) nicht magnetische MMCX-Hochfrequenzstecker, (iii) impedanzangepasste Koplanarleitungen [145] und (iv) Bonddrähten aus Aluminium mit der Verzögerungsleitung verbunden. Die zu untersuchende Probe wird auf eine Keramikplatine aufgeklebt und lässt sich durch Ablösen leicht wechseln. Das Design der kreisförmigen Platine ist in Hinblick auf kurze Bonddrähte und einen geringen Durchmesser auf die Größe der Probe von 4,5 mm × 6 mm optimiert. Aufgrund der Geometrie kann die Probe zusätzlich optional in den Kryostaten der Arbeitsgruppe eingebaut werden.

Der in dieser Arbeit verwendete VNA (Keysight E5072A ENA) ist mit zwei nummerierten Anschlüssen 1 und 2, welche Tore genannt werden, ausgestattet und kann zur Bestimmung der komplexen Streuparameter  $S_{ij=\{21;11;12;22\}}$  eines Testobjekts in



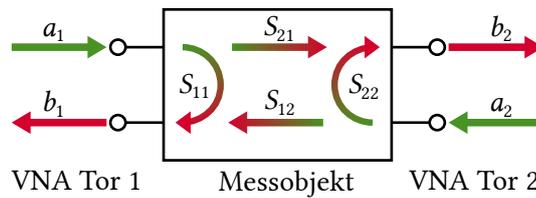
**Abbildung 7.1:** Mit dem VNA wird die Transmission der Verzögerungsleitung charakterisiert.

einem Frequenzbereich von 30 kHz bis 8,5 GHz genutzt werden [146]. Dazu gibt der VNA an einem der beiden Tore ein Spannungs-Testsignal  $a_j = \hat{a}_j e^{i(\omega t - \phi_{a_j})}$  aus, wie in Abb. 7.2 durch die grünen Pfeile skizziert. Anschließend werden Amplitude und Phase des reflektierten Signals  $b_j$  und des transmittierten Signals  $b_i = \hat{b}_i e^{i(\omega t - \phi_{b_i})}$  gemessen. Hierdurch ergeben sich die Streuparameter der Vorwärts-  $S_{21}$  und Rückwärtstransmission  $S_{12}$  des Testobjekts zu [147]

$$S_{ij=\{21,12\}} = \frac{b_i}{a_j} = \frac{\hat{b}_i}{\hat{a}_j} e^{i(\phi_{a_j} - \phi_{b_i})}. \quad (7.1)$$

Zur Charakterisierung einer Verzögerungsleitung interessiert neben der Phase  $\arg[S_{ij}] = \phi_{a_j} - \phi_{b_i}$  häufig das Verhältnis aus transmittierter Leistung  $P_{b_i}$  zu Eingangsleistung  $P_{a_j}$ , welches meist auf logarithmischer Skala in der Einheit Dezibel angegeben wird

$$|S_{ij=\{21,12\}}| = 10 \log_{10} \left( \frac{\hat{b}_i}{\hat{a}_j} \right)^2 = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{b_i}}{P_{a_j}} \right) \quad \text{mit} \quad [S_{ij}] = \text{dB}. \quad (7.2)$$



**Abbildung 7.2:** Der verwendete VNA besitzt zwei Tore. Um die Streuparameter  $S_{ij=\{21,11,12,22\}}$  der Verzögerungsleitung zu bestimmen, wird an einem der beiden Tore ein Testsignal  $a_j$  (grün) ausgegeben. Der reflektierte Anteil  $b_j$  (rot) und der transmittierte Anteil  $b_i$  (rot) des Eingangssignals können mit dem VNA in kurzer Zeit für eine Vielzahl von Frequenzpunkten bestimmt werden. Skizze in Anlehnung an Ref. [147].

Für eine typische Transmissionsmessung  $S_{ij}(f)$  bestimmt der VNA sequenziell für

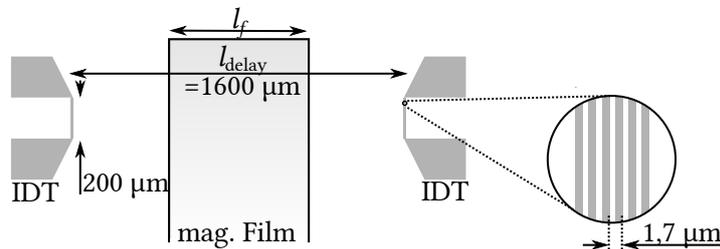
**Tabelle 7.1:** Typische gewählte Einstellungen des VNAs zur Bestimmung der zeitbereichsgefilterten Transmission der untersuchten akustischen Verzögerungsleitungen.

Messpunkte	ZF-Bandbreite	Ausgangsleistung	Zeittor Mitte	Zeittor Breite
20001	30; ... ; 70 kHz	0; ... ; 15 dBm	350; ... ; 550 ns	12; ... ; 50 ns

viele in einem Frequenzintervall äquidistant verteilten Messpunkte die Transmission an den einzelnen Frequenzpunkten. Dabei wird die Bandbreite um die einzelnen Frequenzpunkte durch die Zwischenfrequenz-Bandbreite vorgegeben. Kleine Zwischenfrequenz-Bandbreiten führen aufgrund eines geringeren gemessenen Rauschanteils zu einem verminderten Rauschpegel der Messung [147]. Dies geht allerdings auf Kosten der benötigten Messzeit. Zeigt das Testobjekt geringe Transmission, so kann zudem das Signal-Rauschverhältnis durch Erhöhung der Ausgangsleistung des Testsignals des VNAs verbessert werden. Der Ausgangspegel  $P_{\text{out}}$  wird in Dezibel Milliwatt angegeben

$$P_{\text{out}} \text{ (dBm)} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{\text{out}}}{1 \text{ mW}} \right). \quad (7.3)$$

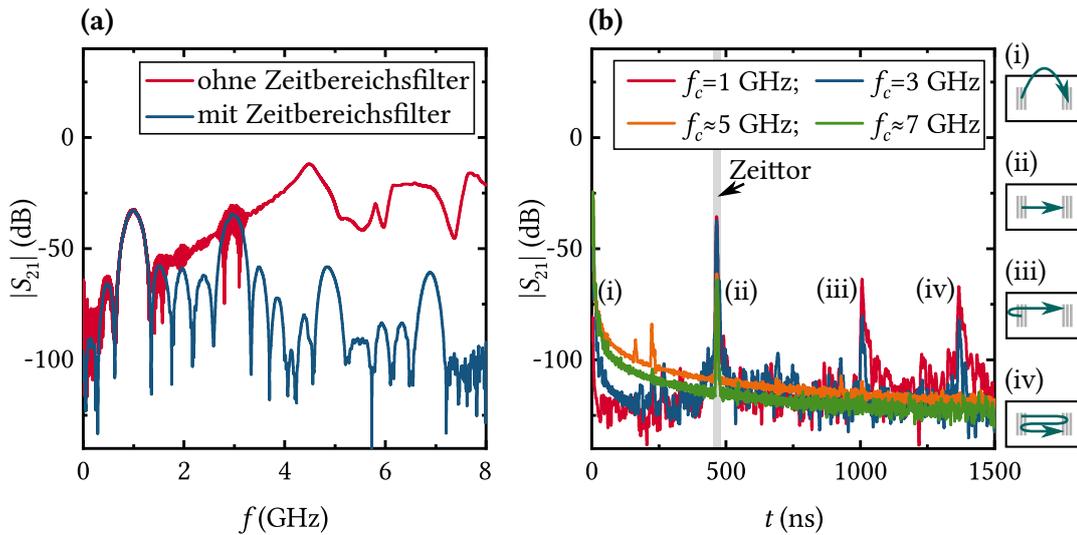
Für die Transmissionsmessungen der akustischen Verzögerungsleitungen erwiesen sich die in Tabelle 7.1 zusammengefassten Einstellungen als sinnvoll.



**Abbildung 7.3:** Maßstabgerechte Zeichnung der Verzögerungsleitung, welche in identischer Geometrie im gesamten Experimentalteil verwendet wird. Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen, orientiert sich die Länge der magnetischen Dünnschicht  $l_f = \{500 \mu\text{m}; \dots ; 1250 \mu\text{m}\}$  an dessen Eigenschaften. Beispielsweise beträgt  $l_f$  für sehr dünne und/oder schwach magnetostruktive Dünnschichten  $1250 \mu\text{m}$ .

Die bestimmte Transmission der in Abb. 7.3 gezeigten Verzögerungsleitung ohne magnetische Dünnschicht ist in Abb. 7.4(a) als rote Kurve dargestellt. Das Transmissionsverhalten der Oberflächenwelle (blaue Kurve) wird mit steigender Frequenz von zunehmenden Störsignalen überlagert. Allerdings gibt es mit der Methode der Zeitbereichsfilterung ein äußerst effizientes Mittel, welches sich zum Herausfiltern der Störsignale exzellent eignet. Neben der nachfolgenden knappen Erklärung finden sich viele weitere Details dieser Messmethode in Referenz [147] und in den Datenblättern des verwendeten VNAs [146].

Die Idee der Zeitbereichsfilterung besteht darin, das SAW-Signal und die Störsignale aufgrund der sich unterscheidenden Laufzeiten zu trennen. Die Transmission



**Abbildung 7.4:** Transmission der Verzögerungsleitung aus Abb. 7.3 ohne magnetische Dünnschicht. (a) Die Transmission der ungefilterten Kurve im Frequenzbereich  $|S_{21}(f)|$  kann in den Zeitbereich  $|S_{21}(t)|$  transformiert werden. Dies ist in Diagramm (b) für den Bandpass Modus und Mittenfrequenzen  $f_c$  der ersten vier harmonischen Resonanzfrequenzen mit Frequenzbreiten (engl. *Span*) von 500 MHz gezeigt. Aufgrund der langen Laufzeit der Oberflächenwelle lassen sich die verschiedenen Signalkomponenten (i) - (iv) im Zeitbereich trennen. Soll nur der Beitrag der SAW (ii) im Frequenzbereich gemessen werden, so können alle anderen Signalkomponenten mittels des Zeittores (grauer Bereich) im Zeitbereich unterdrückt werden. Über die diskrete Fourier-Transformation wird die im Zeitbereich gefilterte Transmission  $|S_{21}(f)|$  in (a) berechnet.

$|S_{21}(t)|$  im Zeitbereich kann der Netzwerkanalysator indirekt über die inverse diskrete Fourier-Transformation der im Frequenzbereich gewonnenen Daten  $|S_{21}(f)|$  berechnen. Dabei simuliert die Transmission  $|S_{21}(t)|$  eine klassische Messung der Zeitbereichsreflektometrie, in welcher die zeitliche Antwort eines Testobjekts auf einen kurzen Eingangsimpuls analysiert wird [148]. Soll die Transmission im Zeitbereich für ein nahe 0 Hz startendes Frequenzintervall gemessen werden, so ist aufgrund höherer Zeitauflösung die Verwendung des *Tiefpass Modus* vorteilhaft [147]. Für beliebige Frequenzintervalle wird der *Bandpass Modus* verwendet [147]. Die Zeitauflösung ist grob proportional zum Inversen der Breite des Frequenzintervalls. Zusätzlich muss auf mögliche Probleme wie Alias-Effekt, Impulsverbreiterung und Oszillationen (engl. *ringing*) geachtet werden [147, 148].

In Abb. 7.4(b) ist die im Bandpass Modus gemessene Transmission  $|S_{21}(t)|$  der Verzögerungsleitung ohne magnetische Dünnschicht aus Abb. 7.3 für die vier Resonanzfrequenzen gezeigt. Für die Laufzeit des SAW-Signals  $t$  auf der Verzögerungsleitung aus Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> sollte sich theoretisch  $t = l_{\text{delay}}/c_{\text{SAW}} = 470$  ns ergeben (siehe Tabelle 3.1). Dies entspricht genau den in Abb. 7.4(b) mit (ii) gekennzeichneten Impulsen. Hingegen geschieht elektromagnetisches Übersprechen über die Bonddrähte und IDTs nahezu instantan und kann somit dem Störsignal (i) zugeordnet werden. Das Übersprechen nimmt mit der Frequenz zu und stellt für hohe Frequenzen das stärkste Störsignal dar. Weitere Störsignale ergeben sich aus Reflexionen der SAW an den Kanten des Substrats (iii) und durch wiederholte Reflexion an den Wandlerstrukturen (iv). Auf manchen Substraten lassen sich zudem noch weitere

akustische Moden anregen und stellen damit eine zusätzliche typische Ursache für Störsignale dar [5]. Wie in Kapitel 8 gezeigt wird, können diese Moden anhand ihrer charakteristischen Laufzeit untersucht werden und, falls es sich um Oberflächenwellenmoden handelt, über die Wechselwirkung mit SW charakterisiert werden.

Durch Multiplikation von  $|S_{21}(t)|$  mit einer rechtecksähnlichen Funktion, dem sogenannten Zeittor, welches die SAW-Signalkomponente (ii) beinhaltet, werden alle zeitversetzten Störsignale effektiv unterdrückt. Anschließend kann über die diskrete Fourier-Transformation die gefilterte Kurve  $|S_{21}(t)|$  in den Frequenzbereich zurück transformiert werden. Weitere Details zur Form des Zeittores und minimaler Breite des Zeittores finden sich in den entsprechenden Datenblättern des verwendeten VNAs [146].

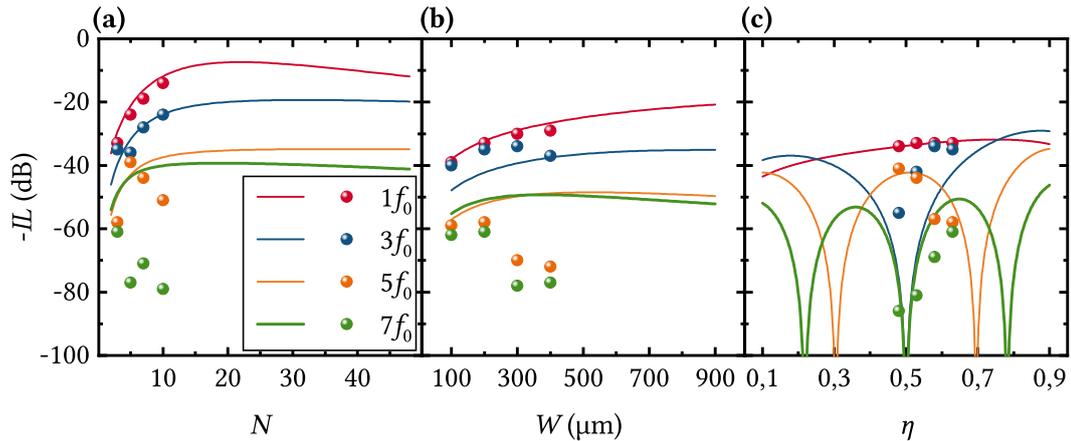
Im Vergleich der ungefilterten mit der gefilterten Transmissionskurve  $|S_{21}(f)|$  in Abbildung 7.4(a) zeigt sich die effiziente Unterdrückung der Störsignale durch Zeitbereichsfilterung. Weiter ist zu erwähnen, dass mit dieser Methode auch der Phasengang des gefilterten Signals  $\arg[S_{21}(f)]$  eindeutig bestimmt werden kann [147]. Für alle im Folgenden gezeigten Messungen wurde die Methode der Zeitbereichsfilterung verwendet. Typische Werte für die Position und Breite des Zeittores sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

## 7.2 Experimentelle Optimierung der akustischen Verzögerungsleitung

Aufbauend auf der theoretischen Vorarbeit in Kapitel 3.3.2 wird nun experimentell ein gut funktionierendes Design des interdigitalen Normalfinger-Wandlers für magnetoakustische Messungen ermittelt. Dabei soll die Grundfrequenz der Verzögerungsleitung 1 GHz betragen und für die ersten drei höher harmonischen Resonanzen (3, 5 und 7 GHz) sollen möglichst hohe Werte für die Transmission erzielt werden. Zudem sollen die Resonanzen möglichst breitbandig sein. Ausreichend Platz für die magnetischen Dünnschichten wird durch einen Abstand der Wandlerstrukturen von  $l_{\text{delay}} = 1600 \mu\text{m}$  gewährleistet.

Das Design der Wandlerstrukturen aus Abb. 7.3 wurde für eine Probenserie mit (a) abweichender Fingerpaarzahl  $N$ , (b) verschiedenen Aperturen  $W$  und (c) unterschiedlichen Metallisierungsverhältnissen  $\eta$  gefertigt. Transmissionsmessungen auf den ersten vier harmonischen Resonanzfrequenzen wurden an diesen Proben durchgeführt und werden in Abb. 7.5 mit den theoretischen Erwartungen aus Kapitel 3.3.2 verglichen. Hierbei steht die bereits in Kapitel 3 eingeführte Einfügedämpfung eines Messobjekts  $IL$  in Zusammenhang mit dem Streuparametern über  $IL = -|S_{21}| \text{ (dB)}$ .

Auffällig ist die gute Übereinstimmung des theoretischen Modells mit den Ergebnissen für die erste harmonische Resonanzfrequenz  $f_0$ . Experiment und Theorie für die höher harmonischen Resonanzfrequenzen stimmen teils nicht gut überein. Vermutlich spielt hierbei die Vernachlässigung von Randeckeffekten und des Widerstandbelags der IDTs des recht einfachen Impuls-Antwort-Modells aus Kapitel 3.3.2 eine



**Abbildung 7.5:** Simulation der Einfügedämpfung (Linien) und experimentell bestimmte Transmission (Punkte) für die Resonanzfrequenzen akustischer Verzögerungsleitungen in Abhängigkeit der (a) Fingerpaare  $N$ , (b) Apertur  $W$  und (c) des Metallisierungsverhältnisses  $\eta$  der IDTs. Falls nicht anders angegeben, weisen die IDTs der Verzögerungsleitung drei Fingerpaare, eine Apertur von  $200\ \mu\text{m}$  und ein Metallisierungsverhältnis von  $0,63$  auf. Im Gegensatz zur ersten harmonischen Resonanzfrequenz ( $1f_0$ ) stimmen Simulation und Experiment für die höheren Resonanzen schlecht überein.

entscheidende Rolle. Des Weiteren sind die äußeren Finger der gefertigten Wandlerstrukturen aufgrund des Proximity-Effekts der Elektronenstrahlolithographie [149] etwas schmaler als die inneren Finger, was das theoretische Modell nicht berücksichtigt. Dennoch lässt sich feststellen, dass die Wandlerstrukturen mit einer Fingerpaaranzahl von  $N = 3$ , einer geringen Apertur von  $W = 200\ \mu\text{m}$  und einem Metallisierungsverhältnis von  $\eta \approx 0,63$  alle gewünschten Anforderungen an die Transmission der Verzögerungsleitung sehr gut erfüllen. Die Geometrie dieser Verzögerungsleitung wurde bereits in Abb. 7.3 gezeigt und wird für alle folgenden Experimente verwendet. Die berechnete und gemessene Transmission  $|S_{21}(f)|$  dieser Verzögerungsleitung ohne magnetische Dünnschicht sind in Abb. 3.5(b) und Abb. 7.4(a) gezeichnet.

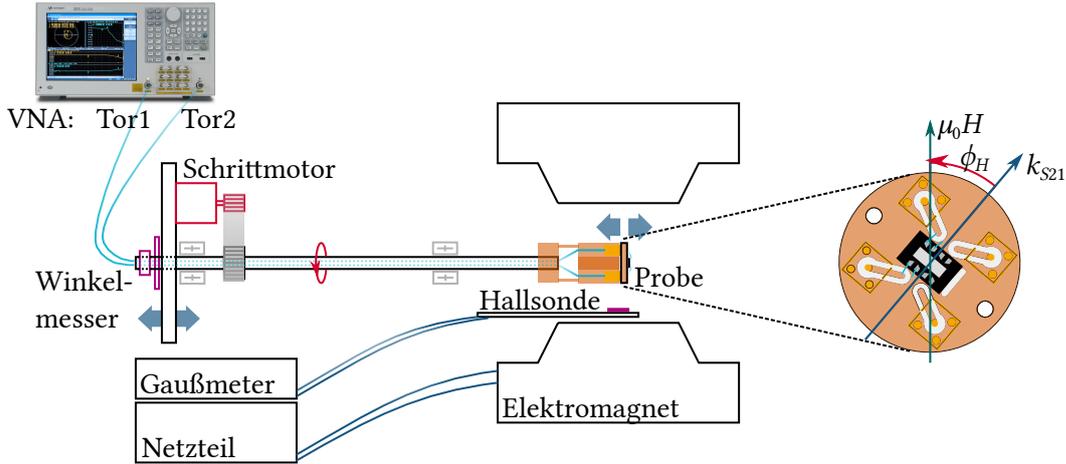
### 7.3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

Zur Charakterisierung der magnetoakustischen Transmission wird der in Abb. 7.6 gezeigte experimentelle Aufbau verwendet. Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, wird mit dem VNA die zeitbereichsgefilterte Transmission  $|S_{ij}|$  der Verzögerungsleitung bestimmt. Dies geschieht in Abhängigkeit der Orientierung  $\phi_H$  und der Stärke  $\mu_0 H$  eines äußeren Magnetfeldes. Das Magnetfeld  $\mu_0 H$  wird über ein Netzteil<sup>1</sup> mit einem Elektromagneten<sup>2</sup> eingestellt und mit Hilfe einer Hallsonde und eines Gaußmeters<sup>3</sup> ermittelt. Mit einem Schrittmotor und einer Übersetzung durch einen Riemenantrieb wird die Orientierung der Probe, bzw. des Magnetfeldes  $\phi_H$

<sup>1</sup>Bruker, Power Supply B-MN 90/30

<sup>2</sup>Bruker, Magnet B-E 15v

<sup>3</sup>Projekt Elektronik GmbH, Digitales Teslameter FM 2002



**Abbildung 7.6:** Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}$  in Abhängigkeit der Stärke  $\mu_0 H$  und Orientierung  $\phi_H$  des äußeren Magnetfeldes. Zum Wechseln der Probe kann der gesamte Probenhalter verschoben werden (blaue Pfeile).

angepasst. Da sowohl die Probe als auch ein Winkelmesser fest auf der drehbaren Achse angebracht sind, kann die Orientierung der Probe reproduzierbar mit einer Schrittweite von  $\Delta\phi_H = 0,225^\circ$  eingestellt werden. Für alle gezeigten Messungen ist das Magnetfeld in der Ebene der magnetischen Dünnschicht orientiert. Die Richtung des Wellenvektors der SAW  $\mathbf{k}$  kann über die Vorwärtstransmissionsmessung mit  $k_{S21} > 0$  und Rückwärtstransmissionsmessung mit  $k_{S12} < 0$  invertiert werden. Somit lässt sich nichtreziprokes Verhalten durch Vergleich der Transmission  $|S_{21}|$  mit  $|S_{12}|$  auf einfache Weise untersuchen. Zum Wechseln der Platine mit der Probe wird die gesamte Achse mittels eines verfahrbaren Probenhalters nach vorne aus dem Bereich der Polschuhe des Magneten gefahren.

Für die Charakterisierung der SAW-SW Wechselwirkung ist nur der Anteil

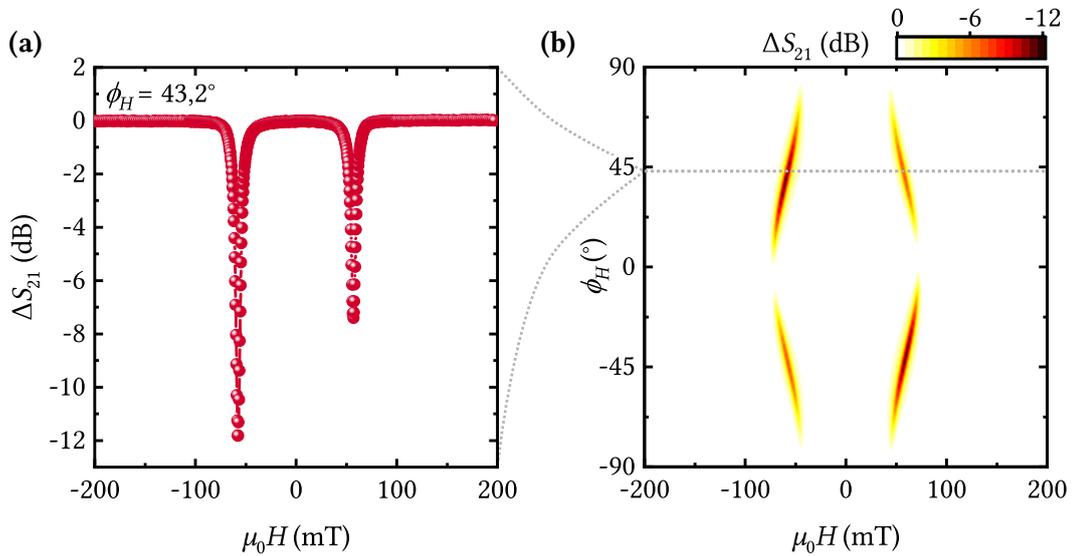
$$\Delta S_{ij}(\mu_0 H) := |S_{ij}(\mu_0 H)| - |S_{ij}(\mu_0 H_{\text{ref}})| \quad (7.4)$$

der Transmission interessant, welcher eine magnetfeldabhängige Änderung zeigt. Der konstante Hintergrund  $|S_{ij}(\mu_0 H_{\text{ref}})|$  wird durch eine Transmissionsmessung bei hohen Magnetfeldern  $\mu_0 H_{\text{ref}}$  bestimmt. Die Felder  $\mu_0 H_{\text{ref}}$  sind deutlich höher als die resonanten Felder der anregbaren SW, weshalb dafür die magnetoakustische Wechselwirkung verschwindet. Die magnetoakustische Wechselwirkung kann neben der Amplitude  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H)$  auch über die Dispersion, bzw. Phase der Transmission

$$\Delta \arg[S_{ij}(\mu_0 H)] = \arg[S_{ij}(\mu_0 H)] - \arg[S_{ij}(\mu_0 H_{\text{ref}})] \quad (7.5)$$

charakterisiert werden. Da die Phase im Vergleich zur Amplitude allerdings nur eine qualitative Interpretation der Messergebnisse anhand des Landau-Lifshitz-Gilbert-Modells aus Kapitel 5.2 erlaubt [35] und anfälliger gegenüber Messfehlern bei Temperaturschwankungen ist (siehe *Temperature coefficient of delay*, z.B. in Ref. [6]), wird im Folgenden immer  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H)$  gezeigt und zur Auswertung herangezogen.

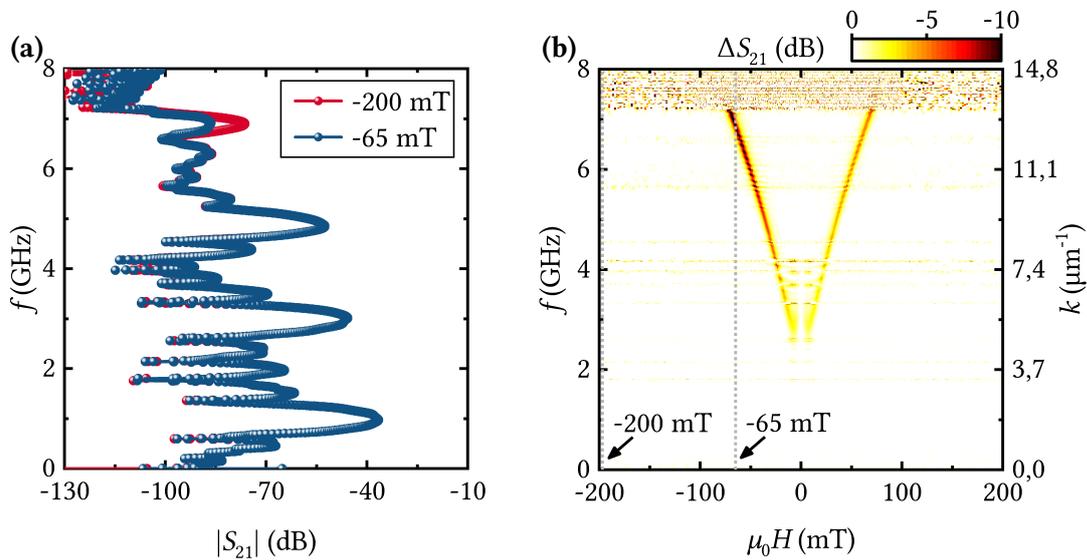
Die magnetoakustische Transmission der SAW  $\Delta S_{ij}$  wird anhand zweier verschiedener Messmodi untersucht. Erstens wird  $\Delta S_{ij}$  für eine feste Frequenz als Funktion der Stärke  $\mu_0 H$  und der Orientierung  $\phi_H$  des äußeren Magnetfeldes bestimmt [59]. Aufgrund des höchsten Signal-Rausch-Verhältnisses entspricht dabei die Frequenz immer einer der Resonanzfrequenzen der Verzögerungsleitung. Beispielhaft ist eine Messung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$ , die auf der siebten harmonischen Resonanzfrequenz auf LiNbO<sub>3</sub> bei 6,9 GHz durchgeführt wurde, in Abb. 7.7 für eine 1250  $\mu\text{m}$  lange magnetische Dünnschicht CoFeB(2 nm) gezeigt. Das Falschfarbendiagramm 7.7(b) ist aus 51 Einzelmessungen  $\Delta S_{21}(\mu_0 H)$ , welche je für eine konstante Orientierung der Probe im Bereich von  $\phi_H = \{-90^\circ; \dots; 90^\circ\}$  mit 600 Messpunkten  $\mu_0 H = \{-200 \text{ mT}; \dots; 200 \text{ mT}\}$  aufgenommen wurde, zusammengesetzt. Für einen Feldwert  $\mu_0 H$  wird immer die Amplitude und Phase der Transmission in beide Richtungen  $S_{21}$  und  $S_{12}$  gemessen. Der Zeitbedarf solch einer Messung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  beträgt in etwa 22 h. Für die Normierung wurde  $\mu_0 H_{\text{ref}} = -200 \text{ mT}$  gewählt. Dies sind typische Werte für alle nachfolgend diskutierten Messungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$ .



**Abbildung 7.7:** Veranschaulichung des Messablaufs zur Charakterisierung der SAW-SW Wechselwirkung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  bei einer festen Frequenz von 6,9 GHz, gezeigt am Beispiel einer Verzögerungsleitung mit einer 1250  $\mu\text{m}$  langen magnetischen Dünnschicht aus CoFeB(2 nm). (a) Zunächst wird für einen festen Winkel  $\phi_H$  die relative Änderung der Transmission der Oberflächenwelle  $\Delta S_{21}(\mu_0 H)$  gemessen. (b) Um zusätzlich das Symmetrieverhalten der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  zu ermitteln, wird diese Messung typischerweise für 51 Orientierungen im Bereich von  $\phi_H = \{-90^\circ; \dots; 90^\circ\}$  wiederholt.

Zweitens lässt sich die Transmission der SAW  $\Delta S_{ij}$  für einen festen Winkel  $\phi_H$  als Funktion des Magnetfeldes und der Frequenz  $f$  und damit des Wellenvektors  $k = (2\pi f)/c_{\text{SAW}}$  der SAW untersuchen [37]. Wie in Abb. 7.8 gezeigt, wird hierbei typischerweise die Transmission  $|S_{ij}(f)|$  mit 20001 Messpunkten [146] im Frequenzbereich für 600 Magnetfeldwerte  $\mu_0 H = \{-200 \text{ mT}; \dots; 200 \text{ mT}\}$  aufgezeichnet. Zur Charakterisierung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f) := |S_{ij}(\mu_0 H, f)| - |S_{ij}(\mu_0 H_{\text{ref}}, f)|$  wird der konstante Hintergrund  $|S_{ij}(\mu_0 H_{\text{ref}} = -200 \text{ mT}, f)|$

abgezogen. Obwohl die Transmission der SAW für die Bereiche zwischen den Resonanzfrequenzen der Verzögerungsleitung deutlich geringer als für deren Resonanzfrequenzen ist, ist das Signal-Rausch-Verhältnis ausreichend um  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  über einen quasi-kontinuierlichen Bereich der Frequenz  $f = \{0; \dots; 7,2 \text{ GHz}\}$  und des Wellenvektors  $k = \{0; \dots; 13,5 \mu\text{m}^{-1}\}$  zu bestimmen. Erhöhtes Rauschen ergibt sich für die Frequenzen, für welche sich Minima in der Transmission  $|S_{ij}(f)|$  zeigen. Deshalb funktioniert diese Art der breitbandigen magnetoakustischen Charakterisierung für die verwendeten IDTs mit nur drei Fingerpaaren und damit breitbandigen Resonanzen besonders gut. Der Zeitbedarf solch einer Messung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, f)$  beträgt in etwa 40 min. Prinzipiell ähneln die Messungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  sehr stark den Breitband-FMR-Messungen aus Kapitel 6.4. Allerdings wird in der Breitband-FMR die uniforme Anregung der Magnetisierungsdynamik ( $\mathbf{k} = 0$ ) untersucht, wohingegen mit der magnetoakustischen Messung SWs ( $\mathbf{k} \neq 0$ ) charakterisiert werden können. Die frequenzabhängige Charakterisierung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  der SAW-SW Wechselwirkung wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt [37].



**Abbildung 7.8:** Veranschaulichung des Messablaufs zur Charakterisierung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, f)$  für eine feste Orientierung des Magnetfeldes von  $\phi_H = 27^\circ$ , gezeigt am Beispiel einer Verzögerungsleitung mit einer  $1250 \mu\text{m}$  langen magnetischen Dünnschicht aus  $\text{CoFeB}(2 \text{ nm})$ . (a) Zunächst wird die Transmission der Oberflächenwelle  $|S_{21}(f)|$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $\mu_0 H$  gemessen. SAW-SW Wechselwirkung zeigt sich durch  $|S_{21}(\mu_0 H, f)| \neq |S_{21}(\mu_0 H_{\text{ref}} = -200 \text{ mT}, f)|$  und wird in (b) durch Subtraktion des Hintergrundes  $|S_{21}(\mu_0 H_{\text{ref}} = -200 \text{ mT}, f)|$  untersucht.

## 7.4 Ausgleichsrechnung zur magnetoakustischen Charakterisierung

Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit ist, dass sich SWs und magnetische Dünnschichten aufgrund deren resonanten magnetoakustischen Wechselwirkung mit SAWs charakterisieren lassen. Dazu werden die magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  mit dem theoretischen Modell aus Kapitel 5.2 durch

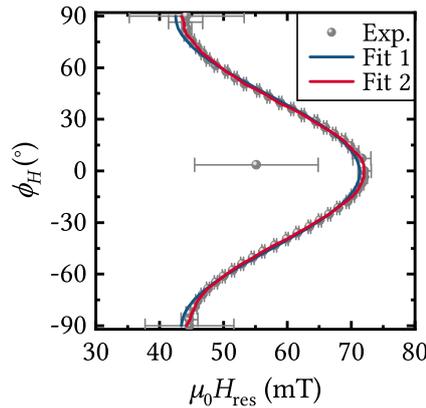
Ausgleichsrechnung angepasst. Die Ausgleichsrechnung wird in diesem Kapitel beispielhaft anhand der Messdaten  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  der Probe CoFeB(2 nm) aus Abb. 7.7(b) durchgeführt.

Die Charakterisierung einer magnetoakustischen Transmissionsmessung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  erfolgt vorteilhaft in zwei Teilschritten [37]:

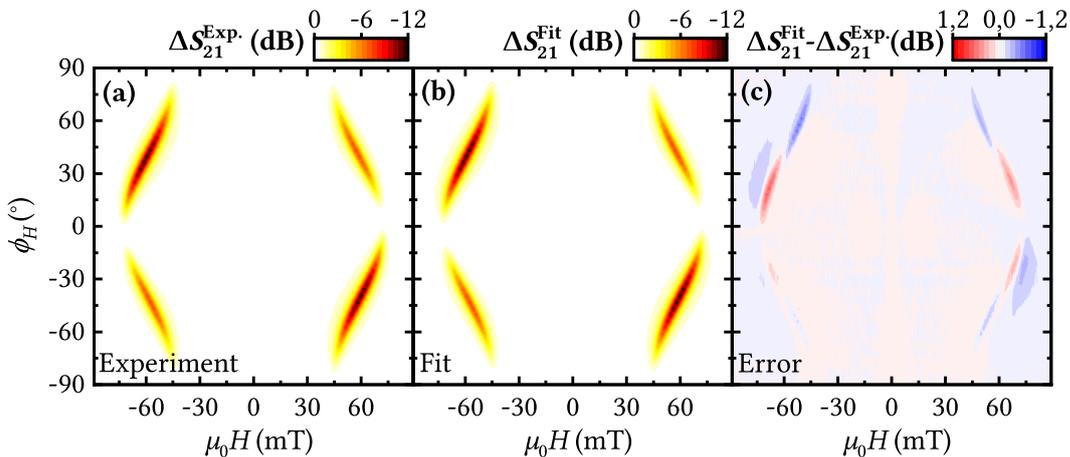
1. Die Minima der Transmission  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  ergeben sich aufgrund von magnetoakustischer Resonanz ( $\mathbf{k}_{\text{SW}} = \mathbf{k}_{\text{SAW}}$ ,  $f_{\text{SW}} = f_{\text{SAW}}$ ). Hierbei kann die Orientierungsabhängigkeit der resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}(\phi_H)$  mit der Spinwellendispersion (4.37) durch Ausgleichsrechnung angepasst werden. Dafür sind die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  Konstanten, die mittels SQUID-VSM- und Breitband-FMR-Messungen (siehe Kapitel 6) bestimmt werden. Da die Spinwellendispersion (4.37) unter der Annahme  $\phi_0 = \phi_H$  ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ ) hergeleitet wurde, ist die so durchgeführte Ausgleichsrechnung nur für große resonante Felder  $\mu_0 H_{\text{res}} \gg \mu_0 H_{\text{ani}}$  gültig (siehe Kapitel 4.1). Die resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}(\phi_H)$  und die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung („Fit 1“) sind in Abb. 7.9 beispielhaft für die Probe CoFeB(2 nm) gezeigt.
2. Die Parameter der Ausgleichsrechnung aus dem ersten Schritt ( $D_{\text{eff}}, H_k, \phi_{\text{ani}}, H_{\text{ani}}$ ) dienen als Startwerte für die globale Ausgleichsrechnung der Transmissionsmessung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  mit Gleichungen (5.20) und (5.21). Die globale Ausgleichsrechnung wird auf logarithmischer Skala durchgeführt um den Exponenten aus Gleichung (5.20), der die magnetoakustischen Treibfelder und die magnetische Suszeptibilität beinhaltet, direkt anzupassen. Im Gegensatz zum vorherigen Schritt 1, berücksichtigt die globale Ausgleichsrechnung zusätzlich mögliche Abweichungen der Orientierung der statischen Magnetisierung von der Richtung des externen Magnetfeldes ( $\phi_0 \neq \phi_H$ , engl. *field drag effect*). Dies ist vor allem für magnetoakustische Transmissionsmessungen  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$ , welche bei geringen Frequenzen durchgeführt werden, wichtig, weil aufgrund der damit einhergehenden kleinen resonanten Magnetfelder die Näherung  $\phi_0 \approx \phi_H$  nur noch schlecht erfüllt ist. Die globale Ausgleichsrechnung wird iterativ als Funktion der magnetischen Anisotropie ( $\phi_{\text{ani}}, H_{\text{ani}}$ ) mit einem Inkrement von ca. (0,5°, 0,2 mT/ $\mu_0$ ) durchgeführt:
  - (a) Hierzu wird für ein Tupel ( $\phi_{\text{ani}}, H_{\text{ani}}$ ) die Gleichgewichtslage der Magnetisierung  $\phi_0(\mu_0 H, \phi_H)$  gemäß dem Stoner-Wohlfarth Modell aus Kapitel 4.1 berechnet.
  - (b) Die globale Ausgleichsrechnung mit den Gleichungen (5.20), (5.21) und den Parametern ( $D_{\text{eff}}, H_k, \alpha, b_{ij}$ ) wird durchgeführt. Da die relevanten normierten Verzerrungskomponenten  $\tilde{a}_{ij} \neq 0$  (und  $\tilde{a}_{\omega ij}$ ) der SAW durch FEM Simulationen bekannt sind, werden ausschließlich die relevanten magnetoakustischen Parameter  $b_{ij} \neq 0$  berücksichtigt (Gleichung (5.17)). Weil  $H_k$  und die magnetische Austauschkonstante  $A$  eng korreliert sind, geht neben den Messwerten  $\gamma$  und  $M_s$  der Literaturwert für  $A$  als Konstante in die Ausgleichsrechnung ein.

- (c) Weiter wird die Abweichung von Ausgleichsrechnung und Experiment durch Variation der Anisotropie ( $\phi_{\text{ani}}, H_{\text{ani}}$ ) reduziert. Mittels Intervallhalbierungsverfahren und wiederholter Ausführung der vorherigen Schritte (a) bis (b) wird der Fehler minimiert.

Die Ergebnisse der globalen Ausgleichsrechnung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  mit den Parametern  $D_{\text{eff}}, H_k, \alpha, b_{ij}, \phi_{\text{ani}}$  und  $H_{\text{ani}}$  (siehe Tabelle B.2) sind in Abb. 7.10 für die Probe CoFeB(2 nm) gezeigt. Zusätzlich sind in Abb. 7.9 die resonanten Felder der globalen



**Abbildung 7.9:** Die resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  („Exp.“) der magnetoakustischen Probe CoFeB(2 nm) aus Abb. 7.7(b) lassen sich direkt mit der Spinwellendispersion (4.37) („Fit 1“) mittels Ausgleichsrechnung anpassen. Mit der globalen Ausgleichsrechnung („Fit 2“) können die resonanten Felder mit noch geringeren Abweichungen beschrieben werden, da u.a. zusätzlich der *field drag effect* Berücksichtigung findet.



**Abbildung 7.10:** (a,b) Die Ergebnisse der magnetoakustischen Transmissionsmessung  $\Delta S_{21}(H, \phi_H)$  der Probe CoFeB(2 nm) lassen sich mit dem in Kapitel 5.2 entwickelten theoretischen Modell exzellent mittels Ausgleichsrechnung beschreiben. (c) Es ergeben sich sehr geringe Abweichungen ( $\ll 10\%$ ) von Experiment und Ausgleichsrechnung. Die Parameter der Ausgleichsrechnung der CoFeB(2 nm) Probe sind in Tabelle B.2 angegeben und werden in Kapitel 9.2 diskutiert.

Ausgleichsrechnung („Fit 2“) eingezeichnet. Die Übereinstimmung von Ausgleichsrechnung und Experiment ist exzellent. Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen

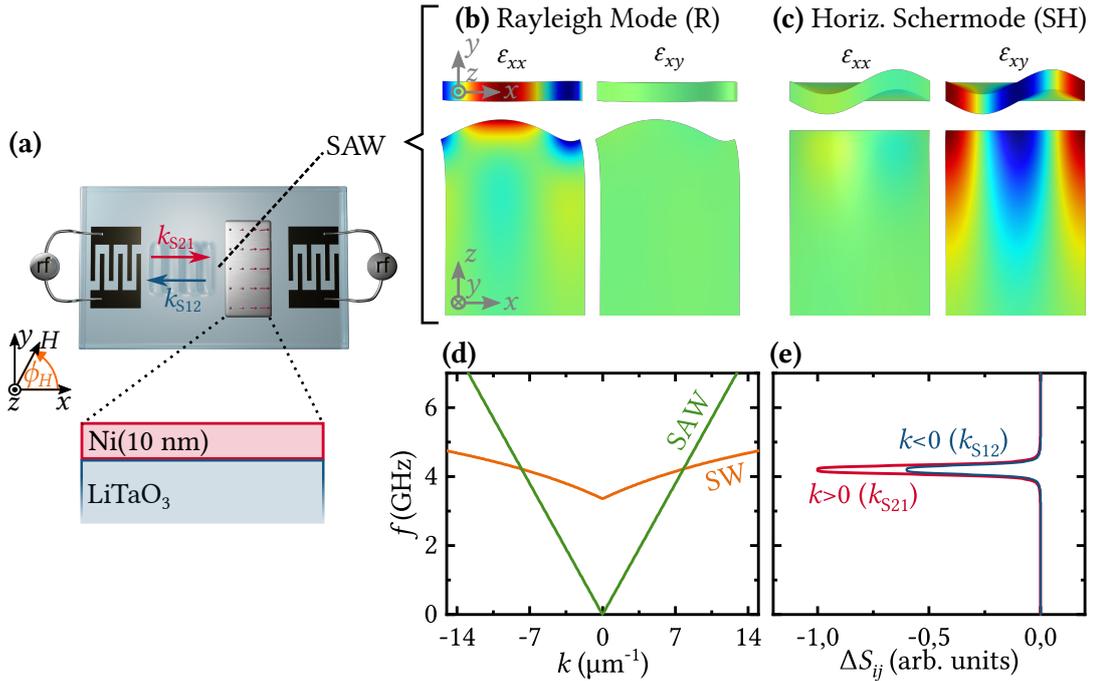
für unterschiedliche akustische Oberflächenwellenmoden und unterschiedliche ferromagnetische Dünnschichten werden in den folgenden drei Kapiteln diskutiert.

## 8 Einfluss der akustischen Oberflächenwellenmode auf die Nichtreziprozität der Spinwellenanregung

Die Charakterisierung und potentielle technologische Nutzung der resonanten Wechselwirkung von akustischen Oberflächenwellen (SAWs) und Spinwellen (SWs) beschränkt sich auf bestimmte Geometrien  $\phi_0$ , die durch die Propagationsrichtung der SAW  $\mathbf{k}$  und die Orientierung der statischen Magnetisierung der magnetischen Dünnschicht  $\mathbf{M}$  gegeben sind. Diese Orientierungsabhängigkeit wird durch die Symmetrie der magnetoakustischen Treibfelder bestimmt und resultiert aus den für jede akustische Oberflächenwellenmode spezifischen Komponenten der Gitterverzerrung  $\varepsilon_{ij}$  und Gitterrotation  $\omega_{ij}$ . Resonante magnetoakustische Wechselwirkung wurde in der Literatur bisher vor allem mit Rayleigh-Moden, die auf dem piezoelektrischen Substrat  $\text{LiNbO}_3$  angeregt wurden, untersucht [35–37, 39, 40, 59–61, 121]. Allerdings verschwinden die magnetoakustischen Treibfelder einer Rayleigh-Welle ausgerechnet in den für die Magnonik interessanten Geometrien [98] der Rückwärts-Volumen SW-Mode  $\phi_0 = 0^\circ$  ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ) und der Damon-Eshbach SW-Mode  $\phi_0 = \pm 90^\circ$  ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ ).

In diesem Kapitel wird der Einfluss des Modentyps der SAW auf die Symmetrie und die Nichtreziprozität der magnetoakustischen Anregung von SWs in einer ferromagnetischen Dünnschicht aus Ni (10 nm) untersucht. Hierzu wird das piezoelektrische Substrat aus 36°-rot. Y-cut X-prop.  $\text{LiTaO}_3$  verwendet, auf dem sich sowohl die Rayleigh-Mode (R-Mode) als auch die horizontale Schermode (SH-Mode) anregen lassen (siehe Kapitel 3.2). Beide Moden mit den jeweils dominierenden Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{xx}$  oder  $\varepsilon_{xy}$  sind in der Übersichtsgrafik 8.1 gezeigt. Trotz der skizzierten reziproken Spinwellendispersion (Abb. 8.1(d)), kann die Fehlanpassung der Helizitäten von Magnetisierungsdynamik und magnetoakustischem Treibfeld zur Amplituden-Nichtreziprozität führen (Abb. 8.1(e)). Aufgrund der hohen magnetoelastischen Koppelkonstante von Ni wird in diesem Kapitel ausschließlich und in guter Näherung (siehe Kapitel 5.1) die magnetoelastische Kopplung berücksichtigt.

Dieses Kapitel gliedert sich in die folgenden Abschnitte: Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der R- und SH-Mode wird in Kapitel 8.1 bestimmt. In Kapitel 8.2 werden die Messergebnisse mit Hilfe des entwickelten theoretischen Modells und der Ausgleichsrechnung interpretiert. Im anschließenden Kapitel 8.3 wird gezeigt, dass sich unbekannte akustisch Oberflächenwellenmoden aufgrund ihres eindeutigen magnetoakustischen Transmissionsverhaltens charakterisieren lassen.



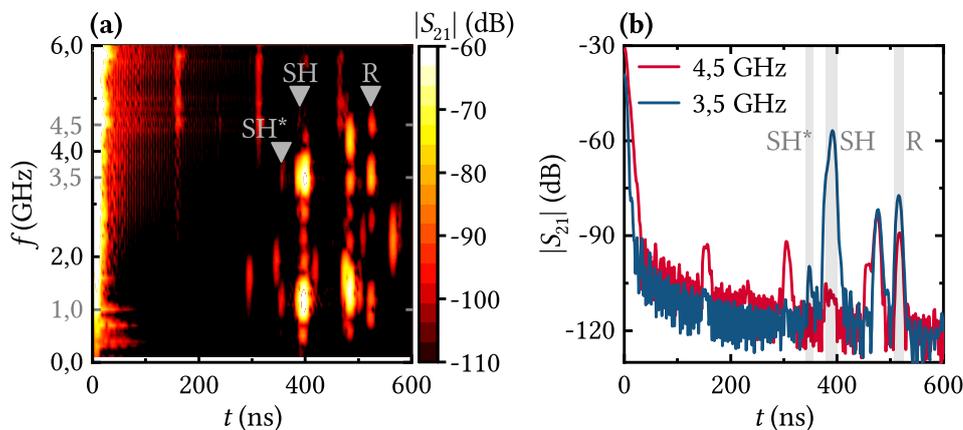
**Abbildung 8.1:** Übersicht über die in diesem Kapitel diskutierten Effekte. (a) Schematische Abbildung der magnetoakustischen Probe mit der ferromagnetischen Dünnschicht aus Nickel. Sowohl eine (b) R-Mode als auch eine (c) SH-Mode können auf dem piezoelektrischen Substrat aus 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> angeregt werden. Da sich beide Moden hinsichtlich der dominierenden Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{ij}$  unterscheiden (blau:  $\varepsilon_{ij} < 0$ , grün:  $\varepsilon_{ij} \approx 0$ , rot:  $\varepsilon_{ij} > 0$ ) [66], sollte sich für beide Moden eine unterschiedliche Symmetrie in der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  zeigen. Obwohl die Dispersion der SW reziprok ist (d), kann eine Nichtreziprozität aufgrund von Fehlanpassung der Helizitäten von SW und magnetoakustischem Treibfeld erwartet werden (e).

Abschließend werden die Ergebnisse in Kapitel 8.4 zusammengefasst. Die Ausführungen in diesem Kapitel beruhen auf den kürzlich in *Physical Review Applied* veröffentlichten Ergebnissen [38].

## 8.1 Magnetoakustische Transmission von Rayleigh-Wellen und horizontalen Scherwellen in Ni(10 nm)

Zur Charakterisierung der magnetoelastischen Wechselwirkung von SWs mit akustischen R- und SH-Oberflächenwellen wurde eine Probe aus dem piezoelektrischen Substrat 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> mit der ferromagnetischen Dünnschicht Ni(10 nm)/Al(5 nm) entsprechend den Ausführungen in Kapitel 6 hergestellt. Die Deckschicht aus Al(5 nm) dient ausschließlich dem Oxidationsschutz und wird nachfolgend nicht mehr explizit erwähnt. Verglichen mit einer Verzögerungsleitung auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub>, zeigt die Transmissionscharakteristik der akustischen Verzögerungsleitung auf 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> ein deutlich komplexeres Verhalten und wird deshalb kurz diskutiert.

Da die R- und SH-Moden verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten aufweisen, unterscheiden sich beide Moden hinsichtlich der Laufzeiten  $t$  der SAWs und der Resonanzfrequenzen der Verzögerungsleitung  $f_0$ . Mit den Literaturwerten für die Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $c_{\text{SAW}}$  aus Tabelle 3.1 und der Geometrie der Verzögerungsleitung aus Abb. 7.3 ergeben sich die erwarteten Laufzeiten und Resonanzfrequenzen der R-Mode (SH-Mode) zu 515 ns und 0,95 GHz (zu 390 ns und 1,21 GHz). Diese berechneten Werte stimmen gut mit zwei Transmissionsmaxima im Spektrogramm  $|S_{21}(t, f)|$  in Abb. 8.2(a) überein, womit die R- und SH-Moden in Abb. 8.2(a) identifiziert sind. Das Spektrogramm  $|S_{21}(t, f)|$  setzt sich aus 60 einzelnen, in den Zeitbereich transformierten Transmissionsmessungen  $|S_{21}(t)|$  zusammen (siehe Kapitel 7.1). Um eine Verfälschung der Transmission durch Anregung von SWs auszuschließen, wurde das Spektrogramm bei einem hohen äußeren Magnetfeld von  $-200$  mT aufgenommen. Sowohl für die R- als auch für die SH-Mode sind höher harmonische Resonanzen erkennbar. Zusätzlich zeigen sich im Spektrogramm eine Vielzahl weiterer Signalkomponenten, die z.B. aus elektromagnetischem Übersprechen und akustischen Volumenmoden resultieren und in der Bildunterschrift der Abb. 8.2(a) näher beschrieben sind. Die nachfolgend diskutierte magnetoakustische Charakterisierung erfolgt für die fünfte harmonische Resonanzfrequenz der R-Mode (4,47 GHz) und für die dritte harmonische Resonanzfrequenz der SH-Mode (3,47 GHz). Das entsprechende Transmissionsverhalten im Zeitbereich  $|S_{21}(t)|$  und die jeweilig genutzten Zeittore sind in Abb. 8.2(b) gezeigt.

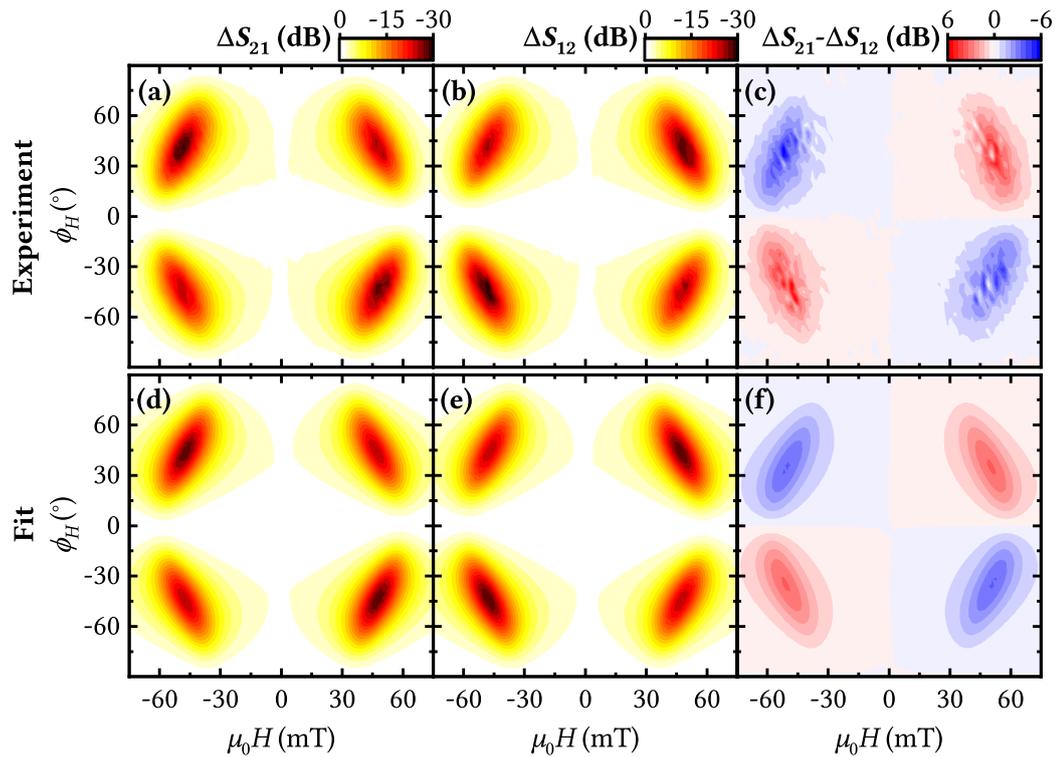


**Abbildung 8.2:** (a) Verschiedene akustische Moden zeigen sich im Spektrogramm  $S_{21}(t, f, \mu_0 H = -200 \text{ mT})$ . Mittels Literaturwerten [72] und durchgeführten FEM Simulationen konnten die folgenden Moden zugeordnet werden: (i) elektromagnetisches Übersprechen bei 0 ns, (ii) SH\*-Mode bei 349 ns (in Kapitel 8.3 diskutiert), (iii) die erste und dritte harmonische Resonanz der SH-Mode bei 390 ns, (iv) Volumenmoden, die mehrmals auf der Vorder- und Rückseite des LiTaO<sub>3</sub> Substrats reflektiert werden, bei 475 ns, und (v) die erste, dritte und fünfte harmonische Resonanz der R-Mode und zusätzliche Volumenmoden bei 515 ns. (b) Die Transmission  $S_{21}(t)$  aus (a) bei 3,5 GHz und 4,5 GHz, der dritten und fünften harmonischen Resonanzfrequenz der SH- und R-Mode. Für die magnetoelastische Charakterisierung  $\Delta S_{ij}$  der verschiedenen akustischen Moden in Abb. 8.3 und 8.4 werden angepasste Zeittore (in hellgrau gezeichnet) verwendet. Die Mode bei 515 ns und 3,5 GHz zeigt keine magnetoakustische Änderung in  $\Delta S_{ij}$  und wird somit als Volumenmode identifiziert.

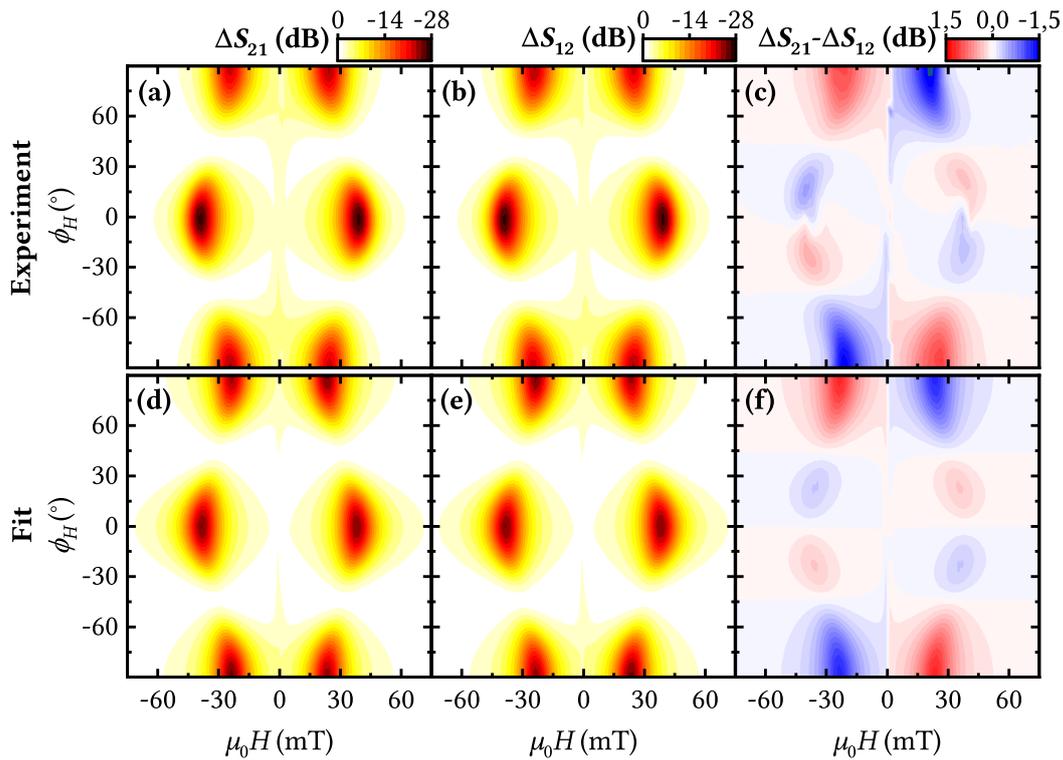
Die magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  werden analog zu

der Beschreibung in Kapitel 7.3 durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse für die R- und SH-Mode sind in Abb. 8.3(a,b) und Abb. 8.4(a,b) dargestellt. Für die R-Mode ist die dominierende Komponente des Verzerrungstensors die longitudinale Verzerrung  $\varepsilon_{xx}$ . Entsprechend den Überlegungen in Kapitel 5.1.1 sind deshalb die magnetoelastischen Treibfelder und die absorbierte Leistung für  $\phi_H \approx \phi_0 = \pm 45^\circ$  maximiert. Dem entgegen wird das magnetoelastische Treibfeld der SH-Welle durch die dominierende Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xy}$  verursacht (siehe Abb. 8.1). Gemäß den Überlegungen aus Kapitel 5.1.1 ist somit die Änderung der Transmission in Abb. 8.4(a,b) für  $\phi_H \approx \phi_0 = 0, \pm 90^\circ$  maximal.

Da die Dispersion der angeregten SW in der ferromagnetischen Dünnschicht aus Ni(10 nm) reziprok ist, sind die resonanten Felder für invertierte Ausbreitungsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  nicht gegeneinander verschoben. Allerdings zeigt sich eine Nichtreziprozität in den Amplituden von  $\Delta S_{21}$  und  $\Delta S_{12}$ . Die Symmetrie der Amplituden-Nichtreziprozität ist durch Auftragen der Differenz  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  in Abb. 8.3(c) und 8.4(c) verdeutlicht. Das nichtreziproke Verhalten der SH-Mode zeigt eine komplexere Symmetrie, ist in der Amplitude aber weniger stark ausgeprägt als das der R-Mode.



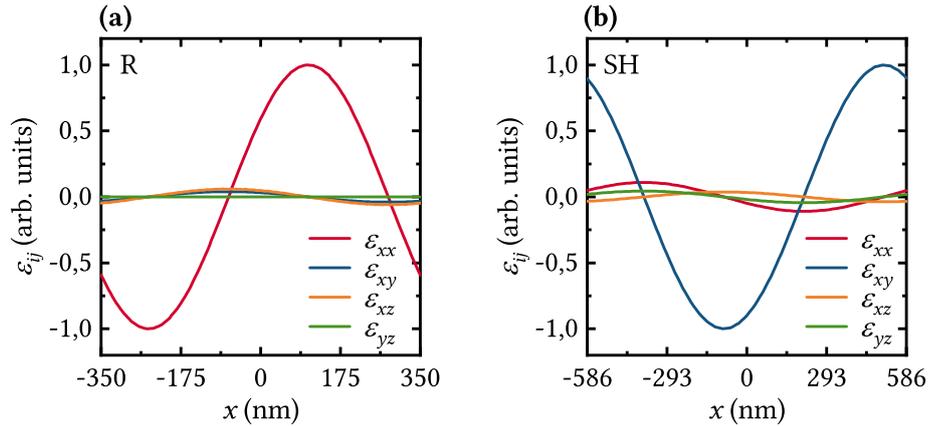
**Abbildung 8.3:** Relative Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  und Nichtreziprozität der R-Mode bei 4,47 GHz. (a,b) Die magnetoakustischen Transmissionen  $\Delta S_{21}$  und  $\Delta S_{12}$  zeigen das erwartete Symmetrieverhalten mit Maxima bei  $\phi_H = \pm 45^\circ$ , das durch die dominierende longitudinale Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xx}$  hervorgerufen wird. (c) Die Nichtreziprozität  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  wird durch die Fehlanpassung der Helizitäten von Magnetisierungsdynamik und magnetoakustischem Treibfeld verursacht. (d-f) Das Ergebnis der Ausgleichsrechnung mit den Parametern in Tabelle 8.2 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment.



**Abbildung 8.4:** Relative Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  und Nichtreziprozität der SH-Mode bei 3,47 GHz. (a,b) Die magnetoakustischen Transmissionen  $\Delta S_{21}$  und  $\Delta S_{12}$  zeigen das erwartete Symmetrieverhalten mit Maxima bei  $\phi_H = 0^\circ, \pm 90^\circ$ , das durch die dominierende Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xy}$  hervorgerufen wird. (c) Die Nichtreziprozität  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$  wird durch die Fehlanpassung der Helizitäten von Magnetisierungsdynamik und magnetoakustischem Treibfeld verursacht. (d-f) Das Ergebnis der Ausgleichsrechnung mit den Parametern in Tabelle 8.2 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

## 8.2 Ausgleichsrechnung und Diskussion der Ergebnisse

Zur Interpretation der Transmissionsmessungen der R- und SH-Welle in Abb. 8.3(a-c) und Abb. 8.4(a-c) ist es hilfreich die Phasenbeziehung der relevanten Komponenten des Verzerrungstensors  $\varepsilon_{ij}$  der beiden Moden zu kennen. Dazu wurde eine Eigenfrequenzanalyse mittels der Methode der Finiten Elemente (FEM) durchgeführt [66]. Das Ergebnis für alle relevanten Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{ij}$  einer R- und SH-Mode bei 4,47 GHz und 3,47 GHz ist in Abb. 8.5 für einen Schnitt durch die Mitte der 10 nm dicken Dünnschicht aus Ni(10 nm) gezeigt. Entsprechend den Erwartungen und in Übereinstimmung mit Abb. 8.1(b,c) ist für die R-Mode die longitudinale Verzerrung  $\varepsilon_{xx}$  und für die SH-Mode die horizontale Scherverzerrung  $\varepsilon_{xy}$  dominierend. Daneben verursachen beide Moden aber auch kleinere sekundäre Verzerrungen, die teils phasenverschoben gegenüber den dominierenden Verzerrungen sind. Beispielsweise besitzt die R-Mode (SH-Mode) auch einen geringen um  $\pm 90^\circ$  phasenverschobenen Scheranteil  $\varepsilon_{xz}$  ( $\varepsilon_{yz}$ ). Die normierten komplexen Amplituden der Verzerrungen  $\tilde{a}_{ij} = \varepsilon_{ij,0}/(|u_{z,0}|k)$  sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst.



**Abbildung 8.5:** Mit der FEM Eigenfrequenzanalyse der LiTaO<sub>3</sub>/Ni(10 nm)/Al(5 nm) Schichtstruktur lassen sich die Phasen und normierten Amplituden der Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{ij}$  der (a) R- und (b) SH-Mode bestimmen. Die Länge der Simulationsgeometrie  $x$  ist den Wellenlängen  $\lambda$  und Frequenzen  $f$  aus dem Experiment angepasst. Folgende Parameter für die Dünnschichten aus Ni (Al) wurden für die FEM Simulation verwendet: Massendichte  $\rho = 8900 \text{ kg/m}^3$  [150] ( $2700 \text{ kg/m}^3$  [151]), E-Modul  $E = 218 \text{ GPa}$  [152] ( $70 \text{ GPa}$  [151]), und Poissonzahl  $\nu = 0,3$  [152] ( $0,33$  [151]). Die Werte des anisotropen piezoelektrischen Substrats LiTaO<sub>3</sub> sind der Referenz [66] entnommen.

**Tabelle 8.1:** Die normierten komplexen Amplituden des Verzerrungstensors  $\tilde{a}_{ij} = \varepsilon_{ij,0}/(|u_{z,0}|k)$  ergeben sich aus der Eigenfrequenzanalyse der FEM Simulation. Für die R-Mode (SH-Mode) werden die zugehörigen Fehler mit  $\pm 10\%$  von  $\tilde{a}_{xx}$  ( $\tilde{a}_{xy}$ ) angenommen.

	$f$ (GHz)	$c_{\text{SAW}}$ (m/s)	$\tilde{a}_{xx}$	$\tilde{a}_{xy}$	$\tilde{a}_{xz}$	$\tilde{a}_{yz}$
R	4,47	3105	0,613	$\pm i0,024$	$\pm i0,037$	0
SH	3,47	4075	$\mp i0,53$	4,85	-0,18	$\mp i0,21$

Die experimentellen Ergebnisse aus Abb. 8.3(a,b) und 8.4(a,b) werden nun mit Hilfe des in Kapitel 5.2 entwickelten theoretischen Modells durch das in Kapitel 7.4 beschriebene Verfahren der Ausgleichsrechnung angepasst. Da jedoch die Konstante  $R$  aus Gleichung (5.21) für die R- und SH-Mode auf LiTaO<sub>3</sub> nicht bekannt ist, werden die magnetoelastischen Treibfelder durch die Parameter  $b_{ij}/\sqrt{R}$  ausgedrückt. Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung sind in Abb. 8.3(d,e) und 8.4(d,e) gezeigt. Experiment und Theorie stimmen sehr gut überein. Die resultierenden Parameter der Ausgleichsrechnung sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst und zeigen geringe Abweichungen in den Werten  $H_k$ ,  $\alpha^1$ ,  $\phi_{\text{ani}}$  und  $\mu_0 H_{\text{ani}}$  für die beiden akustischen Moden. Zudem ist die Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Breitband-FMR-Messung für die Anisotropie  $H_k^{\text{FMR}}$  und die effektive Dämpfungskonstante<sup>2</sup>  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}} = \mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}} \gamma / (2\omega) + \alpha^{\text{FMR}}$  sehr gut. Da die FMR Untersuchungen 20 Monate nach den magnetoakustischen Messungen durchgeführt wurden, lassen sich die

<sup>1</sup>Die effektive Dämpfungskonstante  $\alpha$  ist für die SH-Mode etwas größer als für die R-Mode. Das entspricht den Erwartungen aus Kapitel 9.2, wonach  $\alpha$  mit zunehmender Frequenz  $f$  abnimmt.

<sup>2</sup>Mehr Details zur Definition der effektiven Dämpfungskonstante  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$  folgen in Kapitel 9.2.

**Tabelle 8.2:** Zusammenfassung der Parameter der Ausgleichsrechnung für  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, \phi_H)$  in Abb. 8.3(d) und 8.4(d). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Breitband-FMR-Messung angegeben. Für die Ausgleichsrechnung wurden die Werte  $M_s = 408$  kA/m und  $g = 2,20$  der SQUID-VSM und der FMR-Untersuchung verwendet. Die Austauschkonstante  $A = 7,7$  pJ/m wurde der Literatur [153] entnommen. Weitere Ergebnisse der Ausgleichsrechnung sind die Ausrichtung  $\phi_{\text{ani}} = (83, 6 \pm 3, 6)^\circ$  und die Stärke  $\mu_0 H_{\text{ani}} = (1, 4 \pm 1)$  mT der in der Ebene der Dünnschicht orientierten uniaxialen magnetischen Anisotropie.

	$f$ (GHz)	$H_k$ ( $\frac{\text{kA}}{\text{m}}$ )	$\alpha$ ( $10^{-3}$ )	SAW				FMR	
				$\frac{b_{xx}}{\sqrt{R}}$ ( $\frac{\mu\text{T}}{\sqrt{\frac{\text{J}}{\text{m}^3}}}$ )	$\frac{b_{xy}}{\sqrt{R}}$ ( $\frac{\mu\text{T}}{\sqrt{\frac{\text{J}}{\text{m}^3}}}$ )	$\frac{b_{xz}}{\sqrt{R}}$ ( $\frac{\mu\text{T}}{\sqrt{\frac{\text{J}}{\text{m}^3}}}$ )	$\frac{b_{yz}}{\sqrt{R}}$ ( $\frac{\mu\text{T}}{\sqrt{\frac{\text{J}}{\text{m}^3}}}$ )	$H_k^{\text{FMR}}$ ( $\frac{\text{kA}}{\text{m}}$ )	$\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$ ( $10^{-3}$ )
R	4,47	158,2 $\pm 0,1$	69 $\pm 1$	20,80 $\pm 0,02$	+i1,68 $\pm i0,04$	+i1,03 $\pm i0,02$	0,03 $\pm 0,11$	127,4 $\pm 0,2$	75 $\pm 4$
SH	3,47	161,7 $\pm 0,1$	76 $\pm 2$	-i5,64 $\pm i0,13$	15,23 $\pm 0,01$	-0,06 $\pm 0,23$	-i0,55 $\pm i0,03$	127,4 $\pm 0,2$	87 $\pm 4$

moderaten Abweichungen mit einer möglichen Degeneration der ferromagnetischen Dünnschicht erklären.

Wie erwartet, sind die dominierenden Komponenten des Verzerrungstensors der R- und SH-Mode aus der Ausgleichsrechnung  $\epsilon_{xx}$  und  $\epsilon_{xy}$  ( $b_{xx} \propto \epsilon_{xx,0}$  und  $b_{xy} \propto \epsilon_{xy,0}$ ). Aus der Symmetrie der resultierenden magnetoelastischen Treibfelder (siehe Gleichung (5.16)) ergibt sich die beobachtete Symmetrie des Transmissionsverhaltens nach Gleichung (5.20) zu

$$\begin{aligned} \Delta S_{ij} &\propto (\sin \phi_0 \cos \phi_0)^2 && \text{für die R-Mode und} \\ \Delta S_{ij} &\propto \cos^2(2\phi_0) && \text{für die SH-Mode.} \end{aligned} \quad (8.1)$$

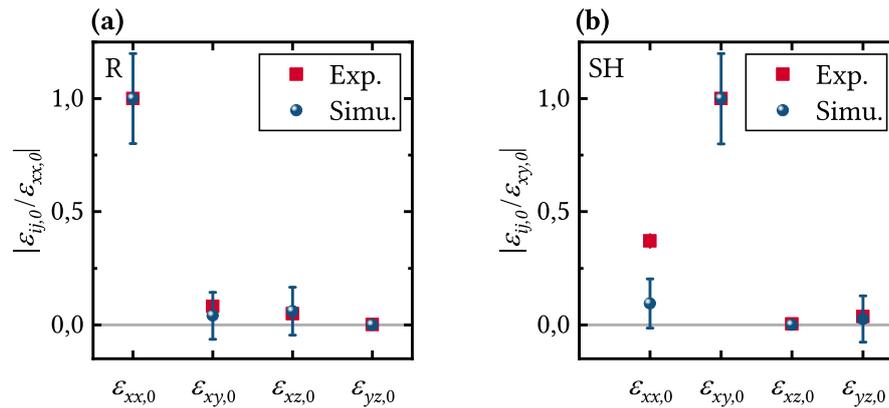
Somit sind die Symmetrien  $\Delta S_{ij}(\phi_0)$  beider Moden komplementär zueinander. Die simulierte Nichtreziprozität in Abb. 8.3(f) und 8.4(f) berechnet sich aus der Differenz der jeweiligen Ergebnisse der Ausgleichsrechnung  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$ . Dabei resultiert die Nichtreziprozität aus der, bereits in Kapitel 5.3 von theoretischer Seite diskutierten, Fehlanpassung der Helizitäten von SW und magnetoakustischem Treibfeld. Für die R-Mode (SH-Mode) wird diese Amplituden-Nichtreziprozität maßgeblich durch den phasenverschobenen Scheranteil  $\epsilon_{xz}$  ( $\epsilon_{yz}$ ) vermittelt und führt zu der beobachteten Nichtreziprozität mit der Symmetrie

$$\begin{aligned} \Delta S_{21} - \Delta S_{12} &\propto \sin \phi_0 \cos^2 \phi_0 && \text{für die R-Mode und} \\ \Delta S_{21} - \Delta S_{12} &\propto \sin \phi_0 \cos(2\phi_0) && \text{für die SH-Mode.} \end{aligned} \quad (8.2)$$

Die Nichtreziprozität wird für beide Moden von dem Term  $\tilde{h}_1^{\text{Im}} \tilde{h}_2^{\text{Re}}$  aus Gleichung (5.20) verursacht. Relativ zu der dominierenden Verzerrungskomponente ist die phasenverschobene Verzerrung der R-Mode größer als die phasenverschobene Verzerrung der SH-Mode ( $\epsilon_{xz}/\epsilon_{xx} > \epsilon_{yz}/\epsilon_{xy}$ ). Deshalb ist die Nichtreziprozität der R-Mode stärker ausgeprägt als die der SH-Mode.

Die Ergebnisse für die normierten Komponenten des Verzerrungstensors aus der Ausgleichsrechnung  $\frac{\varepsilon_{ij,0}}{\varepsilon_{xx,0}} = \frac{b_{ij,0}}{b_{xx,0}}$  und aus FEM Simulation  $\frac{\varepsilon_{ij,0}}{\varepsilon_{xx,0}} = \frac{\tilde{a}_{ij,0}}{\tilde{a}_{xx,0}}$  werden in Abb. 8.6 für die R-Mode und die SH-Mode (normiert auf  $\varepsilon_{xy,0}$ ) miteinander verglichen. Da die Vorzeichen von  $\tilde{a}_{ij,0}$  der FEM Simulation aus Tabelle 8.1 mit den Vorzeichen von  $b_{ij,0}$  der Ausgleichsrechnung aus Tabelle 8.2 übereinstimmen, ist zur besseren Übersicht der Betrag der normierten Verzerrungen in Abb. 8.6 aufgetragen.

Die sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment, mit Ausnahme von  $\varepsilon_{xx,0}$  (SH), bestätigt ein weiteres Mal das verwendete theoretische Modell. Geringe Abweichungen sind zum einen durch die Vernachlässigung der Treibfelder durch Magneto- und Spin-Rotation Kopplung (siehe Kapitel 5.1.2) zu erwarten. Zum anderen wird im theoretischen Modell angenommen, dass die Mode der SAW aufgrund magnetoakustischer Wechselwirkung in der Amplitude abnimmt, ansonsten aber unverändert in ihrer Form bleibt. Da allerdings bekannt ist, dass sich die Modenform der SH-Welle auf  $\text{LiTaO}_3$  hinsichtlich der Eindringtiefe in das Substrat von unmetallisiertem zu metallisiertem  $\text{LiTaO}_3$  ändert (siehe Kapitel 3.2) ist die Annahme einer konstanten Modenform nur für sehr lange magnetische Filme gültig. Dies erklärt weitere mögliche Abweichungen von FEM Simulation und Experiment.



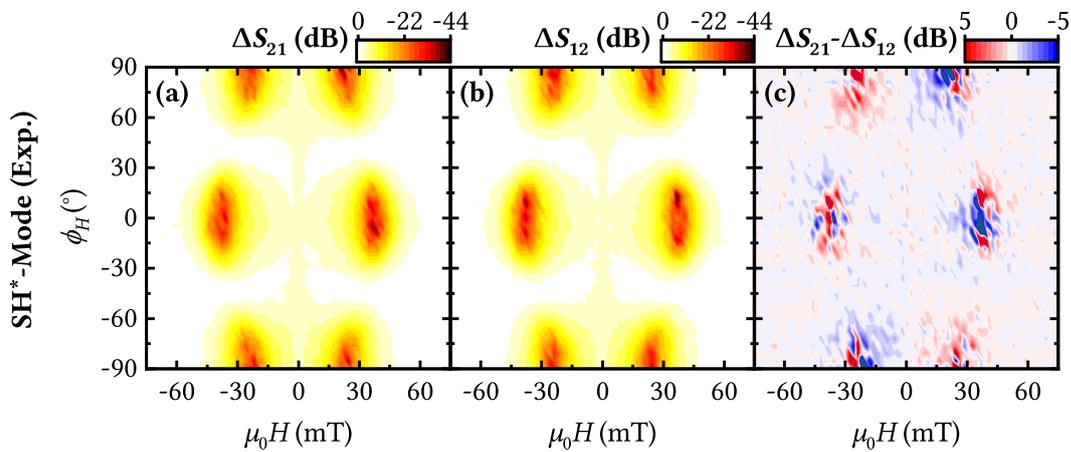
**Abbildung 8.6:** Vergleich der normierten Verzerrungen aus der magnetoakustischen SW-Spektroskopie („Exp.“) und der FEM Simulation („Simu.“) für die (a) R-Mode und (b) SH-Mode.

### 8.3 Magnetoelastische Charakterisierung akustischer Oberflächenwellen

Bisher wurden nur die Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  für die fünfte und dritte harmonische Resonanzfrequenz der R- und SH-Welle diskutiert. Ähnliche Untersuchungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  wurden für alle Moden, die im Spektrogramm  $|S_{21}(t, f)|$  in Abb. 8.2(a) eine erhöhte Transmission zeigen, durchgeführt. Da ausschließlich akustische Oberflächenwellen mit einer großen Verzerrung  $\varepsilon_{ij}$  der magnetischen Dünnschicht große magnetoakustische Treibfelder verursachen, sollten sich Oberflächenwellen aufgrund einer deutlich größeren Änderung der Transmission

$\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  von Volumenmoden ( $\varepsilon_{ij}$  in der Dünnschicht klein) unterscheiden lassen<sup>3</sup>. Mit Ausnahme der schwach ausgeprägten Mode bei  $t = 349$  ns und abgesehen von den R- und SH-Wellen, zeigt keine der Moden im Spektrogramm in Abb. 8.2(a) eine Änderung in  $\Delta S_{ij}$ . Die Oberflächenwelle bei  $t = 349$  ns kann weder mittels Literaturrecherche [6, 72] noch mit der FEM Eigenfrequenzsimulation einer akustischen Mode zugeordnet werden. Im Folgenden wird diese unbekannte Mode SH\*-Mode genannt.

Am Beispiel der SH\*-Mode wird nun gezeigt, dass sich eine unbekannte akustische Oberflächenwellenmode hinsichtlich ihrer Verzerrungskomponenten mittels magnetoakustischer SW-Spektroskopie charakterisieren lässt. Die Ergebnisse der Transmissionsmessung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der SH\*-Mode sind in Abb. 8.7 gezeichnet. Da alle Verzerrungskomponenten  $\varepsilon_{ij}$  in Gleichung (5.16) Treibfelder mit einer charakteristischen Symmetrie verursachen, ist die Symmetrie der SH\*-Mode mit  $\Delta S_{ij} \propto \cos^2(2\phi_0)$  ein eindeutiger Hinweis auf die dominierende Verzerrung  $\varepsilon_{xy}$ . Demnach handelt es sich bei der SH\*-Mode um eine horizontale Schermode. Analog zur zuvor diskutierten R- und SH-Mode zeigen sich die kleineren, phasenverschobenen Verzerrungskomponenten der SH\*-Mode in der Amplituden-Nichtreziprozität in Abb. 8.7(c). Trotz geringem Signal-Rausch Verhältnis ist die Übereinstimmung des Symmetrieverhaltens der Nichtreziprozität von SH\*- und SH-Mode unverkennbar und wird durch die phasenverschobene Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{yz}$  verursacht. Es wird gefolgert, dass die SH\*-Mode eine akustische Oberflächenwelle mit geringer Transmission und Verzerrungskomponenten, die ähnlich zu denen der SH-Mode sind, ist.



**Abbildung 8.7:** Die SH\*-Mode in Abb. 8.2 bei 3,52 GHz kann weder mittels FEM Simulation, noch mittels Literatursuche identifiziert werden. Da das Symmetrieverhalten der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der SH\*-Mode sehr ähnlich zu dem der SH-Mode in Abb. 8.4 ist, muss es sich bei der SH\*-Mode um eine horizontale Scherwelle handeln.

<sup>3</sup>Unter Annahme einer exponentiell ins Substrat abfallenden Amplitude der SAW ( $u_i \propto e^{z/\lambda}$ ) und konstanter Amplitude der Volumenmode über die Schichtdicke  $d_{\text{piezo}}$  lässt sich in grober Näherung abschätzen, dass die Verzerrung  $\varepsilon_{ij}$  einer SAW um den Faktor  $(2d_{\text{piezo}}/\lambda)^{0.5}$  größer als die Verzerrung einer akustischen Volumenmode ist. Dabei steht  $d_{\text{piezo}}$  für die Schichtdicke des piezoelektrischen Substrats (hier:  $d_{\text{piezo}} = 500 \mu\text{m}$ ) und es wurde von akustischen Wellen mit identischer Leistung  $P_{\text{SAW}}$  (siehe Gleichung (3.11)) ausgegangen.

Zur weitergehenden Charakterisierung der SH\*-Mode wurden zusätzliche zeitabhängige FEM Simulationen mit der realen Probengeometrie durchgeführt. Wie in der Publikation [38] beschrieben, konnte auch mit dieser rechenintensiven Simulation die SH\*-Mode nicht erfolgreich reproduziert werden.

## 8.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wird untersucht, welchen Einfluss der Modentyp der SAW auf die magnetoakustische Anregung von SWs hat. Die Messungen wurden auf dem piezoelektrischen Substrat 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> durchgeführt, weil sich darauf sowohl R- als auch SH-Moden anregen lassen. Da sich beide Moden hinsichtlich der, in der Dünnschicht Ni(10 nm), verursachten Gitterverzerrungen unterscheiden, sind auch die Symmetrien der magnetoelastischen Treibfelder und der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  unterschiedlich.

Für die R-Mode ist die dominierende Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xx}$ , wodurch die magnetoakustische Transmission die Symmetrie  $\Delta S_{ij} \propto (\sin \phi_0 \cos \phi_0)^2$  aufweist. Im Gegensatz dazu ergibt sich aus der dominierenden Verzerrungskomponente  $\varepsilon_{xy}$  der SH-Mode die Symmetrie  $\Delta S_{ij} \propto \cos^2(2\phi_0)$ . Weil sich die Symmetrien beider Moden ergänzen, können auf 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> unabhängig von der Ausrichtung der statischen Magnetisierung  $\phi_0$  SWs angeregt werden. Da zudem der Transport und die Verarbeitung von Daten in der Magnonik nahezu ausschließlich in der Rückwärts-Volumen Geometrie ( $\phi_0 = 0^\circ$ ) oder der Damon-Eshbach Geometrie ( $\phi_0 = \pm 90^\circ$ ) stattfindet [98], eröffnen die SH-Moden die Möglichkeit der magnetoelastischen Anregung von SWs in magnonischen Anwendungen.

Hingegen führen die kleineren phasenverschobenen Verzerrungskomponenten der R-Mode ( $\varepsilon_{xz}$ ) und SH-Mode ( $\varepsilon_{yz}$ ) zur Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von SW und magnetoakustischem Treibfeld. Infolgedessen ergeben sich die Symmetrien der Nichtreziprozität der R-Mode zu  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12} \propto \sin \phi_0 \cos^2 \phi_0$  und der SH-Mode zu  $\Delta S_{21} - \Delta S_{12} \propto \sin \phi_0 \cos(2\phi_0)$ . Die in diesem Kapitel erzielten Nichtreziprozitäten sind im Bereich von einigen dB und somit klein im Vergleich zu den in den nachfolgenden Kapiteln 9 und 10 diskutierten Nichtreziprozitäten ( $\gg 10$  dB).

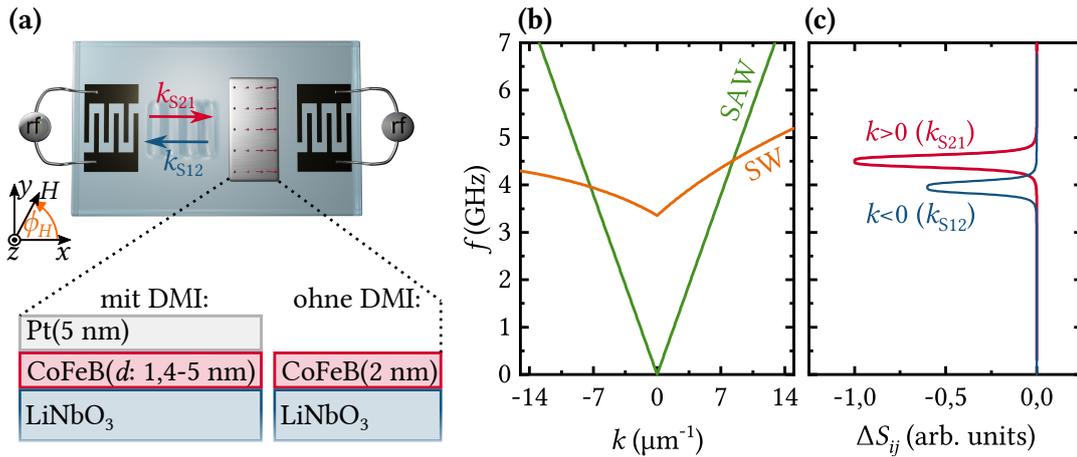
Weiter zeigt sich, dass das in Kapitel 5 entwickelte theoretische Modell zur Beschreibung der Messergebnisse - unabhängig von der akustischen Mode - gut geeignet ist. Da zudem für jede Verzerrungskomponente die Symmetrie der magnetoelastischen Transmission charakteristisch ist, lässt sich der Modentyp einer unbekanntes SAW mittels magnetoakustischer Untersuchung bestimmen.

# 9 Nichtreziproke magnetoakustische Wellen durch Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung

Zum einen ist die magnetoakustische Anregung von Spinwellen (SWs), aufgrund der Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik, nichtreziprok. Dieser Effekt wurde im vorhergehenden Kapitel 8 für eine ferromagnetische Dünnschicht aus Nickel und unterschiedliche akustische Wellenmoden untersucht. Zum anderen kann aber auch ein magnetisches Dünnschichtsystem, das eine nichtreziproke Spinwellendispersion aufweist, gezielt eingesetzt werden, um der Transmission der akustischen Oberflächenwelle (SAW) ein nichtreziprokes Verhalten einzuprägen.

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Grenzflächen-Dzyaloshinskii-Moriya (DM) Wechselwirkung auf die Nichtreziprozität von magnetoakustischen Wellen in ferromagnetischen Dünnschichten untersucht. Dazu wurden die in der Übersichtsgrafik 9.1(a) gezeigten Schichtsysteme CoFeB( $d$ : 1,4 - 5 nm)/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm) auf dem piezoelektrischen Substrat Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> zwischen den interdigitalen Wandlerstrukturen abgeschieden. Aus der Überlagerung der Effekte der nichtreziproken magnetoakustischen Anregung der SWs und nichtreziproken Spinwellendispersion resultiert eine ausgeprägte Nichtreziprozität in der Transmission der Rayleigh Oberflächenwelle, wie in Übersichtsgrafik 9.1(b,c) skizziert.

Dieses Kapitel gliedert sich in die folgenden Abschnitte: Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der Proben wird in Kapitel 9.1 als Funktion der Orientierung  $\phi_H$  und Stärke  $\mu_0 H$  des äußeren Magnetfeldes bestimmt. Mit Hilfe der magnetoakustischen SW-Spektroskopie werden die Messergebnisse in Kapitel 9.2 im Detail analysiert. Dabei bietet sich die Schichtdickenserie CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) für eine systematische Diskussion der Parameter der Ausgleichsrechnung an. Auch die magnetoakustischen Treibfelder werden diskutiert. In Kapitel 9.3 wird das nichtreziproke Verhalten der Transmission der Verzögerungsleitungen untersucht. Anschließend kann in Kapitel 9.4 gezeigt werden, dass die Charakterisierung der DM-Wechselwirkung mittels magnetoakustischer SW-Spektroskopie auch über einen quasi-kontinuierlichen Bereich der Frequenzen und Wellenvektoren möglich ist. Es folgt eine knappe Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 9.5. Die Ausführungen in diesem Kapitel beruhen auf den kürzlich in *Physical Review Letters* veröffentlichten Ergebnissen [37].



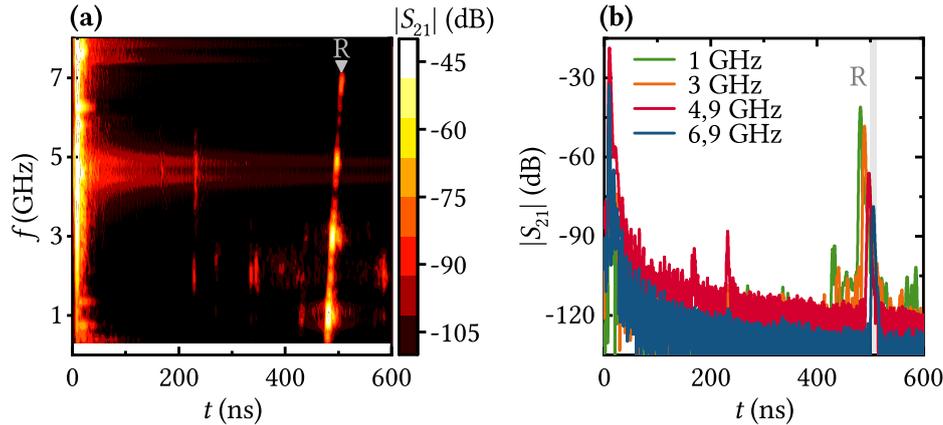
**Abbildung 9.1:** Übersicht über die in diesem Kapitel untersuchten magnetoakustischen Proben und diskutierten Effekte. (a) Mittels magnetoakustischer SW-Spektroskopie werden die Hybridstrukturen, bestehend aus Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> und magnetischen Dünnschichten aus CoFeB(*d*: 1,4-5 nm) und Pt(3 nm), charakterisiert. Durch die Deckschicht aus Pt wird die DM-Wechselwirkung hervorgerufen, die eine (b) nichtreziproke Spinwellendispersion verursacht. (c) Infolgedessen sollten sich neben der Amplituden-Nichtreziprozität auch nichtreziprok verschobene Resonanzen in den Transmissionmessungen zeigen. Hingegen sollte die Probe aus CoFeB(2 nm) keine DM-Wechselwirkung aufweisen.

## 9.1 Magnetoakustische Transmission in CoFeB(*d*: 1,4 - 5 nm)/Pt(3 nm)

Um den Einfluss der Grenzflächen-DM-Wechselwirkung auf die Dispersion von SWs und die Nichtreziprozität der magnetoakustischen Transmission zu untersuchen, wurden sechs Proben aus piezoelektrischem Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> Substrat und den ferromagnetischen Dünnschichtsystemen Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(*d*: 1,4; 1,7; 2; 3,5; 5 nm)/Pt(3 nm)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) und Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(2 nm)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) entsprechend der Beschreibung in Kapitel 6 hergestellt. Hierbei dient die Probe ohne die Schicht aus Pt als Vergleichsprobe und sollte keinen Einfluss durch DM-Wechselwirkung zeigen (siehe Kapitel 4.4.4). Die Schichtdicken *d* der untersuchten ferromagnetischen Filme sind grundsätzlich klein, da so die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion durch die *Grenzflächen*-DM-Wechselwirkung entsprechend groß sein sollte (siehe Kapitel 4.4.4). Weiter betragen die Längen *l<sub>f</sub>* der abgeschiedenen ferromagnetischen Schichten 1250 μm für die Proben mit den sehr dünnen Schichten (*d* ≤ 2 nm) und 750 μm für die Proben mit den etwas dickeren Schichten (*d* > 2 nm). Die Deckschichten aus Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) dienen dem Oxidationsschutz und werden im Folgenden nicht mehr explizit erwähnt. Die magnetischen Eigenschaften der Proben wurden zusätzlich mit Hilfe von SQUID-VSM und Breitband-FMR-Messungen charakterisiert (siehe Kapitel 6).

Im Vergleich zu Verzögerungsleitungen ohne Dünnschichten, wie z.B. in Abb. 7.4, weist die Transmission der SAW für die hergestellten magnetoakustischen Proben grundsätzlich ein leicht dispersives Verhalten auf. Dies ist in Abb. 9.2 am Beispiel der Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) gezeigt. Das Spektrogramm  $|S_{21}(t, f)|$  setzt sich aus 80 einzelnen, in den Zeitbereich transformierten Transmissionmessungen  $|S_{21}(t)|$

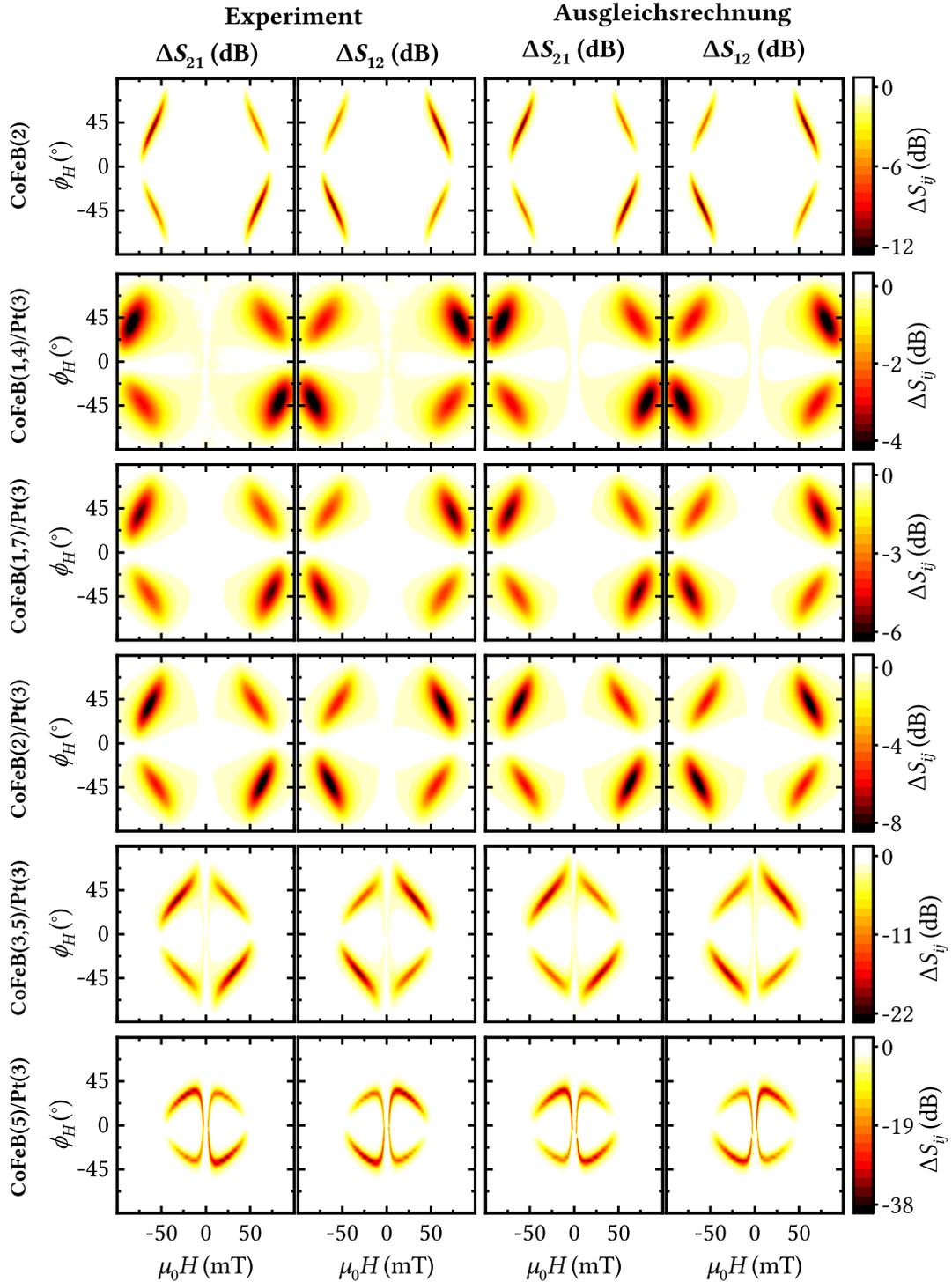
zusammen (siehe Kapitel 7.1). Um eine Verfälschung der Transmission durch Anregung von SWs auszuschließen, wurde das Spektrogramm bei einem hohen äußeren Magnetfeld von  $-200 \text{ mT}$  aufgenommen. Im Spektrogramm  $|S_{21}(t, f)|$  zeigt sich, dass mit zunehmender Frequenz die Laufzeit der SAW erhöht ist. Die lineare Abnahme der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Frequenz resultiert aus den unterschiedlichen Wellengeschwindigkeiten des Substrats und des Schichtsystems (siehe Kapitel 3.1). Infolgedessen muss, wie in Abb. 9.2(b) gezeigt, auf das leicht dispersive Verhalten der SAW beim Anpassen der Zeittore für die Zeitbereichsfilterung geachtet werden.



**Abbildung 9.2:** (a) Im Spektrogramm der Probe Y-cut Z-prop.  $\text{LiNbO}_3/\text{CoFeB}(2 \text{ nm})/\text{Pt}(3 \text{ nm})$  zeigen sich die ersten vier harmonischen Resonanzfrequenzen der Verzögerungsleitung. Das dispersive Verhalten der angeregten Rayleigh-Welle wird durch die abgeschiedene Dünnschicht hervorgerufen. (b) Die Transmission  $S_{21}(t)$  aus (a) für die vier Resonanzfrequenzen der Verzögerungsleitung. In hellgrau ist zusätzlich das für die Messung bei 6,9 GHz verwendete Zeittor eingezeichnet.

Die magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  wurden an allen sechs Proben analog zu der Beschreibung in Kapitel 7.3 durchgeführt und sind in den linken zwei Spalten der Abb. 9.3 für die jeweils invertierten Propagationsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  dargestellt. Im Vergleich zu den magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  an Dünnschichten aus Nickel in Abb. 8.3 und der Literatur [35, 36, 60, 121] zeigt sich:

- Die longitudinale Komponente  $\varepsilon_{xx}$  des Verzerrungstensors der SAW ist dominierend, da in den jeweiligen Experimenten die Rayleigh-Mode angeregt wird. Folglich sind die magnetoakustischen Treibfelder und absorbierten Leistungen für  $\phi_H \approx \pm 45^\circ$  am größten.
- Die Amplituden-Nichtreziprozität wegen Fehlanpassung der Helizitäten von Magnetisierungsdynamik und magnetoakustischem Treibfeld ist für die ferromagnetischen Dünnschichten aus CoFeB stärker ausgeprägt als für die Dünnschichten aus Nickel. Demnach muss dieser Effekt in engem Zusammenhang mit der Helizität des magnetoakustischen Treibfeldes stehen und wird in Kapitel 9.2 in Form der magnetoakustischen Parameter  $b_{xx}$  und  $b_{xz}$  weiter diskutiert.



**Abbildung 9.3:** Zusammenfassung der magnetoakustischen Charakterisierung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der Proben  $\text{CoFeB}(d)/\text{Pt}(3\text{ nm})$  und  $\text{CoFeB}(2\text{ nm})$  für die invertierten Ausbreitungsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  bei  $f \approx 6,9\text{ GHz}$ . Die linken zwei Spalten zeigen die Ergebnisse der Transmissionsmessungen. Nur für die Proben mit der Deckschicht aus Pt ergeben sich nichtreziprok verschobene resonante Magnetfelder. In den beiden rechten Spalten sind die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung abgebildet. Die Parameter der Ausgleichsrechnung sind in Tabelle B.2 zusammengefasst. Für alle Proben zeigt das Ergebnis der Ausgleichsrechnung eine exzellente Übereinstimmung mit dem Experiment.

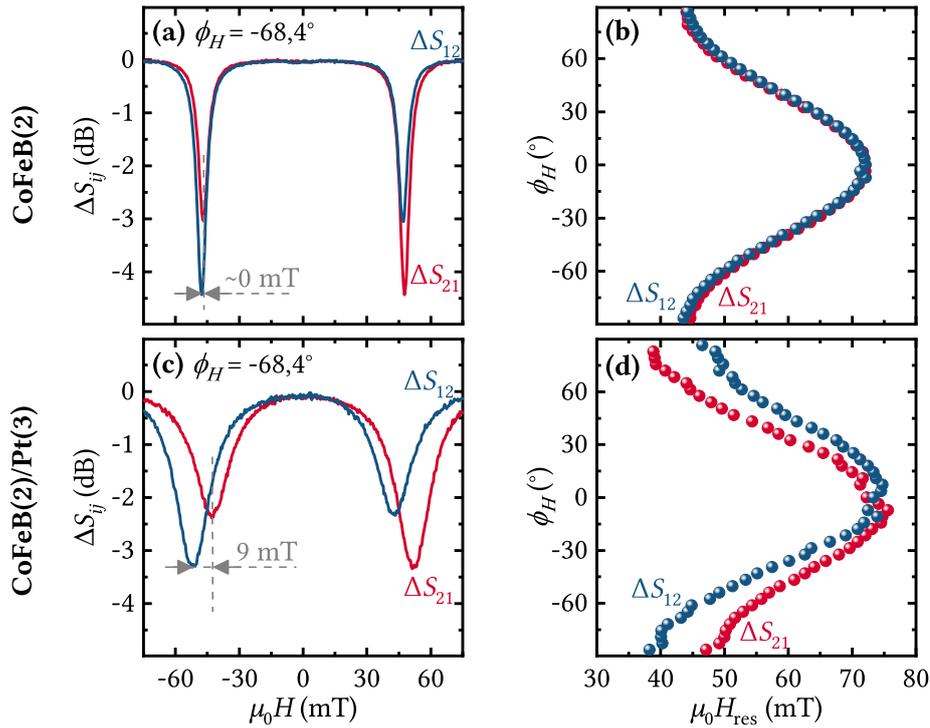
- Im Gegensatz zu der ferromagnetischen Dünnschicht aus Nickel zeigen die Schichten aus CoFeB eine deutlich stärkere Änderung der resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  mit der Richtung des Magnetfeldes  $\phi_H$ . Maßgeblich für die starke Variation der resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}(\phi_H \approx 0^\circ) - \mu_0 H_{\text{res}}(\phi_H \approx \pm 90^\circ)$  sind die effektiven dipolaren Felder der SW. Da die effektiven dipolaren Felder entsprechend der Gleichung (4.27) mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  zunehmen und die Sättigungsmagnetisierung von CoFeB größer als die von Nickel ist (siehe Tabelle 5.1), ist die Variation der resonanten Felder mit  $\phi_H$  für CoFeB stärker ausgeprägt als für Nickel.

Zudem sind die resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  der Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) für invertierte Ausbreitungsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  gegeneinander verschoben. Dieses nichtreziproke Verhalten kann für die Referenzprobe CoFeB(2 nm) nicht beobachtet werden. Die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder wird in Abb. 9.4(a,c) am Beispiel der Transmissionskurven  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H = -68,4^\circ)$  der Proben CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm) verdeutlicht. Zusätzlich ist für diese Proben der Verlauf der resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  gegen die Richtung des externen Feldes  $\phi_H$  in Abb. 9.4(b,d) aufgetragen. Den Erwartungen der Prinzipskizze 9.1(b,c) und dem Kapitel 4.5 entsprechend ergeben sich nichtreziprok verschobene Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  aufgrund der DM-Wechselwirkung nur für die Probe mit der Deckschicht aus Pt. In Übereinstimmung mit der Spinwellendispersion (4.37) ist die Frequenznichtreziprozität  $f(k_{S21}) - f(k_{S12})$  und somit auch in guter Näherung die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}(k_{S21}) - \mu_0 H_{\text{res}}(k_{S12})$  proportional zu  $\sin(\phi_0)$ .

Für die Schichtdickenserie CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) fällt zudem auf, dass mit zunehmender Schichtdicke  $d$  die Linienbreiten der Resonanzen abnehmen und die resonanten Felder  $|\mu_0 H_{\text{res}}|$  kleiner werden. Unter anderem werden die Ursachen dieser beiden Effekte im nachfolgenden Kapitel 9.2 diskutiert.

## 9.2 Diskussion der Ausgleichsrechnung

Zur Interpretation der magnetoakustischen Transmissionsmessungen in Abb. 9.3 ist es zunächst hilfreich die relevanten Komponenten des Verzerrungstensors  $\varepsilon_{ij}$  der Rayleigh-Welle auf Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> zu bestimmen. Für die Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) ist in Abb. 9.5(a) das Ergebnis der FEM Eigenfrequenzanalyse für einen Schnitt durch die Mitte der 2 nm dicken CoFeB-Dünnschicht längs der Ausbreitungsrichtung der SAW bei 6,9 GHz gezeigt. Im Gegensatz zum piezoelektrischen Substrat 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> (siehe Kapitel 8) verschwindet für das Substrat Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> die Gitterauslenkung der Rayleigh-Welle in  $y$ -Richtung ( $u_y = 0$ ). Somit tragen nur die dominierende longitudinale Verzerrung  $\varepsilon_{xx}$  und die kleinere um 90° phasenverschobene Scherverzerrung  $\varepsilon_{xz}$  zu dem magnetoelastischen Treibefeld bei ( $\varepsilon_{xy,yz} = 0$ ). Zusätzlich können die Mechanismen der Magneto- und Spin-Rotation Kopplung über die Gitterrotation  $\omega_{xz} \neq 0$  zu den magnetoakustischen Treibefeldern beitragen (siehe Kapitel 5.1.2). Für alle Proben der Serie CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) sind die relevanten normierten komplexen Amplituden der Verzerrungen  $\tilde{a}_{xx}$ ,  $\tilde{a}_{xz}$  und Rotation  $\tilde{a}_{\omega_{xz}}$  (definiert in Gleichung (5.11)) in Tabelle B.2 im Anhang zusammengefasst.

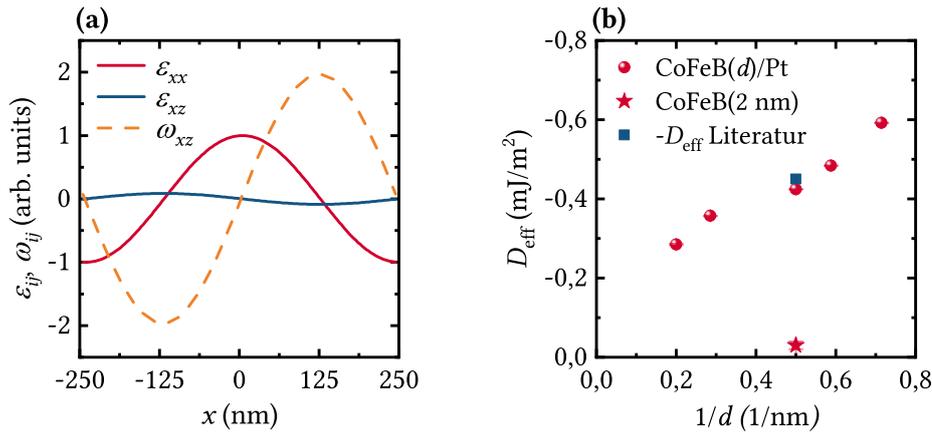


**Abbildung 9.4:** Die Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H = -68,4^\circ)$  der Proben (a) CoFeB(2 nm) und (c) CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) zeigen ausschließlich für die Probe mit der Deckschicht aus Pt eine nichtreziproke Verschiebung der Resonanzfelder. Zusätzlich ist der Verlauf der Resonanzfelder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  als Funktion der Orientierung des äußeren Feldes  $\phi_H$  für die beiden Proben (b) CoFeB(2 nm) und (d) CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) abgebildet.

Die magnetoakustischen Transmissionsmessungen in Abb. 9.3 werden nun mit Hilfe des in Kapitel 5.2 entwickelten theoretischen Modells durch das in Kapitel 7.4 beschriebene Verfahren der Ausgleichsrechnung angepasst. Analog zur Interpretation von magnetoakustischen Transmissionsmessungen an Dünnschichten aus Nickel in Kapitel 8 und in der Literatur vor dem Jahr 2020 [35, 36, 60, 121] wird für die Ausgleichsrechnung zunächst ausschließlich die magnetoelastische Kopplung berücksichtigt. Allerdings wird sich im weiteren Verlauf der Diskussion herausstellen, dass für Dünnschichten aus CoFeB die Magneto-Rotation Kopplung prinzipiell nicht vernachlässigt werden kann (siehe auch Kapitel 5.1.2) und sogar entscheidend zur hohen Amplituden-Nichtreziprozität beiträgt. Entsprechend der Beschreibung in Kapitel 7.4 sind  $D_{\text{eff}}, H_k, \alpha, b_{xx}, b_{xz}, \phi_{\text{ani}}$  und  $H_{\text{ani}}$  die Parameter der Ausgleichsrechnung. Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  sind in den zwei rechten Spalten der Abb. 9.3 gezeigt und stimmen für alle Proben und beide Ausbreitungsrichtungen der SAW  $k_{Sij}$  sehr gut mit den Transmissionsmessungen überein. Die Parameter der Ausgleichsrechnung sind in Tabelle B.2 im Anhang zusammengefasst und werden nun ausführlich diskutiert.

### Die effektive DM-Konstante $D_{\text{eff}}$

Die nichtreziproke Verschiebung der resonanten magnetischen Felder wird durch die Grenzflächen-DM-Wechselwirkung verursacht und nach Gleichung (4.37) durch



**Abbildung 9.5:** (a) Mit Ausnahme von  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{xz}$  und  $\omega_{xz}$  verschwinden alle übrigen Komponenten des Verzerrungs- und Rotationstensors. Die FEM Eigenfrequenzanalyse [66] wurde für die Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) bei 6,9 GHz und für einen Schnitt durch die Mitte der 2 nm dicken ferromagnetischen Dünnschicht durchgeführt. (b) Die effektive DM-Konstante als Funktion des Inversen der Schichtdicke der ferromagnetischen Schicht CoFeB zeigt das erwartete lineare Verhalten, das sich aus dem Grenzflächencharakter der DM-Wechselwirkung ergibt.

die Größe der effektiven DM-Konstante  $D_{\text{eff}}$  bestimmt. In Abb. 9.5(b) ist die effektive DM-Konstante als Funktion der Schichtdicke  $d$  der Dünnschichten aus CoFeB gezeichnet. Experimente an ähnlichen Dünnschichten aus CoFeB(2 nm)/Pt mittels Brillouin-Lichtstreuung (BLS) ergaben  $D_{\text{eff}} = 0,45 \text{ mJ/m}^2$  [154]. Der Betrag des Literaturwertes stimmt sehr gut mit dem Wert  $D_{\text{eff}} = -(0,424 \pm 0,001) \text{ mJ/m}^2$  der magnetoakustischen Messung der Dünnschicht CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) überein. Die Invertierung des Vorzeichens resultiert wahrscheinlich aus einer unterschiedlichen Definition der freien Energie  $G_{\text{DMI}}$  (siehe Gleichung (4.28) und Referenz [154]). Unabhängig davon ist die Aussage entscheidend, dass in den Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) eine Magnetisierung mit rechtshändiger Chiralität in  $x$ -Richtung energetisch günstiger ist [37], wie z. B. in Referenz [155] skizziert. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung<sup>1</sup> mit den Beobachtungen an Dünnschichten aus Pt/Co [29, 157].

Da die beobachtete Grenzflächen-DM-Wechselwirkung ein Grenzflächen Effekt ist, wird erwartet, dass  $D_{\text{eff}}$  in Abb. 9.5(b) linear proportional zum Inversen der Schichtdicke  $d$  ist und im Grenzfall sehr dicker Schichten verschwindet. Die kleinen Abweichungen von der linearen Proportionalität in Abb. 9.5(b) werden geringen Unterschieden in den um drei Monate zeitlich versetzten Abscheidungsprozessen der Dünnschichten mit  $1/d > 0,4 \text{ nm}^{-1}$  und  $1/d < 0,4 \text{ nm}^{-1}$  zugeschrieben. Möglicherweise unterscheiden sich die ferromagnetischen Dünnschichten  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  aus beiden Abscheidungsprozessen leicht hinsichtlich ihrer Zusammensetzung. Dafür spricht, dass die mittels SQUID-VSM Messungen bestimmten Sättigungsmagnetisierungen der Proben  $1/d > 0,4 \text{ nm}^{-1}$  und  $1/d < 0,4 \text{ nm}^{-1}$  um mehr als 10 % voneinander abweichen (siehe Tabelle B.2). Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die Modenlokalisierung einer angeregten dipolaren SW in Kombination mit unterschiedlichen Oberflächenanisotropien an der Ober- und Unterseite einer ferromagnetischen

<sup>1</sup>Eine Invertierung der Schichtfolge hat ein invertiertes Vorzeichen von  $D_{\text{eff}}$  zur Folge. Zudem ist das Vorzeichen von  $D_{\text{eff}}$  für die Dünnschichten CoFeB/Pt und Co/Pt gleich [156].

Dünnschicht zusätzlich zur Nichtreziprozität beitragen und somit in  $D_{\text{eff}}$  eingehen kann [28, 94, 158]. Allerdings nimmt die Nichtreziprozität durch Modenlokalisierung - entgegen der Beobachtungen in Abb. 9.5(b) - mit der Schichtdicke  $d$  zu und kann für sehr dünne Filme in guter Näherung vernachlässigt werden [28, 94, 158]. Aus diesem Grund kann die Modenlokalisierung höchstens kleine Abweichungen von der linearen Proportionalität in Abb. 9.5(b) für die Proben mit den etwas höheren Schichtdicken  $1/d < 0,4 \text{ nm}^{-1}$  erklären.

### Die effektive Dämpfungskonstante $\alpha$

Die effektive Dämpfungskonstante  $\alpha \equiv \alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  aus der Ausgleichsrechnung der magnetoakustischen SW-Spektroskopie ist in Abb. 9.6(a) gegen das Inverse der Schichtdicke der ferromagnetischen Dünnschicht  $d$  aufgetragen. Die bereits in Abb. 9.3 beobachtete Zunahme der Linienbreite mit abnehmender Schichtdicke drückt sich im steigenden Verlauf von  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}(1/d)$  aus. Zum Vergleich wurde die Linienbreite zusätzlich mittels Breitband-FMR-Messungen (siehe Kapitel 6.4) charakterisiert. Zunächst zeigt die Gilbert-Dämpfungskonstante  $\alpha^{\text{FMR}}$  aus der FMR-Messung keine gute Übereinstimmung mit  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$ . Allerdings beinhaltet die effektive Dämpfungskonstante der magnetoakustischen SW-Spektroskopie nicht nur die Gilbert-Dämpfung, sondern alle Beiträge die zur Linienbreite der Resonanz beitragen. Unter Berücksichtigung der inhomogenen Linienverbreiterung  $\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$  muss demnach die effektive Dämpfungskonstante<sup>2</sup>

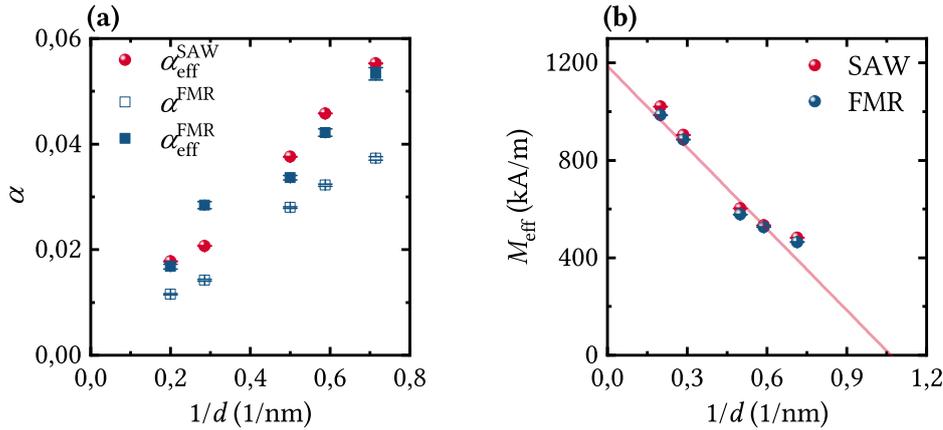
$$\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{2\omega} \mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}} + \alpha^{\text{FMR}} \quad (9.1)$$

der FMR-Messung mit der effektiven Dämpfungskonstante  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  aus der magnetoakustischen SW-Spektroskopie verglichen werden [37]. Die Übereinstimmung von  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  mit  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$  in Abb. 9.6(a) ist sehr gut. Beide Parameter zeigen denselben linearen Verlauf gegen das Inverse der Schichtdicke. Schichtsysteme aus Ferromagneten und Schwermetallen sind bekannt für solch ein Verhalten [156, 159], das durch den Grenzflächeneffekt des Spinpumpens [160] hervorgerufen wird. Des Weiteren sind die Werte von  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  systematisch etwas höher als die Werte von  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$ . Diese Beobachtung wird der Zwei-Magnonen Streuung [161, 162] zugeschrieben, die in der Breitband-FMR-Messung mit dem senkrecht zur Dünnschicht orientierten Magnetfeld unterdrückt wird, aber in der magnetoakustischen Messung mit dem in der Ebene der Dünnschicht orientierten Magnetfeld zur Dämpfung beiträgt [162]. Die grundsätzlich sehr gute Übereinstimmung von  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  mit  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$  steht im Kontrast zu den Ergebnissen aus früheren Publikationen [35, 59, 60]. Vermutlich liegt das daran, dass in dieser Arbeit die inhomogene Linienverbreiterung in Form der effektiven Dämpfungskonstante  $\alpha_{\text{eff}}^{\text{FMR}}$  explizite Berücksichtigung findet.

### Die effektive Magnetisierung $M_{\text{eff}}$

Mit zunehmender Schichtdicke  $d$  verringern sich die resonanten Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}$  der magnetoakustischen Transmissionsmessungen in Abb. 9.3. Dafür verantwortlich ist die mit der steigenden Schichtdicke  $d$  zunehmende effektive Magnetisierung

<sup>2</sup>Die effektive Dämpfungskonstante entspricht dem Term  $\frac{\gamma}{2\omega} \mu_0 H_{\text{FWHM}}$  in Gleichung 6.2.



**Abbildung 9.6:** (a) Die effektive magnetische Dämpfungskonstante  $\alpha \equiv \alpha_{\text{eff}}^{\text{SAW}}$  und (b) effektive Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$  als Funktion des Inversen der Schichtdicke  $d$  der ferromagnetischen Dünnschichten CoFeB. Im Vergleich mit den Ergebnissen der zusätzlich durchgeführten Breitband-FMR-Messungen zeigen die Resultate aus der magnetoakustischen SW-Spektroskopie eine sehr gute Übereinstimmung. Die rote Linie in (b) ist die Ausgleichsgerade durch die Punkte der magnetoakustischen SW-Spektroskopie.

$M_{\text{eff}} = M_s - H_k$  (siehe Gleichung (4.37)). In Abb. 9.6(b) sind die Werte der effektiven Magnetisierung aus der magnetoakustischen und der Breitband-FMR-Messung gegen das Inverse der Schichtdicke  $d$  aufgetragen. Die sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus beiden Messmethoden unterstreicht, dass das in Kapitel 5 entwickelte Modell die magnetoakustischen Messungen adäquat beschreibt. Da die Oberflächenanisotropie  $H_k$  aus einem Symmetriebruch der Spin-Bahn-Kopplung an den Grenzflächen der ferromagnetischen Dünnschichten resultiert [86, 156], ist der Verlauf der effektiven Magnetisierung proportional zu  $1/d$ . Für die Ausgleichsgerade in Abb. 9.6(b) verschwindet die effektive Magnetisierung für  $d = (0,95 \pm 0,15)$  nm. Entsprechend den Überlegungen in Kapitel 4.1 sollte für noch geringere Schichtdicken ( $d < 0,95$  nm) eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Ebene der Dünnschicht energetisch bevorzugt sein (engl. *reorientation phase transition*).

### Die magnetische Anisotropie $\phi_{\text{ani}}$ und $H_{\text{ani}}$

Alle magnetischen Dünnschichten CoFeB( $d$ ) weisen eine nicht vernachlässigbare, in der Ebene der Dünnschicht orientierte, uniaxiale magnetische Anisotropie ( $\phi_{\text{ani}}, H_{\text{ani}}$ ) auf. Die Richtung des Anisotropiefeldes ist für alle Proben parallel zur y-Achse des Koordinatensystems orientiert ( $\phi_{\text{ani}} = (90 \pm 7)^\circ$ ). Zudem liegt die Amplitude des Anisotropiefeldes aller Proben in einem Bereich von  $\mu_0 H_{\text{ani}} = \{4,2 \text{ mT}; \dots ; 8,4 \text{ mT}\}$  und nimmt mit der Schichtdicke der ferromagnetischen Dünnschichten ab. Die Ursache der Anisotropie wird der Grenzfläche der ferromagnetischen Dünnschicht mit dem kristallinen piezoelektrischen Substrat Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> zugeschrieben.

### Die magnetoakustischen Treibfelder $b_{xx}$ und $b_{xz}$

Die magnetoakustischen Treibfelder werden in der Ausgleichsrechnung durch die magnetoakustischen Parameter  $b_{xx}$  und  $b_{xz}$  beschrieben. In Abb. 9.7(a) sind  $b_{xx}$  und

$b_{xz}$  gegen die Schichtdicke  $d$  der Dünnschichten CoFeB aufgetragen. Zusammen mit der normierten Amplitude der Verzerrung  $\tilde{a}_{xx}$  aus der FEM Simulation lässt sich die magnetoelastische Koppelkonstante  $b_1$  über Gleichung (5.17) ( $b_{xx} = b_1 \tilde{a}_{xx}$ ) berechnen. Für die Dünnschicht CoFeB(2 nm) ergibt sich die Koppelkonstante  $b_1$  mit  $\tilde{a}_{xx} = 0,49 \pm 0,1$  aus Tabelle B.2 zu  $b_1 = -(4,0 \pm 0,8)$  T und steht in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert  $b_1 = -3,8$  T aus Tabelle 5.1. Interessanterweise ergeben sich für die Koppelkonstanten der Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) erhöhte Werte im Bereich von  $b_1 = -(6,5 \pm 1,7)$  T.

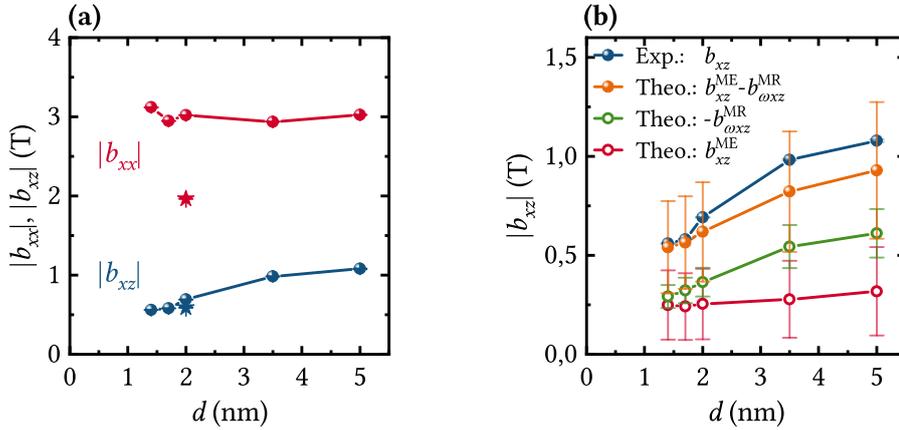
Wohingegen der magnetoakustische Parameter  $b_{xx}$  für alle Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) ungefähr konstant ist, nimmt  $b_{xz}$  mit steigender Schichtdicke zu. Die Ursache dieses unerwarteten Verhaltens wird in Abb. 9.7(b) näher diskutiert. Zunächst lassen sich die erwarteten Werte des magnetoelastischen Parameters  $b_{xz}$  mit Hilfe der zuvor bestimmten magnetoelastischen Koppelkonstante  $b_1$  und der normierten Amplitude der Verzerrung  $\tilde{a}_{xz}$  aus der FEM Simulation (Tabelle B.2) über Gleichung (5.17) ( $b_{xz} = b_1 \tilde{a}_{xz}$ ) berechnen. Die berechneten, rein magnetoelastischen Beiträge  $b_{xz} \equiv b_{xz}^{\text{ME}}$  in Abb. 9.7(b) sind ungefähr um einen Faktor drei zu klein um die hohen experimentell bestimmten Werte und den ansteigenden Verlauf von  $b_{xz}$  erklären zu können.

Entsprechend den kürzlich erschienen Veröffentlichungen [40, 41] und den darauf basierenden Überlegungen in Kapitel 5.1.2 verursachen Magneto- und Spin-Rotation Kopplung zusätzliche magnetoakustische Treibfelder. Da sowohl Magneto-Rotation Kopplung als auch Spin-Rotation Kopplung durch die Gitterrotation  $\omega_{xz}$  (siehe Abb. 9.5(a)) magnetoakustische Treibfelder mit der gleichen Symmetrie wie die magnetoelastische Kopplung durch  $\varepsilon_{xz}$  verursachen, könnten die hohen Werte von  $b_{xz}$  auf Magneto- und/oder Spin-Rotation Kopplung hindeuten. Da hierbei die durch Spin-Rotation Kopplung hervorgerufenen Treibfelder klein gegenüber den durch Magneto-Rotation Kopplung verursachten Treibfeldern sind (siehe Kapitel 5.1.2), wird Spin-Rotation Kopplung nachfolgend in erster Näherung vernachlässigt. Die durch Magneto-Rotation Kopplung ( $\omega_{xz}$ ) verursachten Treibfelder lassen sich mit den durch Magnetoelastizität ( $\varepsilon_{xz}$ ) hervorgerufenen Treibfeldern aufgrund einer (i) identischen Symmetrie  $\propto \cos \phi_0$  und (ii) Phasenverschiebung von  $\pm 90^\circ$  gegenüber  $\varepsilon_{xx}$  (siehe Abb. 9.5(a)) nach Gleichung (5.16) zusammenfassen zu

$$\tilde{\mathbf{h}}^d = \frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} (b_{xz}^{\text{ME}} - b_{\omega xz}^{\text{MR}}) \cos \phi_0 \\ b_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 \end{pmatrix}. \quad (9.2)$$

Die magnetoakustischen Treibfelder durch  $\varepsilon_{xz}$  und  $\omega_{xz}$  (bzw.  $b_{xz}^{\text{ME}}$  und  $b_{\omega xz}^{\text{MR}}$ ) überlagern sich je nach Vorzeichen der magnetoelastischen Koppelkonstante  $b_1$  konstruktiv oder destruktiv. Für die negative magnetoelastische Koppelkonstante von CoFeB wird eine konstruktive Überlagerung der Treibfelder erwartet. Die erwarteten Werte von  $-b_{\omega xz}^{\text{MR}}$  lassen sich mit Hilfe der zuvor diskutierten effektiven Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$  und den normierten Amplituden der Rotation  $\tilde{a}_{\omega xz}$  aus der FEM Simulation (Tabelle B.2) mit Gleichung (5.17) ( $b_{\omega xz}^{\text{MR}} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_{\text{eff}} \tilde{a}_{\omega xz}$ ) berechnen. Der erwartete Verlauf von  $-b_{\omega xz}^{\text{MR}}$  und die Überlagerung  $b_{xz}^{\text{ME}} - b_{\omega xz}^{\text{MR}}$  sind in Abb. 9.7(b) zusätzlich eingezeichnet. Innerhalb der recht großen Fehler lassen sich die experimentell bestimmten Werte für  $b_{xz}$  aus einer konstruktiven Überlagerung der Treibfelder durch magnetoelastische Kopplung und Magneto-Rotation Kopplung  $b_{xz}^{\text{ME}} - b_{\omega xz}^{\text{MR}}$

erklären. In Übereinstimmung zu den Überlegungen in Kapitel 5.1.2 kann Magneto-Rotation Kopplung für magnetische Dünnschichten mit einer hohen effektiven Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$  nicht vernachlässigt werden. Die im folgenden Kapitel 9.3 diskutierte Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von magnetoakustischem Treibefeld und Magnetisierungsdynamik ist auch wegen der großen phasenverschobenen Komponenten des Treibefeldes  $b_{xz}$  (bzw.  $b_{xz}^{\text{ME}} - b_{\omega xz}^{\text{MR}}$ ) stark ausgeprägt.



**Abbildung 9.7:** (a) Die magnetoakustischen Treibfelder werden in der Ausgleichsrechnung durch die magnetoakustischen Parameter  $b_{xx}$  und  $b_{xz}$  beschrieben. Die Punkte und Sterne stellen die Ergebnisse für die Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm) dar. (b) Diskussion der unerwartet hohen Werte des Parameters  $b_{xz}$  aus der Ausgleichsrechnung („Exp.:  $b_{xz}$ “). Nur eine konstruktive Überlagerung der erwarteten Beiträge des magnetoelastischen Treibefeldes („Theo.:  $b_{xz}^{\text{ME}}$ “) und des Treibefeldes durch Magneto-Rotation Kopplung („Theo.:  $-b_{\omega xz}^{\text{MR}}$ “) können die experimentellen Ergebnisse erklären.

### 9.3 Diskussion der Nichtreziprozität

Eine ideale akustische Diode weist eine möglichst geringe Einfügedämpfung  $IL_{\text{tot}}$  in der Durchlassrichtung und gleichzeitig eine möglichst hohe Nichtreziprozität  $\Delta S$  auf [15]. Im folgenden Unterkapitel werden zuerst allgemeine Überlegungen zur Definition der Einfügedämpfung und Nichtreziprozität einer akustischen Diode angestellt. Anschließend werden die Einfügedämpfung und Nichtreziprozität für die Probenserie CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) diskutiert.

#### Definition der Nichtreziprozität $\Delta S$ und Einfügedämpfung $IL_{\Delta}$

Die Einfügedämpfung  $IL_{\text{tot}}$  einer magnetoakustischen Diode setzt sich aus einem „intrinsischen“ Anteil  $IL_0$  und einem magnetoakustischen Anteil  $IL_{\Delta}$  zusammen, deren Ursachen zunächst kurz beschrieben werden.

Zum einen weist die Verzögerungsleitung auch fernab von resonanter magnetoakustischer Wechselwirkung eine intrinsische Einfügedämpfung  $IL_0$  auf. Für die in dieser Arbeit verwendeten metallisierten Verzögerungsleitungen, bestehend aus Normalfinger-IDTs mit drei Fingerpaaren, die auf breitbandige Transmission und Anregung bei höher harmonischen Resonanzfrequenzen angepasst sind (siehe Kapitel 3.3.2 und 7.2), beträgt die Einfügedämpfung  $IL_0$  für die siebte harmonische

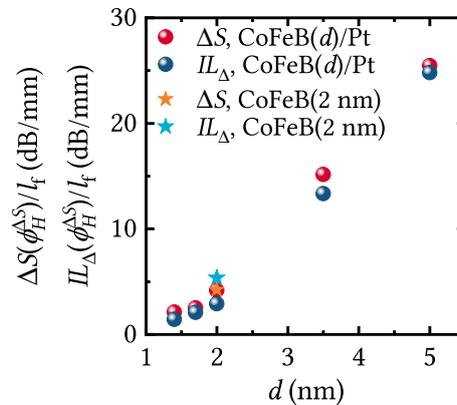
Resonanzfrequenz bei 6,9 GHz ungefähr 75 dB. Allerdings wurde bereits vor vielen Jahren gezeigt, dass sich mit einem optimierten Design der IDTs auch für hohe Frequenzen eine sehr geringe Einfügedämpfung  $IL_0$  realisieren lässt. Beispielsweise wurden mittels unidirektionalen IDTs Verzögerungsleitungen, die bei Resonanzfrequenzen von 2,0 GHz (4,1 GHz) Einfügedämpfungen von 2,5 dB (6,2 dB) aufweisen, gefertigt [79, 163]. Somit ist die Optimierung der intrinsischen Einfügedämpfung  $IL_0$  der Verzögerungsleitung prinzipiell möglich, soll im Folgenden jedoch nicht weiter Gegenstand der Diskussion sein.

Zudem kann es trotz hoher Nichtreziprozität  $\Delta S$  zu einer zusätzlichen Einfügedämpfung  $IL_\Delta$  durch magnetoakustische Wechselwirkung in der Durchlassrichtung der magnetoakustischen Diode kommen. Wird beispielsweise die Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) für die in Abb. 9.4(c) gezeigte Konfiguration  $\phi_H = -68,4^\circ$  als magnetoakustische Diode verwendet, so ergibt sich in Resonanz für  $\mu_0 H_{\text{res}}^{S21} = 53$  mT die Nichtreziprozität zu  $\Delta S = |\Delta S_{21} - \Delta S_{12}| = 2,1$  dB und die magnetoakustische Einfügedämpfung zu  $IL_\Delta = |\Delta S_{12}| = 1,2$  dB. Entsprechend wird die Nichtreziprozität  $\Delta S$  und die magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta$  für positive resonante Felder  $\mu_0 H_{\text{res}}^{S21} > 0$  definiert mit

$$\begin{aligned} \Delta S(\phi_H) &= |\Delta S_{21}(\mu_0 H_{\text{res}}^{S21}, \phi_H) - \Delta S_{12}(\mu_0 H_{\text{res}}^{S21}, \phi_H)| \\ IL_\Delta(\phi_H) &= \text{Min} [|\Delta S_{21}(\mu_0 H_{\text{res}}^{S21}, \phi_H)|, |\Delta S_{12}(\mu_0 H_{\text{res}}^{S21}, \phi_H)|] . \end{aligned} \quad (9.3)$$

### Diskussion der Nichtreziprozität $\Delta S$ und Einfügedämpfung $IL_\Delta$

Aus den magnetoakustischen Transmissionsmessungen in Abb. 9.3 wurden für alle sechs Proben die Nichtreziprozität  $\Delta S(\phi_H)$  und magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta(\phi_H)$  ermittelt. In Abb. 9.8 ist die für jede Probe bei dem Winkel  $\phi_H = \phi_H^{\Delta S}$  maximal erzielte Nichtreziprozität  $\Delta S(\phi_H^{\Delta S})$  und entsprechende magnetoakustische Einfügedämpfungen  $IL_\Delta(\phi_H^{\Delta S})$  gegen die Schichtdicke  $d$  aufgetragen. Dabei sind  $\Delta S(\phi_H^{\Delta S})$  und  $IL_\Delta(\phi_H^{\Delta S})$  auf die Länge der magnetischen Dünnschicht  $l_f$  normiert. Die maximale Nichtreziprozität  $\Delta S(\phi_H^{\Delta S})$  ergibt sich für alle Proben in einem Bereich von  $|\phi_H^{\Delta S}| = \{33^\circ; \dots; 45^\circ\}$ .



**Abbildung 9.8:** Zusammenfassung der maximal erzielten Nichtreziprozität  $\Delta S(\phi_H^{\Delta S})$  und entsprechenden magnetoakustische Einfügedämpfungen  $IL_\Delta(\phi_H^{\Delta S})$  der Proben CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm).

Im Vergleich mit den vor November 2020 (Veröffentlichungsdatum der Publikation [37]) veröffentlichten Literaturwerten (Ni:  $\Delta S/l_f < 0,1$  dB/mm [36, 61], Fe<sub>3</sub>Si:  $\Delta S/l_f < 0,9$  dB/mm [164], YIG:  $\Delta S/l_f \approx 4$  dB/mm [51]), zeigt sich, dass die erzielten Nichtreziprozitäten  $\Delta S/l_f$  der Proben CoFeB(*d*)/Pt(3 nm) mit bis zu 26 dB/mm sehr hoch sind. Grundsätzlich tragen sowohl die Amplituden-Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik (siehe Kapitel 5.3) als auch die Verschiebung der resonanten Felder durch die DM-Wechselwirkung (siehe Kapitel 4.5) zu den hohen Werten der Nichtreziprozität  $\Delta S$  bei. Obwohl die effektive DM-Konstante  $D_{\text{eff}}$  (siehe Abb. 9.5) und somit die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder wegen DM-Wechselwirkung mit der Schichtdicke *d* abnimmt, steigt die Nichtreziprozität  $\Delta S$  mit der Schichtdicke *d* in Abb. 9.8 an. Dieses Verhalten hat mehrere Gründe: Zunächst nimmt mit zunehmender Schichtdicke *d* die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder ab, jedoch nimmt auch die Linienbreite der Resonanzen ab (siehe Abb. 9.6(a)). In Hinblick auf die erzielte Nichtreziprozität  $\Delta S$  kompensieren sich diese beiden Effekte zum Teil. Weiter nimmt die Nichtreziprozität, die durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik verursacht wird mit der Schichtdicke *d* zu, da auch die Helizität des magnetoakustischen Treibefeldes mit  $b_{xz}/b_{xx}$  - maßgeblich aufgrund von Magneto-Rotation Kopplung - zunimmt (siehe Abb. 9.7). Schließlich steigt mit der Schichtdicke *d*, bzw. dem Volumen der Dünnschicht, die relative Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  (Gleichung (5.21)) und damit auch die Nichtreziprozität  $\Delta S$ .

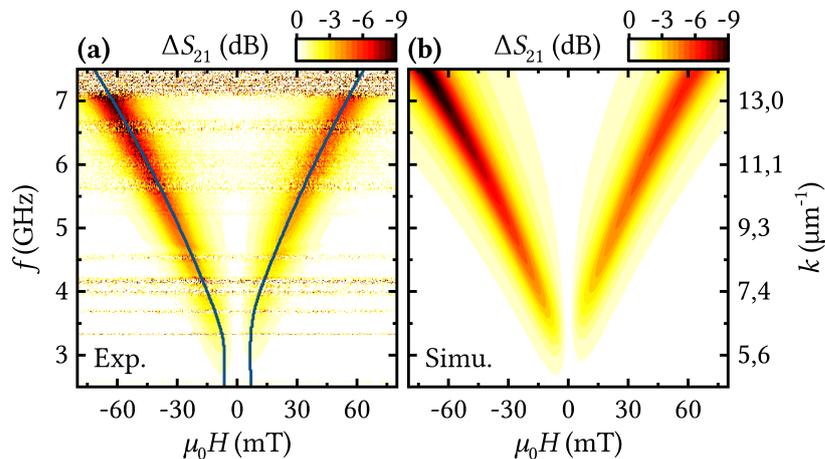
Da die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder wegen der DM-Wechselwirkung nicht ausreichend groß ist, um eine Überschneidung der Resonanzen von  $\Delta S_{21}$  und  $\Delta S_{12}$  zu verhindern (siehe z. B. Abb. 9.4(c)), sind die Werte für die magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_{\Delta}$  in Abb. 9.8 hoch. Hierbei ist das wesentliche Problem, dass die Dünnschicht aus Pt die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder einerseits verursacht, jedoch andererseits wegen des Effekts des Spinpumpens die Linienbreite stark erhöht (siehe Abb. 9.6(a)). Dennoch ergibt sich für alle Proben mit DM-Wechselwirkung eine vergleichsweise geringe Einfügedämpfung  $IL_{\Delta} < \Delta S$ , wohingegen die Probe ohne DM-Wechselwirkung eine vergleichsweise höhere Einfügedämpfung  $IL_{\Delta} > \Delta S$  aufweist. Dies zeigt, dass die DM-Wechselwirkung durchaus eine wichtige Rolle für die Optimierung einer magnetoakustischen Diode spielen kann.

## 9.4 Frequenz- und Wellenvektorabhängigkeit

Die bisher diskutierten magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  in Abb. 9.3 wurden bei einer konstanten Frequenz von  $\sim 6,9$  GHz und einem konstanten Wellenvektor von  $k = (2\pi f)/c_{\text{SAW}} \approx 12,7 \mu\text{m}^{-1}$  durchgeführt. Mittels der in Kapitel 7.3 beschriebenen Methode der breitbandigen magnetoakustischen Charakterisierung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  ist es zudem möglich die magnetoakustische Transmission über einen quasi-kontinuierlichen Bereich der Frequenz  $f = \{0; \dots; 7,2 \text{ GHz}\}$  und des Wellenvektors  $k = \{0; \dots; 13,5 \mu\text{m}^{-1}\}$  zu bestimmen. Als Beispiel ist das Ergebnis der Transmissionsmessung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, f)$  der Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) in Abb. 9.9(a) für die Geometrie  $\phi_H = 45^\circ$  gezeigt.

Aufgrund der DM-Wechselwirkung sind die resonanten Felder  $|\mu_0 H_{\text{res}}|$  für positive ( $\mu_0 H > 0$ ) und negative Magnetfelder ( $\mu_0 H < 0$ ) gegeneinander verschoben.

Nun soll überprüft werden, ob das in Kapitel 5.2 entwickelte theoretische Modell zusammen mit den bei 6,88 GHz bestimmten Parametern der Ausgleichsrechnung die Messergebnisse der breitbandigen Charakterisierung in Abb. 9.9(a) beschreiben kann. Die Ergebnisse der Simulation in Abb. 9.9(b) wurden mit Hilfe der Gleichung (5.20) und mit den Parametern der Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) aus Tabelle B.2 berechnet. Die Resonanzfelder aus der Simulation sind zusätzlich als blaue Linie in das Falschfarbendiagramm der Transmissionsmessung eingezeichnet. Experiment und Simulation stimmen auch über einen weiten Frequenz- und Wellenvektorbereich sehr gut überein. Das bestätigt zum einen das theoretische Modell aus Kapitel 5.2 und zum anderen die bei fester Frequenz mit der Ausgleichsrechnung bestimmten Parameter. Insbesondere kann auch die aus der Spinwellendispersion (4.37) erwartete Zunahme der Verschiebung der resonanten Felder durch DM-Wechselwirkung mit dem Wellenvektor  $k$  bestätigt werden.



**Abbildung 9.9:** (a) Breitbandige Charakterisierung der magnetoakustischen Wechselwirkung und Nichtreziprozität der Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) für  $\phi_H = 45^\circ$ . (b) Die Simulation wurde mit den Parametern der Probe CoFeB(2 nm)/Pt(3 nm) aus Tabelle B.2 durchgeführt. Die blauen Linien in (a) entsprechen den Resonanzfeldern aus der Simulation in (b). Experiment und Simulation zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

## 9.5 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel werden mittels magnetoakustischer SW-Spektroskopie die magnetischen Dünnschichten CoFeB( $d$ : 1,4 - 5 nm)/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm) charakterisiert und der Einfluss der DM-Wechselwirkung auf die Nichtreziprozität der magnetoakustischen Wellen untersucht. Hierzu wird zunächst die Transmission der Rayleigh Oberflächenwelle für eine konstante Frequenz von  $\sim 6,9$  GHz in Abhängigkeit der Orientierung und Stärke des äußeren Magnetfeldes gemessen. Mit dem theoretischen Modell aus Kapitel 5.2 werden mittels Ausgleichsrechnung die magnetoakustisch angeregten SWs charakterisiert und die magnetischen Parameter  $D_{\text{eff}}$ ,  $H_k$ ,  $\alpha$ ,  $b_{xx}$ ,  $b_{xz}$ ,  $\phi_{\text{ani}}$  und  $H_{\text{ani}}$  der magnetischen Dünnschichten bestimmt. Für

die Parameter  $D_{\text{eff}}$ ,  $H_k$  (bzw.  $M_{\text{eff}}$ ) und  $\alpha$  zeigen sich die für die Schichtdickenserie erwarteten Abhängigkeiten. Zudem ist die Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den zusätzlich durchgeführten Breitband-FMR-Messungen sehr gut. Die magnetoakustischen Parameter  $b_{xx}$  und  $b_{xz}$  beschreiben die Stärke der magnetoakustischen Treibfelder. Zusammen mit der FEM Simulation können aus  $b_{xx}$  die magnetoelastischen Koppelkonstanten  $b_1$  der ferromagnetischen Dünnschichten bestimmt werden. Die Werte für  $b_{xz}$  sind allerdings zu groß, um ausschließlich durch die magnetoelastische Kopplung erklärt werden zu können. Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Mechanismus der Magneto-Rotation Kopplung lassen sich die Ergebnisse für  $b_{xz}$  gut modellieren. In der Summe ist das theoretische Modell sehr gut zur Beschreibung der Messergebnisse geeignet. Somit lässt sich die Technik der magnetoakustischen SW-Spektroskopie zur Charakterisierung von SWs und magnetischen Dünnschichten - auch über einen quasi kontinuierlichen Bereich von Frequenzen und Wellenvektoren - nutzen.

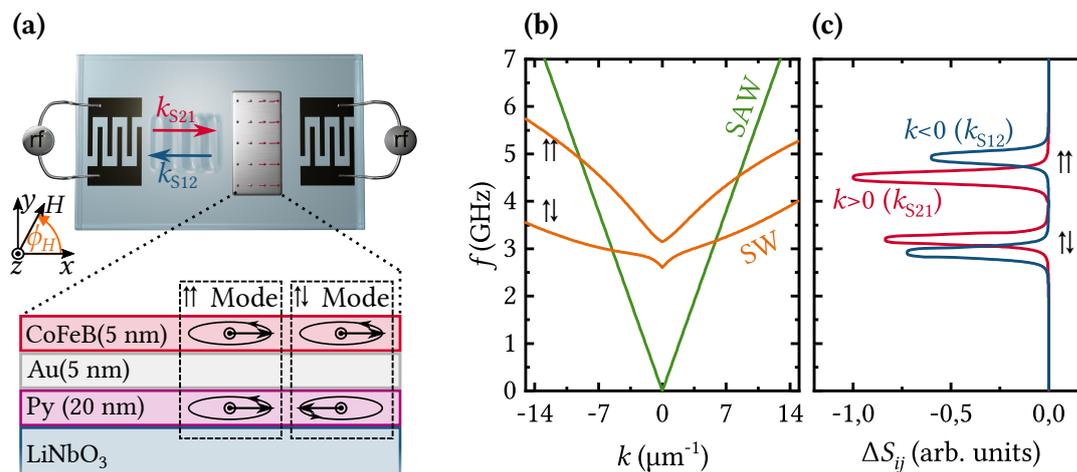
Zur beobachteten hohen nichtreziproken Transmission tragen zwei verschiedene Mechanismen bei. Aufgrund des großen Wertes des magnetoakustischen Parameters  $b_{xz}$  ist zum einen die Amplituden-Nichtreziprozität im Vergleich zu Dünnschichten aus Nickel [36, 61] groß. Zum anderen ergeben sich durch die DM-Wechselwirkung nichtreziprok verschobene Resonanzfelder in der Größenordnung von 10 mT. Die resultierende hohe Nichtreziprozität in der Transmission der SAW von bis zu 26 dB/mm unterstreicht das Potential, das in der technologischen Nutzung magnetoakustischer Hybridstrukturen mit DM-Wechselwirkung als magnetoakustische Dioden liegt. Allerdings muss auch erwähnt werden, dass für die potenzielle Nutzung der Hybridstrukturen als magnetoakustische Dioden die Einfügedämpfung  $IL_0 + IL_{\Delta}$  noch deutlich optimiert werden muss. Eine Optimierung erscheint beispielsweise mit einem magnetischen Schichtsystem aus Ta/Pt/Co möglich, da sich aufgrund der deutlich größeren effektiven DM-Konstante  $D_{\text{eff}}$  ( $\sim 2,5$ -fach größer [114] als in CoFeB/Pt) auch eine größere nichtreziproke Verschiebung der Resonanzen ergeben sollte.



# 10 Nichtreziproke magnetoakustische Wellen in magnetischen Bilagen

Neben der Grenzflächen-Dzyaloshinskii-Moriya (DM) Wechselwirkung können auch die dipolaren Felder einer Spinwelle (SW) in magnetischen Bi- und Multilagen eine stark nichtreziproke Spinwellendispersion hervorrufen. Da die dipolaren Felder nicht aus einem Grenzflächeneffekt resultieren und zudem über eine Vielzahl von Parametern angepasst werden können, stellen magnetoakustische Wellen in magnetischen Bi- und Multilagen eine vielversprechende Möglichkeit für die Realisierung magnetoakustischer Dioden dar [20, 39, 62].

In diesem Kapitel wird die nichtreziproke Spinwellendispersion der dipolar gekoppelten ferromagnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) untersucht. Entsprechend der Schemazeichnung 10.1(a) und den bereits in Kapitel 4.6 angestellten Überlegungen, bilden sich in der magnetischen Bilage symmetrische und antisymmetrische SW-Moden aus. Beide Moden weisen eine nichtreziproke Dispersion auf und resultieren dementsprechend in zwei nichtreziprok verschobenen magnetoakustischen Resonanzen, wie in Übersichtsgrafik 10.1(b,c) skizziert.



**Abbildung 10.1:** (a) Mittels magnetoakustischer Transmissionsmessungen werden SWs in der ferromagnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) charakterisiert. Aufgrund der dipolaren Zwischenschichtkopplung können durch die SAW entweder symmetrische oder antisymmetrische SW-Moden angeregt werden. (b) Beide Moden unterscheiden sich in der Dispersion und weisen ein nichtreziprokes Verhalten auf. (c) Deshalb sollten sich in den Transmissionsmessungen zwei nichtreziprok verschobene Resonanzen zeigen.

Dieses Kapitel gliedert sich wie folgt: Die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der Probe Py(20 nm)<sup>1</sup>/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) wird in Kapitel 10.1 als Funktion der Orientierung  $\phi_H$  und Stärke  $\mu_0 H$  des äußeren Magnetfeldes bestimmt. Zum Vergleich werden zusätzlich Messungen an Proben mit den separierten magnetischen Einzelschichten Py(20 nm)/Au(5 nm) und CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) durchgeführt und kurz diskutiert. In Kapitel 10.2 wird ein theoretisches Modell zur Beschreibung der magnetoakustischen Transmission in dipolar gekoppelten magnetischen Bilagen entwickelt, womit die experimentellen Ergebnisse  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  interpretiert werden. In Kapitel 10.3 wird das nichtreziproke Verhalten der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) untersucht und unter dem Gesichtspunkt der Optimierung der Nichtreziprozität für beliebige magnetische Bilagen diskutiert. Zusätzlich durchgeführte frequenzabhängige Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  werden anschließend in Kapitel 10.4 vorgestellt. Es folgt eine knappe Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 10.5 Die Ausführungen in diesem Kapitel beruhen auf den kürzlich in *Physical Review Applied* veröffentlichten Ergebnissen [39].

## 10.1 Magnetoakustische Transmission in Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm)

Um die magnetoakustische Wechselwirkung zwischen SAWs und nichtreziproken SWs in dipolar gekoppelten ferromagnetischen Dünnschichten zu untersuchen, wurde eine magnetoakustische Probe mit der magnetischen Bilage Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>(20 nm)/Au(5 nm)/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(5 nm)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) entsprechend der Beschreibung in Kapitel 6 prozessiert. Zum Vergleich wurden zusätzlich zwei Proben mit den jeweiligen magnetischen Einzelschichten Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>(20 nm)/Au(5 nm)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) und Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(5 nm)/Pt(3 nm)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) hergestellt. Die Deckschichten aus Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(3 nm) dienen dem Oxidationsschutz und werden nachfolgend nicht mehr explizit erwähnt. Als piezoelektrisches Substrat wird Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> verwendet. Die Probe CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) ist identisch zu der entsprechenden Probe im vorhergehenden Kapitel 9 und zeigt DM-Wechselwirkung. Entlang der Ausbreitungsrichtung der SAW beträgt die Länge  $l_f$  der magnetischen Schichten 500  $\mu\text{m}$ . Nur die Dünnschicht CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) ist mit 750  $\mu\text{m}$  etwas länger. Das Transmissionsverhalten der akustischen Verzögerungsleitungen  $|S_{21}(t, f)|$  weist ein ähnlich dispersives Verhalten, wie das in Abb. 9.2 gezeigte, auf.

Die magnetischen Eigenschaften der Proben wurden zusätzlich mit Hilfe von SQUID-VSM und Breitband-FMR-Messungen charakterisiert (siehe Kapitel 6). Die Ergebnisse sind in den Tabellen B.1 und B.2 im Anhang zusammengefasst. Erwähnenswert ist, dass sich mittels Breitband-FMR-Messungen auch für eine magnetische Bilage die magnetischen Parameter  $\gamma$ ,  $M_{\text{eff}}$ ,  $\alpha^{\text{FMR}}$  und  $\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$  der einzelnen magnetischen Schichten und die Zwischenschicht-Austauschkopplung untersuchen lassen [118, 165]. Die mittels FMR in Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) angeregte

<sup>1</sup>Py ist die Abkürzung für Permalloy bzw. Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>.

kollektive Mode ( $k = 0$ ) zeigt keinen Einfluss durch statische [120, 166] und dynamische [167, 168] Zwischenschicht-Austauschkopplung, da die Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht Au(5 nm) relativ [120] groß ist. Für die magnetoakustischen Untersuchungen ( $k \neq 0$ ) kommen aus diesem Grund nur dipolare Effekte als Mechanismus der Zwischenschichtkopplung in Betracht.

Die magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  wurden an allen drei Proben analog zu der Beschreibung in Kapitel 7.3 bei  $\sim 6,9$  GHz durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse sind in den linken zwei Spalten der Abb. 10.2 für die invertierten Propagationsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  gezeigt. Hierbei ist die Transmission  $\Delta S_{ij}$  der Probe CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) mit dem Faktor  $2/3$  skaliert, um die größere Länge  $l_f$  der magnetischen Dünnschicht CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) zu kompensieren<sup>2</sup>.

### Diskussion der Ergebnisse der magnetischen Einzelschichten

Zunächst werden die Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der magnetischen Einzelschichten in Abb. 10.2(a,b) diskutiert. Dafür werden die experimentellen Ergebnisse der Proben CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) und Py(20 nm)/Au(5 nm) mit Hilfe des theoretischen Modells aus Kapitel 5.2 und dem Verfahren der Ausgleichsrechnung aus Kapitel 7.4 angepasst. Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung sind für beide magnetische Einzelschichten in den rechten zwei Spalten der Abb. 10.2(a,b) gezeigt und stimmen sehr gut mit den Transmissionsmessungen überein. Die Parameter der Ausgleichsrechnung sind in den Tabellen B.1 und B.2 zusammengefasst.

Für CoFeB und Py muss aufgrund der, im Vergleich zu Ni, hohen effektiven Magnetisierung und kleineren magnetoelastischen Koppelkonstante (siehe Tabelle 5.1) neben der magnetoelastischen Kopplung auch die Magneto-Rotation Kopplung berücksichtigt werden (siehe Kapitel 9.2). Die Treibfelder durch Spin-Rotation Kopplung werden in erster Näherung vernachlässigt (siehe Kapitel 5.1.2). Entsprechend den Überlegungen in Kapitel 9.2 lassen sich die effektiven magnetoakustischen Treibfelder (Gleichung (5.16)) für eine Rayleigh-Mode auf dem piezoelektrischen Substrat Y-cut Z-prop. LiNbO<sub>3</sub> nach Gleichung (9.2) zusammenfassen zu

$$\tilde{\mathbf{h}}^d = \begin{pmatrix} \tilde{h}_1^d \\ \tilde{h}_2^d \end{pmatrix} = \frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} b_{xz,\text{eff}} \cos \phi_0 \\ b_{xx} \sin \phi_0 \cos \phi_0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad b_{xz,\text{eff}} = b_{xz}^{\text{ME}} - b_{\omega xz}^{\text{MR}}. \quad (10.1)$$

Die magnetoelastischen Treibfelder, verursacht durch  $\varepsilon_{xz}$  (bzw.  $b_{xz}^{\text{ME}}$ ), und die Treibfelder durch Magneto-Rotation Kopplung, verursacht durch  $\omega_{xz}$  (bzw.  $b_{\omega xz}^{\text{MR}}$ ), überlagern sich je nach Vorzeichen der magnetoelastischen Koppelkonstante  $b_1$  konstruktiv oder destruktiv.

Zuerst werden die Ergebnisse der Transmissionsmessung und der Ausgleichsrechnung in Abb. 10.2(a) für die Probe CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) diskutiert. Die Diskussion stellt im Wesentlichen eine kurze Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den Kapiteln 8 und 9 dar. Die Symmetrie der Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  spiegelt nach Gleichung (5.20) die Symmetrie der dominierenden Komponente des magnetoakustischen Treibfeldes wider. Da sowohl die longitudinale Gitterverzerrung  $\varepsilon_{xx}$  (bzw.

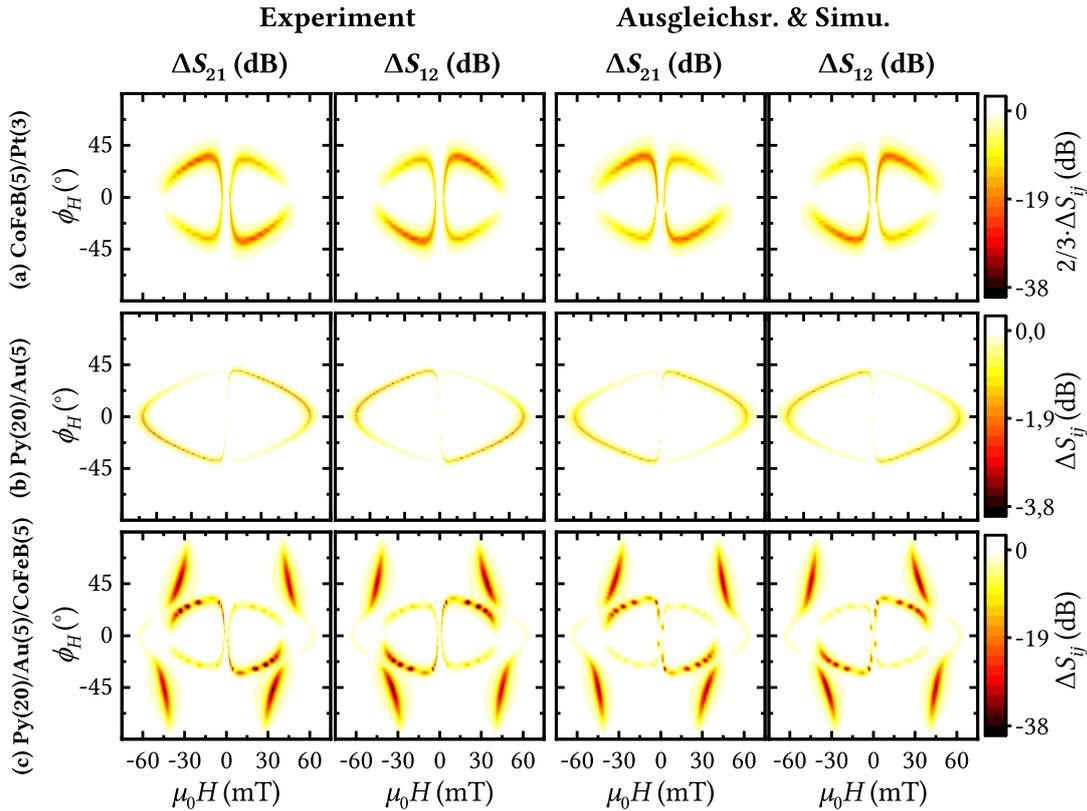
<sup>2</sup>Nach Gleichungen (5.20) und (5.21) ist  $\Delta S_{ij}$  linear proportional zu  $l_f$ .

$\tilde{a}_{xx}$ ) als auch die magnetoelastische Koppelkonstante  $b_1$  groß sind, dominiert der magnetoakustische Parameter  $b_{xx} = b_1 \tilde{a}_{xx}$  gegenüber dem magnetoakustischen Parameter  $b_{xz, \text{eff}} = b_1 \tilde{a}_{xz} - B_u \tilde{a}_{\omega xz}$  (siehe Diskussion zu Abb. 9.7). Folglich bestimmt die Komponente des Treibefeldes mit der Symmetrie  $\propto \sin \phi_0 \cos \phi_0$  und Maxima bei  $\phi_H = \pm 45^\circ$  die Symmetrie der Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$ . Aufgrund des Effekts der Nichtreziprozität durch Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik (siehe Kapitel 5.3) wird die Symmetrie in den Amplituden der Resonanzen gebrochen. Zusätzlich sind die resonanten Felder durch die DM-Wechselwirkung nichtreziprok verschoben (siehe Kapitel 9).

Die Ergebnisse der Transmissionsmessung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm) in Abb. 10.2(b) unterscheiden sich sowohl in der Symmetrie als auch in der maximalen Änderung der Transmission deutlich von den Ergebnissen der Probe CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm). Dies liegt daran, dass für eine ideale ferromagnetische Dünnschicht aus Py ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) die magnetoelastische Koppelkonstante  $b_1$  verschwindet (siehe Tabelle 5.1). Folglich kann die Änderung der magnetoakustischen Transmission in Abb. 10.2(b) und in vergleichbaren Untersuchungen [41, 137] als Nachweis eines Kopplungsmechanismus nicht-magnetoelastischen Ursprungs aufgefasst werden. Unter Berücksichtigung der magnetoelastischen und Magneto-Rotation Kopplung werden die Ergebnisse in Abb. 10.2(b) folgendermaßen interpretiert: Aufgrund der nahezu verschwindenden magnetoelastischen Treibfelder ( $b_{xx}, b_{xz}^{\text{ME}} \approx 0$ ) ist die relative Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  klein und das Treibefeld durch Magneto-Rotation Kopplung mit der Symmetrie  $\propto b_{\omega xz}^{\text{MR}} \cos \phi_0$  bestimmt das Symmetrieverhalten der Transmission  $\Delta S_{ij}$ . Weil sich eine deutliche Nichtreziprozität durch die Fehlanpassung der Helizitäten von Treibefeld und Magnetisierungsdynamik in den Amplituden zeigt, sind die magnetoelastischen Treibfelder mit der Symmetrie  $\propto b_1 \sin \phi_0 \cos \phi_0$  klein, aber nicht vernachlässigbar ( $b_1 \neq 0$ ). Die Amplituden-Nichtreziprozität ist für beide Proben mit den magnetischen Einzelschichten invertiert, da die magnetoelastischen Koppelkonstanten  $b_1$  von Py und CoFeB ein unterschiedliches Vorzeichen aufweisen.

### Transmissionsmessungen an der magnetischen Bilage

Die Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der magnetoakustischen Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) sind in Abb. 10.3(c) gezeigt. Gemäß den Überlegungen zu Abb. 10.1 bilden sich aufgrund der dipolaren Kopplung zwei Resonanzen aus, die der symmetrischen und antisymmetrischen SW-Mode zugeordnet werden können. Zusätzlich sind die resonanten Felder nichtreziprok verschoben, da die Spinwellendispersion nichtreziprok ist. Die dominierende Symmetrie der Transmission  $\Delta S_{ij}$  ist maximal für  $\phi_H = \pm 45^\circ$  und folgt somit der Symmetrie des dominierenden Treibefeldes der magnetischen Schicht CoFeB. Interessanterweise zeigt die Resonanz bei geringen Magnetfeldern eine hohe Amplituden-Nichtreziprozität, wohingegen die Resonanz bei hohen Magnetfeldern eine geringe Amplituden-Nichtreziprozität aufweist.



**Abbildung 10.2:** Zusammenfassung der magnetoakustischen Charakterisierung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der magnetischen Einzelschichten (a) CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm) und (b) Py(20 nm)/Au(5 nm) und (c) der dipolar gekoppelten magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) für die invertierten Ausbreitungsrichtungen der SAW  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  bei  $f \approx 6,9$  GHz. Die linken beiden Spalten zeigen die Ergebnisse der Transmissionsmessungen. Wie erwartet, ergeben sich für die magnetische Bilage zwei Resonanzen, die nichtreziprok verschoben sind. In den beiden rechten Spalten sind die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung (magnetische Einzelschichten) und Simulation (magnetische Bilage) gezeigt. Die verwendeten Parameter sind in Tabellen B.1 und B.2 zusammengefasst.

## 10.2 Diskussion und Simulation

Zur detaillierten Interpretation der Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  der ferromagnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) in Abb. 10.3(c) wird zunächst ein allgemeines theoretisches Modell, das die Wechselwirkung zwischen SAWs und SWs in dipolar gekoppelten magnetischen Bilagen beschreibt, entwickelt. Prinzipiell orientiert sich die Herleitung dieses Modells an den Überlegungen, die in Kapitel 5.2 zur theoretischen Beschreibung der magnetoakustischen Wechselwirkung in magnetischen Einzelschichten angestellt werden.

### Modell zur Beschreibung der magnetoakustischen Transmission

In Resonanz regt die SAW durch das magnetoakustische Treibfeld SWs in der magnetischen Bilage an. Dabei ist die gesamte absorbierte Leistung der SAW  $P_{\text{abs}}$  die Summe aus den absorbierten Leistungen in den einzelnen magnetischen Schichten

$l = \{A, B\}$ . Die absorbierte Leistung der magnetischen Bilage lässt sich analog zu Gleichung (5.12) berechnen mit

$$\begin{aligned} P_{\text{abs}} &\approx \frac{1}{2} \omega \mu_0 \sum_l \int_0^{l_f} (W d^l) \text{Im} \left[ \begin{pmatrix} h_1^{d,l} \\ h_2^{d,l} \end{pmatrix}^* \cdot \begin{pmatrix} M_1^l \\ M_2^l \end{pmatrix} \right] dx \\ &= \frac{1}{2} \omega \mu_0 W \int_0^{l_f} \text{Im} \left[ \begin{pmatrix} d^A h_1^{d,A} \\ d^A h_2^{d,A} \\ d^B h_1^{d,B} \\ d^B h_2^{d,B} \end{pmatrix}^* \tilde{\chi} \begin{pmatrix} h_1^{d,A} \\ h_2^{d,A} \\ h_1^{d,B} \\ h_2^{d,B} \end{pmatrix} \right] dx, \end{aligned} \quad (10.2)$$

wobei  $d^l, h_{i=\{1;2\}}^{d,l}$  und  $M_{i=\{1;2\}}^l$  die Schichtdicke, das Treibefeld und die dynamische Komponente der Magnetisierung in der jeweiligen magnetischen Schicht  $l = \{A, B\}$  beschreiben. Der 4×4-dimensionale Tensor der magnetischen Suszeptibilität der magnetischen Bilage wurde bereits in Kapitel 4.6 hergeleitet und in Gleichung (4.40) definiert. Analog zu Gleichung (5.16) werden die Treibefelder  $h_{i=\{1;2\}}^{d,l}$  in einen von der Leistung der SAW unabhängigen Term  $\tilde{h}_{i=\{1;2\}}^{d,l}$  und einen abhängigen Term aufgespalten. In Übereinstimmung mit Gleichung (5.18) lässt sich damit eine Differentialgleichung in  $P_{\text{abs}}$  ableiten, für deren Lösung gilt

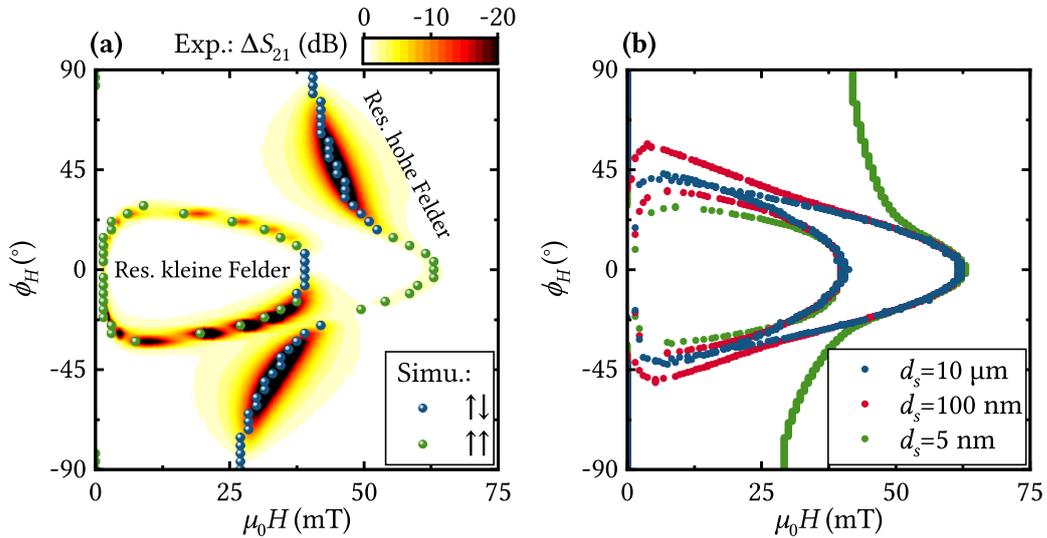
$$\begin{aligned} P_{\text{abs}} &= P_0 \left( 1 - \exp \left\{ -\tilde{C} \text{Im} \left[ \begin{pmatrix} d^A \tilde{h}_1^{d,A} \\ d^A \tilde{h}_2^{d,A} \\ d^B \tilde{h}_1^{d,B} \\ d^B \tilde{h}_2^{d,B} \end{pmatrix}^* \tilde{\chi} \begin{pmatrix} \tilde{h}_1^{d,A} \\ \tilde{h}_2^{d,A} \\ \tilde{h}_1^{d,B} \\ \tilde{h}_2^{d,B} \end{pmatrix} \right] \right\} \right) \\ \text{mit } \tilde{C} &= \frac{1}{2} \mu_0 l_f \left( \frac{k^2}{R} \right). \end{aligned} \quad (10.3)$$

Zur Simulation der Ergebnisse der Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}$  auf der logarithmischen Skala wird Gleichung (5.21) verwendet.

### Diskussion der Simulation

Mit dem theoretischen Modell wird die magnetoakustische Transmission  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  in Abb. 10.3(c) für beide Propagationsrichtungen der magnetoakustischen Welle  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  simuliert. In Tabelle B.1 im Anhang sind die Parameter der Simulation zusammengefasst. Dabei entsprechen die Werte für den g-Faktor und  $\alpha_{\text{eff},l}^{\text{FMR}}$  den Ergebnissen der Breitband-FMR-Messung der magnetischen Bilage. Die Werte für  $M_{\text{eff}}^l$  und  $M_s^l$  zeigen geringfügige Abweichungen (< 6 %) von den Ergebnissen der FMR und SQUID-VSM Untersuchungen. Des Weiteren werden die magnetoakustischen Parameter  $b_{xx}^l$  und  $b_{xz,\text{eff}}^l$ , welche nach Gleichung (10.1) die Treibefelder beschreiben, den Ergebnissen der magnetoakustischen Charakterisierung der jeweiligen magnetischen Einzelschichten entnommen. Simulation und Experiment in Abb. 10.3(c) weisen in Hinblick auf alle wichtigen Eigenschaften wie Resonanzfelder, Nichtreziprozität, Linienbreite und Amplitude der Transmission eine sehr gute Übereinstimmung auf.

In Abb. 10.3(a) wird die exzellente Übereinstimmung der resonanten Felder von Experiment (Falschfarben) und Simulation (Punkte) im Detail für positive Magnetfelder gezeigt. Zusätzlich ist die simulierte Symmetrie der angeregten SW-Mode anhand der Farbe der Punkte der simulierten Resonanzfelder gekennzeichnet. Zunächst besitzen die Resonanzen bei hohen Magnetfeldern („Res. hohe Felder“) und die Resonanzen bei kleinen Magnetfeldern („Res. kleine Felder“) eine invertierte Symmetrie der SW-Mode, die zudem vom Winkel  $\phi_H$  abhängt. Für kleine  $|\phi_H|$  ( $-16^\circ \lesssim \phi_H \lesssim 13^\circ$ ) ist die Symmetrie der SW-Mode für die Resonanzen bei hohen Magnetfeldern symmetrisch und für die Resonanzen bei kleinen Magnetfeldern antisymmetrisch. Für größere  $|\phi_H|$  nimmt das effektive Feld der dipolaren Zwischenschichtkopplung nach Gleichung (4.39) zu und die beiden Resonanzen der SW weisen einen Wechsel in der Symmetrie der SW-Mode auf. Sind die Resonanzfrequenzen der symmetrischen SW-Mode auch für kleine Magnetfelder  $\mu_0 H$  höher als die Frequenz der anregenden SAW, so kann in den magnetoakustischen Transmissionsmessungen ausschließlich die antisymmetrische SW-Mode beobachtet werden ( $|\phi_H| \gtrsim 30^\circ$ ).



**Abbildung 10.3:** (a) Für die resonanten Felder der Transmissionsmessung (Falschfarben) und der Simulation (Punkte) ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Zusätzlich ist die Symmetrie der SW-Moden durch die Farbe der simulierten Datenpunkte gekennzeichnet. (b) Die Simulation zeigt den Einfluss der nichtmagnetischen Zwischenschichtdicke  $d_s$  auf die Resonanzfelder der SW in Py(20 nm)/Au( $d_s$ )/CoFeB(5 nm). Mit abnehmender Zwischenschichtdicke nimmt die dipolare Zwischenschichtkopplung zu.

Ferner weisen die symmetrische und antisymmetrische Mode in Abb. 10.3(a) ein konträres Verhalten in der Amplituden-Nichtreziprozität auf. Ähnlich zur Diskussion für magnetische Einzelschichten in Kapitel 5.3, wird die Amplituden-Nichtreziprozität in einer magnetischen Bilage durch die Summe der Fehlanpassungen der Helizitäten von Treibefeldern und Magnetisierungsdynamik in den einzelnen magnetischen Schichten verursacht. Entsprechend der Vorüberlegungen in Kapitel 10.1 besitzt das magnetoakustische Treibefeld in CoFeB Komponenten, die in und senkrecht zu der Ebene der Dünnschicht orientiert sind ( $h_2^{d,\text{CoFeB}}$  und  $h_1^{d,\text{CoFeB}}$ ), wohingegen das Treibefeld in Py in erster Näherung nur aus einer Komponente senkrecht

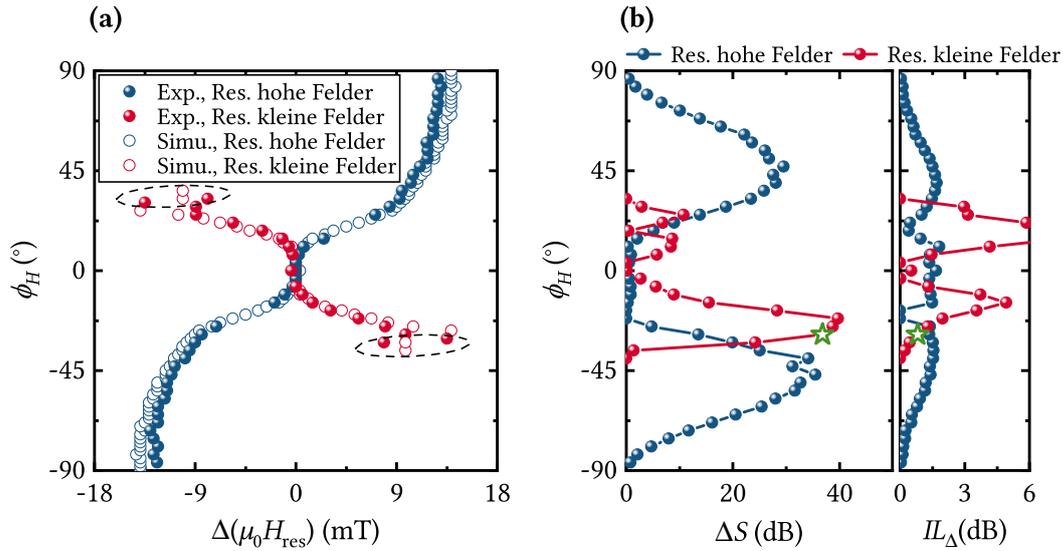
zur Ebene der Dünnschicht besteht ( $h_1^{d,Py}$ ). Beide senkrecht zur Ebene orientierten Komponenten des Treibfeldes werden hauptsächlich durch die Magneto-Rotation Kopplung verursacht, haben dieselbe Phase und sind gegenüber der dominierenden Treibfeldkomponente  $h_2^{d,CoFeB}$  um  $90^\circ$  phasenverschoben. Für die *antisymmetrische* SW-Mode hebt sich das auf die Magnetisierungsdynamik der magnetischen Bilage effektiv wirkende Drehmoment der phasengleichen Treibfelder  $h_1^{d,CoFeB}$  und  $h_1^{d,Py}$  nahezu auf. Das dann noch, durch die Komponente  $h_2^{d,CoFeB}$ , effektiv wirkende Treibfeld ist nahezu linear polarisiert (verschwindende Helizität), weshalb die Amplituden-Nichtreziprozität für die antisymmetrische Mode gering ist. Für die *symmetrische* SW-Mode addiert sich im Gegensatz dazu das auf die Magnetisierungsdynamik der Bilage effektiv wirkende Drehmoment der phasengleichen Treibfelder  $h_1^{d,CoFeB}$  und  $h_1^{d,Py}$ . Somit ist die Helizität des effektiv wirkenden Treibfeldes mit den Komponenten  $h_1^{d,CoFeB}$ ,  $h_1^{d,Py}$  und  $h_2^{d,CoFeB}$  verstärkt und die Amplituden-Nichtreziprozität ist erhöht. Für hohe  $|\phi_H|$  ( $\phi_H \lesssim -16^\circ$ ,  $\phi_H \gtrsim 13^\circ$ ) zeigt sich das beschriebene nichtreziproke Verhalten der symmetrischen und antisymmetrischen SW-Mode in Abb. 10.3(a). Für geringere  $|\phi_H|$  ist die Argumentation allerdings nicht mehr gültig, da die dipolare Zwischenschichtkopplung nach Gleichung (4.39) schwächer ist und für die Resonanzen bei hohen Magnetfeldern (kleinen Magnetfeldern) hauptsächlich die magnetischen Momente in den Einzelschichten Py (CoFeB) der Bilage präzedieren.

Der Einfluss der Stärke der dipolaren Zwischenschichtkopplung auf die Lage der resonanten Felder der SW wird in Abb. 10.3(b) untersucht. Dazu wird die Dicke der Zwischenschicht  $d_s$  variiert. Die Simulationen werden für eine magnetische Bilage Py(20 nm)/Au( $d_s$ )/CoFeB(5 nm) mit den Parametern der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) (siehe Tabelle B.1) durchgeführt. Für eine sehr hohe Zwischenschichtdicke von  $d_s = 10 \mu\text{m}$  sind die magnetischen Momente der einzelnen magnetischen Schichten entkoppelt. Dementsprechend sind die Resonanzen der Bilage identisch zu den Resonanzen der magnetischen Einzelschichten Py(20 nm) und CoFeB(5 nm) und zeigen einen Schnittpunkt bei 16 mT. Mit abnehmender Zwischenschichtdicke nimmt die Stärke der effektiven dipolaren Felder der Zwischenschichtkopplung nach Gleichung (4.39) zu. Somit bilden sich für  $d_s = 100 \text{ nm}$  um den Schnittpunkt bei 16 mT gekoppelte symmetrische und antisymmetrische Moden aus, die in einem vermiedenen Kreuzungspunkt (engl. *avoided crossing*) resultieren. Da die Stärke der dipolaren Zwischenschichtkopplung mit  $|\phi_H|$  ansteigt (siehe Gleichung (4.39)), nimmt auch die Verschiebung der resonanten Felder mit  $|\phi_H|$  zu. Für die geringe Zwischenschichtdicke von  $d_s = 5 \text{ nm}$  sind die effektiven Felder der dipolaren Kopplung groß, sodass sich gekoppelte symmetrische und antisymmetrische SW-Moden über den gesamten Winkelbereich  $\phi_H$  ausbilden.

### 10.3 Diskussion der Nichtreziprozität

Aufgrund der dipolaren Zwischenschichtkopplung ergibt sich eine stark nichtreziproke Spinwellendispersion, welche die nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}}) = \mu_0 H_{\text{res}}^{S21} - \mu_0 H_{\text{res}}^{S12}$  der resonanten Felder  $H_{\text{res}}^{Sij}$  in Abb. 10.2(c) verursacht. In Abb. 10.4(a) ist die nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  gegen die Orientierung des Magnetfeldes  $\phi_H$  für  $\mu_0 H > 0$  aufgetragen. Wieder zeigen Experiment und Simulation eine

sehr gute Übereinstimmung. Der Verlauf der Resonanzen bei hohen Magnetfeldern („Res. hohe Felder“) ist gegenüber dem Verlauf der Resonanzen bei kleineren Magnetfeldern („Res. kleine Felder“) invertiert. Mit Ausnahme der Punkte um  $\phi_H = 0^\circ$  ist der Verlauf von  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  näherungsweise  $\propto \sin \phi_H$ . Dies ist in Übereinstimmung mit den effektiven Feldern der dipolaren Zwischenschichtkopplung, welche die Nichtreziprozität in Gleichung (4.39) verursachen. Somit folgt die nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  einer dipolar gekoppelten magnetischen Bilage und einer magnetischen Dünnschicht mit Grenzflächen-DM-Wechselwirkung (siehe Abb. 9.4) grundsätzlich der gleichen Abhängigkeit  $\propto \sin \phi_H$ .



**Abbildung 10.4:** (a) Die Nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  der resonanten Felder aus Abb. 10.2(c) für  $\mu_0 H > 0$ . Für die Resonanzen bei hohen und kleinen Magnetfeldern (siehe Abb. 10.3(a)) zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Für die Datenpunkte in den Ellipsen ergibt sich nur für eine Propagationsrichtung  $k_{21}$  oder  $k_{12}$  eine Resonanz, weshalb für die Gegenrichtung  $\mu_0 H_{\text{res}}^{Sij} = 0$  angenommen wird. (b) Die experimentell beobachtete Nichtreziprozität der Transmission  $\Delta S$  und die magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta$  aus Abb. 10.2(c) für  $\mu_0 H > 0$ . Eine sehr hohe Nichtreziprozität und gleichzeitig sehr geringe magnetoakustische Einfügedämpfung kann für beide Resonanzen und mehrere Geometrien  $\phi_H$  beobachtet werden. Beispielsweise ergibt sich für  $\phi_H = -28,8^\circ$  (grüne Sterne)  $\Delta S$  zu 37 dB und  $IL_\Delta$  zu 0,8 dB.

Da die nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  im Vergleich zur Linienbreite der Resonanzen hoch ist, sind die Resonanzen von  $\Delta S_{21}$  und  $\Delta S_{12}$  in Abb. 10.2(c) über einen großen Bereich von  $\phi_H$  nahezu vollständig gegeneinander verschoben. Aus diesem Grund zeigt sich in Abb. 10.4(b) gleichzeitig eine sehr große Nichtreziprozität in der Transmission der SAW  $\Delta S(\phi_H)$  und eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta(\phi_H)$ . Die Größen  $\Delta S$  und  $IL_\Delta$  sind in Gleichung (9.3) definiert. Hierbei ist zu beachten, dass  $IL_\Delta$  die intrinsische Einfügedämpfung der Verzögerungsleitung  $IL_0$  nicht berücksichtigt. Wegen der nichtreziproken Spinwellendispersion ergibt sich für die Resonanz bei hohen Magnetfeldern im Bereich von  $\phi_H = \pm 45^\circ$  eine große Nichtreziprozität in der Transmission von  $\Delta S \approx 32$  dB und gleichzeitig eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung von  $IL_\Delta \approx 1,4$  dB. Für die Resonanz

bei geringen Magnetfeldern ist die Nichtreziprozität  $\Delta S$  zusätzlich durch die ausgeprägte Amplituden-Nichtreziprozität verstärkt. Deshalb weist die 500  $\mu\text{m}$  lange magnetische Bilage beispielsweise für  $\phi_H = -28,8^\circ$  eine sehr hohe Nichtreziprozität von 37 dB und gleichzeitig eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung von 0,8 dB auf. Im Vergleich zu den Ergebnissen der magnetoakustischen Proben mit DM-Wechselwirkung aus Kapitel 9.3 (z. B.  $\Delta S \approx 26$  dB/mm,  $IL_\Delta \approx 25,0$  dB/mm für CoFeB(5 nm)/Pt(3 nm)) zeigt sich, dass eine magnetische Bilage den tendenziell vielversprechenderen Ansatz zur Realisierung einer magnetoakustischen Diode darstellt.

### Optimierung der Nichtreziprozität in magnetischen Bilagen

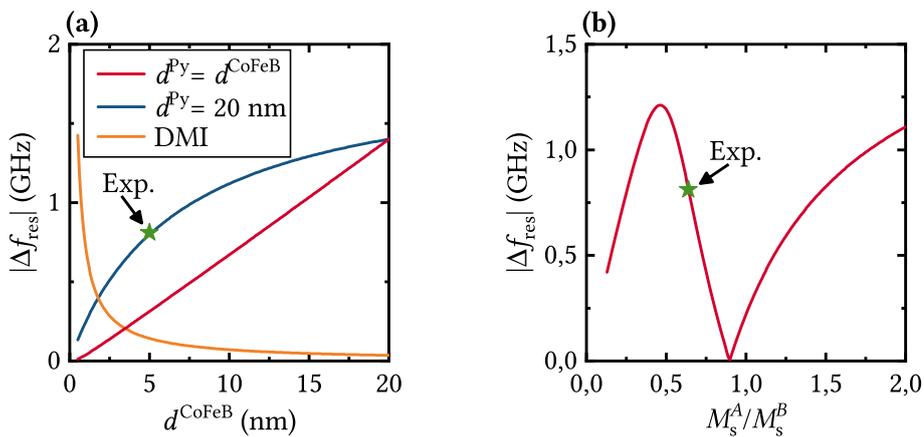
Für die Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) ist die nichtreziproke Verschiebung der resonanten Felder  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$  im Vergleich zur Linienbreite der Resonanzen groß. Wie zuvor diskutiert, sind deshalb die Resonanzen für invertierte Ausbreitungsrichtungen  $k_{S21}$  und  $k_{S12}$  nahezu vollständig gegeneinander verschoben. Falls sich die magnetische Bilage allerdings nicht aus den Materialien Py und CoFeB, die jeweils für eine geringe Gilbert-Dämpfung  $\alpha$  bekannt sind [112], zusammensetzt, ist es möglicherweise nötig die nichtreziproke Verschiebung  $\Delta(\mu_0 H_{\text{res}})$ , bzw. die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion  $\Delta f_{\text{res}} = f_{\text{res}}(+k) - f_{\text{res}}(-k)$ , noch weiter zu optimieren, um eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta$  zu erzielen. Da magnetische Materialien mit großen magnetoelastischen Koppelkonstanten  $b_1$  für magnetoakustische Anwendungen sehr interessant sind, aber tendenziell hohe Werte in der Gilbert-Dämpfung aufweisen [169], ist die Optimierung der Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  ein wichtiger Aspekt. Zur Optimierung der Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  in einer magnetischen Bilage mit parallel ausgerichteten statischen Magnetisierungen der Einzelschichten gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Zunächst kann die Nichtreziprozität durch Erhöhung der magnetischen Schichtdicken  $d^l$  optimiert werden. In Abb. 10.5(a) ist die Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  der Bilage Py( $d^{\text{Py}}$ )/Au(5 nm)/CoFeB( $d^{\text{CoFeB}}$ ) als Funktion der Schichtdicke  $d^{\text{CoFeB}}$  für  $\phi_H = 45^\circ$ ,  $\mu_0 H = 26$  mT,  $f = 6,87$  GHz,  $k = 13,8 \mu\text{m}^{-1}$  und die Parameter der Bilage aus Tabelle B.1 gezeigt. Da die Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  der symmetrischen und antisymmetrischen SW-Mode im Vorzeichen invertiert und betragsgleich ist, ergibt sich für beide Moden ein identischer Verlauf in  $|\Delta f_{\text{res}}(d^{\text{CoFeB}})|$ . Für eine magnetische Bilage bestehend aus Einzelschichten mit jeweils gleichen ( $d^{\text{Py}} = d^{\text{CoFeB}}$ ) und moderaten Schichtdicken ( $d^l k \lesssim 1$ ), steigt die Nichtreziprozität linear mit der Schichtdicke  $d^{\text{CoFeB}}$  an. Auch für eine magnetische Bilage, bestehend aus einer magnetischen Einzelschicht aus Py mit konstanter Schichtdicke  $d^{\text{Py}} = 20$  nm nimmt die Nichtreziprozität mit  $d^{\text{CoFeB}}$  zu. Hierbei beinhaltet der Verlauf dieser simulierten Kurve die Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) aus dem Experiment. Zum Vergleich ist in Abb. 10.5(a) zusätzlich die durch Grenzflächen-DM-Wechselwirkung hervorgerufene Nichtreziprozität (siehe Gleichung (4.37)) mit

$$|\Delta f_{\text{res}}| = 2 \frac{Y}{\pi M_s} |k| D_{\text{eff}} \sin(\phi_0), \quad \text{und} \quad D_{\text{eff}} = \frac{D_{\text{eff},0} d_0}{d^{\text{CoFeB}}} \quad (10.4)$$

einer magnetischen Einzelschicht CoFeB( $d^{\text{CoFeB}}$ )/Pt(3 nm) eingezeichnet. Hierbei

wird die Schichtdickenabhängigkeit als Grenzflächeneffekt beschrieben (siehe Kapitel 9.2). Ferner werden die Parameter der Dünnschicht CoFeB ( $d_0 = 2$  nm)/Pt(3 nm) aus Tabelle B.2 mit  $D_{\text{eff},0} = -0,424$  mJ/m<sup>2</sup> verwendet und  $k = 13,8$   $\mu\text{m}^{-1}$ ,  $\phi_0 = 45^\circ$  angenommen. Nur im Grenzfall sehr geringer Schichtdicken ( $d^{\text{CoFeB}} \lesssim 2,5$  nm), ist die Nichtreziprozität der magnetischen Einzelschicht mit DM-Wechselwirkung höher als die Nichtreziprozität der dipolar gekoppelten magnetischen Bilage. Wie bereits in Kapitel 9.2 diskutiert, nimmt jedoch bei Grenzflächen-DM-Wechselwirkung mit abnehmender Schichtdicke auch die Linienbreite der Resonanzen aufgrund des Effekts des Spinpumpens mit  $\propto 1/d^{\text{CoFeB}}$  zu. Aus diesem Grund ist es für magnetoakustische Proben, deren Nichtreziprozität nur durch DM-Wechselwirkung hervorgerufen wird, grundsätzlich schwierig gleichzeitig eine hohe Nichtreziprozität in der Transmission  $\Delta S$  und eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_\Delta$  zu erzielen. Durch Verwendung von magnetoakustischen Proben mit dipolar gekoppelten magnetischen Bilagen wird dieses Problem gänzlich umgangen, da zum einen die Nichtreziprozität nicht durch eine Grenzfläche, die auch Spinpumpen hervorruft, verursacht wird und zum anderen die Nichtreziprozität mit der Schichtdicke der Bilage sogar ansteigt.



**Abbildung 10.5:** (a) Die simulierte Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  als Funktion der Schichtdicke  $d^{\text{CoFeB}}$  für (i) eine magnetische Bilage Py( $d^{\text{Py}}$ )/Au(5 nm)/CoFeB( $d^{\text{CoFeB}}$ ) mit identischen Schichtdicken  $d^{\text{Py}} = d^{\text{CoFeB}}$ , (ii) eine magnetische Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB( $d^{\text{CoFeB}}$ ) mit einer konstanten Schichtdicke  $d^{\text{Py}} = 20$  nm und (iii) eine magnetische Einzelschicht CoFeB( $d^{\text{CoFeB}}$ )/Pt(3 nm) mit DM-Wechselwirkung. (b) Die simulierte Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  einer magnetischen Bilage A(20 nm)/Au(5 nm)/B(5 nm), bestehend aus den zwei ferromagnetischen Schichten A und B, in Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung der Dünnschicht A. Die Parameter der Simulationen sind jeweils im Fließtext angegeben.

Zweitens kann die Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  einer magnetischen Bilage durch aufeinander abgestimmte Sättigungsmagnetisierungen  $M_s^l$  der magnetischen Einzelschichten optimiert werden. In Abb. 10.5(b) ist die zu erwartende Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  als Funktion des Verhältnisses der Magnetisierungen  $M_s^A/M_s^B$  aufgetragen. Dabei werden für die Einzelschichten A und B die Parameter der Dünnschichten Py(20 nm) und CoFeB(5 nm) der magnetischen Bilage aus Tabelle B.1 verwendet. Zudem wird die Sättigungsmagnetisierung der Dünnschicht A als variabel angenommen und die Parameter  $\phi_H = 45^\circ$ ,  $\mu_0 H = 26$  mT,  $f = 6,87$  GHz und  $k = 13,8$   $\mu\text{m}^{-1}$  werden für die Simulation verwendet. Wieder ist die Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  der

symmetrischen und antisymmetrischen SW-Mode im Vorzeichen invertiert und betragsgleich, weshalb sich für beide Moden ein identischer Verlauf in  $|\Delta f_{\text{res}}|$  zeigt. Es existiert ein optimales Verhältnis der Magnetisierungen  $M_s^A/M_s^B$ , für das die Nichtreziprozität maximiert ist. Grundsätzlich ergibt sich für eine magnetische Bilage solch ein Optimum, da die Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  klein ist, falls die Sättigungsmagnetisierungen beider Einzelschichten ähnlich groß sind [118], oder die Sättigungsmagnetisierung einer Einzelschicht der Bilage sehr klein ist. Für die verwendeten Parameter beträgt das optimale Verhältnis  $M_s^A/M_s^B = 0,46$ , wodurch eine 50-prozentige Erhöhung der Nichtreziprozität  $|\Delta f_{\text{res}}|$  im Vergleich zur hergestellten Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) erzielt werden kann.

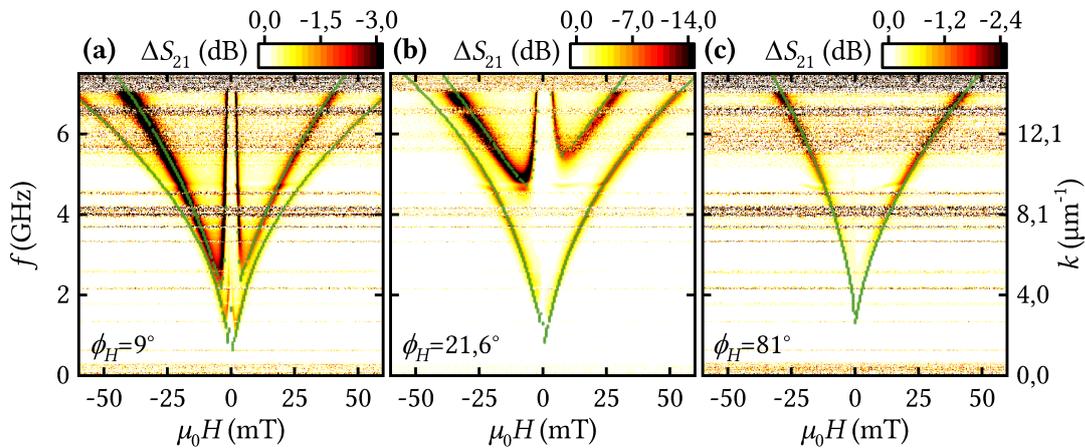
Drittens fallen die effektiven Felder der dipolaren Zwischenschichtkopplung in Gleichung (4.39) exponentiell mit der Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht  $d_s$  ab. Zur Optimierung der Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  ist deshalb eine dünne Zwischenschicht, wie die der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm), vorteilhaft. Falls die Schichtdicke  $d_s$  noch weiter reduziert wird ( $d_s < 5$  nm), können nur geringfügig höhere Nichtreziprozitäten  $\Delta f_{\text{res}}$  erzielt werden (<10 % für Py(20 nm)/Au( $d_s$ )/CoFeB(5 nm) bei 7 GHz). Allerdings muss für sehr kleine Zwischenschichtdicken ( $d_s \lesssim 4$  nm) der Einfluss der Zwischenschicht-Austauschkopplung berücksichtigt werden [120, 166–168].

Des Weiteren nimmt die Nichtreziprozität  $\Delta f_{\text{res}}$  einer magnetischen Bilage für moderate Schichtdicken ( $kd^l \ll 1$ ) linear mit dem Wellenvektor  $k$  der SW zu. Interessanterweise zeigt sich auch in diesem Verhalten Übereinstimmung mit der DM-Wechselwirkung (siehe Kapitel 9.4).

## 10.4 Frequenz- und Wellenvektorabhängigkeit

Mit Hilfe der, in Kapitel 7.3 beschriebenen, Methode der breitbandigen magnetoakustischen Charakterisierung  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f)$  lässt sich die erwartete Zunahme der Nichtreziprozität der Spinwellendispersion mit dem Wellenvektor der SW untersuchen. Dazu werden die magnetoakustischen Transmissionsmessungen an der Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) über einen quasi-kontinuierlichen Bereich der Frequenz  $f = \{0; \dots; 7,5 \text{ GHz}\}$  und des Wellenvektors  $k = \frac{2\pi f}{c_{\text{SAW}}} = \{0; \dots; 15,1 \mu\text{m}^{-1}\}$  in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes durchgeführt. Das Ergebnis der Transmissionsmessungen  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, f)$  ist in Abb. 10.6(a-c) für die Geometrien  $\phi_H = 9^\circ; 21,6^\circ$  und  $81^\circ$  gezeigt. Mit steigendem Winkel  $\phi_H$  nimmt die Resonanzfrequenz für den Zweig der Dispersion mit kleineren Resonanzfeldern stark zu, wohingegen die Resonanzfrequenz für den Zweig der Dispersion mit höheren Resonanzfeldern nur schwach zunimmt. Die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion drückt sich in der Transmissionsmessung  $\Delta S_{21}(\mu_0 H, f)$  im Bruch der Achsensymmetrie der Resonanzen zu  $\mu_0 H = 0$  aus (siehe Kapitel 4.5). Die Nichtreziprozität der magnetischen Bilage nimmt erwartungsgemäß sowohl mit  $\phi_H$  als auch mit  $k$  zu und zeigt für beide Zweige der Dispersion einen invertierten Verlauf. Die simulierten Resonanzfelder in Abb. 10.6 wurden mit der Theorie aus Kapitel 4.6 und mit den Parametern der magnetischen Bilage aus Tabelle B.1 berechnet. Experiment und Simulation stimmen auch über einen weiten Frequenz- und Wellenvektorbereich sehr gut überein.

Das bestätigt zum einen das theoretische Modell und zum anderen die verwendeten Parameter der Simulation.



**Abbildung 10.6:** Charakterisierung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{21}$  in Abhängigkeit der Frequenz bzw. des Wellenvektors, und des äußeren Magnetfeldes für die Geometrien (a)  $\phi_H = 9^\circ$ ; (b)  $21,6^\circ$  und (c)  $81^\circ$ . Die simulierten resonanten Felder sind als grüne Punkte eingezeichnet.

## 10.5 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wird mittels magnetoakustischer SW-Spektroskopie die Spinwellendispersion der ferromagnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) charakterisiert und der Einfluss der dipolaren Zwischenschichtkopplung auf die Nichtreziprozität der magnetoakustischen Welle untersucht. Dazu werden magnetoakustische Transmissionsmessungen sowohl in Abhängigkeit der Orientierung und Stärke des äußeren Magnetfeldes als auch als Funktion der Frequenz und des Wellenvektors durchgeführt. Es ergeben sich zwei nichtreziprok verschobene Resonanzen, die mit Hilfe des entwickelten theoretischen Modells der symmetrischen und antisymmetrischen SW-Mode zugeordnet werden können.

Die sehr gute Übereinstimmung der durchgeführten Experimente und Simulationen zeigt, dass magnetoakustische SW-Spektroskopie auch zur Charakterisierung von SW-Moden in komplexen magnetischen Schichtsystemen mit ferro- und antiferromagnetisch gekoppelten Bi- und Multilagen geeignet ist. Zudem lassen sich auch SWs in sehr schwach magnetostriktiven Dünnschichten und Dünnschichtsystemen (z.B. aus Py) aufgrund der sehr hohen Empfindlichkeit dieser Messtechnik untersuchen.

Ferner unterstreichen die experimentellen Ergebnisse das Potential, das sich an dem ausgeprägt nichtreziproken Verhalten der magnetoakustischen Wellen in dipolar gekoppelten magnetischen Bilagen für die Realisierung akustischer Dioden zeigt. Die hergestellte Probe Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) weist bei 6,87 GHz eine sehr hohe Nichtreziprozität in der Transmission von  $\Delta S/l_f \approx 74$  dB/mm und gleichzeitig eine sehr geringe magnetoakustische Einfügedämpfung von  $IL_\Delta/l_f \approx 1,6$  dB/mm auf. Hierzu trägt sowohl der Effekt der Amplituden-Nichtreziprozität als auch maßgeblich die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion bei. Besonders

interessant für die mögliche Realisierung magnetoakustischer Dioden ist, dass die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion  $\Delta f$  einer magnetischen Bilage in hohem Maße durch (i) Erhöhung der Schichtdicken  $d^l$ , (ii) Abstimmen der Sättigungsmagnetisierungen  $M_s^d$ , (iii) Verringerung der nichtmagnetischen Zwischenschichtdicke  $d_s$  und (iv) Erhöhung des Wellenvektors  $k$  optimiert werden kann. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber der Nichtreziprozität in magnetischen Einzelschichten mit Grenzflächen-DM-Wechselwirkung ( $\Delta f \propto 1/d$ ) und der damit einhergehenden Linienverbreiterung durch den Effekt des Spinpumpens (siehe Kapitel 9).

Ferner kann die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion  $\Delta f$  prinzipiell noch weiter erhöht werden, indem durch Zwischenschicht-Austauschkopplung eine antiparallele Ausrichtung der magnetischen Momente [170] in den beiden Einzelschichten hervorgerufen wird [118]. Beispielsweise sollten sich auf diese Weise magnetoakustische Dioden mit breitbandig nichtreziprotem Verhalten realisieren lassen [62]. Zudem sollte es möglich sein, die Nichtreziprozität eines synthetischen Antiferromagneten durch trickreichen Einsatz der Grenzflächen-DM-Wechselwirkung noch weiter zu erhöhen [171]. Nach dem Vorbild extern schaltbarer Dioden für Spinwellenpropagation [118, 119] sind im Prinzip sogar extern schaltbare magnetoakustische Dioden denkbar.

# 11 Zusammenfassung und Ausblick

Grundsätzlich zeichnen sich akustische Oberflächenwellen (SAWs) auf piezoelektrischen Substraten durch ein reziprokes Verhalten aus. Um eine nichtreziproke Transmissionscharakteristik für akustische Oberflächenwellen-Bauelemente zu erzielen, wird in dieser Arbeit die magnetoakustische Kopplung von SAWs mit nichtreziproken Spinwellen (SWs) in piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstrukturen untersucht. Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit in Hinblick auf die (i) entwickelte Methode der magnetoakustischen SW-Spektroskopie und (ii) die Nichtreziprozität magnetoakustischer Oberflächenwellen zusammengefasst und eingeordnet.

## Magnetoakustische Spinwellen-Spektroskopie

Spinwellen und magnetische Dünnschichten lassen sich über die Methode der magnetoakustischen SW-Spektroskopie charakterisieren. Hierzu wird in Kapitel 5 ein phänomenologisches Modell entwickelt, das es erlaubt die relative Änderung der Transmission  $\Delta S_{ij}$  von magnetoakustischen Hybridstrukturen mit magnetischen Einzelschichten oder magnetischen Bilagen zu simulieren. Das Modell basiert auf einem erweiterten Landau-Lifshitz-Gilbert Ansatz, wobei magnetoakustische Treibefelder mit einer charakteristischen Symmetrie und Helizität SWs resonant ( $\mathbf{k}_{\text{SW}} = \mathbf{k}_{\text{SAW}}$ ,  $f_{\text{SW}} = f_{\text{SAW}}$ ) anregen können. Da SWs eine minimale Anregungsfrequenz aufweisen und höhere Frequenzen  $f$  und Wellenvektoren  $k$  eine empfindlichere Charakterisierung von magnetoakustisch angeregten SWs erlauben, werden die akustischen Verzögerungsleitungen in Kapitel 3 und 7 optimiert ( $f$  bis zu 7,5 GHz und  $k$  bis zu  $15,1 \mu\text{m}^{-1}$ ). Mit den optimierten Verzögerungsleitungen ist es sowohl möglich orientierungsabhängige magnetoakustische Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, \phi_H)$  bei konstanten Frequenzen  $f$  und Wellenvektoren  $k$  als auch magnetoakustische Transmissionsmessungen über einen quasi-kontinuierlichen Bereich von Frequenzen und Wellenvektoren  $\Delta S_{ij}(\mu_0 H, f, k = 2\pi f/c_{\text{SAW}})$  bei konstanter Orientierung des äußeren Feldes  $\phi_H$  durchzuführen (siehe Kapitel 7). Nichtreziproke Effekte lassen sich sehr einfach durch eine Invertierung der Propagationsrichtung der SAW  $k_{Sij}$  mit  $ij = \{21, 12\}$  untersuchen.

Grundsätzlich können die magnetoakustischen Transmissionsmessungen  $\Delta S_{ij}$  in den Kapiteln 8 - 10 für alle angefertigten Proben durch das entwickelte Modell sehr gut beschrieben werden. Zudem lassen sich mittels Ausgleichsrechnung einige magnetische Parameter der magnetischen Einzelschichten wie magnetische Anisotropien, magnetoakustische Treibefelder, die effektive magnetische Dämpfungskonstante und effektive DM-Konstante bestimmen. Literaturwerte und Ergebnisse

aus der Breitband-Ferromagnetischen Resonanz zeigen für alle untersuchten magnetischen Dünnschichten aus Ni, CoFeB und NiFe (Permalloy, Py) eine sehr gute Übereinstimmung mit den magnetoakustisch ermittelten Werten. Zusammenfassend bestätigt die grundsätzlich sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment das entwickelte theoretische Modell.

Des Weiteren werden in Kapitel 10 SWs in der magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) untersucht. Die sich aufgrund von magnetisch dipolarer Zwischenschichtkopplung ergebenden nichtreziproken symmetrischen und antisymmetrischen SW-Moden konnten mit Hilfe magnetoakustischer Transmissionsmessungen und einem auf magnetische Bilagen angepassten Modell erfolgreich charakterisiert werden. Dies zeigt, dass sich magnetoakustische SW-Spektroskopie auch grundsätzlich zur Charakterisierung von SW in komplizierteren magnetisch dipolar- und austauschgekoppelten Bi- und Multilageneignet.

Aufgrund der Symmetrie der magnetoakustischen Treibfelder können SWs prinzipiell nicht für beliebige Orientierungen des äußeren Magnetfeldes  $\phi_H$  untersucht werden. Jedoch konnte in Kapitel 8 gezeigt werden, dass diese Einschränkung der magnetoakustischen SW-Spektroskopie mit einem piezoelektrischen Substrat aus 36°-rot. Y-cut X-prop. LiTaO<sub>3</sub> durch eine gleichzeitig mögliche Anregung von Rayleigh und horizontalen Scherwellen gelöst werden kann. Ferner findet in der Magnonik der Transport und die Verarbeitung von Daten mittels SWs nahezu ausschließlich in der Rückwärts-Volumen Geometrie ( $\phi_H = 0^\circ$ ) oder der Damon-Eshbach Geometrie ( $\phi_H = \pm 90^\circ$ ) statt [98]. Da das Treibfeld der horizontalen Scherwelle im Gegensatz zum Treibfeld der Rayleigh-Welle für diese beiden Geometrien nicht verschwindet, eröffnen die horizontalen Scherwellen die Möglichkeit der magnetoakustischen Anregung von SWs in magnonischen Anwendungen.

Üblicherweise werden SWs in magnetischen Dünnschichten entweder mittels der Brillouin-Lichtstreuung (BLS) [172] oder „propagierenden SW-Spektroskopie“ (PSWS) [93, 94] untersucht. Im Vergleich zu diesen etablierten Methoden besitzt die magnetoakustische SW-Spektroskopie (MASWS) durchaus einige Vorteile.

Für die PSWS und MASWS erfolgt die Charakterisierung der SWs über elektrische Anschlüsse auf der Probe und benötigt keinen optischen Zugang. Weiter werden durch die Methode der MASWS die SWs in einem ausgedehnten Bereich in der magnetischen Dünnschicht angeregt. Entsprechend wird die Dünnschicht nicht auf die lokalen, möglicherweise leicht unterschiedlichen Eigenschaften, sondern auf die mittleren Eigenschaften hin untersucht. Wohingegen in der PSWS nur SWs mit einem definierten Wellenvektor und beliebiger Frequenz angeregt werden können, ist es möglich den Wellenvektor in der MASWS quasi-kontinuierlich mit der Frequenz zu ändern ( $k = 2\pi f/c_{SAW}$ ). Dies ist insbesondere für eine Charakterisierung magnetischer Wechselwirkungen, die wie die DM-Wechselwirkung und die dipolaren Felder der SW vom Wellenvektor abhängen, von Vorteil. Beispielsweise ist auch eine Anpassung der Wellenlänge der angeregten SW an die Periode magnetischer Domänen und Skyrmionengitter [173] denkbar. Des Weiteren ist die Charakterisierung von SWs in magnetischen Dünnschichten, die aufgrund einer hohen magnetischen Dämpfung eine sehr kurze Propagationslänge haben, mit den etablierten Methoden der BLS und PSWS nur sehr schwer oder auch gar nicht möglich [174]. Diese

Problematik wird durch die Methode der MASWS umgangen, da die SAW auch hohe Propagationslängen in Hybridstrukturen mit diesen magnetisch stark gedämpften ferromagnetischen Dünnschichten aufweist. Daneben sollte die MASWS eine Anregung und Charakterisierung von SWs in kompensierten synthetischen Antiferromagneten [170, 175] erlauben, weil der Anregungsmechanismus nicht durch magnetische Wechselfelder, sondern durch magnetoakustische Treibfelder erfolgt. Die MASWS kann somit als komplementäre Methode zu den etablierten Methoden der SW-Spektroskopie gesehen werden und bietet durchaus einige spezifische Vorteile und zudem noch Raum für weitere Optimierungen in Hinblick auf einen erweiterten Frequenzbereich [176, 177] durch weitere Optimierung der akustischen Verzögerungsleitung.

### Nichtreziprozität magnetoakustischer Oberflächenwellen

Gleich zwei unterschiedliche Effekte rufen in den piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstrukturen ein ausgeprägt nichtreziprokes Verhalten der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}$  hervor. Zum einen zeigen die Transmissionsmessungen eine Amplituden-Nichtreziprozität aufgrund einer Fehlanpassung der Helizitäten von Treibfeld und Magnetisierungsdynamik. Das Symmetrieverhalten der Amplituden-Nichtreziprozität wird in Kapitel 8 für Rayleigh-Wellen und horizontale Scherwellen untersucht. Für beide akustische Wellenmoden zeigt sich entsprechend der theoretischen Überlegungen eine unterschiedliche Symmetrie. Weiter wird die Amplituden-Nichtreziprozität in magnetischen Dünnschichten mit großer effektiver Magnetisierung durch Magneto-Rotation Kopplung deutlich verstärkt (ungefähr Faktor zwei in CoFeB, siehe Kapitel 9.2).

Zum anderen können magnetische Schichtsysteme, die eine nichtreziproke Spinwellendispersion aufweisen, gezielt genutzt werden, um eine ausgeprägt nichtreziproke magnetoakustische Transmission hervorzurufen. Da die Grenzflächen-Dzyaloshinskii-Moriya (DM) Wechselwirkung und die dipolaren Felder in magnetischen Bilagen eine nichtreziproke Spinwellendispersion verursachen, werden in Kapitel 9 Dünnschichten aus CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) und in Kapitel 10 magnetische Bilagen aus Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) untersucht. Zusammen mit der Amplituden-Nichtreziprozität können für die Dünnschichten CoFeB( $d$ )/Pt(3 nm) zwar hohe Werte für die Nichtreziprozität der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S$  erzielt werden, allerdings ergibt sich durch den Grenzflächeneffekt des Spinpumpens [160] gleichzeitig auch eine hohe magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_{\Delta}$ .

Im Gegensatz zu den Dünnschichten mit DM-Wechselwirkung eignen sich dipolar gekoppelte magnetische Bilagen besser für eine potentielle Anwendung der piezoelektrisch/ferromagnetischen Hybridstruktur als magnetoakustische Diode. Zusammen mit der Amplituden-Nichtreziprozität ergibt sich für die magnetische Bilage aus Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) gleichzeitig eine sehr hohe Nichtreziprozität von  $\Delta S \approx 37$  dB und eine sehr geringe magnetoakustische Einfügedämpfung von  $IL_{\Delta} \approx 0,8$  dB. Hierbei berücksichtigt die magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_{\Delta}$  nicht die zusätzlich auftretende intrinsische Einfügedämpfung einer akustischen Verzögerungsleitung  $IL_0$  (siehe Kapitel 9.3).

Durch Verwendung von magnetischen Einzelschichten, die eine größere magnetoelastische Koppelkonstante wie Py oder CoFeB aufweisen (z.B. FeCoSiB [57, 178], FeGa [179], FeGaB [20, 131], TbDyFe [42]), lässt sich die Änderung der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}$  und somit die Nichtreziprozität  $\Delta S$  weiter steigern. Da jedoch Materialien mit einer hohen magnetoelastischen Koppelkonstante gleichzeitig meist hohe magnetische Dämpfungskonstanten aufweisen [169], kann eine weitere Erhöhung der Nichtreziprozität der Spinwellendispersion  $\Delta f$  erforderlich sein, um neben einer hohen Nichtreziprozität  $\Delta S$  eine geringe magnetoakustische Einfügedämpfung  $IL_{\Delta}$  zu erzielen. Zur Optimierung der Nichtreziprozität  $\Delta f$  in dipolar gekoppelten magnetischen Bilagen gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie beispielsweise eine Anpassung der Sättigungsmagnetisierung oder eine Erhöhung der Schichtdicken der beiden magnetischen Einzelschichten (siehe Kapitel 10.3). Grundsätzlich kann die Nichtreziprozität der Spinwellendispersion  $\Delta f$  noch weiter verstärkt werden, indem eine dipolar- und austauschgekoppelte magnetische Bilage mit antiferromagnetischer Ausrichtung der magnetischen Momente in beiden Einzelschichten verwendet wird [118, 170]. Zudem sollte es möglich sein die Nichtreziprozität solch eines synthetischen Antiferromagneten durch trickreichen Einsatz der Grenzflächen-DM-Wechselwirkung noch weiter zu erhöhen [171].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die hergestellte magnetoakustische Verzögerungsleitung mit der magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm) ( $\Delta S = 37$  dB,  $IL_{\text{tot}} \approx IL_0 + IL_{\Delta} \approx 90$  dB) im Vergleich zu kommerziell erhältlichen Hochfrequenz-Isolatoren ( $\Delta S \approx 20$  dB,  $IL_{\text{tot}} \approx 1$  dB [16, 17]) bereits sehr hohe Werte in der Nichtreziprozität  $\Delta S$  aufweist. Zudem sollte eine weitere Erhöhung der Nichtreziprozität  $\Delta S$  möglich sein. Zur Realisierung einer sinnvoll nutzbaren akustischen Diode muss jedoch die intrinsische Einfügedämpfung  $IL_0$  deutlich verringert werden. Durch die Nutzung diesbezüglich optimierter Verzögerungsleitungen erscheinen intrinsische Einfügedämpfungen im Bereich von minimal  $IL_0 = \{3; \dots; 6$  dB} [79, 163] als möglich. Magnetoakustische Dioden weisen somit immer höhere Einfügedämpfungen  $IL_{\text{tot}}$  als kommerziell erhältliche Hochfrequenz-Isolatoren auf, sollten jedoch Vorteile in Hinblick auf eine höhere Isolation  $\Delta S$ , kleinere Strukturgröße und geringere Produktionskosten besitzen.

# A Koordinaten Transformation

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung 4.9 lässt sich in einem rotierten 123-Koordinatensystem, siehe Abb. 4.2(b), vorteilhaft lösen. Um einen Vektor  $\mathbf{r}_{123}$  aus dem rotierten 123-Koordinatensystem in das xyz-Koordinatensystem zu transformieren, wird die Transformationsmatrix  $U$  verwendet [35]:

$$\mathbf{r}_{xyz} = U\mathbf{r}_{123} \quad \text{mit} \quad U = \begin{pmatrix} 0 & -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 \\ 0 & \cos \phi_0 & \sin \phi_0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Umgekehrt wird mit der invertierten Matrix  $U^{-1}$  der Vektor  $\mathbf{r}_{xyz}$  im xyz-Koordinatensystem in das rotierte 123-Koordinatensystem transformiert:

$$\mathbf{r}_{123} = U^{-1}\mathbf{r}_{xyz} \quad \text{mit} \quad U^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 & 0 \\ \cos \phi_0 & \sin \phi_0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$



## B Parameter der untersuchten magnetischen Dünnschichten

Die Parameter der in Kapitel 8 untersuchten magnetoakustischen Probe Ni(10 nm) sind in den Tabellen 8.1 und 8.2 angegeben. Ferner sind in den Tabellen B.1 und B.2 die Parameter der in Kapitel 10 (magnetische Bilage) und Kapitel 9 (DM-Wechselwirkung) untersuchten Proben zusammengefasst.

**Tabelle B.1:** Zusammenfassung der Parameter der magnetischen Einzelschicht Py(20 nm)/Au(5 nm) und der magnetischen Bilage Py(20 nm)/Au(5 nm)/CoFeB(5 nm). Beide Proben wurden mit Hilfe von FEM Simulationen, Breitband-FMR Messungen und SQUID-VSM Messungen charakterisiert. Darüber hinaus wurde die Probe Py(20 nm)/Au(5 nm) mittels der magnetoakustischen SW-Spektroskopie untersucht. Hierbei sind  $A$ ,  $g$  und  $M_s$  die Konstanten der Ausgleichsrechnung. Für die Simulation der magnetoakustischen Transmission  $\Delta S_{ij}$  der magnetischen Bilage (siehe Abb. 10.2(c)) werden die unter „SAW“ gelisteten Parameter angenommenen.

		Einzelschicht Py(20)/Au(5)	Bilage Py(20)/Au(5)/CoFeB(5)	
			Py(20)	CoFeB(5)
	$l_f$ ( $\mu\text{m}$ )	500		500
	$f$ (GHz)	6,86		6,865
FEM	$c_{\text{SAW}}$ (m/s)	3140		3122
VSM	$M_s$ (kA/m)	875		1030
FMR	$g$	$2,117 \pm 0,001$	$2,120 \pm 0,001$	$2,120 \pm 0,003$
	$M_{\text{eff}}$ (kA/m)	$704 \pm 1$	$682 \pm 1$	$994 \pm 4$
	$\alpha^{\text{FMR}}$ ( $10^{-3}$ )	$8,13 \pm 0,02$	$8,30 \pm 0,06$	$8,44 \pm 0,20$
	$\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$ (mT)	$0,3 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,2$
SAW	$g$	2,117	2,120	2,120
	$M_s$ (kA/m)	875	888	1380
	$A$ (pJ/m)	10 [28]	10 [28]	11 [180]
	$\phi_{\text{ani}}$ ( $^\circ$ )	$93,2 \pm 3,6$	90	90
	$\mu_0 H_{\text{ani}}$ (mT)	$0,5 \pm 0,2$	0,5	2
	$H_k$ (kA/m)	$165,3 \pm 0,2$	183	325
	$D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{J}/\text{m}^2$ )	0	0	0
	$\alpha$ ( $10^{-3}$ )	$10,9 \pm 0,1$	8,9	8,3
	$b_{xx}$ (T)	$0,133 \pm 0,001$	0,133	-3,025
	$b_{xz,\text{eff}}$ (T)	$-i(0,652 \pm 0,001)$	$-i0,652$	$-i1,079$

**Tabelle B.2:** Zusammenfassung der Parameter der Proben CoFeB(*d*)/Pt(3 nm) und CoFeB(2 nm). Dabei wurden die (i) Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  mittels SQUID-VSM („VSM“), (ii) die Parameter  $g$ ,  $M_{\text{eff}}$ ,  $\alpha^{\text{FMR}}$  und  $\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$  mit Hilfe der Breitband-FMR und (iii) die Parameter  $\tilde{a}_{xx}$ ,  $\tilde{a}_{xz}$  und  $\tilde{a}_{\omega xz}$  mittels FEM Eigenfrequenzanalyse („FEM“) bestimmt. Die Ergebnisse der magnetoakustischen SW-Spektroskopie sind in den mit „SAW“ gekennzeichneten Zeilen gelistet. Für die Ausgleichsrechnung werden die Parameter  $g$  und  $M_s$  der Breitband-FMR und SQUID-VSM Messungen verwendet. Weiter wird für die magnetische Austauschkonstante der Literaturwert  $A = 11$  pJ/m angenommen [180].

		CoFeB(1,4)/Pt	CoFeB(1,7)/Pt	CoFeB(2)/Pt	CoFeB(3,5)/Pt	CoFeB(5)/Pt	CoFeB(2)
	$l_f$ ( $\mu\text{m}$ )	1250	1250	1250	750	750	1250
	$f$ (GHz)	6,87	6,87	6,88	6,88	6,77	6,90
VSM	$M_s$ (kA/m)	1320	1306	1262	1534	1504	1125
FEM	$\tilde{a}_{xx}$	0,46	0,46	0,46	0,46	0,45	0,49
	$\tilde{a}_{xz}$	$\pm i0,037$	$\pm i0,038$	$\pm i0,039$	$\pm i0,043$	$\pm i0,048$	$\pm i0,042$
	$\tilde{a}_{\omega xz}$	$\mp i0,97$	$\mp i0,96$	$\mp i0,96$	$\mp i0,96$	$\mp i0,96$	$\mp i0,96$
FMR	$g$	2,034 $\pm$ 0,004	2,029 $\pm$ 0,004	2,045 $\pm$ 0,003	2,058 $\pm$ 0,003	2,052 $\pm$ 0,003	2,046 (assumed)
	$M_{\text{eff}}$ (kA/m)	464 $\pm$ 1	526 $\pm$ 1	578 $\pm$ 1	885 $\pm$ 1	986 $\pm$ 1	
	$\alpha^{\text{FMR}}$ ( $10^{-3}$ )	37,3 $\pm$ 0,3	32,2 $\pm$ 0,2	28,0 $\pm$ 0,1	14,2 $\pm$ 0,2	11,5 $\pm$ 0,2	
	$\mu_0 H_{\text{inh}}^{\text{FMR}}$ (mT)	7,7 $\pm$ 0,4	4,8 $\pm$ 0,2	2,7 $\pm$ 0,1	6,8 $\pm$ 0,2	2,5 $\pm$ 0,2	
SAW	$\phi_{\text{ani}}$ ( $^\circ$ )	88,8 $\pm$ 0,2	90,5 $\pm$ 0,25	87,7 $\pm$ 0,2	83,9 $\pm$ 0,2	83,2 $\pm$ 0,2	88,9 $\pm$ 0,2
	$\mu_0 H_{\text{ani}}$ (mT)	8,4 $\pm$ 0,2	7,2 $\pm$ 0,2	7,1 $\pm$ 0,2	4,2 $\pm$ 0,2	4,8 $\pm$ 0,2	6,0 $\pm$ 0,2
	$H_k$ (kA/m)	837,9 $\pm$ 0,07	772,4 $\pm$ 0,05	659,5 $\pm$ 0,05	629,3 $\pm$ 0,1	483,8 $\pm$ 0,2	505 $\pm$ 0,01
	$D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{J}/\text{m}^2$ )	-592 $\pm$ 1,1	-484 $\pm$ 0,7	-424 $\pm$ 0,7	-357 $\pm$ 1,3	-285 $\pm$ 2,3	-32 $\pm$ 0,1
	$\alpha$ ( $10^{-3}$ )	55,3 $\pm$ 0,05	45,8 $\pm$ 0,03	37,6 $\pm$ 0,03	20,7 $\pm$ 0,04	17,8 $\pm$ 0,05	10,7 $\pm$ 0,01
	$b_{xx}$ (T)	-3,119 $\pm$ 0,001	-2,948 $\pm$ 0,001	-3,021 $\pm$ 0,001	-2,936 $\pm$ 0,002	-3,025 $\pm$ 0,003	-1,963 $\pm$ 0,001
	$b_{xz}$ (T)	$-i(0,560 \pm 0,001)$	$-i(0,581 \pm 0,0019)$	$-i(0,692 \pm 0,0019)$	$-i(0,983 \pm 0,004)$	$-i(1,079 \pm 0,007)$	$-i(0,589 \pm 0,001)$

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Harris und M. Cooper, „Mobile phones: Impacts, challenges, and predictions“, *Hum. Behav. Emerging Technol.* **1**, 15 (2019).
- [2] E. Dahlman, S. Parkvall und J. Skold, *4G, LTE-Advanced Pro and The Road to 5G*, 3. ed. (Academic Press, London, 2016).
- [3] S. Parkvall, E. Dahlman, A. Furuskär und M. Frenne, „NR: The New 5G Radio Access Technology“, *IEEE Commun. Stand. Mag.* **1**, 24 (2017).
- [4] C. K. Campbell, *Surface acoustic wave devices for mobile and wireless communications* (Academic Press, San Diego, CA, 1998).
- [5] K. Y. Hashimoto, *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications: Modelling and Simulation* (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
- [6] D. P. Morgan, *Surface Acoustic Wave Filters: With Applications to Electronic Communications and Signal Processing*, 2. ed. (Elsevier, Amsterdam, 2007).
- [7] C. C. W. Ruppel, „Acoustic Wave Filter Technology-A Review“, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **64**, 1390 (2017).
- [8] S. Mahon, „The 5G Effect on RF Filter Technologies“, *IEEE Trans. Semicond. Manufact.* **30**, 494 (2017).
- [9] Statista, *Absatz von Smartphones weltweit in den Jahren 2009 bis 2020*, <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/173049/umfrage/weltweiter-absatz-von-smartphones-seit-2009/> (besucht am 10. 05. 2021).
- [10] D. S. Ballantine, *Acoustic wave sensors: Theory, design, and physico-chemical applications*, *Applications of modern acoustics* (Acad. Press, San Diego, CA, 1997).
- [11] A. Pohl, „A review of wireless SAW sensors“, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **47**, 317 (2000).
- [12] B. Paschke, A. Wixforth, D. Denysenko und D. Volkmer, „Fast Surface Acoustic Wave-Based Sensors to Investigate the Kinetics of Gas Uptake in Ultra-Microporous Frameworks“, *ACS Sens.* **2**, 740 (2017).
- [13] Z. Guttenberg, H. Müller, H. Habermüller, A. Geisbauer, J. Pipper, J. Felbel, M. Kielpinski, J. Scriba und A. Wixforth, „Planar chip device for PCR and hybridization with surface acoustic wave pump“, *Lab Chip* **5**, 308 (2005).
- [14] P. Delsing, A. N. Cleland, M. J. Schuetz, J. Knörzer, G. Giedke, J. I. Cirac, K. Srinivasan, M. Wu, K. C. Balram, C. Bäuerle u. a., „The 2019 surface acoustic waves roadmap“, *J. Phys. D* **52**, 353001 (2019).
- [15] A. A. Maznev, A. G. Every und O. B. Wright, „Reciprocity in reflection and transmission: What is a ‘phonon diode’?“, *Wave Motion* **50**, 776 (2013).
- [16] *Application Note - Isolator*, ANV002, Valvo Bauelemente GmbH (1999).
- [17] *Product specification - Microstrip Isolators*, Corry Micronics, Inc. (2017).

- [18] J. D. Adam, L. E. Davis, G. F. Dionne, E. F. Schloemann und S. N. Stitzer, „Ferrite devices and materials“, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50**, 721 (2002).
- [19] M. F. Lewis und E. Patterson, „Acoustic–Surface–Wave Isolator“, Appl. Phys. Lett. **20**, 276 (1972).
- [20] P. J. Shah, D. A. Bas, I. Lisenkov, A. Matyushov, N. X. Sun und M. R. Page, „Giant nonreciprocity of surface acoustic waves enabled by the magnetoelastic interaction“, Sci. Adv. **6**, eabc5648 (2020).
- [21] J. Heil, B. Lüthi und P. Thalmeier, „Nonreciprocal surface-acoustic-wave propagation in aluminum“, Phys. Rev. B **25**, 6515 (1982).
- [22] M. Rotter, A. Wixforth, A. O. Govorov, W. Ruile, D. Bernklau und H. Riechert, „Nonlinear acoustoelectric interactions in GaAs/LiNbO<sub>3</sub> structures“, Appl. Phys. Lett. **75**, 965 (1999).
- [23] M. Rotter, A. V. Kalameitsev, A. O. Govorov, W. Ruile und A. Wixforth, „Charge Conveyance and Nonlinear Acoustoelectric Phenomena for Intense Surface Acoustic Waves on a Semiconductor Quantum Well“, Phys. Rev. Lett. **82**, 2171 (1999).
- [24] M. Rotter, W. Ruile und A. Wixforth, „Non-reciprocal SAW devices for RF applications“, in 2000 IEEE Ultrasonics Symposium (Feb. 2001), S. 35–38.
- [25] D. D. Stancil und A. Prabhakar, *Spin waves: Theory and applications* (Springer, New York, NY, 2009).
- [26] R. Verba, I. Lisenkov, I. Krivorotov, V. Tiberkevich und A. Slavin, „Nonreciprocal Surface Acoustic Waves in Multilayers with Magnetoelastic and Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interactions“, Phys. Rev. Applied **9**, 064014 (2018).
- [27] J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, K.-W. Kim, J. Ryu, H.-W. Lee, R. D. McMichael und M. D. Stiles, „Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction“, Phys. Rev. B **88**, 184404 (2013).
- [28] H. T. Nembach, J. M. Shaw, M. Weiler, E. Jué und T. J. Silva, „Linear relation between Heisenberg exchange and interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in metal films“, Nat. Phys. **11**, 825 (2015).
- [29] K. Di, V. L. Zhang, H. S. Lim, S. C. Ng, M. H. Kuok, J. Yu, J. Yoon, X. Qiu und H. Yang, „Direct Observation of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in a Pt/Co/Ni Film“, Phys. Rev. Lett. **114**, 047201 (2015).
- [30] P. Grünberg, „Magnetostatic spinwave modes of a ferromagnetic double layer“, J. Appl. Phys. **51**, 4338 (1980).
- [31] P. Grünberg, „Magnetostatic spin–wave modes of a heterogeneous ferromagnetic double layer“, J. Appl. Phys. **52**, 6824 (1981).
- [32] R. E. Camley und A. A. Maradudin, „Magnetostatic interface waves in ferromagnets“, Solid State Commun. **41**, 585 (1982).
- [33] P. Grünberg, „Some ways to modify the spin–wave mode spectra of magnetic multilayers“, J. Appl. Phys. **57**, 3673 (1985).
- [34] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky und H. Sowers, „Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers“, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).

- [35] L. Dreher, M. Weiler, M. Pernpeintner, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt und S. T. B. Goennenwein, „Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: Theory and experiment“, *Phys. Rev. B* **86**, 134415 (2012).
- [36] R. Sasaki, Y. Nii, Y. Iguchi und Y. Onose, „Nonreciprocal propagation of surface acoustic wave in Ni/LiNbO<sub>3</sub>“, *Phys. Rev. B* **95**, 020407(R) (2017).
- [37] M. Küß, M. Heigl, L. Flacke, A. Hörner, M. Weiler, M. Albrecht und A. Wixforth, „Nonreciprocal Dzyaloshinskii–Moriya Magnetoacoustic Waves“, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 217203 (2020).
- [38] M. Küß, M. Heigl, L. Flacke, A. Hefele, A. Hörner, M. Weiler, M. Albrecht und A. Wixforth, „Symmetry of the Magnetoelastic Interaction of Rayleigh and Shear Horizontal Magnetoacoustic Waves in Nickel Thin Films on LiTaO<sub>3</sub>“, *Phys. Rev. Applied* **15**, 034046 (2021).
- [39] M. Küß, M. Heigl, L. Flacke, A. Hörner, M. Weiler, A. Wixforth und M. Albrecht, „Nonreciprocal Magnetoacoustic Waves in Dipolar-Coupled Ferromagnetic Bilayers“, *Phys. Rev. Applied* **15**, 034060 (2021).
- [40] M. Xu, K. Yamamoto, J. Puebla, K. Baumgaertl, B. Rana, K. Miura, H. Takahashi, D. Grundler, S. Maekawa und Y. Otani, „Nonreciprocal surface acoustic wave propagation via magneto-rotation coupling“, *Sci. Adv.* **6**, eabb1724 (2020).
- [41] Y. Kurimune, M. Matsuo und Y. Nozaki, „Observation of Gyromagnetic Spin Wave Resonance in NiFe Films“, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 217205 (2020).
- [42] R. C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (Wiley, New York, NY, 1999).
- [43] S. T. B. Goennenwein, M. Althammer, C. Bihler, A. Brandlmaier, S. Geprägs, M. Opel, W. Schoch, W. Limmer, R. Gross und M. S. Brandt, „Piezo–voltage control of magnetization orientation in a ferromagnetic semiconductor“, *Phys. Status Solidi RRL* **2**, 96 (2008).
- [44] M. Weiler, A. A Brandlmaier, S. Geprägs, M. Althammer, M. Opel, C. Bihler, H. Huebl, M. S. Brandt, R. Gross und S. T. B. Goennenwein, „Voltage controlled inversion of magnetic anisotropy in a ferromagnetic thin film at room temperature“, *New J. Phys.* **11**, 013021 (2009).
- [45] C. Kittel, „Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals“, *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
- [46] E. G. Spencer und R. C. LeCraw, „Magnetoacoustic Resonance in Yttrium Iron Garnet“, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 241 (1958).
- [47] H. Bömmel und K. Dransfeld, „Excitation of Hypersonic Waves by Ferromagnetic Resonance“, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 83 (1959).
- [48] R. M. White und F. W. Voltmer, „Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves“, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 314 (1965).
- [49] H. Matthews und H. van de Vaart, „Magnetoelastic love waves“, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 373 (1969).
- [50] P. R. Emtage, „Nonreciprocal attenuation of magnetoelastic surface waves“, *Phys. Rev. B* **13**, 3063 (1976).
- [51] M. R. Daniel, „Experimental observation of nonreciprocal attenuation of surface waves in yttrium iron garnet“, *J. Appl. Phys.* **48**, 1732 (1977).

- [52] G. Komoriya und G. Thomas, „Magnetoelastic–surface waves on YIG substrate“, *J. Appl. Phys.* **50**, 6459 (1979).
- [53] A. K. Ganguly, K. L. Davis, D. C. Webb, C. Vittoria und D. W. Forester, „Magnetically tuned surface-acoustic-wave phase shifter“, *Electron. Lett.* **11**, 610 (1975).
- [54] A. K. Ganguly, K. L. Davis, D. C. Webb und C. Vittoria, „Magnetoelastic surface waves in a magnetic film–piezoelectric substrate configuration“, *J. Appl. Phys.* **47**, 2696 (1976).
- [55] D. Webb, D. Forester, A. Ganguly und C. Vittoria, „Applications of amorphous magnetic-layers in surface-acoustic-wave devices“, *IEEE Trans. Magn.* **15**, 1410 (1979).
- [56] R. F. Wiegert und M. Levy, „Magnetic field dependence of surface acoustic wave velocity and attenuation in nickel thin films“, *J. Appl. Phys.* **64**, 5411 (1988).
- [57] A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, Be. Spetzler, D. Meyners, N. X. Sun, J. McCord, M. Gerken, G. Schmidt, M. Höft, R. Knöchel, F. Faupel und E. Quandt, „Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System“, *Sci. Rep.* **8**, 1 (2018).
- [58] X. Liu, J. Ou-Yang, B. Tong, S. Chen, Y. Zhang, B. Zhu und X. Yang, „Influence of the delta-E effect on a surface acoustic wave resonator“, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 062903 (2019).
- [59] M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt und S. T. B. Goennenwein, „Elastically driven ferromagnetic resonance in nickel thin films“, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 117601 (2011).
- [60] P. G. Gowtham, T. Moriyama, D. C. Ralph und R. A. Buhrman, „Traveling surface spin-wave resonance spectroscopy using surface acoustic waves“, *J. Appl. Phys.* **118**, 233910 (2015).
- [61] S. Tateno und Y. Nozaki, „Highly Nonreciprocal Spin Waves Excited by Magnetoelastic Coupling in a Ni/Si Bilayer“, *Phys. Rev. Applied* **13**, 034074 (2020).
- [62] R. Verba, V. Tiberkevich und A. Slavin, „Wide-Band Nonreciprocity of Surface Acoustic Waves Induced by Magnetoelastic Coupling with a Synthetic Antiferromagnet“, *Phys. Rev. Applied* **12**, 054061 (2019).
- [63] Y. Li, C. Zhao, W. Zhang, A. Hoffmann und V. Novosad, „Advances in coherent coupling between magnons and acoustic phonons“, *APL Mater.* **9**, 060902 (2021).
- [64] S. Maekawa und M. Tachiki, „Surface acoustic attenuation due to surface spin wave in ferro- and antiferromagnets“, *AIP Conf. Proc.* **29**, 542 (1976).
- [65] M. Kraimia, P. Kuszewski, J.-Y. Duquesne, A. Lemaître, F. Margaiilan, C. Gourdon und L. Thevenard, „Time- and space-resolved nonlinear magnetoacoustic dynamics“, *Phys. Rev. B* **101**, 144425 (2020).
- [66] Comsol, COMSOL Multiphysics® v. 5.4. [www.comsol.com](http://www.comsol.com). COMSOL AB, Stockholm, Sweden.
- [67] E. D. S. Nysten, Y. H. Huo, H. Yu, G. F. Song, A. Rastelli und H. J. Krenner, „Multi-harmonic quantum dot optomechanics in fused LiNbO<sub>3</sub>–(Al)GaAs hybrids“, *J. Phys. D* **50**, 43LT01 (2017).

- [68] L. Rayleigh, „On waves propagated along the plane surface of an elastic solid“, Proc. London Math. Soc. **1**, 4 (1885).
- [69] R. Hsu, E. N. Maslen, D. Du Boulay und N. Ishizawa, „Synchrotron X-ray studies of LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>“, Acta Cryst. B **53**, 420 (1997).
- [70] K. K. Wong, *Properties of lithium niobate* (INSPEC, Stevenage, Herts, UK, 2002).
- [71] The Roditi International Corporation, *Lithium Niobate Wafers*, <http://www.roditi.com/SingleCrystal/LiNbO3/LiNbO3-Wafers.html> (besucht am 07.01.2021).
- [72] K. Nakamura, M. Kazumi und H. Shimizu, „SH-type and Rayleigh-type surface waves on rotated Y-cut LiTaO<sub>3</sub>“, Proc. IEEE Ultrason. Symp., 819 (1977).
- [73] K.-Y. Hashimoto, M. Yamaguchi und H. Kogo, „Effects of metallic-grating upon leaky SAW propagating on 36° YX-LiTaO<sub>3</sub>“, Electron. Commun. Jpn. **69**, 42 (1986).
- [74] S. Datta, *Surface Acoustic Wave Devices* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs NJ, 1986).
- [75] W. P. Robbins, „A simple method of approximating surface acoustic wave power densities“, IEEE Trans. Son. Ultrason. **24**, 339 (1977).
- [76] A. Neubrand und P. Hess, „Laser generation and detection of surface acoustic waves: Elastic properties of surface layers“, J. Appl. Phys. **71**, 227 (1998).
- [77] X. Zhang, G. E. W. Bauer und T. Yu, „Unidirectional pumping of phonons by magnetization dynamics“, Phys. Rev. Lett. **125**, 077203 (2020).
- [78] M. Weiß, A. L. Hörner, E. Zallo, P. Atkinson, A. Rastelli, O. G. Schmidt, A. Wixforth und H. J. Krenner, „Multiharmonic frequency-chirped transducers for surface-acoustic-wave optomechanics“, Phys. Rev. Applied **9**, 014004 (2018).
- [79] K. Yamanouchi, C. Lee, K. Yamamoto, T. Meguro und H. Odagawa, „GHz-range low-loss wide band filter using new floating electrode type unidirectional transducers“, IEEE Ultrason. Symp. **1**, 139 (1992).
- [80] A. P. van den Heuvel, „Use of rotated electrodes for amplitude weighting in interdigital surface-wave transducers“, Appl. Phys. Lett. **21**, 280 (1972).
- [81] A. J. Slobodnik, „Materials and their influence on performance“, in *Acoustic Surface Waves* (Springer, Berlin und Heidelberg, 1978), S. 225–303.
- [82] A. G. Gurevich und G. A. Melkov, *Magnetization oscillations and waves* (CRC Press, Boca Raton, FL, 1996).
- [83] C. Tannous und J. Gieraltowski, „The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism“, Eur. J. Phys. **29**, 475 (2008).
- [84] E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth, „A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys“, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A **240**, 599 (1948).
- [85] S. Chikazumi und C. D. Graham, *Physics of ferromagnetism*, 2. ed. (Oxford Univ. Press, Oxford, 2010).
- [86] P. Bruno und J.-P. Renard, „Magnetic surface anisotropy of transition metal ultrathin films“, Appl. Phys. A **49**, 499 (1989).
- [87] L. D. Landau und E. Lifshitz, „On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies“, **8**, 153 (1935).
- [88] T. L. Gilbert, „A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field“, **100**, 1243 (1955).

- [89] C. Kittel, „On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption“, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [90] M. Weiler, „Magnetization dynamics and spin torques in exchange-coupled spin systems“, Habilitation (Technische Universität München, 2019).
- [91] D. Polder, „VIII. On the theory of ferromagnetic resonance“, London, Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci. **40**, 99 (1949).
- [92] M. Farle, „Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers“, Rep. Prog. Phys. **61**, 755 (1998).
- [93] V. Vlaminck und M. Bailleul, „Spin-wave transduction at the submicrometer scale: Experiment and modeling“, Phys. Rev. B **81**, 014425 (2010).
- [94] O. Gladii, M. Haidar, Y. Henry, M. Kostylev und M. Bailleul, „Frequency non-reciprocity of surface spin wave in permalloy thin films“, Phys. Rev. B **93**, 054430 (2016).
- [95] B. A. Kalinikos und A. N. Slavin, „Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions“, J. Phys. C **19**, 7013 (1986).
- [96] C. Herring und C. Kittel, „On the Theory of Spin Waves in Ferromagnetic Media“, Phys. Rev. **81**, 869 (1951).
- [97] R. W. Damon und J. R. Eshbach, „Magnetostatic modes of a ferromagnet slab“, J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).
- [98] A. A. Serga, A. V. Chumak und B. Hillebrands, „YIG magnonics“, J. Phys. D **43**, 264002 (2010).
- [99] W Heisenberg, „Zur Theorie des Ferromagnetismus“, Z. Phys. **49**, 619 (1928).
- [100] P. Pirro, „Lineare und nichtlineare Spinwelleninteraktionen in magnetischen Mikrostrukturen“, Dissertation (Technischen Universität Kaiserslautern, 2014).
- [101] M Krawczyk und D Grundler, „Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure“, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 123202 (2014).
- [102] J. M. D. Coey, „New permanent magnets; manganese compounds“, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 064211 (2014).
- [103] A. Aharoni, *Introduction to the theory of ferromagnetism*, 2. ed., Bd. 109, International series of monographs on physics (Oxford Univ. Press, Oxford, 2000).
- [104] I. Dzyaloshinsky, „A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics“, J. Phys. Chem. Solids **4**, 241 (1958).
- [105] T. Moriya, „New Mechanism of Anisotropic Superexchange Interaction“, Phys. Rev. Lett. **4**, 228 (1960).
- [106] Tôru Moriya, „Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism“, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
- [107] A. N. Bogdanov und U. K. Rößler, „Chiral Symmetry Breaking in Magnetic Thin Films and Multilayers“, Phys. Rev. Lett. **87**, 037203 (2001).
- [108] M. Bode, M. Heide, K. v. Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer, A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blügel und R. Wiesendanger, „Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry“, Nature **447**, 190 (2007).

- [109] M. Heigl, S. Koraltan, M. Vaňatka, R. Kraft, C. Abert, C. Vogler, A. Semisalova, P. Che, A. Ullrich, T. Schmidt, J. Hintermayr, D. Grundler, M. Farle, M. Urbánek, D. Suess und M. Albrecht, „Dipolar-stabilized first and second-order antiskyrmions in ferrimagnetic multilayers“, *Nat. Commun.* **12**, 2611 (2021).
- [110] A. Fert, V. Cros und J. Sampaio, „Skyrmions on the track“, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- [111] N. Nagaosa und Y. Tokura, „Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions“, *Nature Nanotech* **8**, 899 (2013).
- [112] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga und B. Hillebrands, „Magnon spintronics“, *Nature Phys* **11**, 453 (2015).
- [113] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, van Hoof, Niels J. J., H. J. M. Swagten, B. Koopmans und C.-Y. You, „Thickness dependence of the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in inversion symmetry broken systems“, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
- [114] N.-H. Kim, D.-S. Han, J. Jung, J. Cho, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten und C.-Y. You, „Improvement of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction by introducing a Ta buffer layer“, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 142408 (2015).
- [115] A. Fert und P. M. Levy, „Role of Anisotropic Exchange Interactions in Determining the Properties of Spin-Glasses“, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1538 (1980).
- [116] S. Rohart und A. Thiaville, „Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction“, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
- [117] D. Cortés-Ortuño und P. Landeros, „Influence of the Dzyaloshinskii–Moriya interaction on the spin-wave spectra of thin films“, *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 156001 (2013).
- [118] R.A. Gallardo, T. Schneider, A.K. Chaurasiya, A. Oelschlägel, S.S.P.K. Arekapudi, A. Roldán-Molina, R. Hübner, K. Lenz, A. Barman, J. Fassbender, J. Lindner, O. Hellwig und P. Landeros, „Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer“, *Phys. Rev. Applied* **12**, 034012 (2019).
- [119] M. Ishibashi, Y. Shiota, T. Li, S. Funada, T. Moriyama und T. Ono, „Switchable giant nonreciprocal frequency shift of propagating spin waves in synthetic antiferromagnets“, *Sci. Adv.* **6**, eaaz6931 (2020).
- [120] A. Fuß, S. Demokritov, P. Grünberg und W. Zinn, „Short- and long period oscillations in the exchange coupling of Fe across epitaxially grown Al- and Au-interlayers“, *J. Magn. Magn. Mater.* **103**, L221 (1992).
- [121] D. Labanowski, A. Jung und S. Salahuddin, „Power absorption in acoustically driven ferromagnetic resonance“, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 022905 (2016).
- [122] E. M. Chudnovsky und R. Jaafar, „Manipulating the Magnetization of a Nanomagnet with Surface Acoustic Waves: Spin-Rotation Mechanism“, *Phys. Rev. Applied* **5**, 031002 (2016).
- [123] M. Matsuo, E. Saitoh und S. Maekawa, „Spin-Mechatronics“, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 011011 (2017).
- [124] J. P. Joule, „On the effects of magnetism upon the dimensions of iron and steel bars“, *Philos. Mag.* **30**, 76 (1847).

- [125] E. Villari, „Ueber die Aenderungen des magnetischen Moments, welche der Zug und das Hindurchleiten eines galvanischen Stroms in einem Stabe von Stahl oder Eisen hervorbringen“, *Ann. Phys.* **202**, 87 (1865).
- [126] E. Klokholm und J. A. Aboaf, „The saturation magnetostriction of permalloy films“, *J. Appl. Phys.* **52**, 2474 (1981).
- [127] P. G. Gowtham, G. M. Stiehl, D. C. Ralph und R. A. Buhrman, „Thickness-dependent magnetoelasticity and its effects on perpendicular magnetic anisotropy in Ta/CoFeB/MgO thin films“, *Phys. Rev. B* **93**, 024404 (2016).
- [128] Y. K. Kim und T. J. Silva, „Magnetostriction characteristics of ultrathin permalloy films“, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2885 (1996).
- [129] S. Davis, J. A. Borchers, B. B. Maranville und S. Adenwalla, „Fast strain wave induced magnetization changes in long cobalt bars: Domain motion versus coherent rotation“, *J. Appl. Phys.* **117**, 063904 (2015).
- [130] E. Klokholm und J. Aboaf, „The saturation magnetostriction of thin polycrystalline films of iron, cobalt, and nickel“, *J. Appl. Phys.* **53**, 2661 (1982).
- [131] J. Lou, R. E. Insignares, Z. Cai, K. S. Ziemer, M. Liu und N. X. Sun, „Soft magnetism, magnetostriction, and microwave properties of FeGaB thin films“, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 182504 (2007).
- [132] K. Yamamoto, W. Yu, T. Yu, J. Puebla, M. Xu, S. Maekawa und G. Bauer, „Non-reciprocal Pumping of Surface Acoustic Waves by Spin Wave Resonance“, *J. Phys. Soc. Jpn.* **89**, 113702 (2020).
- [133] A. Einstein und W. J. de Haas, „Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme“, **17**, 152 (1915).
- [134] S. J. Barnett, „Magnetization by Rotation“, *Phys. Rev.* **6**, 239 (1915).
- [135] M. Matsuo, J. Ieda, E. Saitoh und S. Maekawa, „Effects of Mechanical Rotation on Spin Currents“, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 076601 (2011).
- [136] M. Matsuo, J. Ieda, K. Harii, E. Saitoh und S. Maekawa, „Mechanical generation of spin current by spin-rotation coupling“, *Phys. Rev. B* **87**, 180402(R) (2013).
- [137] D. Kobayashi, T. Yoshikawa, M. Matsuo, R. Iguchi, S. Maekawa, E. Saitoh und Y. Nozaki, „Spin Current Generation Using a Surface Acoustic Wave Generated via Spin-Rotation Coupling“, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077202 (2017).
- [138] B. Casals, N. Statuto, M. Foerster, A. Hernández-Mínguez, R. Cichelero, P. Manshausen, A. Mandziak, L. Aballe, J. M. Hernández und F. Macià, „Generation and Imaging of Magnetoacoustic Waves over Millimeter Distances“, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 137202 (2020).
- [139] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pépin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib, L. Manin-Ferlazzo, L. Couraud und H. Launois, „Electron beam lithography: resolution limits and applications“, *Appl. Surf. Sci.* **164**, 111 (2000).
- [140] P. Kelly und R. Arnell, „Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications“, *Vacuum* **56**, 159 (2000).
- [141] *Magnetic Property Measurement System - SQUID VSM User's Manual*, 1500-100-C0, Quantum Design (San Diego CA, Jan. 2009).
- [142] R. L. Fagaly, „Superconducting quantum interference device instruments and applications“, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 101101 (2006).

- [143] M. Radlmeier, „Breitbandspektroskopie ferromagnetischer Mikrostrukturen bei tiefen Temperaturen“, Walther-Meißner-Institute for Low Temperature Research, Magisterarb. (2010).
- [144] J. M. Shaw, H. T. Nembach, T. J. Silva und C. T. Boone, „Precise determination of the spectroscopic g-factor by use of broadband ferromagnetic resonance spectroscopy“, *J. Appl. Phys.* **114**, 243906 (2013).
- [145] I. J. Bahl, *Lumped Elements for RF and Microwave Circuits* (Artech House, Boston, 2003).
- [146] *E5072A Network Analyzer PDF Help*, A.01.03, Agilent Technologies (Feb. 2012).
- [147] M. Hiebel, *Grundlagen der vektoriellen Netzwerkanalyse*, 3. Aufl. (Rohde & Schwarz, München, 2011).
- [148] *Time Domain Analysis Using a Network Analyzer*, 5989-5723EN, Keysight Technologies (Dez. 2017).
- [149] T. H. P. Chang, „Proximity effect in electron-beam lithography“, *J. Vac. Sci.* **12**, 1271 (1975).
- [150] A. F. Mills, *Basic heat and mass transfer* (Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1999).
- [151] C. Comte und J. von Stebut, „Microprobe-type measurement of Young’s modulus and Poisson coefficient by means of depth sensing indentation and acoustic microscopy“, *Surf. Coat. Technol.* **154**, 42 (2002).
- [152] H. M. Ledbetter und R. P. Reed, „Elastic Properties of Metals and Alloys, I. Iron, Nickel, and Iron–Nickel Alloys“, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2**, 531 (1973).
- [153] C. H. Wilts und S. K. C. Lai, „Spin wave measurements of exchange constant in Ni-Fe alloy films“, *IEEE Trans. Magn.* **8**, 280 (1972).
- [154] S. Tacchi, R. E. Troncoso, M. Ahlberg, G. Gubbiotti, M. Madami, J. Åkerman und P. Landeros, „Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Pt/CoFeB Films: Effect of the Heavy-Metal Thickness“, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147201 (2017).
- [155] G. Chen, J. Zhu, A. Quesada, J. Li, A. T. N’Diaye, Y. Huo, T. P. Ma, Y. Chen, H. Y. Kwon, C. Won, Z. Q. Qiu, A. K. Schmid und Y. Z. Wu, „Novel Chiral Magnetic Domain Wall Structure in Fe/Ni/Cu(001) Films“, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177204 (2013).
- [156] N.-H. Kim, J. Jung, J. Cho, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten und C.-Y. You, „Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, surface anisotropy energy, and spin pumping at spin orbit coupled Ir/Co interface“, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142406 (2016).
- [157] O. Boule, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. d. S. Chaves, A. Locatelli, T. O. Menteş, A. Sala, L. D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron und G. Gaudin, „Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures“, *Nature Nanotech* **11**, 449 (2016).
- [158] J. Lucassen, C. F. Schippers, M. A. Verheijen, P. Fritsch, E. J. Geluk, B. Barcones, R. A. Duine, S. Wurmehl, H. J. M. Swagten, B. Koopmans und R. Lavrijsen, „Extraction of Dzyaloshinskii-Moriya interaction from propagating spin waves“, *Phys. Rev. B* **101**, 064432 (2020).

- [159] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader und A. Hoffmann, „Quantifying spin Hall angles from spin pumping: experiments and theory“, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046601 (2010).
- [160] Y. Tserkovnyak, A. Brataas und G. E. W. Bauer, „Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films“, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
- [161] K. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke und Z. Frait, „Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering“, *Phys. Rev. B* **76**, 104416 (2007).
- [162] X. Liu, W. Zhang, M. J. Carter und G. Xiao, „Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions“, *J. Appl. Phys.* **110**, 033910 (2011).
- [163] M. K. Ekström, T. Aref, J. Runeson, J. Björck, I. Boström und P. Delsing, „Surface acoustic wave unidirectional transducers for quantum applications“, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 073105 (2017).
- [164] A. Hernández-Mínguez, F. Macià, J. M. Hernández, J. Herfort und P. V. Santos, „Large Nonreciprocal Propagation of Surface Acoustic Waves in Epitaxial Ferromagnetic/Semiconductor Hybrid Structures“, *Phys. Rev. Applied* **13**, 044018 (2020).
- [165] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen und K. Ounadjela, „Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange-coupled Co/Ru/Co trilayer structures“, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994).
- [166] P. Grünberg, J. Barnas, F. Saurenbach, J. Fuß, A. Wolf und M. Vohl, „Layered magnetic structures: antiferromagnetic type interlayer coupling and magnetoresistance due to antiparallel alignment“, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 58 (1991).
- [167] B. Heinrich, Y. Tserkovnyak, G. Woltersdorf, A. Brataas, R. Urban und G. E. W. Bauer, „Dynamic Exchange Coupling in Magnetic Bilayers“, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 187601 (2003).
- [168] S. Klingler, V. Amin, S. Geprägs, K. Ganzhorn, H. Maier-Flaig, M. Althammer, H. Huebl, R. Gross, R. D. McMichael, M. D. Stiles, S. T. B. Goennenwein und M. Weiler, „Spin-Torque Excitation of Perpendicular Standing Spin Waves in Coupled YIG/Co Heterostructures“, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 127201 (2018).
- [169] P. G. Gowtham, G. E. Rowlands und R. A. Buhrman, „A critical analysis of the feasibility of pure strain-actuated giant magnetostrictive nanoscale memories“, *J. Appl. Phys.* **118**, 183903 (2015).
- [170] R. A. Duine, Kyung-Jin Lee, Stuart S. P. Parkin und M. D. Stiles, „Synthetic antiferromagnetic spintronics“, *Nat. Phys.* **14**, 217 (2018).
- [171] A. F. Franco und P. Landeros, „Enhancement of the spin-wave nonreciprocity in antiferromagnetically coupled multilayers with dipolar and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interactions“, *Phys. Rev. B* **102**, 184424 (2020).
- [172] T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands und H. Schultheiss, „Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale“, *Front. Phys.* **3**, 35 (2015).
- [173] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii und P. Böni, „Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet“, *Science* **323**, 915 (2009).

- [174] C. Banerjee, P. Gruszecki, J. W. Klos, O. Hellwig, M. Krawczyk und A. Barman, „Magnonic band structure in a Co/Pd stripe domain system investigated by Brillouin light scattering and micromagnetic simulations“, *Phys. Rev. B* **96**, 024421 (2017).
- [175] P. X. Zhang, L. Y. Liao, G. Y. Shi, R. Q. Zhang, H. Q. Wu, Y. Y. Wang, F. Pan und C. Song, „Spin-orbit torque in a completely compensated synthetic antiferromagnet“, *Phys. Rev. B* **97**, 214403 (2018).
- [176] K. Yamanouchi, „Generation, propagation, and attenuation of 10 GHz-range SAW in LiNbO<sub>3</sub>“, in 1998 IEEE Ultrasonics Symposium, hrsg. von B. R. McAvoy, M. Levy und S. C. Schneider (1998), S. 57–62.
- [177] X. Chen, M. A. Mohammad, J. Conway, B. Liu, Y. Yang und T.-L. Ren, „High performance lithium niobate surface acoustic wave transducers in the 4–12 GHz super high frequency range“, *J. Vac. Sci. Technol., B* **33**, 06F401 (2015).
- [178] K.-H. Shin, M. Inoue und K.-I. Arai, „Elastically coupled magneto-electric elements with highly magnetostrictive amorphous films and PZT substrates“, *Smart Mater. Struct.* **9**, 357 (2000).
- [179] D. E. Parkes, L. R. Shelford, P. Wadley, V. Holý, M. Wang, A. T. Hindmarch, G. van der Laan, R. P. Champion, K. W. Edmonds, S. A. Cavill und A. W. Rushforth, „Magnetostrictive thin films for microwave spintronics“, *Sci. Rep.* **3**, 2220 (2013).
- [180] J. Cho, J. Jung, K.-E. Kim, S.-I. Kim, S.-Y. Park, M.-H. Jung und You Chun-Yeol, „Effects of sputtering Ar gas pressure in the exchange stiffness constant of Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> thin films“, *J. Magn. Magn. Mater.* **339**, 36 (2013).



# Publikationen

- **M. Küß**, M. Heigl, L. Flacke, A. Hörner, M. Weiler, M. Albrecht und A. Wixforth, „Nonreciprocal Dzyaloshinskii–Moriya magnetoacoustic waves“, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 217203 (2020).
- **M. Küß**, M. Heigl, L. Flacke, A. Hefele, A. Hörner, M. Weiler, M. Albrecht und A. Wixforth, „Symmetry of the Magnetoelastic Interaction of Rayleigh and Shear Horizontal Magnetoacoustic Waves in Nickel Thin Films on  $\text{LiTaO}_3$ “, *Phys. Rev. Applied* **15**, 034046 (2021).
- **M. Küß**, M. Heigl, L. Flacke, A. Hörner, M. Weiler, A. Wixforth und M. Albrecht, „Nonreciprocal Magnetoacoustic Waves in Dipolar-Coupled Ferromagnetic Bilayers“, *Phys. Rev. Applied* **15**, 034060 (2021).
- D. Topaltzikis, M. Wielunski, A. Hörner, **M. Küß**, A. Reiner, T. Grünwald, M. Schreck, A. Wixforth und W. Rühm, „Detection of x rays by a surface acoustic delay line in contact with a diamond crystal“, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 133501 (2021).



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich ein herzliches Dankeschön an alle aussprechen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Achim Wixforth und Prof. Dr. Manfred Albrecht für die Möglichkeit dieses höchst interessante Thema an den Lehrstühlen EP I und EP IV mit aller damit einhergehender Unterstützung zu bearbeiten. Vor allem möchte ich mich für die vielen konstruktiven Diskussionen, lehrreichen Konferenzen und das sehr positive Arbeitsklima bedanken.
- Prof. Dr. Mathias Weiler, den ich bei der SAWtrain Sommerschule zufällig kennen gelernt habe und der mir als Experte in den Bereichen der SAW-SW Wechselwirkung und der Magnonik entscheidend weitergeholfen hat. Vielen Dank für diese freundschaftliche Unterstützung von unerwarteter Seite!
- Dr. Andreas Hörner für die stete Hilfsbereitschaft, für die vielen nützlichen Tipps und das bestmögliche Arbeitsverhältnis.
- Michael Heigl, der nicht nur beim Abscheiden der magnetischen Dünnschichten, sondern auch bei der Charakterisierung mittels SQUID-VSM-Messungen einen exzellenten und essenziellen Job gemacht hat.
- Luis Flacke vom Walther-Meißner-Institut für die dort durchgeführten breitband-FMR-Messungen und den lehrreichen und freundschaftlichen Austausch.
- Den Mitarbeitern der Lehrstühle EP I und EP IV für lehrreiche Diskussionen, ein interessantes Arbeitsumfeld und viele Tagungen die ich in guter Erinnerung behalten werde. Insbesondere möchte ich mich bei Maximilian Sonner, Emeline Nysten, Prof. Dr. Hubert Krenner, Alexander Reiner, Andreas Hefele und auch bei Fabian Meggle bedanken.
- Andreas Spörhase, Sidonie Lieber, Manuel Dreer, Adrian Mainka, Alexander Hupfer, Olga Ustinov und Funda Cevik für die Instandhaltung der Gerätschaften und Organisation des laufenden Forschungsbetriebs. Vielen Dank für diesen guten Service!
- Den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt.
- Meiner Familie und Abril Murillo, die mir durch ihren Rückhalt und Unterstützung letztendlich die Zeit am Lehrstuhl und damit die Arbeit ermöglicht haben.

Für die Finanzierung meines Projektes danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) - WI 1091/21-1.