

# **Analyse von magnetoelektrischen Sensoren zur Verwendung bei höheren Moden mittels der Finite-Elemente-Methode**

## **Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
der Technischen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Julius Alexander Schmalz

Kiel

Dezember 2020

Erste Gutachterin  
Zweiter Gutachter

Prof. Dr. Martina Gerken  
Prof. Dr.-Ing. Michael Höft

Datum der mündlichen Prüfung

03.02.2021

# Kurzzusammenfassung

In der medizinischen Diagnostik besteht das Interesse die sehr schwachen Magnetfelder von biologischen Funktionen, wie beispielsweise von Herz- oder Gehirnaktivitäten, zu messen. Hierfür eignen sich insbesondere magnetoelektrische (ME) Sensoren aufgrund ihrer sehr niedrigen Nachweisgrenze, des möglichen Betriebs bei Raumtemperatur sowie ihres kostengünstigen Herstellungsverfahrens.

Innerhalb dieser Arbeit wurden vorrangig zwei unterschiedliche Konzepte von ME-Sensoren mittels numerischer Simulationen unter Verwendung der Finite-Elemente-Methode (FEM) systematisch analysiert und auf mögliche Optimierungspotentiale hin untersucht: magnetoelektrische Biegebalken und magnetoelastische akustische Oberflächenwellensensoren. Besonderes Augenmerk wurde hierbei auf den Multi-Moden-Betrieb der Sensoren gelegt, bei dem sowohl die Grundmode als auch deren höhere Harmonische für die Magnetfelddetektion genutzt werden können.

Bei den magnetoelektrischen Biegebalken konnte durch FEM-Simulationen gezeigt werden, dass das Elektrodendesign für den Betrieb bei den höheren Moden einen signifikanten Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) hat. So kann beispielsweise ein SNR-Gewinn von bis zu 2,4 dB erzielt werden, wenn die Elektroden nicht wie bisher üblich an den Dehnungsknoten unterbrochen werden, sondern deren Länge weiter reduziert wird. Diese Verkürzung steht im Gegensatz zu dem üblichen Bestreben, das Signal zu maximieren. Da jedoch das Rauschen an den Rändern einer maximal langen Elektrode stärker zunimmt als das Signal, führt eine Verkürzung der Elektroden zu einem höheren SNR.

Für magnetoelastische akustische Oberflächenwellensensoren (SAW) wurde der Einfluss verschiedener Designparameter auf die Sensitivität untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Schichtdicke der Führungsschicht einen erheblichen Einfluss auf die Sensitivität besitzt und diese für  $8\text{ }\mu\text{m}$  maximal wird. Ein Erhöhen der Resonanzfrequenz führt zu einer stärkeren Konzentration der Welle an der Oberfläche und damit ebenfalls zu einer höheren Sensitivität. Dies konnte dadurch bestätigt werden, dass durch eine Erhöhung der Resonanzfrequenz von 148 MHz auf 263 MHz die Sensitivität der Grundmode von  $504\text{ }^{\circ}/\text{mT}$  auf etwa  $1250\text{ }^{\circ}/\text{mT}$  gesteigert werden konnte. Weiter konnte gezeigt werden, dass die Sensitivität der höheren Moden grundsätzlich kleiner ist als die der Grundmode. Es konnte dennoch ein Arbeitspunkt identifiziert werden, an dem die ersten drei Moden eine ausreichend hohe Sensitivität für einen Multi-Moden-Betrieb besitzen. Die Sensitivitäten

aller Moden dieses Sensors mit  $12\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge waren höher als die eines Sensors mit  $28\text{ }\mu\text{m}$  Wellenlänge.

Die entwickelten Modelle und die hiermit erzielten Ergebnisse bezüglich der potentiellen Verbesserung der Biegebalken- und SAW-Sensoren können dazu beitragen, die Messung von biomagnetischen Signalen zukünftig zu optimieren und damit den Einsatz zur Messung sehr niedriger biomagnetischer Felder zu ermöglichen.



# Abstract

In medical diagnostics, there is a need for measuring extremely weak magnetic fields of biologic functions, e.g. heart or brain, to extrapolate their activities. Magnetoelectric (ME) sensors are particularly well suited for this purpose due to their very low detection limit, potential to be operated at room temperature, and cost-effective manufacturing process.

In this work, two different concepts of ME sensors were systematically analyzed using numerical simulations with the finite element method (FEM) to determine potential optimization strategies: magnetoelectric cantilevers and magnetoelastic acoustic surface wave sensors. Special focus lays on multi-mode-operation of these sensors using both the basic mode and higher modes for magnetic field detection.

For magnetoelectric cantilevers, FEM simulations showed, that the electrode design had a significant influence on their signal-to-noise-ratio (SNR) in higher mode operation. Segmentation of the electrodes is usually performed at the strain-node positions. Nevertheless, further shortening of their lengths led to an improvement of the SNR of up to 2.4 dB; shortening the electrodes is contrary to the usual approach to maximize the signal. However, as the noise increases to a higher extent than the signal on the last percentage of the maximal electrode length, shortening of the electrodes leads to a higher SNR.

For magnetoelastic surface acoustic wave (SAW) sensors, the influence of different design parameters on the sensitivity has been analyzed. It was observed that the layer thickness of the guiding layer had substantial influence on the sensitivity and that a layer thickness of 8  $\mu\text{m}$  showed a maximum. Increasing the resonance frequency resulted in a higher concentration of the wave at the surface and therefore led to higher sensitivities. This was confirmed by the fact that increasing the resonance frequency from 148 MHz to 263 MHz increased the sensitivity of the fundamental mode from 504  $^{\circ}/\text{mT}$  to 1250  $^{\circ}/\text{mT}$ . The higher order modes' sensitivities were found to be generally lower compared to the fundamental mode's. Nevertheless an operating point with sufficiently high sensitivity was determined, enabling multi-mode operation. The sensitivities of all three modes of this sensor with 12  $\mu\text{m}$  wavelength were higher compared to the sensor with 28  $\mu\text{m}$  wavelength.

The developed models and obtained results on the possibilities of cantilever and SAW sensor improvement may contribute to the optimization of biomagnetic field measurements and thereby enable future measurements of substantially lower biomagnetic signals.



# Veröffentlichungen

## Beiträge in Fachzeitschriften

- S. Zuo, **J. Schmalz**, M.-O. Ozden, M. Gerken, J. Su, F. Niekiel, F. Lofink, K. Nazarpour und H. Heidari, „Ultrasensitive Magnetoelectric Sensing System for pico-Tesla MagnetoMyoGraphy“, *IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems*, S. 1–1, 2020. DOI: 10.1109/TBCAS.2020.2998290.
- J. Schmalz**, M. C. Krantz, A. Knies, H. Lüder und M. Gerken, „Signal-to-noise Ratio Enhanced Electrode Configurations for Magnetoelectric Cantilever Sensors“, *AIP Advances*, Jg. 10, Nr. 7, S. 075 314, 2020. DOI: 10.1063/5.0015564.
- J. Schmalz**, A. Kittmann, P. Durdaut, B. Spetzler, F. Faupel, M. Höft, E. Quandt und M. Gerken, „Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors“, *Sensors*, Jg. 20, Nr. 12, S. 3421, Juni 2020. DOI: 10.3390/s20123421.
- A. Kittmann\*, P. Durdaut\*, S. Zabel\*, J. Reermann\*, **J. Schmalz\***, B. 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“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 278, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-017-18441-4.
- R. B. Holländer, C. Müller, **J. Schmalz**, M. Gerken und J. McCord, „Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 13 871, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8.
- S. B. Hrkac, C. T. Koops, M. Abes, C. Krywka, M. Müller, M. Burghammer, M. Sztucki, T. Dane, S. Kaps, Y. K. Mishra, R. Adelung, **J. Schmalz**, M. Gerken, E. Lage, C. Kirchhof, E. Quandt, O. M. Magnussen und B. M. Murphy, „Tunable Strain in Magnetoelectric ZnO Microrod Composite Interfaces“, *ACS Applied Materials & Interfaces*, Jg. 9, Nr. 30, S. 25 571–25 577, Aug. 2017. DOI: 10.1021/acsami.6b15598.
- J. L. Gugat, **J. Schmalz**, M. C. Krantz und M. Gerken, „Magnetic Flux Concentration Effects in Cantilever Magnetoelectric Sensors“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 52, Nr. 5, S. 1–8, 2016.
- J. L. Gugat, M. C. Krantz, **J. Schmalz** und M. Gerken, „Signal-to-Noise Ratio in Cantilever Magnetoelectric Sensors“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 52, Nr. 9, S. 1–5, Sep. 2016. DOI: 10.1109/TMAG.2016.2557305.

Autoren, die zu gleichen Teilen zum jeweiligen Paper beigetragen haben sind mit \* markiert.

---

## Konferenzbeiträge

- J. Schmalz**, B. Spetzler, F. Faupel und M. Gerken, „Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model“, in *2019 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, IEEE, Sep. 2019, S. 0765–0769. DOI: 10.1109/ICEAA.2019.8879389.
- B. R. Holländer, C. Müller, **J. Schmalz**, M. Gerken und J. McCord, *Broadband spin wave and elastic magnetization wave emission by magnetic domain walls*, Carovigno, Italy, 2019.
- J. Schmalz**, A. Kittmann, P. Durdaut, B. Spetzler, F. Faupel, M. Höft, E. Quandt und M. Gerken, „Comparison of the fundamental and higher order Love waves’ sensitivities in a SAW based magnetic field sensor“, in *SAW Symposium 2018*, Dresden, 2018.
- J. Schmalz**, S. Zabel, E. Yarar, A. Kittmann, F. Faupel, E. Quandt und M. Gerken, „Influence of a magnetostrictive layer on the mode shape and wave velocity of a Love-wave based SAW-device“, in *3rd Euro Intelligent Materials*, Kiel, 2017.
- M. C. Krantz, **J. Schmalz** und M. Gerken, „Magnetolectric cantilever theory: Effect of elastic seed and adhesion layers and multi-domain concepts on response of exchange bias multilayer sensors“, in *3rd Euro Intelligent Materials*, Kiel, 2017.
- C. Behnke, J. L. Gugat, **J. Schmalz** und M. Gerken, „Geometry-dependent response of piezoelectric cantilevers on stainless steel substrates“, in *Euro Intelligent Materials*, Kiel, 2015.
- J. L. Gugat, A. Piorra, **J. Schmalz**, E. Quandt und M. Gerken, „Mechanical Stress Distribution and Concentration in Structured Magnetoelectric Sensors“, in *Euro Intelligent Materials*, Kiel, 2015.
- T. Karrock, **J. Schmalz**, Y. Nazirizadeh und M. Gerken, „Fabrication of Flexible Photonic Crystal Slabs“, Bd. 1698, Cambridge University Press, 2014, mrss14–1698-ii08–02. DOI: 10.1557/opl.2014.882.
- M. Bremer, **J. Schmalz**, T. Karrock und M. Gerken, „Photonic crystals for flexible OLEDs“, Aug. 2014.

## Betreute Abschlussarbeiten

- N. Nowigk, „Einfluss von Wasseroberflächenreflexionen auf die LiDAR-Datenakquise“, Bachelorarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2020.
- A. Knies, „Herstellung und Charakterisierung von Silizium basierten piezoelektrischen Biegebalken mit unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen“, Masterarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2016.
- V. Varain, „Deformationsverhalten piezoelektrischer Biegebalken mit unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen“, Masterarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2015.
- S. Çabuk, „Modellierung und Optimierung des Signalverarbeitungspfades eines laserbasierten IR-Gasdetektors für die Verwendung auf einem Embedded Target“, Bachelorarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2015.
- F. Cörek, „Messaufbau zur 3D-Lichtverteilungskurve und Darstellung des Flicker-Faktors“, Bachelorarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2014.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Magnetoelektrische Sensoren . . . . .	3
1.2	Ziele und Struktur der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Magnetoelektrischer Effekt . . . . .	9
2.2	Magnetostriktion . . . . .	10
2.3	Piezoelektrizität . . . . .	11
2.4	Hooke'sches Gesetz . . . . .	13
2.5	Oberflächenwellen: Typen und Eigenschaften . . . . .	14
2.6	Kristallschnitt: ST-Schnitt Quarz . . . . .	17
2.7	Finite-Elemente-Methode . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Comsol-Implementierung der erstellten FEM-Modelle</b>	<b>23</b>
3.1	Magnetoelektrische Biegebalken-Modelle . . . . .	23
3.2	Oberflächenwellensensoren-Modelle . . . . .	28
3.2.1	1D-Modell . . . . .	28
3.2.2	3D-Modell . . . . .	30
3.2.3	2.5D-Modell . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Elektrodendesigns für ME Biegebalken mit verbessertem SNR</b>	<b>33</b>
4.1	Einleitung . . . . .	34
4.2	Finite-Elemente-Methode Modell . . . . .	36
4.3	Validierung des FEM-Modells . . . . .	37
4.3.1	Herstellung . . . . .	37
4.3.2	Messungen . . . . .	38
4.4	Elektrodendesign für höheres SNR . . . . .	42
4.4.1	Rauschmodell . . . . .	42
4.4.2	Ergebnisse . . . . .	43
4.5	Schlussfolgerungen . . . . .	47
4.6	Materialparameter . . . . .	48

<b>5</b>	<b>Breitbandiges, rauscharmes Love-Wellen-Magnetfeld-Sensorsystem</b>	<b>51</b>
5.1	Einleitung . . . . .	52
5.2	Sensordesign . . . . .	54
5.3	Elektrische Eigenschaften . . . . .	56
5.4	Magnetische Eigenschaften . . . . .	57
5.5	Sensorsystem . . . . .	60
5.6	Sensitivitätsverbesserungen . . . . .	64
5.7	Schlussfolgerungen . . . . .	66
5.8	Methoden . . . . .	66
<b>6</b>	<b>SAW-Modellierung – von 1D- zu 3D-Modellen</b>	<b>71</b>
6.1	Einleitung . . . . .	71
6.2	Sensorprinzip . . . . .	72
6.3	Modelle . . . . .	73
6.3.1	Eindimensionales (1D) Modell . . . . .	74
6.3.2	Dreidimensionales (3D) Modell . . . . .	75
6.3.3	Zweieinhalbdimensionales (2.5D) Modell . . . . .	76
6.4	Ergebnisse und Vergleich . . . . .	77
6.5	Schlussfolgerungen . . . . .	78
6.6	Materialparameter . . . . .	81
<b>7</b>	<b>Multi-Moden Love-Wave SAW-Magnetfeldsensoren</b>	<b>83</b>
7.1	Einleitung . . . . .	84
7.2	Experimentelle Daten . . . . .	85
7.3	FEM-Modellierung . . . . .	89
7.3.1	Modenprofil . . . . .	90
7.3.2	Zweigeteilte Simulation . . . . .	91
7.3.3	1D vs. 2.5D . . . . .	92
7.4	Berechnung der Sensitivität . . . . .	93
7.5	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	96
7.5.1	Qualitative Ergebnisse . . . . .	96
7.5.2	Quantitative Ergebnisse . . . . .	98
7.6	Schlussfolgerungen . . . . .	99
7.7	Anhang . . . . .	100
7.7.1	Materialparameter . . . . .	100

7.7.2	<i>B-H</i> Schleifen . . . . .	102
7.7.3	Nachweisgrenze und Phasenrauschmessungen . . . . .	102
<b>8</b>	<b>Elastische Wellenabstrahlung von magnetischen Domänenwänden</b>	<b>107</b>
8.1	Einleitung . . . . .	107
8.2	Aufbereitung der mikromagnetischen Ergebnisse . . . . .	108
8.3	Comsol-Modell . . . . .	109
8.4	Ergebnisse . . . . .	111
8.5	Zusammenfassung . . . . .	112
<b>9</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>113</b>
9.1	Elektrodendesigns für Biegebalkensensoren . . . . .	113
9.2	SAW-Sensoren . . . . .	114
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>119</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>123</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>139</b>
<b>A</b>	<b>Abkürzungs und Formelzeichenverzeichnis</b>	<b>141</b>
A.1	Abkürzungen . . . . .	141
A.2	Formelzeichenverzeichnis . . . . .	142
<b>B</b>	<b>Veröffentlichte Publikationen</b>	<b>147</b>
B.1	SNR Enhanced Electrode Configurations for ME Cantilever Sensors . . . . .	147
B.2	Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System . . . . .	157
B.3	Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model . . . . .	168
B.4	Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors . . . . .	174
B.5	Domain walls as spin wave and elastic magnetisation wave emitters . . . . .	191



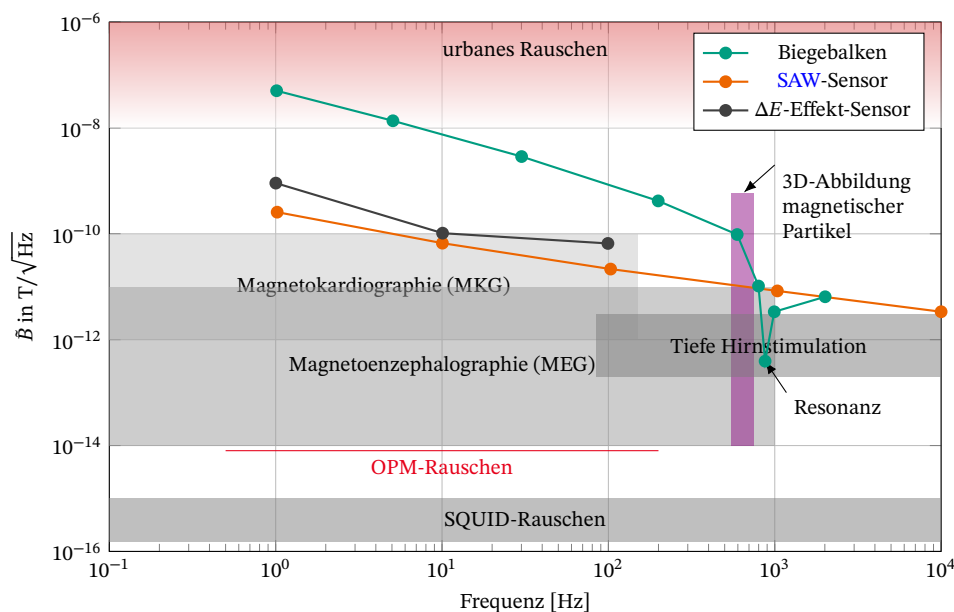


# Einleitung

In der Medizin besteht seit jeher ein großes Interesse darin, die Funktionen des Körpers zu überwachen und zu verstehen, um unter anderem Anomalien oder Fehlfunktionen schneller und gezielter lokalisieren und behandeln zu können. Hierzu wurde eine Vielzahl von technischen Geräten entwickelt, die es ermöglichen, die biologischen Funktionen zu erfassen und bildlich darzustellen. Um beispielsweise die Funktion des Herzens zu überprüfen, wird in der Regel mittels Elektrokardiographie (EKG) die Überlagerung der Muskelaktivitäten des Herzens mittels mehrerer Elektroden an verschiedenen Positionen auf der Hautoberfläche um das Herz herum erfasst. Anhand der aufgezeichneten Kurven kann der Mediziner neben der Herzfrequenz auch Herzrhythmusstörungen wie beispielsweise Extrasystolen diagnostizieren. Die Messung der elektrischen Potentiale an der Hautoberfläche ist möglich, weil jede Kontraktion des Herzmuskels durch eine elektrische Erregung in Form von Ionenströmen ausgelöst wird. Die dem elektrischen Stromfluss zugrundeliegende Potentialdifferenz ist auch an der Hautoberfläche messbar. Die Stärke des Potentials hängt jedoch stark von den elektrischen Eigenschaften der Gewebe und Knochen ab, die sich zwischen der Quelle und der Hautoberfläche befinden. Nicht nur die elektrischen Eigenschaften variieren hierbei zwischen den Patienten, sondern auch die Morphologie der Gewebetypen, was eine exakte Quellenlokalisierung stark erschwert. Da sich bei der Weiterleitung des elektrochemischen Signals zur Muskelkontraktion immer auch elektrische Ladungen bewegen, wird entsprechend des Biot-Savart-Gesetzes auch ein Magnetfeld erzeugt. Somit kann die Herzaktivität auch über die Messung von Magnetfeldern aufgezeichnet werden. Die unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeiten, die eine Rekonstruktion beim EKG erschweren, spielen bei der Magnetfeldmessung keine Rolle, da die Gewebeschichten des menschlichen Körpers mit  $\mu_r \approx 1$  für magnetische Felder nahezu transparent sind und das Magnetfeld auf dem Weg durch den Körper zu den Sensoren daher nicht beeinflussen. Aufgrund dieser Tatsache ist die Lokalisierung des Quellsignals, also die ursprüngliche elektrische Aktivität des Körpers, genauer, als es mit einer Messung der Potentiale auf der Hautoberfläche möglich wäre. Aus diesem Grund zeigen sowohl Magnetokardiographie (MKG) als auch Magnetoenzephalographie (MEG) eine sehr hohe räumliche Auflösung [1–3], die teilweise noch durch Kombination mit der Elektrokardiographie (EKG) beziehungsweise der Elektroenzephalografie (EEG) weiter erhöht werden kann.

## 1 Einleitung

Die Messung der Magnetfelder erfolgt bei MKG und MEG mit supraleitenden Quanteninterferenzeinheiten (engl. SQUID für *superconducting quantum interference devices*), die für die notwendige Supraleitung mit flüssigen Helium gekühlt werden müssen. Die SQUID-Sensoren verfügen mit einer Nachweisgrenze von wenigen hundert Attotesla [4] sowohl über die notwendige Bandbreite als auch die notwendige Empfindlichkeit, um die Herzströme beziehungsweise Gehirnströme detektieren zu können. Sie stellen somit den Goldstandard dar (Abb. 1.1). Da diese Geräte hohe Anschaffungskosten haben, zur Vermeidung einer magnetischen Sättigung eine zusätzliche magnetische Abschirmkammer benötigen und die notwendige Kühlung sehr aufwendig und kostenintensiv ist, steht dieses Verfahren weltweit nur wenigen Spezialkliniken zur Verfügung.



**Abbildung 1.1:** Größenordnungen und Frequenzbereiche biomagnetischer Felder und Störquellen (Daten zusammengestellt aus [5–9]). Ergänzend sind die Detektionsgrenzen von kommerziellen Systemen wie die supraleitende Quanteninterferenzeinheiten verwendenden Sensoren (engl. SQUID für *superconducting quantum interference devices*) und optisch gepumpten Magnetometer (OPMs) dargestellt. Darüber hinaus sind die Detektionsgrenzen von magnetoelektrische (ME)-Sensoren wie Biegebalkensensoren, akustischen Oberflächenwellen-Sensoren (SAW-Sensoren) und  $\Delta E$ -Effekt Sensoren aufgezeigt (Daten zusammengestellt aus [10–13]).

Aus diesem Grund wird aktuell intensiv an Magnetfeldsensoren geforscht, die bei Raumtemperatur betrieben werden können, keine magnetische Schirmung benötigen und dazu die für die Messung biologischer Signale notwendigen Empfindlichkeiten und Bandbreiten aufweisen.

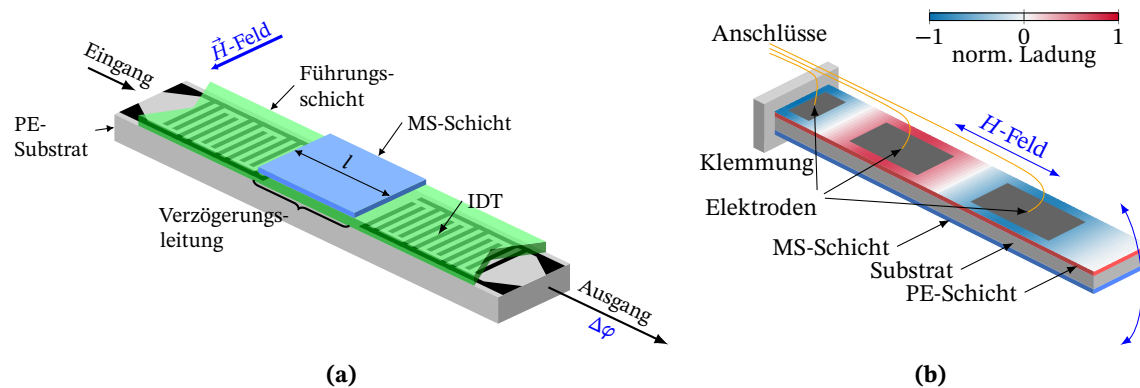
Einen von der Nachweisgrenze vergleichbaren Sensortyp stellt das OPM dar, welches ebenfalls Magnetfelder im unteren Femtotesla-Bereich detektieren kann [9]. Bei diesem Sensor wird Licht

verwendet, um die Reaktion des atomaren Drehimpulses auf das zu messende Magnetfeld zu bestimmen [14]. Der große Vorteil dieser Sensoren besteht darin, dass die bei SQUID-Sensoren notwendige Kühlung nicht erforderlich ist. Neben den bisher genannten Magnetfeldsensoren sind unter anderem noch die Fluxgate-Sensoren [15], Hall-Sensoren [16], magnetoresistiven Sensoren [17, 18] und die Magnetoimpedanzsensoren [19] zu nennen, die sich alle in den Nachweisgrenzen, der verfügbaren Bandbreite sowie Sensordimensionen unterscheiden. Eine Übersicht der verschiedenen Sensoren einschließlich deren Anwendungen ist beispielsweise in Edelstein [20] oder Lenz und Edelstein [21] ausgeführt.

## 1.1 Magnetoelektrische Sensoren

Ein weiterer möglicher Lösungsansatz für bei Raumtemperatur arbeitende Magnetfeldsensoren sind sogenannte magnetoelektrische (ME) Biegebalken, die ein magnetisches Feld in eine elektrische Ladung beziehungsweise Spannung umwandeln. Hierzu wird ein magnetostriktives (MS) Material, welches mit einer Längenänderung auf ein Magnetfeld reagiert, elastisch mit einem piezoelektrischen (PE) Material gekoppelt. Die Längenänderung des MS-Materials führt aufgrund der elastischen Kopplung an der Grenzfläche ebenfalls zu einer Längenänderung des PE-Materials. Dies führt zu einer Polarisation des PE-Materials und somit zu einer elektrischen Spannung [22–26]. Wenn die anregende Frequenz mit der mechanischen Resonanz des Biegebalkens zusammenfällt, kommt es zu einer Resonanzüberhöhung, durch die der Sensor bei dieser Frequenz besonders sensitiv ist. ME-Sensoren erreichen daher bereits sehr hohe Empfindlichkeiten und können Magnetfelder im Pico- bis Femtotesla-Bereich erfassen [10, 27–29]. Damit sind sie per se in der Lage, Herzmagnetfelder zu detektieren [30]. Zusätzlich zu dem Vorteil, dass sich die Sensoren bei Raumtemperaturen betreiben lassen, werden sie über einen waferbasierten Prozess für mikroelektromechanische Systeme (engl. MEMS für *micro-electro-mechanical systems*) (MEMS) hergestellt, was die Herstellung massentauglich und kostengünstig macht. Allerdings ist der Sensor im Bereich der Resonanzüberhöhung sehr schmalbandig und die Frequenz liegt meist außerhalb des anvisierten Frequenzbereichs biologischer Signale (siehe Abb. 1.1). Mit Hilfe von Frequenzmodulationsverfahren lassen sich auch mit Sensoren, deren Resonanzfrequenzen im Kilohertz-Bereich liegen, magnetische Signale im einstelligen Hertz-Bereich detektieren. Ein Abwandlung dieses Sensortyps nutzt eine magnetfeldabhängige Verschiebung der mechanischen Resonanzfrequenz des Biegebalkens zur Magnetfelddetektion aus. Hierbei wird der sogenannten  $\Delta E$ -Effekt genutzt, der dazu führt, dass sich der Elastizitätsmodul der MS-Schicht in Abhängigkeit des Magnetfeldes

ändert. Die veränderte Elastizität führt wiederum zu einer geänderten mechanischen Resonanzfrequenz des Biegebalkens. Die dadurch entstehende Frequenzverschiebung wird gemessen und in ein Magnetfeld umgerechnet, wobei die Sensoren breitbandiger sind als die ME-Sensoren in direkter Detektion und eine Nachweisgrenze im Picotesla-Bereich aufweisen [12].



**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung von Biegebalken- (a) und Oberflächenwellensensoren (b) zur Messung von Magnetfeldern jeweils mit piezoelektrischem (PE) und magnetostriktivem (MS) Material.

Einen weiteren Sensortyp, der den  $\Delta E$ -Effekt nutzt, stellen akustische Oberflächenwellensensoren (engl. SAW für *surface acoustic wave*) dar. Sie nutzen eine Verzögerungsleitung zur Verstärkung des Detektionseffekts. Der Sensor besteht aus einem piezoelektrischen Substratmaterial mit zwei Interdigitalwandlern (engl. IDT für *interdigital transducer*) auf das eine zusätzliche sogenannte Wellenführungsschicht aufgebracht wird. Zwischen den IDTs befindet sich das magnetische Material auf der Verzögerungsleitung des Sensors. Bei diesen Sensoren werden sogenannte Love-Wellen verwendet, deren Wellengeschwindigkeit aufgrund einer magnetfeldabhängigen Elastizitätsmoduländerung der magnetischen Schicht variiert und so zu einer Phasenverschiebung der Welle entlang der Verzögerungsleitung des Sensors führt. Der besondere Vorteil in der Verwendung der Love-Wellen besteht darin, dass Love-Wellen reine Scherwellen sind und ihr magnetostriktives Material eine höhere Schermoduländerung aufweist als eine Elastizitätsmoduländerung [31]. Zusätzlich profitiert der Sensor von dem Konzentrationseffekt der Wellenenergie an der Oberfläche, da das magnetostriktive Material sich an der Oberfläche des Sensors befindet.

Die vorliegende Dissertation ist innerhalb des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderte Sonderforschungsbereichs 1261 (SFB 1261) mit dem Titel *Magnetoelektrische Sensoren: von Kompositmaterialien zu biomagnetischer Diagnose* entstanden, in dem es um die Erforschung von magnetoelektrischen Sensoren und deren Einsatz für medizinische Zwecke geht. Die Entwicklung eines funktionsfähigen Sensorsystems, mit dessen Hilfe biologische Signale erfasst werden können,

wird erst durch die interdisziplinäre Kooperation der Fachbereiche Physik, Materialwissenschaft, Elektrotechnik und Medizin möglich.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Finiten-Elemente-Methode (FEM) basierten Simulation der Sensoren mit dem Ziel, das Verständnis über das komplexe Zusammenspiel der physikalischen Effekte zu verstärken und mit diesem Wissen Sensoren mit noch niedrigeren Nachweisgrenzen herstellen zu können. Besonderes Augenmerk wird hierbei auf die Untersuchung von Sensoren für die Verwendung bei höheren Moden beziehungsweise in einem Multi-Moden-Betrieb gelegt. Dies hat den Vorteil, dass unkorrelierte Störeinflüsse, die sich nur auf eine der Moden auswirken, durch Signalverarbeitungsverfahren herausgefiltert werden können [12]. Durch die Verwendung mehrerer Moden gleichzeitig kann ebenfalls die Auflösungsgrenze herabgesetzt werden [32], sodass die Leistungsfähigkeit des Sensorsystems linear mit der Anzahl der Moden steigen kann.

## 1.2 Ziele und Struktur der Arbeit

Diese kumulative Dissertation gliedert sich in die folgenden Abschnitte: Grundlagen, entwickelte FEM-Modelle, fünf darauffolgende Kapitel, in denen die Publikationen ausgeführt sind, sowie eine abschließende Schlussbetrachtung.

Im Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen beschrieben, die für das Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Hierzu zählen unter anderem der magnetoelektrische Effekt, der  $\Delta E$ -Effekt, die grundlegenden Differentialgleichungssysteme und die Finite-Elemente-Methode. Das Thema der akustischen Oberflächenwellen wird hier ebenfalls eingeführt, um so das notwendige Grundverständnis der akustischen Wellenausbreitung für die Verwendung in ME-Sensoren zu vermitteln.

Aufbauend auf diesen Grundlagen wird in Kapitel 3 die Implementierung der verwendeten FEM-Modelle als Übersicht dargestellt. Ergänzend zu den Beschreibungen der darauffolgenden Kapitel 4–8 in denen die Modelle Verwendung finden und deren Differentialgleichungen beschrieben werden, bietet dieses Kapitel einen tieferen Einblick in die Implementierung der Modelle in der Software Comsol Multiphysics.

Die fünf Kapitel, die die übersetzten Publikationen beinhalten, bilden den kumulativen Teil dieser Arbeit und enthalten die bereits veröffentlichten wissenschaftlichen Abhandlungen zu Signal-Rausch-Verhältnis optimierten Elektrodendesigns für magnetoelektrische Biegebalken sowie drei

weitere Arbeiten zum Thema magnetoelektrischer, SAW-basierter Magnetfeldsensoren. Die Kapitel bestehen jeweils aus einer Einleitung, detaillierten Beschreibungen der Methoden, Ergebnisse und Schlussfolgerungen sowie einer abschließenden Zusammenfassung.

In Kapitel 4 werden magnetoelektrische Biegebalkensensoren für den Betrieb bei höheren Moden betrachtet, die für ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *signal-to-noise ratio*) (SNR) optimiert werden. In der mechanischen Resonanz des Biegebalkens kann die Empfindlichkeit teils massiv erhöht sein, weshalb hier der Fokus auf dieser Betriebsart liegt. Neben der Beschreibung der verschiedenen Modelle und deren Validierung durch eigens hergestellte, einfache Biegebalken in Kapitel 4.3 wird insbesondere das Design der Elektroden für den Betrieb bei höheren Moden behandelt. In Kapitel 4.4 wird neben der Notwendigkeit der Verwendung von unterbrochenen Elektroden für den Betrieb in höheren Moden auch die Maximierung des Signal-Rausch-Verhältnisses behandelt.

Zusätzlich zu magnetoelektrischen Biegebalken, die mithilfe eines Magnetfeldes angeregt werden, gibt es auch die bereits vorgestellten Oberflächenwellensensoren, die im fünften bis siebten Kapitel dieser Arbeit intensiver behandelt werden. Neben dem grundlegenden Funktionsprinzip werden die verwendeten Simulationsmodelle beschrieben. Nachdem die Abhängigkeit der Welleneigenschaften von den Geometrieparametern in den Grundlagen behandelt worden sind (2.5), erfolgt in Kapitel 5 eine detaillierte Beschreibung der Herstellung, der elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Sensorsystems sowie eine Untersuchung des Einflusses einiger Design-Parameter auf die Sensitivität des Sensors. In Kapitel 6 werden die innerhalb dieser Arbeit entwickelten verschiedenen FEM-Modelle zur Berechnung der SAW-Sensoren gegenübergestellt und deren jeweilige Verwendungszwecke erläutert. Es werden sowohl eindimensionale, dreidimensionale und zweieinhalbdimensionale Verzögerungsleitungsmodelle als auch Einheitszellenmodelle beschrieben. Mit Hilfe eines sehr komplexen dreidimensionalen Modells werden exemplarisch einige Wellenausbreitungseffekte wie die Anregung der Welle an der IDT sowie Reflexionen an Grenzflächen entlang der Verzögerungsleitung berechnet und untersucht.

Für einen Betrieb bei höheren Love-Moden beziehungsweise einen Multi-Mode-Betrieb muss der Sensor bestimmte Voraussetzungen erfüllen. Diese werden in Kapitel 7 beschrieben. Es erfolgt ein Abgleich der Simulationsergebnisse mit den Messungen, gefolgt von einem Vorschlag eines Multi-Mode-Betriebspunktes, bei dem die ersten drei Moden eine ausreichende Sensitivität aufweisen. Ein weiterer Fokus liegt auf dem Vergleich des ein- und des zweieinhalbdimensionalen Modells.

Kapitel 8 zeigt eine weitere Anwendungsmöglichkeit der in dieser Arbeit entwickelten FEM-Modelle zur Berechnung von Rayleigh-Wellen. Speziell wird hier die Ausbreitung mechanischer Wellen

im Gigahertz-Bereich dargestellt, die durch magnetische Domänenwandverschiebungen ausgelöst werden.

Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse mit Fazit sowie eine Einordnung des wissenschaftlichen Beitrags für das Fachgebiet der magnetoelektrischen Magnetfeldmessung inklusive eines Ausblicks auf weitere Forschungsschwerpunkte.





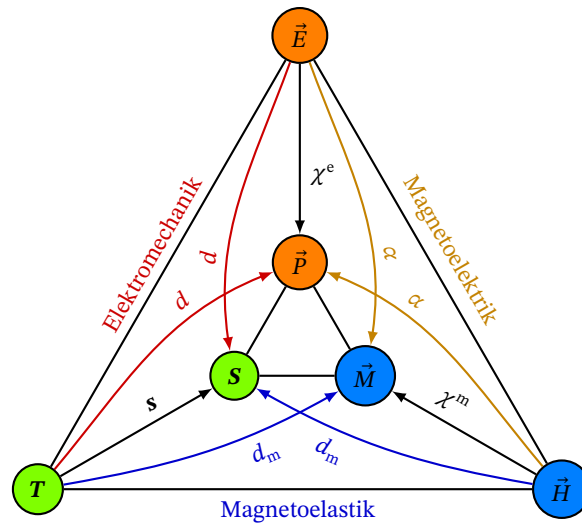
# Grundlagen

## 2.1 Magnetoelektrischer Effekt

Zur Messung von magnetischen Feldern eignen sich Materialien, die ihre Eigenschaften aufgrund der Exposition mit Magnetfeldern ändern. Von Vorteil sind hier Materialien, die die Änderung eines magnetischen Feldes in eine Änderung eines elektrischen Feldes umwandeln, da letzteres elektronisch leicht ausgewertet werden kann. Die Änderung eines elektrischen Feldes  $\vec{E}$  in Abhängigkeit eines magnetischen Feldes  $\vec{H}$  wird als magnetoelektrischer Effekt (ME-Effekt) bezeichnet und wird durch den ME-Koeffizienten (Tensor 2. Ordnung) beschrieben:

$$\alpha_{\text{ME}} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial \vec{H}}. \quad (2.1)$$

Der direkte ME-Effekt eines einphasigen Materials ist bei Raumtemperatur jedoch meist so gering, dass eine Nutzung für sensorische Zwecke nicht möglich ist [22, 33]. Durch die Verwendung von Kompositmaterialien, bei denen ein magnetostriktives und ein piezoelektrisches Material mechanisch miteinander gekoppelt werden, können hingegen deutlich höhere ME-Effekte erzielt werden [34]. Hier führt die Änderung des  $\vec{H}$ -Feldes jedoch nicht direkt zu einer Änderung des  $\vec{E}$ -Feldes, sondern zuerst zu einer mechanischen Dehnung  $\mathbf{S}$  innerhalb der magnetostriktiven Schicht. Dies führt zu einer mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  in der piezoelektrischen Schicht, die über den piezoelektrischen Effekt zu einer Polarisierung  $\vec{P}$  führt, welche wiederum ein elektrisches Feld  $\vec{E}$  induziert [34, 35]. Aufgrund des Weges über  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{T}$  und  $\vec{P}$ , wird dieser Effekt von mehrschichtigen Kompositen auch als indirekter ME-Effekt bezeichnet. Die physikalischen Zusammenhänge des direkten und indirekten ME-Effekts sind in Abb. 2.1 dargestellt. Der umgekehrte Weg ist ebenso möglich. Ein elektrisches Feld verursacht über den inversen piezoelektrischen Effekt eine Dehnung, die wiederum eine Spannung in der magnetostriktiven Schicht verursacht. Diese Spannung führt über den inversen magnetostriktiven Effekt (Villari-Effekt [37]) zu einer Magnetisierung  $\vec{M}$ . Die Verwendung von Kompositen bieten die Möglichkeit, die Eigenschaften der Schichten getrennt voneinander zu modifizieren und zu optimieren.



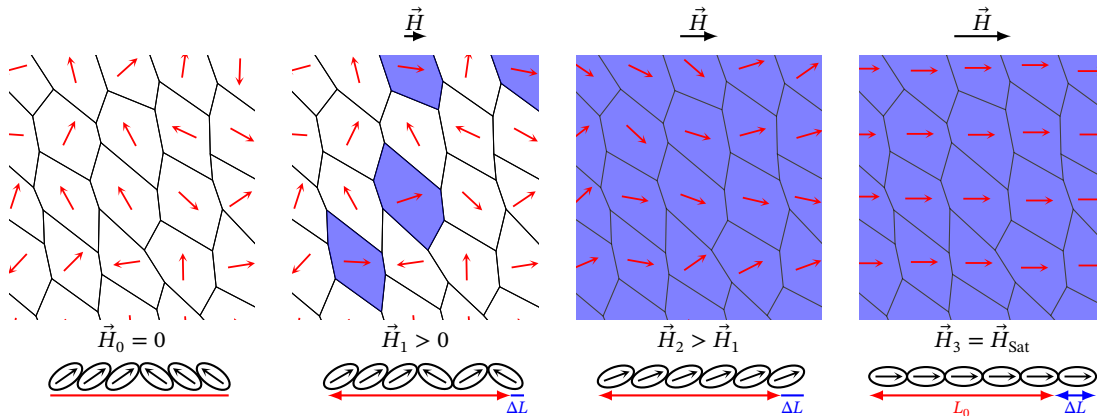
**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung zur Veranschaulichung des direkten magnetoelektrischen (ME) Effekts ( $H \rightarrow P$ ) und indirekten magnetoelektrischen Effekts ( $H \rightarrow S \rightarrow T \rightarrow P$ ) (nach [36]). Für den indirekten ME-Effekt bedarf es der mechanischen Kopplung eines magnetostriktiven und eines piezoelektrischen Materials.

## 2.2 Magnetostriktion

Die Magnetostriktion beschreibt den Effekt, dass sich die Länge eines ferromagnetischen Materials in einem äußeren Magnetfeld bei konstantem Volumen ändert und wird auch als Joule-Magnetostriktion bezeichnet [38]. Eines der bekanntesten alltäglichen Phänomene dieses Effekts ist beispielsweise das Brummen von Transformatoren, bei denen die Transformatorbleche mit der doppelten Frequenz des Wechselstroms vibrieren. Umgekehrt kann durch Anlegen einer mechanischen Spannung durch den inversen magnetostriktiven Effekt (Villari-Effekt) auch die Magnetisierung eines Materials beeinflusst werden.

Die Ursache der Längenänderung magnetostriktiver Materialien in einem externen Magnetfeld ist die Ausrichtung der Domänen. Dieser Vorgang ist in Abb. 2.2 dargestellt. Ein Magnetfeld bewirkt über den magnetostriktiven Effekt eine Magnetisierung, die aufgrund der ME-Kopplung zu einer magnetoelastischen Spannung und somit zu einer Ausdehnung des Materials führt.

Ein weiterer Effekt dieser Materialien ist der  $\Delta E$ -Effekt, der die Veränderung des Elastizitätsmoduls  $E$  magnetoelastischer Materialien in einem Magnetfeld beschreibt. Hier überlagert sich bei einer mechanischen Spannung die elastische Dehnung mit einer magnetostriktive Dehnung (Magnetostriktion). Das Material erfährt somit sowohl eine Gitterdeformation als auch eine Magnetisierung,



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des magnetostruktiven Effekts (nach [39]).

was dazu führt, dass das Material bei einer mechanischen Spannung stärker nachgibt und somit einen geringeren E-Modul aufweist.

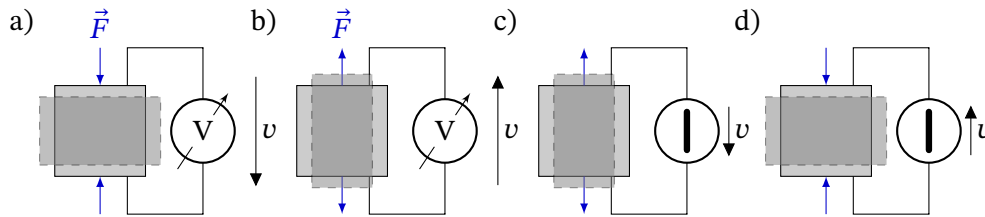
Die Änderung des  $E$ -Moduls in einem Magnetfeld lässt sich auch als Sensorprinzip verwenden, indem ein mechanischer Resonator durch die Änderung des  $E$ -Moduls verstimmt wird. So erzeugt der  $\Delta E$ -Effekt beispielsweise eine Frequenzverstimmung bei schwingenden Biegebalken [40]. Auch die Nutzung in akustischen Oberflächenwellensensoren, wie sie in Kapitel 5 beschrieben werden, ist möglich. Hier bewirkt der  $\Delta E$ -Effekt eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der mechanischen Wellen.

## 2.3 Piezoelektrizität

Der Effekt, dass bei bestimmten kristallinen Materialien eine elastische Verformung zu eine Änderung der elektrischen Polarisierung führt, wird als direkter piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Ein bekanntes Alltagsbeispiel sind Feuerzeuge mit Piezozündung, bei denen beim Betätigen des Tasters eine so hohe Spannung erzeugt wird, dass ein blau leuchtender Funke entsteht, der das Gas entzündet. Das Vorzeichen der aus der Polarisierung resultierenden elektrischen Spannung ist hier davon abhängig, ob der Kristall gedehnt oder gestaucht wird, was schematisch in Abb. 2.3 (a) und (b) dargestellt ist.

Wird umgekehrt eine elektrische Spannung an einen piezoelektrischen Kristall angelegt, reagiert dieser durch eine elastische Verformung. Dieser Effekt wird auch als inverser piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Auch beim inversen piezoelektrischen Effekt bestimmt das Vorzeichen der Spannung

darüber, ob sich der Kristall staucht oder dehnt (Abb. 2.3 (c) und (d)). Dieser Effekt wird beispielsweise bei Piezolautsprechern ausgenutzt, wie sie unter anderem auf Computer-Hauptplatinen oder in Rauchmeldern verwendet werden, um die elektrische Wechselspannung in ein akustisches Signal zu wandeln. Da sich die Längenänderung aufgrund einer angelegten elektrischen Spannung sehr genau steuern lässt, wird der inverse piezoelektrische Effekt auch für hochpräzise Positionierungen verwendet.

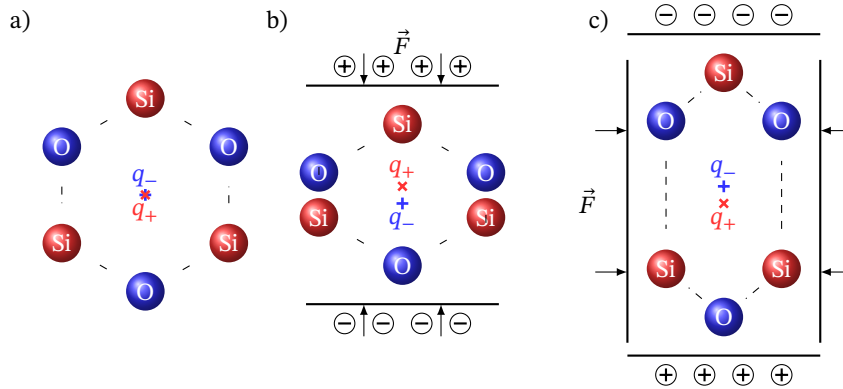


**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung des direkten (a) und (b) sowie des inversen (c) und (d) piezoelektrischen Effekts (nach [41]).

Der piezoelektrische Effekt tritt bei bestimmten Kristallen auf, deren Gitterstruktur kein Inversionszentrum besitzt [42], bei denen die Atome der Elementarzelle also kein Punktsymmetriezentrum besitzen. Im Folgenden wird der Effekt am Beispiel eines Quarzkristalls erklärt, dessen Gitterstruktur in Abb. 2.4 schematisch zweidimensional dargestellt ist. Die Silizium- und Sauerstoffatome sind in einer hexagonalen Struktur angeordnet. Die Schwerpunkte der aufgrund der unterschiedlichen Elektronegativitäten der Silizium- und Sauerstoffatome auftretenden Partialladungen ( $q_+$ ,  $q_-$ ) liegen übereinander, sodass sich die Ladungen aufheben und keine von außen messbare Polarisation vorliegt (a). Eine entsprechend Abb. 2.4 (b) angreifende Kraft erzeugt eine Polarisation in Längsrichtung (longitudinaler piezoelektrischer Effekt), da sich hierdurch die Ladungsschwerpunkte so verschieben, dass sie sich nicht mehr aufheben. Eine entsprechend Abb. 2.4 (c) gerichtete Kraft erzeugt aufgrund der Kristallstruktur eine Polarisation in Querrichtung zur Kraft, weshalb dieser Effekt auch transversaler piezoelektrischer Effekt genannt wird. Ein weiterer nicht dargestellter Effekt ist der Schereffekt, bei dem die Polarisation diagonal zur Ebene der Scherung erfolgt.

Die elektrische Flussdichte  $\vec{D}$  ist über den piezoelektrischen Koeffizienten  $\mathbf{d}$  linear mit der mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  verknüpft [43]:

$$\vec{D} = \mathbf{d}\mathbf{T} . \quad (2.2)$$



**Abbildung 2.4:** Zweidimensionale schematische Darstellung des piezoelektrischen Effekts am Beispiel der Gitterstruktur eines aus Sauerstoff (O) und Silizium (Si) bestehenden Quarzkristalls in Ruhe (a), unter Einwirkung einer externen Kraft  $\vec{F}$  entlang (b) und orthogonal (c) zur Richtung der polaren Achse des Kristalls (nach [44].)

## 2.4 Hooke'sches Gesetz

Das nach Robert Hooke benannte Hooke'sche Gesetz beschreibt die elastische Verformung von Festkörpern in Abhängigkeit einer äußeren Krafteinwirkung. Das Gesetz gilt für Materialien mit linear-elastischem Verhalten wie etwa Metalle oder andere harte Materialien, die sich nicht wie Gummi verhalten. Im einfachsten Fall besagt das Gesetz, dass sich eine Feder mit der Federkonstante  $D$  unter Einwirkung einer Kraft  $F$  linear um  $\Delta l$  dehnt [45]:

$$F = D \cdot \Delta l.$$

Das Gesetz lässt sich auch allgemeiner formulieren und somit auch für komplexere Materialien verwenden, deren Verformung stark richtungsabhängig ist. Für solche anisotropen Materialien lässt sich das erweiterte Hooke'sche Gesetz folgendermaßen in der Voigt-Notation ausdrücken [46–48]:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{S}_1 \\ \mathbf{S}_2 \\ \mathbf{S}_3 \\ \mathbf{S}_4 \\ \mathbf{S}_5 \\ \mathbf{S}_6 \end{pmatrix} = \mathbf{cS}. \quad (2.3)$$

Dabei beschreibt  $\mathbf{c}$  die Steifigkeit und  $\mathbf{S}$  die Dehnung.

Die Dehnung lässt sich über die Nachgiebigkeit  $\mathbf{s} = \mathbf{c}^{-1}$  berechnen:

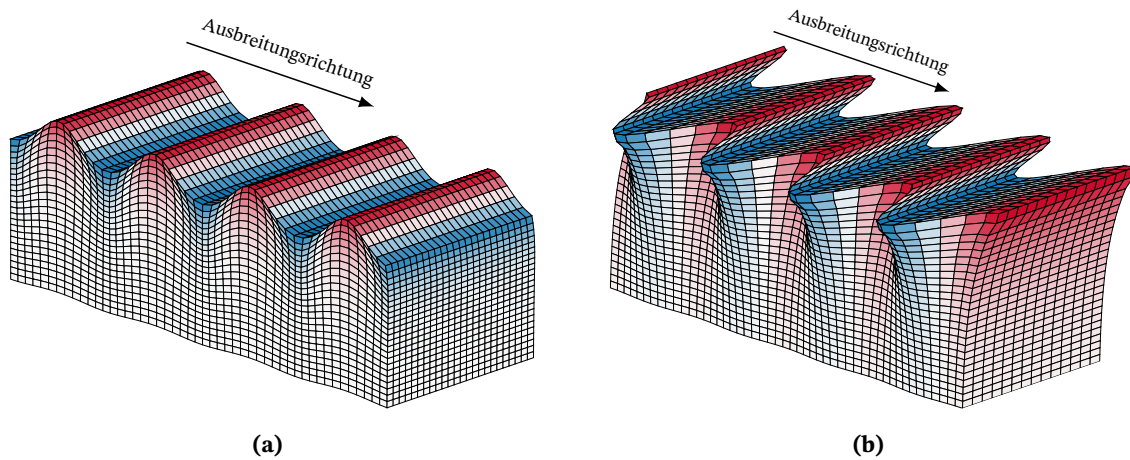
$$\mathbf{S} = \mathbf{sT} . \quad (2.4)$$

### 2.5 Oberflächenwellen: Typen und Eigenschaften

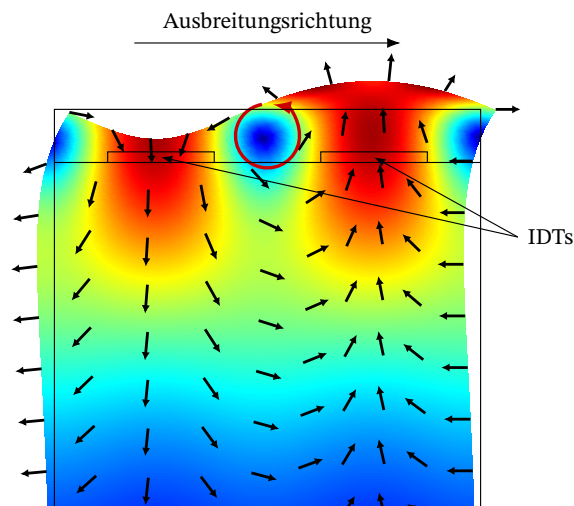
Im Folgenden werden einige Grundlagen von Körperschallwellen betrachtet, die für das Verständnis des Funktionsprinzips der SAW-Sensoren benötigt werden. Die Erforschung dieser Wellen geht in erster Linie auf die Erdbebenforschung zurück, bei denen sich die Wellen vom Epizentrum des Erdbebens in den verschiedenen Erdschichten ausbreiten. Das Prinzip der Wellenausbreitung gilt jedoch auch bei anderen Materialien und Größenverhältnissen, sodass es sich auch auf wenige Millimeter großen Substrate anwenden lässt. Je nachdem, ob sich eine Welle im Materialinneren oder an der Oberfläche ausbreitet, unterscheidet man zwischen Raum- und Oberflächenwellen. Die Amplitude der Oberflächenwellen nimmt hier exponentiell mit der Eindringtiefe ab, während die Amplitude der Raumwellen nicht von der Tiefe abhängt.

Zu den bekanntesten Oberflächenwellen zählen die sogenannten Rayleigh-Wellen, deren Existenz 1885 von Lord Rayleigh mathematisch bewiesen wurde [49]. Die meisten SAW-Sensoren nutzen diesen Wellentyp, bei dem sich das Material sowohl auf und ab als auch vor und zurück bewegt (Abb. 2.5(a)). Die Welle besitzt daher sowohl eine Longitudinal- als auch eine Scherkomponente und die Bewegung ähnelt hierbei der von Wasserteilchen bei Meereswellen. Jedoch bewegen sich die Teilchen bei Rayleigh-Wellen an der Oberfläche entgegengesetzt (retrograd) und nicht wie bei Wasserwellen mit der Ausbreitungsrichtung (siehe Abb. 2.6).

Neben den Rayleigh-Wellen gibt es auch Wellen, bei denen die Materialbewegung senkrecht zu der Wellenausbreitungsrichtung und parallel zur Oberfläche (Abb. 2.5(b)) verläuft. Diese sogenannten Love-Wellen sind nach dem Mathematiker Augustus Edward Hough Love benannt, der die Wellen erstmals mathematisch beschrieb. Love-Wellen sind reine Scherwellen, weshalb die Scherdehnung der signifikante Materialparameter für diesen Wellentyp ist. Für die Existenz von Love-Wellen ist das Vorhandensein einer zweiten Schicht mit anderen Materialparametern notwendig [50]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle muss in diesem Material niedriger sein als in dem restlichen Material, damit die Welle ähnlich wie bei einem optischen Wellenleiter durch interne Reflexion und Interferenz an der Oberfläche geführt werden kann.



**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung von Rayleigh-Wellen (a), bei denen die Materialdeformation sowohl vor und zurück als auch auf und ab erfolgt und schematische Darstellung von Love-Wellen (b), bei denen die Deformation orthogonal zur Ausbreitungsrichtung und parallel zur Oberfläche erfolgt.



**Abbildung 2.6:** Zweidimensionale Darstellung der Deformation einer Rayleigh-Welle. Die Verschiebungsvektoren sind als schwarze Pfeile dargestellt und zeigen die retrograde elliptische Bewegung der Teilchen, die typisch ist für diesen Wellentyp (roter Pfeil).

Einer der wichtigsten Parameter für die Wellenausbreitung einer Scherwelle ist deren Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_s$  (siehe Tabelle 2.1), die von der Dichte und der Elastizität des Materials abhängt und für ein isotropes Medium mit dem Elastizitätsmodul  $E$ , der Poissonzahl  $\nu$  und der Massendichte  $\rho$  durch

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{2 \cdot (1 + \nu) \cdot \rho}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (2.5)$$

gegeben ist und sich ebenfalls direkt über den Schermodul  $G$  und die Massendichte berechnen lässt. In Tabelle 2.1 sind die Wellengeschwindigkeiten für die drei in dieser Arbeit verwendeten Materialien Quarz, amorphes Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) und Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (Stöchiometrische Zusammensetzung:  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ ) ( $\text{FeCoSiB}$ ) zur Übersicht angegeben. Aus den Eigenschaften ergibt sich, dass sowohl amorphes  $\text{SiO}_2$  als auch  $\text{FeCoSiB}$  eine langsamere Ausbreitungsgeschwindigkeit als Quarz besitzen und sich somit beide Materialien grundsätzlich als sogenannte Führungsschicht für Love-Wellen eignen.

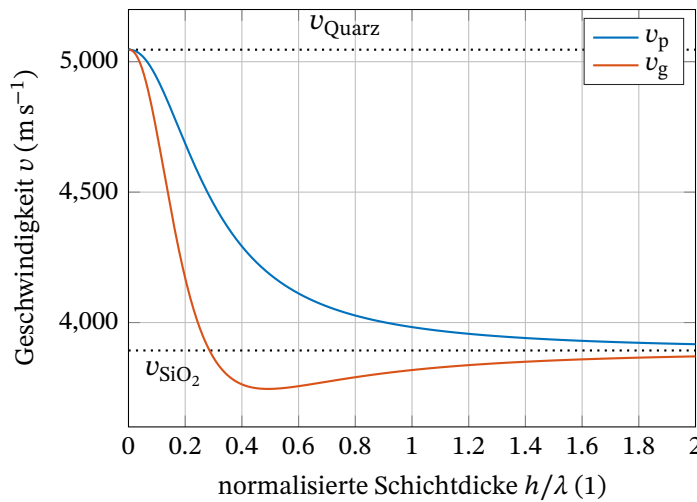
**Tabelle 2.1:** Ausbreitungsgeschwindigkeiten von transversalen Wellen für ausgewählte Materialien inklusive der Materialparameterwerte für die Massendichte  $\rho$  und den Schermodul  $G$ .

Material	$\rho$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	$G$ (GPa)	$v_s$ ( $\text{m s}^{-1}$ )
ST-Schnitt Quarz	2650	67.5	5046
amorphes $\text{SiO}_2$	2200	33.35	3893
$\text{FeCoSiB}$	7250	57.69	2820

Im Gegensatz zu Rayleigh-Wellen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Love-Wellen frequenzabhängig, sodass es sich um eine dispersive Welle handelt. Aus diesem Grund ist die Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  ungleich der Phasengeschwindigkeit  $v_p$  der Welle. Folglich lässt sich die Phasengeschwindigkeit nicht mit einem Oszilloskop durch Messung der Zeit für das Zurücklegen einer gegebenen Strecke ermitteln, da hierfür ein Wellenpaket gemessen wird. Andernfalls könnte man die einzelnen Perioden der Welle nicht auseinanderhalten. In Abb. 2.7 ist der typische Zusammenhang zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit für die Grundmode einer Love-Welle, die durch eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf einem Quarz-Substrat geführt wird, für verschiedene normalisierte Schichtdicken  $h/\lambda$  gezeigt. Das dispersive Verhalten der Love-Welle hat auch Auswirkungen auf die Ausbreitung von Wellenpaketen. So überholen einzelnen Wellenberge aufgrund ihrer höheren Phasengeschwindigkeit beispielsweise ein amplitudenmoduliertes Wellenpaket und verschwinden am vorderen Ende des Pakets. Da die zu messenden biologischen Signale eine sehr viel geringere Frequenz besitzen als die Resonanzfrequenz der SAW-Sensoren, muss das dispersive Verhalten der Love-Wellen hier nicht berücksichtigt werden. Es muss jedoch bei dem Versuch, die gemessene Gruppengeschwindigkeit mit der berechneten Phasengeschwindigkeit zu vergleichen, berücksichtigt werden.

Für die Verwendung in den SAW-basierten Magnetfeldsensoren dieser Arbeit werden Love-Wellen verwendet, da die Wellen aufgrund der zusätzlichen Führungsschicht stärker an der Oberfläche konzentriert werden. Dies ist, wie später gezeigt, vorteilhaft für die Erhöhung der Sensitivität des Sensors. Zusätzlich weist die magnetfeldinduzierte Änderung der Scherdehnung des verwendeten





**Abbildung 2.7:** Phasen-  $v_p$  und Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  der Grundmode einer sich in einem  $\text{SiO}_2$ -Quarz-Wellenleiter ausbreitenden Love-Oberflächenwelle als Funktion der normalisierten Schichtdicke  $h/\lambda$ .

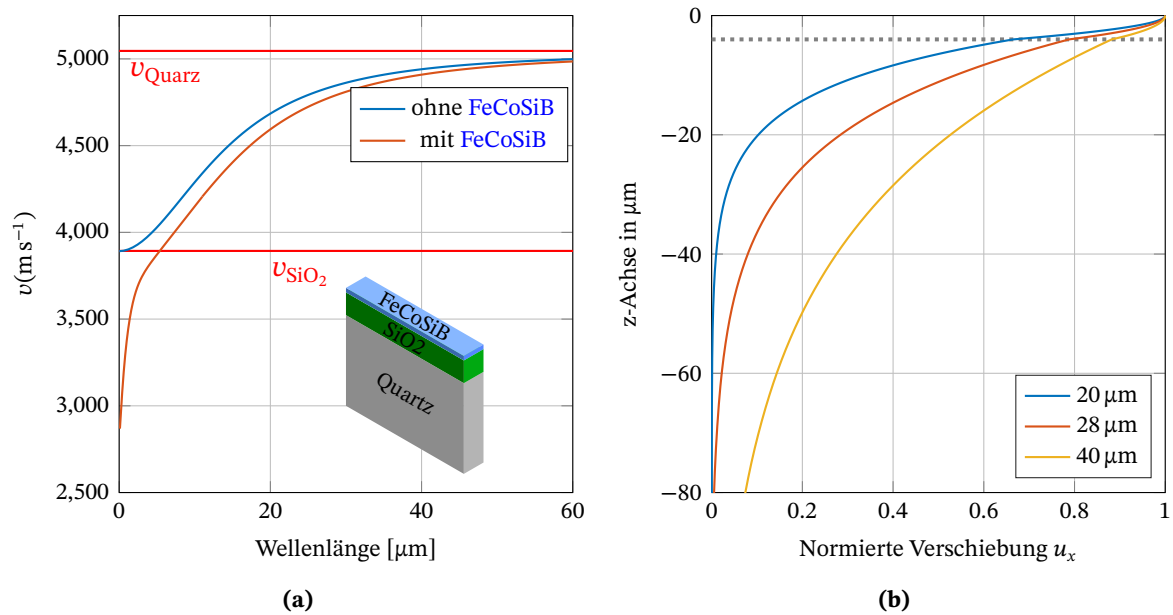
magnetostriktiven Materials einen größeren Effekt auf als die Änderung der Normaldehnung, was ebenfalls zu einer erhöhten Sensitivität des Sensors führt.

Für sehr kleine Wellenlängen erreicht die Wellengeschwindigkeit der Love-Welle die Geschwindigkeit einer transversalen Raumwelle von amorphem  $\text{SiO}_2$  und für sehr große Wellenlängen nähert sich die Geschwindigkeit der Welle der einer transversalen Raumwelle von Quarz (siehe Abb. 2.8(a)). Aufgrund des s-förmigen Graphen handelt es sich hier um eine sigmoidale Funktion. Wie in Abb. 2.8(b) dargestellt, führen kleine Wellenlängen zu einer Konzentration der Wellenenergie an der Oberfläche, was daran zu erkennen ist, dass sich die Kurven der Modenprofile für kleinere Wellenlängen näher an der horizontalen Linie bei  $z = 0$  befinden.

Ist eine dritte Schicht oberhalb der Führungsschicht aus beispielsweise FeCoSiB vorhanden, welche eine noch niedrigere Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt, verschiebt sich die untere Grenze der Wellengeschwindigkeit entsprechend (siehe Abb. 2.8(a)). Das Konzentrationsverhalten der Wellenenergie an der Oberfläche wird in den SAW-Kapiteln näher betrachtet und insbesondere der Einfluss auf die Sensitivität der Sensoren untersucht.

## 2.6 Kristallschnitt: ST-Schnitt Quarz

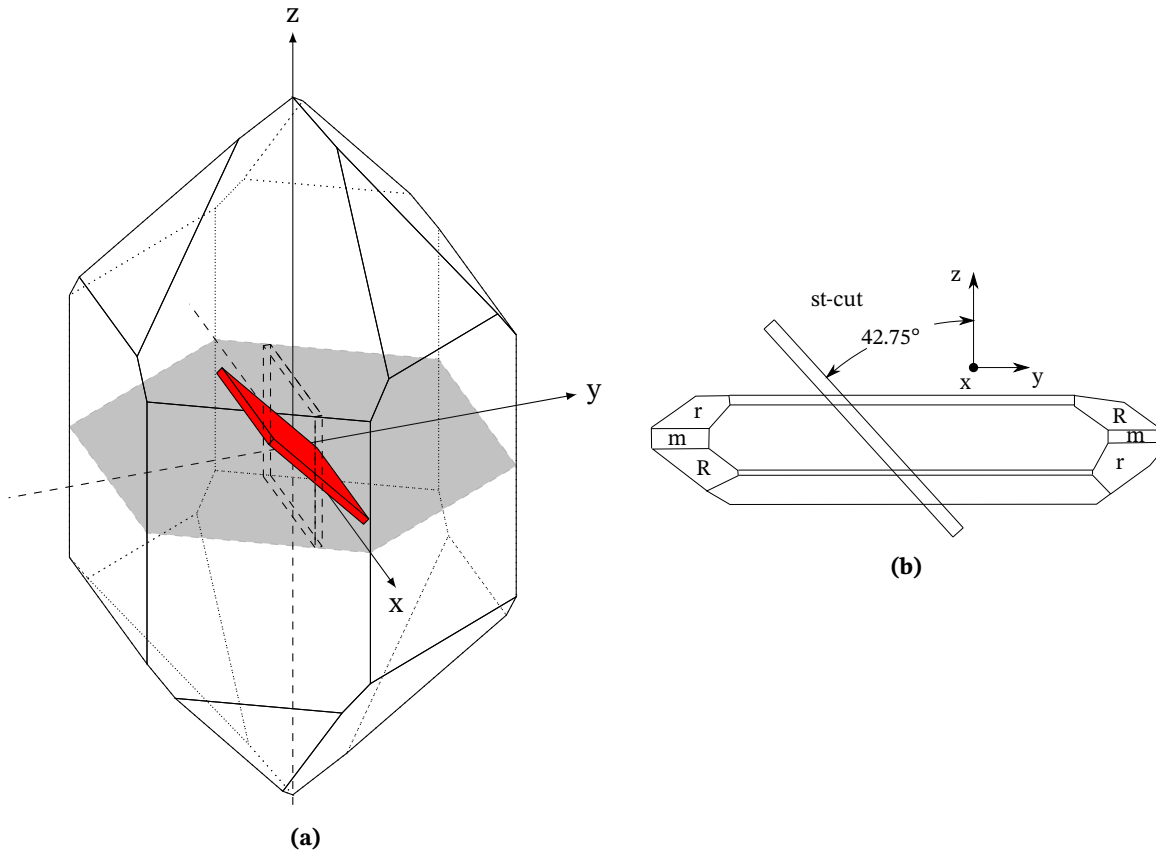
Die Anregung der Love-Wellen erfolgt über Interdigitalelektroden, an die eine Wechselspannung angelegt wird. Entsprechend des inversen piezoelektrischen Effekts resultiert dies in einer mecha-



**Abbildung 2.8:** (a) zeigt die Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge für ausgewählte FeCoSiB Schichtdicken. (b) zeigt das Modenprofil der zugehörigen Love-Wellen für 20  $\mu\text{m}$ , 28  $\mu\text{m}$  und 40  $\mu\text{m}$  Wellenlänge. Das Gebiet oberhalb der gestrichelten Linie gehört zur 4  $\mu\text{m}$  dicken SiO<sub>2</sub> Führungsschicht, gefolgt von einer 100 nm dicken FeCoSiB-Schicht.

nischen Dehnung des Materials, wodurch sich die lokale Anregung zu beiden Seiten ausbreitet. Ist der Abstand der IDTs so gewählt, dass sich die Dehnungen konstruktiv überlagern, erhöht sich die Amplitude der Welle so stark, dass sie sich weiter durch den Sensor bewegt.

In welche Richtungen sich das piezoelektrische Material beim Anlegen der Spannung ausdehnt, wird durch den piezoelektrischen Koeffizienten und den Elastizitätstensor bestimmt. Im Falle von Quarz wird bei einem Standard-Wafer keine reine Scherwelle erzeugt, was die Nutzung für einen Sensor sehr ineffizient macht, da viel Energie durch die Anregung anderer Wellentypen verloren geht. Man kann dies jedoch durch die Wahl eines geeigneten Schnittwinkels, unter dem der Quarzwafer aus dem Kristall geschnitten wird, verhindern [51]. Dieser wird als ST-Schnitt bezeichnet und ist ein gedrehter y-Schnitt. Der Schnittwinkel beträgt wie in Abb. 2.9 dargestellt exakt 42,75°. Die Wahl des Schnittwinkels, unter dem der Wafer aus dem Kristall geschnitten wird, bestimmt daher wesentlich die Eigenschaften des Wafers.



**Abbildung 2.9:** ST-Schnitt eines idealisierten Quarz Kristalls. (a) zeigt einen idealisierten Quarz Kristall, in dessen Innern der resultierende Wafer eines Y-Schnitts (gestrichelt) und der um 42,75° um die x-Achse gedrehte Wafer eines ST-Schnitts (rot) gezeigt ist. (b) zeigt die Lage des Wafers aus einer weiteren Perspektive mit eingezeichnetem Schnittwinkel.

Damit tatsächlich lediglich Scherwellen angeregt werden, müssen die Materialtensoren, wie von Jakoby und Vellekoop [51] beschrieben, bestimmte Voraussetzungen erfüllen. Für eine sich in  $x$ -Richtung ausbreitende Welle muss

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & 0 & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & 0 & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & 0 & \cdot & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & 0 & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & 0 & \cdot & 0 & \cdot \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e} = \begin{pmatrix} 0 & \cdot & 0 & \cdot & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & 0 & \cdot & 0 & \cdot \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

gelten, wobei  $\mathbf{e}$  die piezoelektrische Spannungskonstante beschreibt.  $\cdot$  definiert einen beliebigen Wert und die Nullen einen notwendigen Nulleintrag. Für Quarz muss sich die Welle jedoch orthogonal zur  $x$ -Achse des Quarz ausbreiten (vergl. Abb. 2.9). Zur Überprüfung, ob die oben beschriebenen Kriterien für ST-Schnitt-Quarz erfüllt sind, müssen die Parameter um  $90^\circ$  gedreht werden. Die ursprünglich von Bechmann [52] veröffentlichten Materialparameter von Quarz sind mittels der von Fahmy und Adler [53] beschriebenen Methode zur Tensorrotation gedreht worden und sind in (2.7) und (2.8) gezeigt. Die erforderlichen Nullwerte sind für alle notwendigen Positionen erfüllt, sodass bei der Verwendung dieser Parameter ausschließlich Love-Wellen angeregt werden.

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} 96.64 & 27.49 & -4.81 & 0.00 & 13.44 & 0.00 \\ 27.49 & 86.74 & -8.60 & 0.00 & 1.05 & 0.00 \\ -4.81 & -8.60 & 130.74 & 0.00 & -1.84 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 30.35 & 0.00 & 7.58 \\ 13.44 & 1.05 & -1.84 & 0.00 & 41.22 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 7.58 & 0.00 & 67.50 \end{pmatrix} \text{ GPa,} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} 0.00 & 0.00 & 0.00 & -0.07 & 0.00 & 0.10 \\ 0.04 & -0.17 & 0.13 & -0.00 & -0.08 & 0.00 \\ 0.00 & -0.00 & 0.00 & 0.07 & 0.00 & -0.11 \end{pmatrix} \text{ C/m}^2 \quad (2.8)$$

Um die entsprechend des ST-Schnitts veränderten Materialparameter von Quarz in Comsol zu verwenden, gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder werden die Standardparameter verwendet und das lokale Koordinatensystem des piezoelektrischen Gebiets wird in der Software durch Angabe der Euler-Winkel gedreht oder die Materialtensoren werden extern gedreht und diese in Comsol als ein neues Material eingefügt. Ein Drehen des lokalen Koordinatensystems ist dann nicht mehr erforderlich. Wird das Material im Modell jedoch gedreht oder die Ausbreitungsrichtung der Welle geändert, muss ein neues Material mit entsprechend gedrehten Parametern extern erzeugt und verwendet werden. In dieser Arbeit wurden beide Verfahren verwendet und gegeneinander validiert, um die korrekte Drehung des Materials sicherzustellen. Da in den Modellen keine Drehung der Materialien über einen Parameterdurchlauf erfolgt, spielt es keine Rolle, ob die Parameter extern oder in Comsol gedreht werden.

## 2.7 Finite-Elemente-Methode

Die FEM ist ein numerisches Lösungsverfahren, das zur Lösung von unterschiedlichen physikalischen Problemstellungen herangezogen wird. Angewendet wird es beispielsweise in der Strukturmechanik oder der Berechnung elektromagnetische Felder und Wellen. Es löst die partiellen Differentialgleichungssysteme (DGL) der entsprechenden physikalischen Zusammenhänge, indem die zu berechnende Geometrie in endlich große (finite) Teilgebiete wie beispielsweise Quader oder Tetraeder aufgeteilt (diskretisiert) wird und die Lösung der partiellen Differentialgleichungssysteme mit in den Teilgebieten bekannten Ansatzfunktionen numerisch genähert wird. Die aus der Zerlegung des Gebiets resultierende Struktur wird als Netz (engl. Mesh) bezeichnet. Aus den Materialeigenschaften, den Anfangs- und Randbedingungen und den die physikalischen Gesetze beschreibenden Gleichungen ergibt sich durch Einsetzen der Ansatzfunktionen für alle Netzelemente entweder ein lineares oder ein nichtlineares Gleichungssystem, das numerisch gelöst werden kann. Auf diese Weise kann durch die an den Knotenpunkten zusammenhängenden Netzelemente das Verhalten des gesamten Bauteils nachgebildet werden. Das Finden einer numerischen Lösung und deren Genauigkeit hängt maßgeblich von der Auflösung der Diskretisierung und somit von der Anzahl an Netzelementen ab. Je feiner das Netz, desto genauer die numerische Lösung, aber desto größer die Matrix des zu lösenden Gleichungssystems und desto länger die Berechnungszeit. Hier muss daher ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Berechnungszeit gefunden werden [54–59].

Es gibt eine Vielzahl an kostenlosen und kommerziellen Programmen, die die FEM zur Lösung der Aufgabenstellung verwenden. Diese unterscheiden sich vor allem in der Bedienung und den vorgefertigten Physik-Bausteinen, die es dem Endnutzer abnehmen, die Gleichungen aufzustellen und es ist meistens dennoch möglich, die Gleichungssysteme manuell einzugeben. In dieser Arbeit wird das Programm Comsol Multiphysics (Comsol Multiphysics GmbH) verwendet, um die verschiedenen Magnetfeldsensoren zu modellieren, da es zum einen ein sehr breites Spektrum unterschiedlicher vorgefertigter Physik-Module gibt, zum anderen aber auch die Eingabe eigener Gleichungssysteme ermöglicht. Zudem bietet es die Möglichkeit einer Fernsteuerung mittels Live-link aus MATLAB (The MathWorks Inc.) und die Möglichkeit der Aufteilung der Berechnung auf mehrere Computersysteme (Parallelisierung) bei besonders aufwändigen Berechnungen.



# Comsol-Implementierung der erstellten FEM-Modelle

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit besteht darin, für die jeweilige Fragestellung passende FEM-Modelle schrittweise zu implementieren, gegen bekannte Fälle zu validieren und anschließend auf neue Fragestellungen anzuwenden. In den Veröffentlichungen der folgenden Kapitel werden die verwendeten Modelle und deren zugrundeliegenden Differentialgleichungen komprimiert beschrieben, bevor die mit ihnen erzeugten Ergebnisse ausgewertet und mit Messungen verglichen werden. In diesem Kapitel werden zu diesen FEM-Modellen ergänzende Informationen aufgeführt, die insbesondere eine detailliertere Beschreibung der Implementierung der Modelle in COMSOL Multiphysics sowie Details zur Umsetzung der Randbedingungen, zur verwendeten Diskretisierung des Lösungsgebiets und zu anderen Besonderheiten enthalten.

## 3.1 Magnetoelektrische Biegebalken-Modelle

Für die Simulationen der magnetoelektrischen Biegebalken wurden verschiedene 3D-Modelle erstellt und für die in Kapitel 4 gezeigte Untersuchung verwendet. Diese Modelle wurden in Anlehnung an das gleichungsbasierte Modell von Lukas Gugat [60] erstellt und die zugrundeliegenden Gleichungen, die in Kapitel 4 näher erläutert werden, hierzu analog zu seinen Modellen als partielle Differentialgleichungen eingegeben.

Die verwendeten Gleichungen des FEM-Modells entsprechen der Formulierung von Blackburn et al. [61] für multiferroische Systeme, die im Folgenden komprimiert dargestellt wird. Ausgehend von eingeschwungenen, zeitharmonischen Vorgängen lassen sich die Maxwell'schen Gleichungen angeben als:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D}, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c, \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.4)$$

(3.5)

wobei  $\vec{E}$  das elektrische und  $\vec{H}$  das magnetisches Feld,  $\vec{D}$  die elektrische und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte,  $\vec{J}$  die Stromdichte,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $\rho_c$  die Raumladungsdichte bezeichnet. Unter der Annahme, dass  $\vec{J} = 0$ , und nach Anwenden der Divergenz auf Gleichung (3.1) folgt mit  $\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) \equiv 0$ , dass

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0. \quad (3.6)$$

Dies impliziert, dass es im eingeschwungenen Zustand keine Raumladungsdichte gibt. Zusammenfassend ergeben sich daher für den elektromagnetischen Teil die Gleichungen:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.8)$$

Entsprechend des 3. Newton'schen Gesetzes ergibt sich die Differentialgleichung der Mechanik zu:

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho\omega^2\vec{u}, \quad (3.9)$$

mit  $\mathbf{T}$  als Spannungstensor,  $\rho$  als Massendichte und  $\vec{u}$  als Verschiebungsvektor. Die linearen Materialgleichungen lauten

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{EH}\mathbf{S} - \mathbf{e}\vec{E} - \mathbf{e}_m^T\vec{H}, \quad (3.10)$$

$$\vec{D} = \mathbf{e}\mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon}\vec{E} + \boldsymbol{\alpha}\vec{H}, \quad (3.11)$$

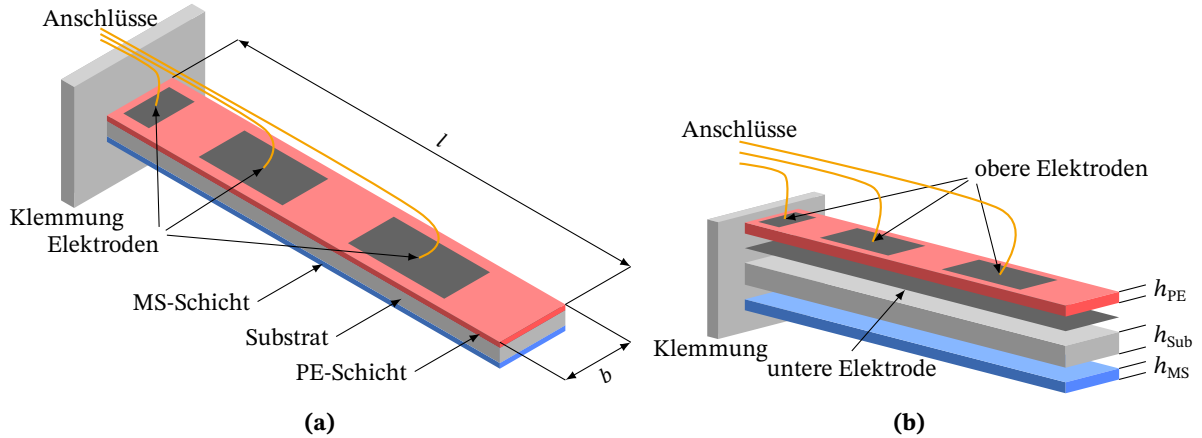
$$\vec{B} = \mathbf{e}_m\mathbf{S} + \boldsymbol{\alpha}\vec{E} + \boldsymbol{\mu}^S\vec{H}, \quad (3.12)$$

mit  $\mathbf{S}$  als Verzerrungstensor,  $\mathbf{c}^{EH}$  als Elastizitätstensor,  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{e}_m$  als Verzerrung-zu-Feld-Kopplungskonstanten,  $\boldsymbol{\alpha}$  als direkten ME-Koeffizienten,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  als Permittivität,  $\boldsymbol{\mu}$  als Permeabilität,  $V$  als elektrisches und  $V_m$  als magnetisches Potential. Unter der Annahme, dass elektro- und magnetostatische Effekte dominieren, können die elektrische und magnetische Feldstärke über die folgenden skalaren Potentiale bestimmt werden:

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (3.13)$$

$$\vec{H} = -\nabla V_m. \quad (3.14)$$





**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des magnetoelektrischen Biegebalkensensors mit Angabe der Sensorbestandteile (a). Der Schichtaufbau ist in (b) als Explosionszeichnung dargestellt und zeigt auch die verdeckt liegende untere Elektroden der PE-Schicht. Zusätzlich werden die Variablen für die Sensorgeometrie eingeführt mit der Länge  $l$ , der Breite  $b$  sowie den Schichtdicken der PE- und MS-Schicht  $h_{PE}$ ,  $h_{MS}$  und der Substratdicke  $h_{Sub}$ .

Zusätzlich lässt sich über die Kinematik noch die folgende Elastizitätsbeziehung zwischen der Dehnung  $\mathbf{S}$  und der Verschiebung  $\vec{u}$  herstellen:

$$\mathbf{S} = 1/2 \left[ (\nabla \vec{u})^T + \nabla \vec{u} \right]. \quad (3.15)$$

Jede der drei Differentialgleichungen (3.7), (3.8) und (3.9) wird mittels eines Koeffizientenvergleichs mit der Standard-Gleichung des Comsol-Interfaces „partielle Differentialgleichung (PDGL, allgemeine Form)“ in Comsol eingegeben. Folglich gibt es für die Mechanik, die Piezoelektrik und die Magnetostriktion jeweils ein PDGL-Interface mit eigenen Randbedingungen in Comsol.

Die Geometrie des Comsol-Modells besteht aus 3 Quadern, die das Substrat, die PE-Schicht und die MS-Schicht darstellen. Der Sensor ist an einer Seite durch eine Halterung fixiert, weshalb hier die Verschiebung im Modell auf  $\vec{u} = 0$  gesetzt wird. Die beiden Elektroden befinden sich auf der Unter- und Oberseite der piezoelektrischen Schicht (siehe Abb. 3.1). Aufgrund ihrer geringen Schichtdicke von wenigen Nanometern ist der mechanische Einfluss der Elektroden zu vernachlässigen, sodass die Elektroden lediglich durch Randbedingungen modelliert werden. Das elektrische Potential wird sowohl auf der Ober- als auch auf der Unterseite der PE-Schicht auf  $V = 0 \text{ V}$  gesetzt, um einen kurzgeschlossenen Sensor zu modellieren. Dies entspricht der Betriebsart, bei der der Sen-

sors an einen Ladungsverstärker angeschlossen ist. Die elektrische Ladung  $q$  wird mittels eines Oberflächenintegrals über die elektrische Flussdichte an der Oberseite der PE-Schicht berechnet:

$$q = \oiint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = \iint D_3 \cdot dA. \quad (3.16)$$

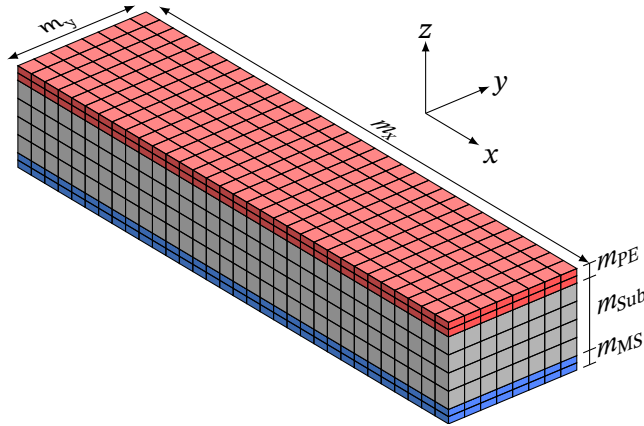
Hierbei beschreibt  $D_3$  die  $z$ -Komponente der elektrischen Flussdichte, die aus der Ebene gerichtet ist.

Um die Biegebalken zum Schwingen anzuregen, wird ein externes Magnetfeld modelliert, indem an den Grenzflächen des Balkens ein magnetisches Vektorpotential angelegt wird. Die den Balken in der Realität umgebende Luft wird hier nicht betrachtet, um die Simulationszeit möglichst kurz zu halten [40, 62, 63].

Da der zu modellierende Sensor ausschließlich aus quaderförmigen Elementen besteht, ist für die Diskretisierung des Gebiets ein Netz aus Quadern geeignet (vgl. 3.2). Die Kantenlänge beträgt hier  $100 \mu\text{m}$  in der  $xy$ -Ebene. Innerhalb des Substrates wurde die Höhe der Elemente auf Werte zwischen  $12,5 \mu\text{m}$  und  $50 \mu\text{m}$  gesetzt, während die Elementhöhe innerhalb der PE- und MS-Schichten  $1 \mu\text{m}$  oder  $2 \mu\text{m}$  entspricht.

Grundsätzlich kann die Diskretisierung des zu lösenden Gebiets entscheidend dafür sein, ob das Modell lösbar ist oder nicht. Für den hier untersuchten Biegebalken würde eine feinere Unterteilung aufgrund des noch extremer werdenden Seitenverhältnisses der Netzelemente zu numerischen Instabilitäten führen. Für das Seitenverhältnis, das als Quotient aus der längsten Seite geteilt durch die kürzeste Seite des Netzelements definiert ist, sollten im allgemeinen Verhältnisse kleiner als drei angestrebt werden. Größere Verhältnisse sind meist als bedenklich anzusehen und sollten vermieden werden [64], da die Verwendung hoher Seitenverhältnisse in der Regel zu längeren Berechnungszeiten und ungenaueren Ergebnissen führt. Die hier untersuchten Strukturen erfordern jedoch aufgrund der sehr dünnen MS- und PE-Schichten die Wahl deutlich höherer Seitenverhältnisse. Es konnte beobachtet werden, dass Seitenverhältnisse bis etwa 100 akzeptabel sind (Fehler  $< 1 \%$ ), während noch größere dazu führen, dass das Modell nicht mehr gelöst werden kann (vergleiche auch [60]). Diese Problematik ist insbesondere bei Parameterstudien zu beachten, die die Geometrie der Biegebalken verändern. Für die Studie aus Kapitel 6 wurde die Geometrie nicht variiert, sodass immer das selbe Netz verwendet werden konnte.

Mit Hilfe des Eigenfrequenz-Lösers lassen sich die Eigenfrequenzen des Sensors bestimmen, während sich das Verhalten des Sensors bei einer beliebigen anderen Frequenz als der Resonanzfrequenz mit Hilfe des Frequenzbereichs-Lösers bestimmen lässt. Für die Simulationen in Kapitel 4 wurde



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des verwendeten Netzes zur Diskretisierung des Biegebalkens. Die Anzahl der Unterteilungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung sind durch  $m_x$  beziehungsweise  $m_y$  dargestellt, während sie Unterteilung der Schichtdicken mit  $m_{\text{Sub}}$ ,  $m_{\text{PE}}$  und  $m_{\text{MS}}$  für das Substrat, die PE- und die MS-Schicht gekennzeichnet sind.

die Resonanzfrequenz zuerst mittels des Eigenfrequenz-Lösers bestimmt und anschließend bei exakt dieser Frequenz über das magnetische Feld angeregt.

Sind in den FEM-Formulierungen keine Verlustmechanismen integriert, ist das resonante System ungedämpft und es würde zu einer unendlich hohen Auslenkungsamplitude des Balkens in der Simulation kommen. In dem Bereich um die Resonanzfrequenz ließe sich daher für den ungedämpften Fall keine Lösung finden. Aus diesem Grund wurde das Modell um eine einfache mechanische Dämpfung erweitert, indem der Elastizitätsmodul einen imaginären Anteil mit dem isotropen Verlustfaktor  $\eta$  erhält:

$$\mathbf{C}^* = \mathbf{C}(1 + \eta i). \quad (3.17)$$

Hierbei beschreibt der reale Teil von  $\mathbf{C}^*$  den Speichermodul und der imaginäre Teil den Verlustmodul [65–67]. Mit der Wahl von  $\eta = 1/(2Q)$ , wobei  $Q$  die Güte des Systems beschreibt, kann die Güte des Sensors an die Ergebnisse der Messungen aus realen Sensoren angepasst werden. Auf diese Weise kann man die mechanische Güte des Sensors vorgeben und so direkt auf der mechanischen Resonanz simulieren werden. Alternativ könnte um die mechanische Resonanz herum simuliert und anschließend eine Kurvenanpassung in der Nachbearbeitung mit einer Fano-Funktion [68, 69] durchgeführt werden. Aus den Koeffizienten der Fano-Funktion ließen sich dann die gesuchten Parameter extrahieren. Dies würde jedoch einen erheblichen Mehraufwand an Simulationen bedeuten und die Rechenzeit wesentlich verlängern, sodass der oben beschriebene Ansatz der Verwendung eines komplexen Elastizitätsmoduls angewendet wurde.

Damit verschiedenste Geometrien und Elektrodenpositionen effizient simuliert werden können, wird das Modell mithilfe des Interfaces *LiveLink for Matlab* über Matlab gesteuert. Mit diesem Interface können die verschiedenen Geometrieparameter vor der Simulation gesetzt werden, das neue Netz gebildet und anschließend die Simulation gestartet werden. Das Ergebnis der Simulation wird ebenfalls von Matlab ausgelesen und weiterverarbeitet. Neben dem Signal wird auch das Rauschen benötigt, um das SNR berechnen zu können. Hierfür wird das von Robert Jahns eingeführte Rauschmodell verwendet, welches in Kapitel 4 näher beschrieben ist.

## 3.2 Oberflächenwellensensoren-Modelle

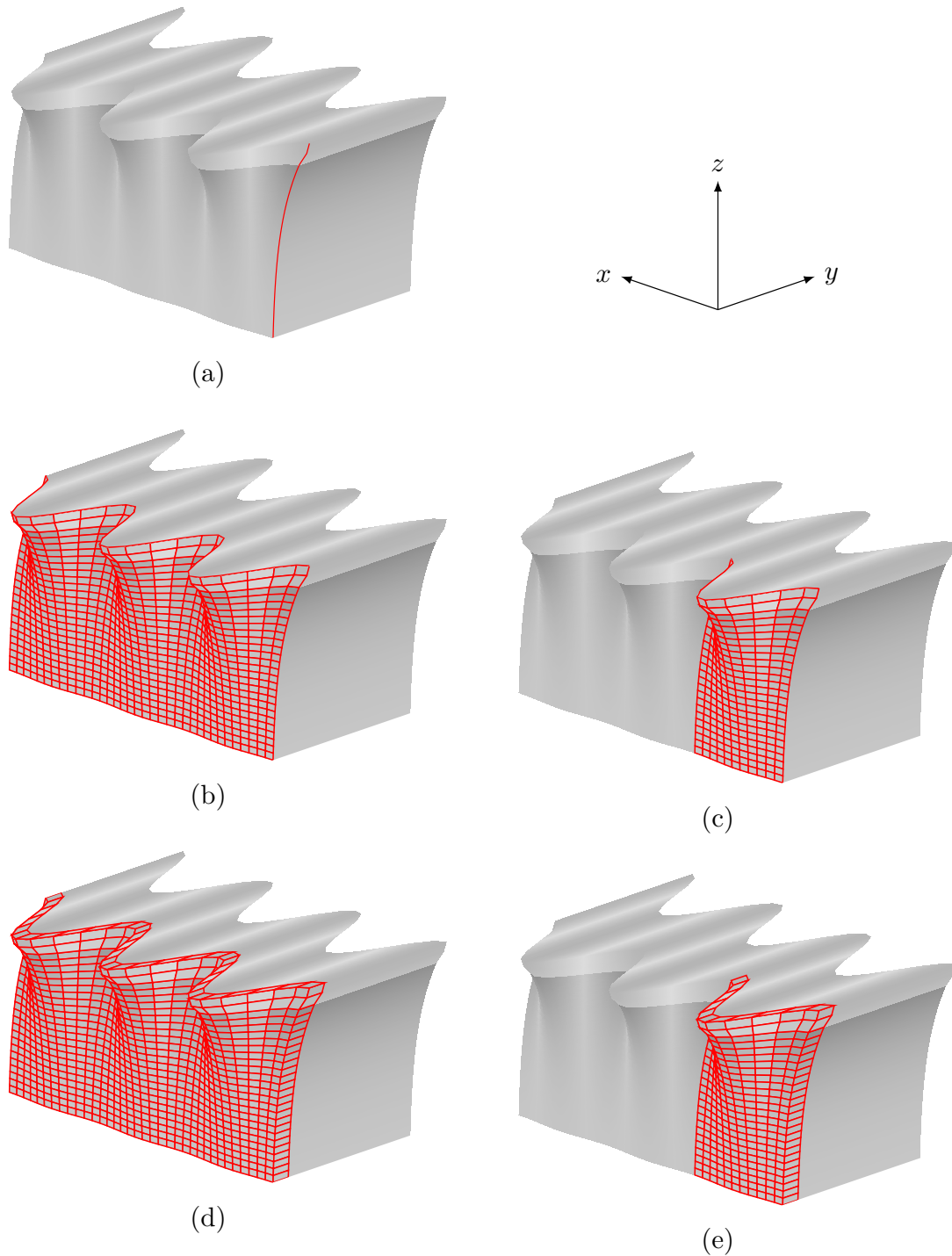
Die Modelle der Oberflächenwellensensoren verwenden unterschiedliche Dimensionalität und besitzen somit von 1D zu 3D eine unterschiedliche Komplexität. Die den Modelle zugrundeliegenden Differentialgleichungen und gesetzten Randbedingungen sind in Kapitel 6 ausführlich dargestellt und die folgende Beschreibung dient als Ergänzung, die insbesondere die Umsetzung der Modelle mit der Software COMSOL Multiphysics erläutern soll. Eine detaillierte Gegenüberstellung der verwendeten Modelle ist in Kapitel 6 zu finden, in dem neben den Vor- und Nachteilen der unterschiedlichen Modelle auch deren unterschiedliche Berechnungszeiten verglichen werden.

### 3.2.1 1D-Modell

Das sogenannte 1D-Modell verwendet die Differentialgleichung für Love-Wellen (3.18) [70], bei der isotrope Materialparameter verwendet werden und die Geometrieparameter auf die Angabe der Schichtdicken beschränkt sind. Daher besitzt der Schubmodul  $G(z)$  und die Dichte  $\rho(z)$  lediglich eine  $z$ - und keine  $x$ - oder  $y$ -Abhängigkeit. Da die Love-Welle eine reine Scherwelle ist, weist die Verschiebung der sich in  $x$ -Richtung ausbreitenden Welle ausschließlich eine  $y$ -Komponente auf  $u_2(k, z, \omega) = U(k, z, \omega)e^{i(kx - \omega t)}$  und ist ebenfalls von  $z$  abhängig.

$$\frac{d}{dz} \left[ G(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 G(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k, z, \omega) \quad (3.18)$$

Die Eigenwertgleichung (3.18) kann entweder nach der Wellenzahl  $k$  oder der Kreisfrequenz  $\omega$  gelöst werden, während die jeweils andere Variable vorgegeben wird. Ein Lösen nach  $k$  ist erforderlich, wenn zu einer gegebenen Frequenz die resonante Wellenlänge der Love-Welle bestimmt werden soll und umgekehrt muss nach  $\omega$  gelöst werden, wenn die Frequenz zu einer vorgegebenen Wellenlänge



**Abbildung 3.3:** Übersicht der SAW-Modelle: Vom 1D-Modell (a) über die 2.5D-Modelle (b), (c) bis hin zu den 3D-Modellen (d) und (e). Die jeweils vom Modell erfasste Geometrie und die symbolisch dargestellten Netzelemente sind in rot hervorgehoben. Die Einheitszellenmodelle sind in (c), (e) und Verzögerungsleitungsmodelle sind in (b), (d) dargestellt.

gesucht wird. Die Gleichung wird mittels Koeffizientenvergleich in den Comsol Baustein „Partielle Differentialgleichung – Koeffizientenform“ eingegeben.

Die Randbedingungen für die Love Wellen geben vor, dass die mechanische Scherspannung an der Oberfläche null sein muss, was mit einer „Kein Fluss“-Randbedingung in Comsol realisiert wird. Zusätzlich muss die Verschiebung und die Spannung an den inneren Grenzflächen zwischen den verschiedenen Schichten kontinuierlich sein, was eine in Comsol standardmäßig aktivierte Randbedingung ist. Wird die Substratschichtdicke ausreichend dick gewählt, geht die Verschiebung entsprechend der exponentiellen Abnahme mit der Eindringtiefe gegen null [49, 50], sodass die Verschiebung am untere Ende des Substrates mit einer Dirichlet-Randbedingung auf null gesetzt werden kann.

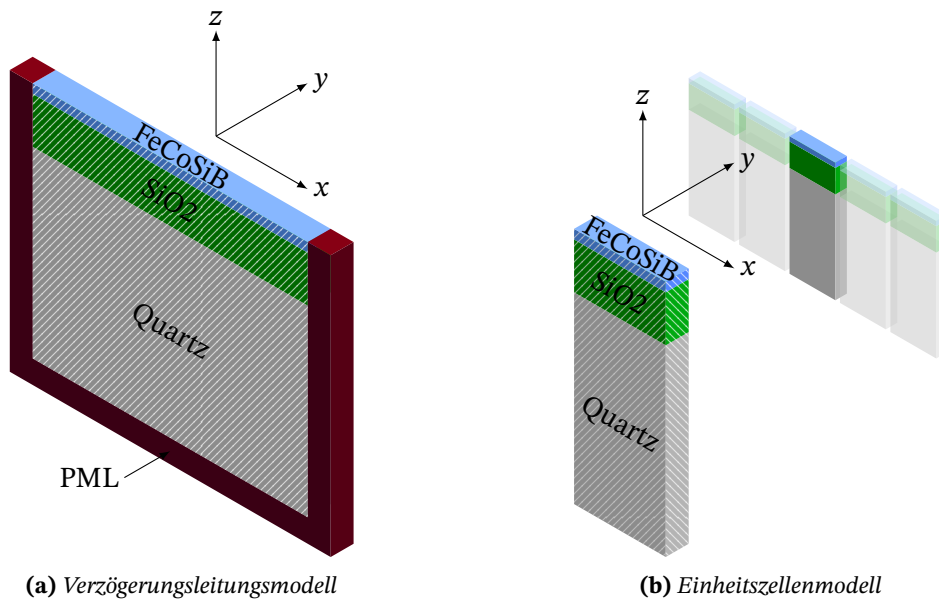
Die Materialparameter und vorgegebene Wellenzahl beziehungsweise Frequenz des Comsol-Modells lässt sich über Matlab fernsteuern und nach Abschluss der Berechnung können die Ergebnisse in Matlab weiterverarbeitet werden. Auf diese Weise lassen sich auch komplexere Parameterstudien umsetzen.

#### 3.2.2 3D-Modell

Für die Implementierung der in Kapitel 6 beschriebenen Differentialgleichungen der 3D-Modelle werden die Physik-Interfaces „Festkörpermechanik (solid)“ und „Elektrostatik (es)“ von Comsol verwendet. Die Verwendung dieser Interfaces ermöglicht eine schnellere Entwicklung, da keine Gleichungen eingegeben werden müssen, sondern auf vorgefertigte, validierte Implementierungen gesetzt wird. Sollte jedoch ein Eingriff in die Gleichungen notwendig sei, so ist dies ebenfalls über das Gleichungsinterface von Comsol möglich.

Die 3D-Modelle teilen sich auf in ein Verzögerungsleitungsmodell 3.3(d), mit dem die Wellenausbreitung untersucht werden kann und ein Einheitszellenmodell 3.3(e), bei dem das Simulationsgebiet auf eine oder eine halbe Wellenlänge mit periodischen Randbedingungen reduziert wird. Letzteres besitzt aufgrund der kleineren Anzahl an Netzelementen eine erheblich geringere Komplexität des zu lösenden Gleichungssystems und damit kürzere Simulationszeiten, setzt jedoch ein periodisches Simulationsgebiet voraus.

Eine Besonderheit des 3D-Modells besteht darin, dass zur Reduzierung der Netzelementanzahl eine Breite von einem Element gewählt wird (siehe 3.3(d)). Dies wird zum einen gemacht, weil sich die Struktur in der Breite nicht ändert und die Lösung daher keine Abhängigkeit von der



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der 3D-Modelle eines SAW-Sensors mit eingezeichneten Randbedingungen: Das Verzögerungsleitungsmodell in (a) und das Einheitszellenmodell in (b). Die Ausbreitungsrichtung der Wellen entspricht der  $x$ -Richtung. Für die schraffierten Flächen und die ihnen gegenüberliegenden parallelen Flächen sind periodische Randbedingungen gesetzt. Um dies zu verdeutlichen, ist die Periodizität zusätzlich durch Wiederholung der Struktur dargestellt.

Breite besitzt. Zudem würde die Simulation der vollen Länge und Breite des Sensors mehrere Terabyte an Arbeitsspeicher benötigen und wäre damit nur auf Hochleistungs-Rechenclustern zu berechnen. Eine effiziente Durchführung von Parameterstudien wäre somit nicht gegeben. Die Verwendung eines 2D-Modells ist jedoch nicht möglich: Die Geometrie kann zwar in einer Ebene definiert werden, jedoch ist die Verschiebung der Love-Welle aus der Ebene heraus gerichtet. Diese Komponenten, die aus der Ebene gerichtet sind, wären nicht Teil des Gleichungssystems und könnten daher nicht berechnet werden. Die Verwendung des 3D-Modells mit einer Breite von einem Netzelement ist daher eine adäquate Lösung, das Simulationsgebiet möglichst klein zu halten. Für die Ränder, deren Normalenvektoren aus der Ebene heraus ( $y$ -Richtung) gerichtet sind, werden periodische Randbedingungen verwendet, um eine unendlich Breite Struktur abzubilden (siehe Abb. 3.4). Während beim Verzögerungsleitungsmodell reflexionsfrei angepasste Absorberschichten (engl. PML für *perfectly matched layers*) verwendet werden, um Reflexionen der Welle am Ende des Simulationsgebietes in Ausbreitungsrichtung ( $x$ -Richtung) zu vermeiden, ist dies beim Einheitszellenmodell nicht notwendig, da hier von einer periodischen Struktur aufgegangen wird und daher periodische Randbedingungen gewählt werden. Um unerwünschte Reflexionen von sich im Substrat in Richtung Boden ausbreitenden Wellen zu verhindern, werden sowohl im Verzögerungsleitungsmodell als auch im Einheitszellenmodell PMLs verwendet.

Das Potential der einen Elektrode der IDTs wird auf 0 V gesetzt, während die jeweils andere Elektrode entweder auf eine definierte Spannung zur Anregung der Welle gesetzt wird oder als schwebendes Potential definiert wird. Dieses schwebende Potential der Ausgangs-IDT wird dann über die entsprechend des piezoelektrischen Effekts erzeugten Ladungen von Comsol bestimmt.

Die Geometrieparameter des Modells lassen sich über Matlab variieren und so automatische Parametervariationen erstellen. Je nach Modell kann es jedoch vorteilhaft sein, die Parametervariation in Comsol durchzuführen, da der Mehraufwand durch das Erstellen des Netzes, das Aufstellen des Gleichungssystems und andere Schritte, reduziert wird. Diese müssten ansonsten für jeden Parameterschritt neu ausgeführt werden, wenn die Variation in Matlab erfolgt. Der zu untersuchende Parameterbereich kann aber von Matlab vorgegeben und an Comsol übertragen werden, sodass die Variation von Comsol ausgeführt wird.

#### 3.2.3 2.5D-Modell

Wie in dem vorherigen Abschnitt beschrieben, lässt sich eine Love-Welle nicht als reine 2D-Simulation berechnen. Da der Sensor verglichen mit der Wellenlänge sehr breit ist, kann dieser auch als unendlich breit angenähert werden. In diesem Fall kann die Dehnung in Richtung des Normalenvektors der Ebene als null angenommen werden und man spricht von einem ebenen Verzerrungszustand oder auch einem ebenen Dehnungszustand. Diese Annahme führt zu einer reduzierten Anzahl an Netzelementen und damit zu einer geringeren Berechnungszeit. Die Geometrie wird in diesem so genannten 2.5D-Modell in 2D vorgegeben, obwohl die Verschiebungen und Spannungen in 3D berechnet werden. Daher ist dieses Modell genau wie das 3D-Modell in der Lage, anisotrope Materialparameter zu verwenden.

Ähnlich der 3D-Modelle müssen auch bei dem 2.5D-Modell die Reflexionen der Wellen an den Rändern verhindert werden. Hierzu werden schwach-reflektierende Randbedingungen („Low-Reflecting Boundary Conditions“) gesetzt, die die umgebenden Materialparameter verwenden, um eine Impedanzanpassung für Druck- und Scherwellen zu erreichen [71–73] und somit Reflexionen zu verhindern. Diese Wahl ermöglicht eine schnellere Berechnung als mit PMLs. Grundsätzlich reagieren PMLs stabiler auf unterschiedliche Welleneinflussrichtungen und Wellentypen. Daher kann es gegebenenfalls zukünftig sinnvoll sein, diese zu verwenden, auch wenn bisher keine Probleme mit der Wirksamkeit der schwach-reflektierenden Randbedingungen aufgetreten sind.

Die weiteren Randbedingungen sind identisch zu den der 3D-Modellen und auch die Steuerung über Matlab ist bei dem 2.5D-Modell ebenfalls möglich.



# Elektrodendesigns für magnetoelektrische Biegebalken mit verbessertem Signal-Rausch-Verhältnis

Der Inhalt dieses Kapitels wurde aus der folgenden wissenschaftlichen Veröffentlichung übersetzt: J. Schmalz, M. C. Krantz, A. Knies, H. Lüder und M. Gerken, „Signal-to-noise ratio enhanced electrode configurations for magnetoelectric cantilever sensors“, *AIP Advances*, Jg. 10, Nr. 7, S. 075 314, 2020. DOI: 10.1063/5.0015564 [74]; verwendet unter Creative Commons Lizenz CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>) und übersetzt ins Deutsche. Die englische Fassung der Publikation ist im Anhang B.1 abgedruckt.

Der Eigenanteil an dieser Publikation umfasst die Herstellung der Sensoren und deren Vermessung, die Erstellung der verwendeten FEM-Modelle für höhere Moden auf Basis eines Grundmoden-Modells sowie die Zusammenstellung, Darstellung und Auswertung der Ergebnisse. Er liegt ebenfalls in der Erstellung der ersten Version des Manuskripts sowie der Mitwirkung bei der Überarbeitung. *Konzeption: mittel, Planung: hoch, Durchführung: hoch, Manuskripterstellung: hoch.*

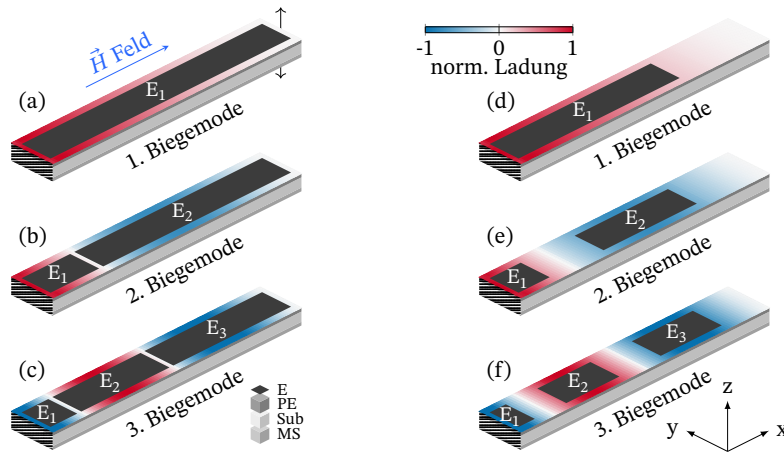
Magnetoelektrische Biegebalken, die aus dehnungsgekoppelten magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten bestehen, sind für die Magnetfeldmessung verwendbar. Für die erste Biegemode hat die magnetfeldinduzierte Spannungsverteilung entlang der Biegebalkenlänge das gleiche Vorzeichen, sodass eine Plattenkondensator-Elektrodenkonfiguration, die die gesamte piezoelektrische Schicht überdeckt, zum Sammeln der dehnungsinduzierten Ladung verwendet werden kann. Für Moden höherer Ordnung treten Spannungsbereiche mit entgegengesetztem Vorzeichen in Richtung der Längsachse des Biegebalkens auf. Um die resultierende Ladungsaufhebung zu verhindern und so die piezoelektrisch induzierte Ladung effizient zu gewinnen, werden segmentierte Elektroden verwendet. Diese Studie untersucht den Einfluss der Elektrodenkonfiguration auf das SNR für Biegemoden höherer Ordnung. Die von den Elektroden gesammelten Ladungen werden unter Verwendung einer FEM-Simulation unter Berücksichtigung der mechanischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Biegebalkens numerisch berechnet. Durch die Kombination mit einem analytischen Rauschmodell, das die Sensor- und Verstärkerrauschquellen berücksichtigt,

wird das SNR bestimmt. In dieser Studie wird ein 3 mm langer, 1 mm breiter und 50  $\mu\text{m}$  dicker Silizium-Biegebalken mit Schichten aus 2  $\mu\text{m}$  dickem magnetostriktiven, weich-magnetischen, amorphen Metall (FeCoSiB) und 2  $\mu\text{m}$  dickem piezoelektrischen Aluminiumnitrit (AlN) analysiert. Es wird gezeigt, dass ein SNR-optimiertes Elektrodendesign eine SNR-Verbesserung von 2,3 dB und 2,4 dB für die zweite und dritte Biegemode im Vergleich zu einem signaloptimierten Design ergibt.

### 4.1 Einleitung

Magnetoelektrische (ME) Biegebalken werden für Energy Harvesting [75, 76] (engl., wörtlich übersetzt Energie-Ernten) und für die Messung von Magnetfeldern bei Raumtemperaturen [77–79] entwickelt. In beiden Fällen wird eine magnetostriktive (MS) und eine piezoelektrische (PE) Schicht für die Umwandlung von magnetischen Feldern zu einer induzierten elektrischen Ladung mittels Dehnungskopplung der beiden Schichten – mit oder ohne ein zusätzliches Substrat – verwendet. Durch ein angelegtes magnetisches Feld wird die magnetostriktive Schicht verformt, wodurch der Biegebalken und damit auch die piezoelektrische Schicht ausgelenkt werden. Diese Verformung verursacht eine Änderung der Polarisierung und resultiert in einer Oberflächenladung auf der piezoelektrischen Schicht. Eine schematische Darstellung der verwendeten Biegebalken in den ersten drei Biegemoden und der hierdurch induzierten Ladungsverteilung ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Für den Betrieb bei höheren Moden sowie den Multi-Moden-Betrieb ist die Spannungsverteilung entlang des Biegebalkens essentiell für das Elektrodendesign. Der erste Ansatz besteht darin, Dehnungsknoten-optimierte Elektroden-Konfigurationen zu verwenden [12, 32], bei dem die Elektroden an den Nullstellen der Dehnungsverteilung entlang des Biegebalkens unterbrochen werden. Andernfalls würden sich die Ladungen aufgrund ihrer gegensätzlichen Ladung partiell aufheben. In Zabel et al. [12] wurden die Elektrodenstart- und Endpositionen basierend auf den berechneten Dehnungsknoten abgeschätzt. Diese abgeschätzten Positionen wurden mit einer auf der Euler-Bernoulli-Balkentheorie basierenden Sensitivitätsanalyse verglichen. Kürzlich wurde ebenfalls gezeigt, dass eine Elektrode mit optimaler Länge für die erste Mode nicht die komplette Balkenlänge abdecken sollte [80]. Hier wird eine FEM-basierte Studie vorgestellt, die den Einfluss des Elektrodendesigns auf das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für die ersten drei Biegemoden untersucht. Dazu wird der Sensor in direkter Detektion mit longitudinal angelegtem Magnetfeld betrieben (Abb. 4.1). Im Gegensatz zu vorherigen Studien zum Elektrodendesign für höhere Moden [12, 32]



**Abbildung 4.1:** Dehnungsknoten optimierte Elektroden-Designs für die ersten drei fest-freien Biegemoden auf einem Biegebalken (a)–(c) und ebenso SNR-optimierte Elektroden-Designs (d)–(f). Die Biegebalken bestehen aus einem Silizium-Substrat (Sub), eingeschlossen von einer magnetostriktiven Schicht (unten) und einer piezoelektrischen Schicht (oben) und werden durch die Elektroden (E)  $E_1$ – $E_3$  abgedeckt. Das feste Ende an der linken Seite ist schraffiert und die Schwingung der Biegebalken ist durch schwarze Pfeile symbolisiert. Die piezoelektrisch induzierte Oberflächenladung für die ersten drei Biegemoden ist farbcodiert auf der Oberfläche der Biegebalken für ein angelegtes Magnetfeld ( $\vec{H}$ -Feld) dargestellt. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

wurde hier eine Elektrodenkonfiguration für maximales SNR statt Sensitivität entworfen, was zu einer verbesserten Geometrie und daher höherem SNR führte. Im ersten Teil dieser Studie wurde ein FEM-Modell implementiert, um die Signalstärke der Biegemoden höherer Ordnung zu berechnen. Dieses Modell, in dem die mechanischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Komposit-Biegebalkens betrachtet wurden, wurde durch experimentelle Ergebnisse bestätigt, für die ein 45 mm langer und 5 mm breiter Silizium-Biegebalken mit Polyvinylidenfluorid-Co-Trifluorethylen (P(VDF-TrFE)) als piezoelektrische und Metglas als magnetostriktive Schicht verwendet wurde (Abb. 4.1 (a)–(c)). Für einen Vergleich der Simulation und der Messergebnisse ist eine Variation des Elektroden-Designs besonders gut geeignet, um das Modell zu validieren, da die aktive Schicht unverändert bleiben kann, wodurch der Einfluss von Fabrikationsfehlern reduziert wird.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde das FEM-Modell zur Ermittlung der Signalstärke mit einem analytischen Rausch-Modell kombiniert, um das SNR zu berechnen. Der Einfluss der Elektrodenkonfiguration auf das SNR wird nachfolgend gezeigt. Mittels des verifizierten FEM-Modells kann die Position der Dehnungsknoten der verschiedenen Biegebalkengrößen und Materialeigenschaften für die verschiedenen Elektrodenkonfigurationen berechnet werden. Dazu wurde ein 3 mm langer und 1 mm breiter Silizium-Biegebalken mit aktiven Schichten aus AlN und Metglas untersucht,

da für diese Art der Biegebalken besonders geringe LODs für die Messung von Magnetfeldern im Vergleich zu der gewählten Art für die Validierung des Modells gezeigt werden konnten [81].

## 4.2 Finite-Elemente-Methode Modell

Das gekoppelte mechanische, elektrische und magnetische Verhalten der magnetoelektrischen Biegebalken wurden durch das gekoppelte Differentialgleichungssystem modelliert, das das Newton'sche Gesetz und die Maxwell'schen Gleichungen berücksichtigt [61, 80]:

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho\omega^2\vec{u} \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (4.3)$$

wobei  $\mathbf{T}$  den Spannungstensor,  $\rho$  die Massendichte,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\vec{u}$  den Verschiebungsvektor und  $\vec{D}$  die elektrische und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte beschreibt. Außerdem wird angenommen, dass Raumladungen und Ströme vernachlässigbar sind.

Ein linearisierter Satz an Materialgleichungen wird in einer Kleinsignalnäherung am Arbeitspunkt ausgewertet:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{EH}\mathbf{S} - \mathbf{e}_e\vec{E} - \mathbf{e}_m^T\vec{H} \quad (4.4)$$

$$\vec{D} = \mathbf{e}_e\mathbf{S} + \epsilon\vec{E} \quad (4.5)$$

$$\vec{B} = \mathbf{e}_m\mathbf{S} + \mu\vec{H}, \quad (4.6)$$

wobei  $\mathbf{S}$  den Dehnungstensor,  $\mathbf{c}^{EH}$  den Elastizitätstensor,  $\mathbf{e}_e$ ,  $\mathbf{e}_m$  die piezoelektrischen beziehungsweise piezomagnetischen Spannungskonstanten,  $\vec{E}$  das elektrische Feld,  $\vec{H}$  das magnetische Feld,  $\epsilon$  die Permittivität  $\mu$  die Permeabilität,  $V$  das elektrische Potential und  $V_m$  das magnetische Potential repräsentiert.

Die Elastizitätsbeziehung ist durch die Gleichung (4.7) gegeben und für das elektrische und magnetische Feld werden skalare Potentiale angenommen (Gleichung (4.8), (4.9)):

$$\mathbf{S} = 1/2 \left[ (\nabla\vec{u})^T + \nabla\vec{u} \right] \quad (4.7)$$

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (4.8)$$

$$\vec{H} = -\nabla V_m. \quad (4.9)$$

Eine 3D-Simulation des ME-Sensors wurde mit Hilfe von COMSOL Multiphysics durchgeführt, indem die oben beschriebenen linearen Gleichungen in einem „partielle Differentialgleichungen, allgemeine Form“-Baustein durch eine Kleinsignalnäherung implementiert wurden. Die Resonanzfrequenz, der Spannungstensor und die elektrische Spannung der piezoelektrischen Schicht wurden für eine magnetische Anregung durch Anlegen einer externen magnetischen Flussdichte von  $1 \mu\text{T}$  an die Stirnseiten des Biegebalkens in einer Frequenzbereichsstudie berechnet. Die verwendeten Materialparameter sind im Abschnitt 4.6 gegeben.

## 4.3 Validierung des FEM-Modells

Die Position der Dehnungsknoten ist stark abhängig von der Dimension des Sensors, der Schichtdicke und den Materialeigenschaften. Für eine präzise Elektrodendesignentwicklung wurden die verwendeten FEM-Modelle unter Verwendung der Materialparameter mit den Messergebnissen der im eigenen Labor hergestellten ME-Sensoren validiert. Dazu wurde ein 45 mm langer und 5 mm breiter Biegebalken-Sensor mit einem  $300 \mu\text{m}$  dicken Siliziumsubstrat,  $2,5 \mu\text{m}$  dickem PVDF-TrFE als piezoelektrische Schicht und  $29 \mu\text{m}$  Metglas als magnetrestriktive Schicht gewählt. Die Positionen der Elektrodensegmentierungen wurden anhand der Position der Dehnungsknoten festgelegt. Mehrere Sensoren wurden hergestellt, bei denen die Elektroden an den Dehnungsknoten der ersten, zweiten oder dritten Mode segmentiert wurden. Nachfolgend wird der Fokus auf die dritte Mode gesetzt, da für diese der größte Effekt auf die gemessene Ladung beobachtet wurde. Abb. 4.1(c) zeigt einen Sensor, dessen Elektroden bei 13,2 % und 49,7 % der Biegebalkenlänge segmentiert sind.

### 4.3.1 Herstellung

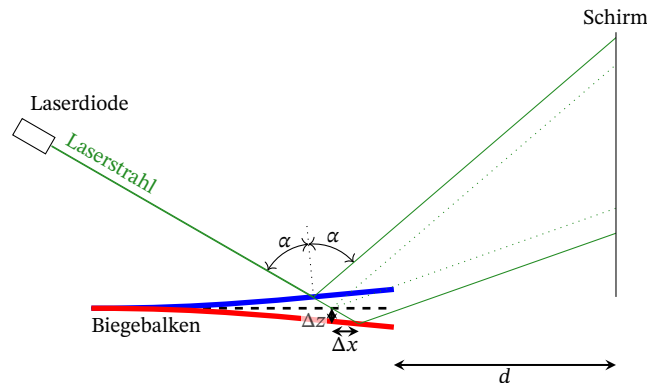
Unter Verwendung von  $300 \mu\text{m}$  dickem 4-Zoll-Silizium-Wafer (Silicon Materials, Si-Mat) wurden ME-Sensoren hergestellt. Nachdem eine 200 nm dicke Aluminium-Elektrode auf den Wafer gedampft wurde, wurde diese Oberfläche mit Wasserdissoziation [82] und einem Sauerstoff-Plasma für 5 min mit einer  $\text{O}_2$  Flussrate von 8 sccm bei 150 W Leistung behandelt. Diese Behandlung der Oberfläche war notwendig, da Fluorcarbone hydrophob sind und die Adhäsion zur Metalloberfläche zu schwach war, um eine gleichmäßige Schicht des P(VDF-TrFE) als PE-Schicht zu erzeugen. Die Polymer-Lösung wurde durch Auflösen von 1 g P(VDF-TrFE)-Pulver (Piezotech S.A.S.), bestehend

aus 70 % Vinylidenfluorid (VDF) und 30 % Trifluorethylen (TrFE), in 5 ml 4-Methyl-2-Pentanon und 5 ml 2-Butanon hergestellt. Diese Lösung wurde 24 h bei  $600 \text{ min}^{-1}$  gerührt. 5 ml dieser Lösung wurden mittels Rotationsbeschichtung auf die Aluminiumschicht unter Verwendung einer Anlaufzeit von 6 s, einer Rotationszeit von 40 s bei  $1600 \text{ min}^{-1}$  und einer Auslaufzeit von 4 s aufgebracht. Danach wurde diese Schicht bei  $135^\circ\text{C}$  für 4 h getempert. Diese führte zu einer Schichtdicke von ca.  $2,5 \mu\text{m}$  P(VDF-TrFE). Nachdem der Wafer in  $45 \times 5 \text{ mm}^2$  Streifen gesägt wurde, wurde eine 200 nm dicke Silberschicht auf die PE-Schicht als obere Elektrode gedampft. Die Polung des P(VDF-TrFE) wurde in Schritten von  $20 \text{ V}/\mu\text{m}$  bis  $100 \text{ V}/\mu\text{m}$  bei  $90^\circ\text{C}$  und jeweils 6 min durchgeführt. Nachfolgend wurde eine  $29 \mu\text{m}$  dicke Metglas-Folie (2826MB; HITACHI Metals Europe GmbH) auf die untere Seite des Substrats als magnetostriktive Schicht (MS) mittels Epoxid-Harz (Epoxy Quick Set, UHU) geklebt. Diese dünne Schicht aus Epoxid-Harz wurde in den Berechnungen vernachlässigt. Die Elektroden wurden mittels dünner Kupferdrähte mit den segmentierten Elektroden verbunden.

### 4.3.2 Messungen

In einem ersten Experiment wurden die Dehnungsverteilung entlang des Balkens und die Positionen der Dehnungsknoten für die ersten drei Moden mit einer optischen Lasermessung bestimmt. In einem zweiten Experiment wurden die von den segmentierten Elektroden der verschiedenen Sensoren aufgenommenen Ladungen gemessen. Die segmentierten Elektroden wurden zuvor entsprechend der für die gegebene Geometrie, Schichtdicke und Materialparameter mittels FEM-Simulation ermittelten Dehnungsknotenpositionen entworfen.

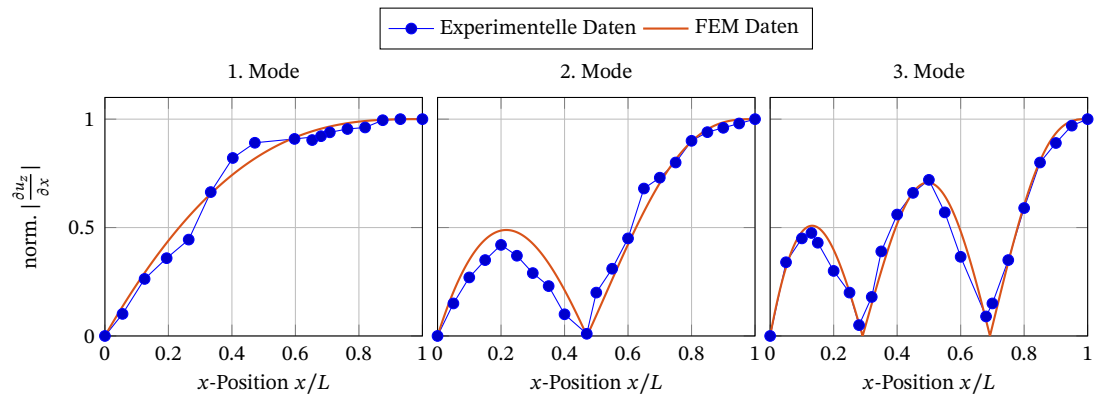
Mit Hilfe eines optischen Messaufbaus, der die Reflexion eines Laserpunkts entlang des in seiner Biegemode angeregten Biegebalkens nutzt, werden die Positionen der Dehnungsknoten bestimmt (Abb. 4.2) und durch Parallelverschiebung des Laserstrahls verschiedene Punkte entlang des Balkens gemessen. Während der Schwingung des Balkens verändert sich der Einfallswinkel kontinuierlich, was zu unterschiedlichen Amplitudenmustern führt. Da der Einfallswinkel des Laserstrahls von der Steigung des Biegebalkens am Einfallspunkt abhängt, ist die Amplitude des Reflexionsmusters proportional zu der Steigung des Biegebalkens  $\partial u_z / \partial x$ . Die Entfernung  $d$  zwischen Biegebalken und Schirm wurde groß genug gewählt, um sicherzustellen, dass der überlagernde Effekt der Verschiebung des Reflexionspunktes  $\Delta x$  in  $x$  Richtung und  $\Delta z$  in  $z$  Richtung vernachlässigt werden kann. Die Amplitude der Biegebalkenauslenkung, die die Steigung der Verschiebung entlang des Balkens beschreibt, stimmt für die ersten drei Moden mit den FEM-Ergebnissen überein (Abb. 4.3).



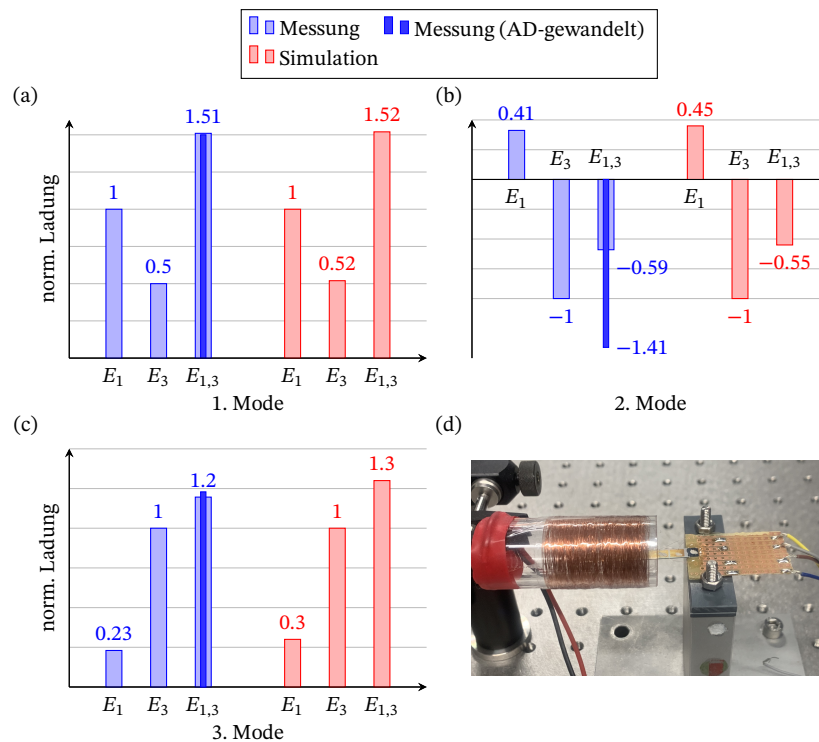
**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung eines experimentellen Aufbaus zur optischen Messung der Biegung eines Biegebalkens entlang der Balkenlänge. Der einfallende Laserstrahl inklusive des Einfallswinkels ist für einen ausgelenkten Biegebalken dargestellt. Der reflektierte Strahl trifft den Schirm in der Entfernung  $d$ . „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

Obwohl die Elektroden für eine bestimmte Mode entworfen wurden, kann der Biegebalken auch in den anderen Moden betrieben werden, was jedoch zu einer reduzierten Ladung führt. Das elektrische Ausgangssignal der piezoelektrischen Schicht wurde unter magnetischer Anregung mittels einer Spule (siehe Abb. 4.4(d)) und eines Funktionsgenerators (HAMEG HMFG 2525) ermittelt. Die Messung der Ladungen erfolgte mit einer AD745-basierten Operationsverstärkerschaltung (Abb. 4.5). Jede Elektrode wurde mit einem eigenen Verstärker verbunden und deren Ladung bei der Anregung der ersten drei Biegemoden des Balkens gemessen. Die Werte der Messungen der verschiedenen Elektroden sind in Abb. 4.4 gezeigt. Leider wurde die Elektrode  $E_2$  während der Polung der PE-Schicht kurzgeschlossen und konnte daher nicht ausgewertet werden. Dies hat jedoch keine negative Auswirkung, da der Schwerpunkt hier auf dem Abgleich der FEM-Ergebnisse mit den Messungen lag und eine Vielzahl an Kombinationen aus Moden und Elektroden unter Verwendung der zwei Elektroden  $E_1$  und  $E_3$  gemessen werden konnte. Für die Auswertung kann entweder jede Elektrode einzeln (beschriftet als  $E_1$ ,  $E_3$ ) oder kombiniert (beschriftet als  $E_{1,3}$ ) gemessen werden. Nach der Analog-Digital-Wandlung (AD-Wandlung) wurden die Werte der Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers der einzeln gemessenen Elektroden digital in der Nachbearbeitung addiert. Die von den Elektroden gesammelten Ladungen sind auf jeweils die Elektrode mit der höchsten Ladung normalisiert.

Bei der ersten resonanten Mode befindet sich doppelt so viel Ladung auf  $E_1$  wie auf  $E_3$ . Durch Kombination von  $E_1$  (1.0) und  $E_3$  (0.5) zu  $E_{1,3}$  durch Verbinden der beiden Elektroden mit einem Kupferkabel, konnte die Summe von beiden positiven Ladungen (1.51) gemessen werden. Die Addition der Analog-Digital (AD)-konvertierten Werte der jeweiligen Elektrode resultierte in einer

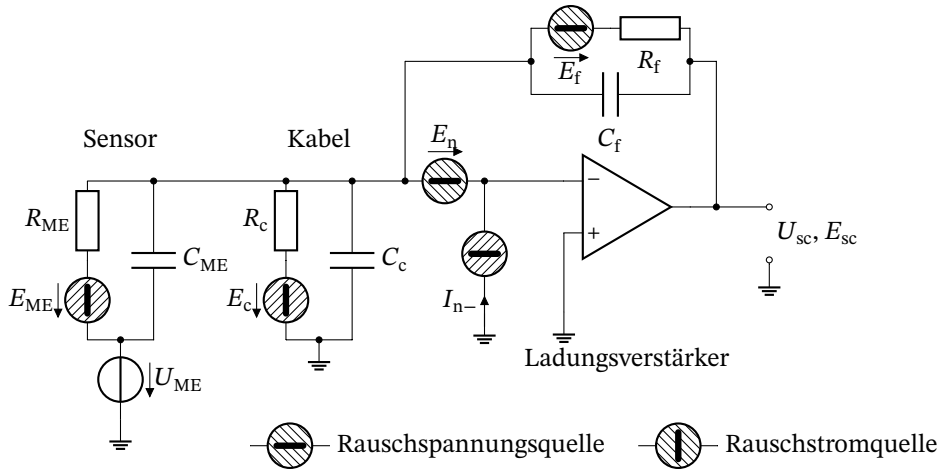


**Abbildung 4.3:** Optische Messung der Biegebalkenauslenkung an verschiedenen Positionen entlang des Balkenlänge  $l$  für die ersten drei Moden bei 243 Hz, 1482 Hz und 4125 Hz. Die berechneten und gemessenen Steigungen des Biegebalkens sind als Funktion der Balkenlänge gegeben. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.



**Abbildung 4.4:** Normalisierte Ladungen von unterschiedlich segmentierten Elektroden für die ersten drei Biegemoden bei 243 Hz, 1482 Hz und 4125 Hz in (a)–(c). Die gleichzeitige Auswertung der Ladungen von verschiedenen Elektroden ist sowohl für die direkte Verbindung der Elektroden, als auch für nach der AD-Wandlung digital addierten Werte gezeigt. Der Messaufbau eines Biegebalkens in einer Spule für die magnetische Anregung ist in (d) gezeigt. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.





**Abbildung 4.5:** Ersatzschaltbild des Sensors und des Ladungsverstärkers (modifiziert nach Jahns et al. [83]).  $E_{ME}$  beschreibt das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase,  $E_f$  das Johnson-Nyquist-Rauschen des Rückkopplungswiderstandes  $R_f$ ,  $E_n$  und  $I_{n-}$  das Spannungs- beziehungsweise Stromrauschen des Operationsverstärkers und  $E_C$  das Johnson-Nyquist-Rauschen des Kabel-Widerstandsbelags  $R_C$ . „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

identischen normalisierten Ladung und ist durch den blauen Balken dargestellt. Die Ergebnisse der FEM-Simulation führen zu der selben Erkenntnis.

Für die zweite Mode wurde eine positive Ladung von 0.41 auf  $E_1$  und eine negative Ladung von  $-1.0$  auf  $E_3$  gemessen. Die Reduzierung der Ladung war deutlich sichtbar, nachdem die Elektroden  $E_1$  und  $E_3$  kombiniert wurden ( $E_{1,3} = -0.59$ ). Die digitale Kombination der Elektroden resultierte in einer deutlich größeren Ladung von  $-1.41$  verglichen mit  $-0.59$ , da das Signal von  $E_1$  vor der Addition invertiert wurde. Dieses hebt den Vorteil der Summierung der Signale in der Nachbereitung hervor. Für die dritte Mode stimmte die Addition der Ladungen ebenfalls mit den Simulationsergebnissen überein. Wie erwartet konnte beobachtet werden, dass die Kombination einer negativ geladenen Elektrode mit einer positiv geladenen Elektrode die Gesamtladung des Sensors reduziert. Jedoch konnte ebenfalls gezeigt werden, dass durch Invertieren der Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers und anschließender Kombination der Signale eine Erhöhung des Gesamtsignals erreicht werden kann. Insgesamt waren die experimentellen Daten mit den FEM-Simulationsergebnissen konsistent.

## 4.4 Elektrodendesign für höheres SNR

Unter Verwendung des oben beschriebenen validierten Modells, welches das Verhalten des Biegebalkens beschreibt, kann das Elektrodendesign auf andere Geometrien adaptiert werden, indem die veränderten Dehnungsknotenpunkte berechnet und die Elektroden entsprechend ausgelegt werden. Da das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für die Messung sehr niedriger magnetischer Felder essentiell ist, ist zu vermuten, dass das Design der Elektroden in Hinblick auf das SNR die Sensorleistung erhöht.

### 4.4.1 Rauschmodell

Um das SNR zu berechnen, wird nicht nur das Signal, sondern auch das Rauschen benötigt. Die Rauschberechnung wird in der Nachbearbeitung unter Verwendung des von R. Jahns [83, 84] entwickelten Modells durchgeführt. Dieses Modell beinhaltet das Johnson-Nyquist Rauschen des Biegebalkens und der elektrischen Komponenten. Die Werte der intrinsischen Rauschquellen des Ladungsverstärkers (AD745) wurden entsprechend der Angaben des Datenblattes verwendet. Das Ersatzschaltbild des Ladungsverstärkers, des Kabels und des Sensors selbst ist in Abb. 4.5 gezeigt. Obwohl Durdaut et al. [85, 86] gezeigt haben, dass das thermische Rauschen die limitierende Rauschquelle für bestimmte ME Sensoren sein kann, war dies hier nicht der limitierende Faktor. Vielmehr war hier das Spannungsrauschen des Verstärkers die limitierende Rauschquelle.

Um die gesamte Rauschdichte an dem Ausgang des Ladungsverstärkers zu berechnen, werden die unkorrelierten Rauschquellen entsprechend der Ergebnisse von R. Jahns [83, 84] addiert (Abb. 4.5):

$$\begin{aligned}
 V_{\text{Noise-SC}} = & \left[ G_c^2 |Z_{\text{ME}}|^2 \frac{E_{\text{ME}}^2}{R_{\text{ME}}^2} + \left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{\text{ME}}} \right|^2 E_n^2 \right. \\
 & + G_c^2 |Z_{\text{ME}}|^2 I_n^2 + |Z_f|^2 \frac{E_f^2}{R_f^2} \\
 & \left. + |Z_f|^2 \frac{E_c^2}{R_c^2} \right]^{1/2}.
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

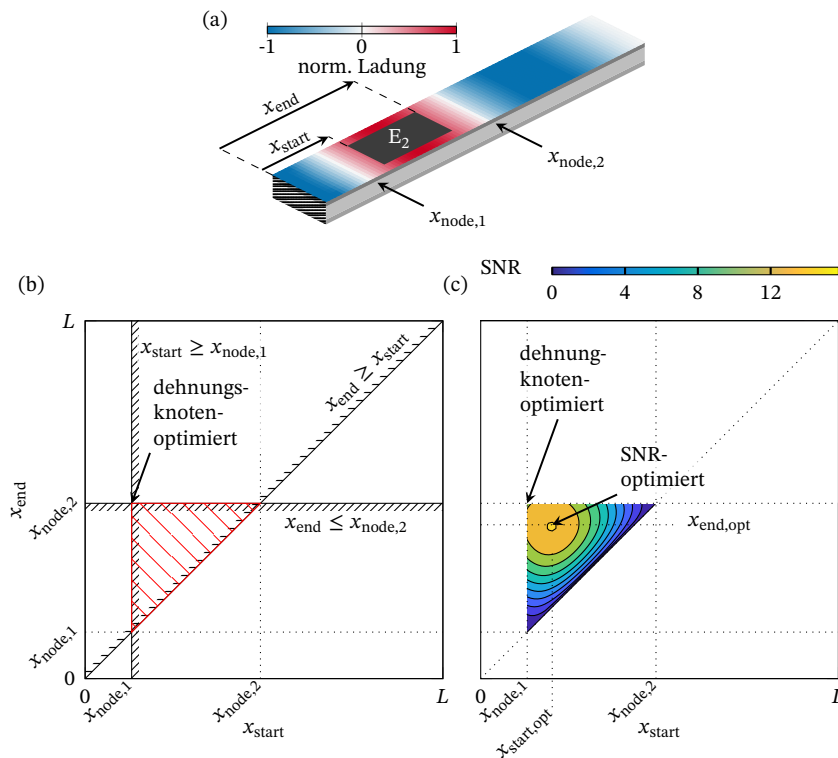
Hier beschreibt  $G_c \approx \frac{C_{\text{ME}}}{C_f}$  die Verstärkung des Ladungsverstärkers,  $Z_{\text{ME}}$  die Sensorimpedanz mit  $Z_{\text{ME}} = (1/R_{\text{ME}} + i2\pi f C_{\text{ME}})^{-1}$  und  $Z_f = (1/R_f + i2\pi f C_f)^{-1}$  die Rückkopplungsimpedanz.  $R_{\text{ME}}$ ,  $R_f$  und  $R_c$  repräsentieren die Verluste des Sensors, der Rückkopplungskapazität und des Kabels.

$E_{\text{ME}}$  beschreibt das intrinsische elektrische Rauschen des ME-Sensors und ist gegeben durch  $E_{\text{ME}} = \sqrt{\frac{4k_{\text{B}}T \tan \delta_{\text{AlN}}}{\omega C_{\text{ME}}}}$  mit dem Verlustfaktor  $\tan \delta_{\text{AlN}} = 0.001$ , der Boltzmannkonstante  $k_{\text{B}}$  und der Temperatur  $T$ .  $E_{\text{f}}$ ,  $E_{\text{c}}$  sind die Spannungsrauschdichten der entsprechenden Widerstände, die generell geben sind durch  $E_{\text{R}} = \sqrt{4k_{\text{B}}TR}$ . Der Leitungswiderstand des Kabels ist  $R_{\text{c}} = \frac{1}{\omega C_{\text{c}} \tan \delta_{\text{c}}}$ .  $I_{\text{n-}}$  ist die Eingangsstromrauschdichte des Operationsverstärkers und  $E_{\text{n}}$  die Spannungsrauschdichte. Alle Rauschdichten werden entsprechend des Fluktuations-Dissipations-Theorems berechnet [87].

#### 4.4.2 Ergebnisse

Die in Abschnitt 4.3 untersuchte Sensorstruktur war besonders gut zur Validierung und grundsätzlichen Analyse geeignet. Sie war jedoch nicht für eine besonders hohe Sensitivität optimiert. Daher wurde für die vorliegende Arbeit entschieden, sich auf die nachfolgende SNR-Optimierung zu fokussieren, um einen Sensor mit besonders hoher Sensitivität zu erzeugen, der für reale Messungen besser geeignet sein sollte. Dazu wurde ein Sensor bestehend aus 50  $\mu\text{m}$  dickem Silizium-Substrat mit einer 2  $\mu\text{m}$  dicken FeCoSiB Schicht sowie einer 2  $\mu\text{m}$  AlN-Schicht, einer Länge von 3 mm und einer Breite von 1 mm basierend auf einer Sensorstruktur nach [12, 32] untersucht. Der zugrundeliegende MEMS-Prozess wurde bereits von Zabel et al. [40] beschrieben. Anhand der Berechnung des Signals aus dem FEM-Modell sowie des in der Nachbearbeitung ermittelten Rauschens konnte das SNR für die verschiedenen Elektrodenkonfigurationen ermittelt werden.

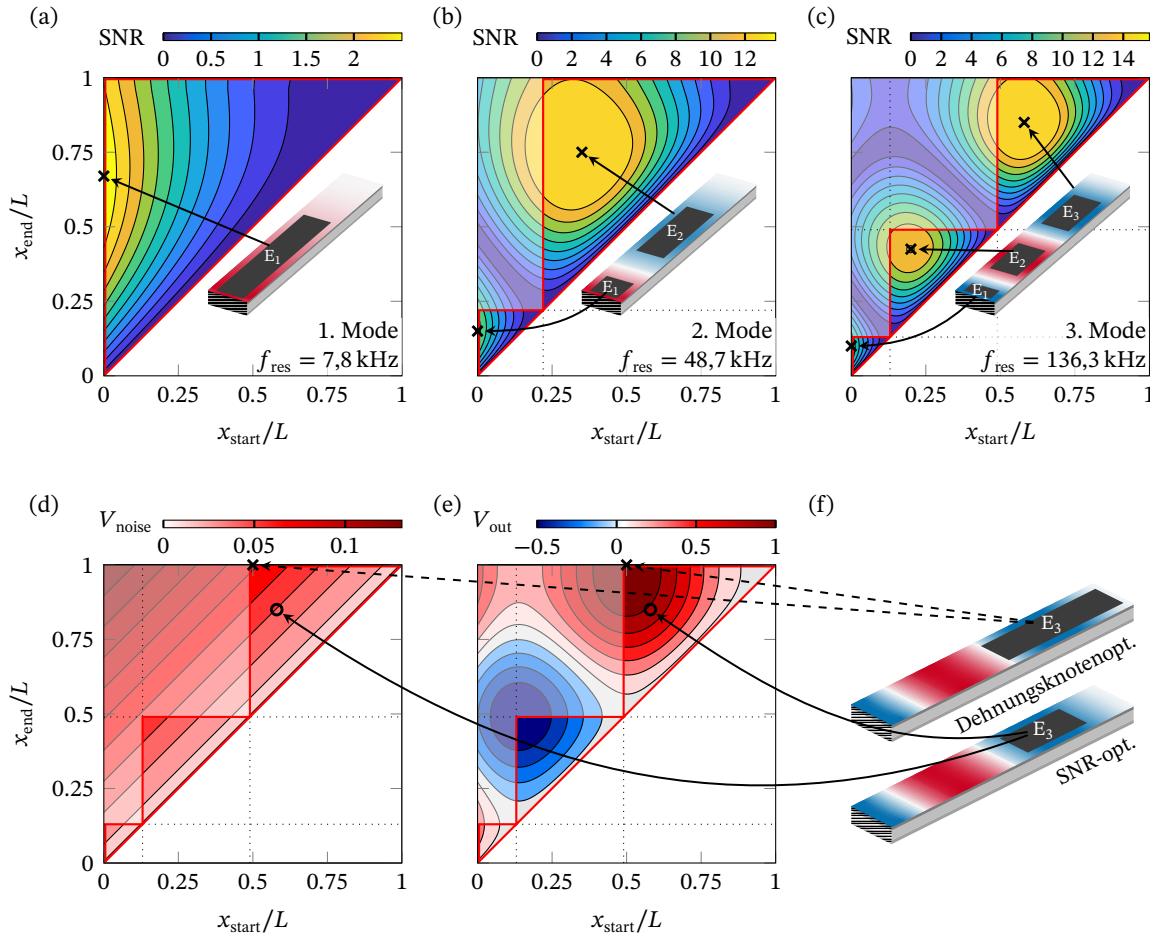
Wie bereits beschrieben, führt das Ausrichten der Elektroden an den Dehnungsknoten zu der höchsten dehnungsinduzierten Ladung, da die Elektroden den größtmöglichen Bereich induzierter Ladung des gleichen Vorzeichens abdecken. Nichtsdestoweniger zeigten sich kürzere Elektroden für das SNR als vorteilhaft. Die (Flächen-)Ladungsdichte ist in der Nähe der Dehnungsknoten sehr gering, da die Dehnung hier gering ist, wohingegen die gemessene Rauschdichte konstant ist. Daher führt eine Verkürzung der Elektroden zu einer stärkeren Reduktion des gemessenen Rauschsignals als des Nutzsignals. Um diesen Effekt zu untersuchen, wurde die Elektrodenstart- und Endposition ( $x_{\text{start}}$ ,  $x_{\text{end}}$ ) für jede Elektrode variiert. Die Ergebnisse und deren Visualisierung werden hier beispielhaft für die Elektrode  $E_2$  in der dritten Biegemode dargestellt: Die Biegemode hat ein Gebiet mit konstantem Vorzeichen der Dehnung zwischen  $x_{\text{node},1}$  und  $x_{\text{node},2}$  (Abb. 4.6 (a)). Entsprechend kann geschlussfolgert werden, dass die Optimierung von  $E_2$  auf das Intervall  $[x_{\text{node},1}, x_{\text{node},2}]$  beschränkt ist. Dies beschränkt die möglichen Elektrodenstart- und Endpositionen:  $x_{\text{start}} \geq x_{\text{node},1}$ ,  $x_{\text{end}} \leq x_{\text{node},2}$ , und  $x_{\text{start}} \leq x_{\text{end}}$ . Diese Bedingungen sind in Abb. 4.6 (b) dargestellt, in der die Abszisse die Elektrodenstartposition  $x_{\text{start}}$  und die Ordinate die Elektrodenendposition



**Abbildung 4.6:** (a) Biegebalkensensoren mit eingezeichneter Oberflächenladungsdichte für die dritte Mode. Die Elektrodenstart- und Endpositionen ( $x_{start}$ ,  $x_{end}$ ) sowie die Dehnungsknoten  $x_{node}$  sind für  $E_2$  hervorgehoben. (b) Das rote Dreieck zeigt exemplarisch alle möglichen Werte für  $(x_{start}, x_{end})$ , welche die Abmessungen der Elektrode  $E_2$  definiert. Die obere linke Ecke entspricht einer dehnungsknoten-optimierten Elektrode (Elektrode über die gesamte Länge). (c) Das SNR wurde für alle Punkte innerhalb des Dreiecks ausgewertet. Das optimale SNR wurde für eine verkürzte Elektrode mit  $(x_{node,1} < x_{start,opt}, x_{end,opt} < x_{node,2})$  erhalten. Genaue Beschreibungen finden sich im Haupttext. Die Ergebnisse der Optimierung aller Moden und Elektroden finden sich in Abb. 4.7. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

$x_{end}$  beschreibt, was in einem dreieckigen Gebiet resultiert (rot). Die obere linke Ecke des Dreiecks repräsentiert die dehnungsknotenoptimierte Elektrode ( $x_{start} = x_{node,1}$ ,  $x_{end} = x_{node,2}$ ), bei der das Signal maximal wird. Die gegenüberliegende Hypotenuse beschreibt Elektroden der Länge null ( $x_{start} = x_{end}$ ), was zu keinem Signal und damit auch keinem SNR führt. Das SNR für alle möglichen Elektrodenkonfigurationen von  $E_2$  ist in Abb. 4.6 (c) als ein zweidimensionaler farbkodierter Graph zu sehen, der am markierten Punkt  $(x_{start,opt}, x_{end,opt})$  ein Optimum besitzt. Zu beachten ist, dass  $x_{start,opt} > x_{node,1}$  und  $x_{end,opt} < x_{node,2}$  gilt. Somit besitzt die optimale Elektrodenkonfiguration eine kürzere Elektrodenlänge verglichen mit der dehnungsknotenoptimierten Konfiguration.

Die Ergebnisse der verbleibenden Biegemoden und Elektroden sind in Abb. 4.7 dargestellt. Für die erste Mode zeigte sich, dass die optimale Elektrodenstartposition bei null ist, während die



**Abbildung 4.7:** (a)–(c): Signal-zu-Rausch-Verhältnis für verschiedene Elektrodenstart- und Endpositionen entlang des Biegebalkens für die ersten drei fest-freien Biegemoden. Die kleinen Bilder zeigen die Biegebalken mit den optimalen Elektrodenkonfigurationen für die jeweiligen Moden. Die schwach kolorierten Bereiche (oben links) entsprechen hypothetischen Elektroden, die mindestens einen Dehnungsknoten überdecken. Die Rauschspannung und Ausgangsspannung sind normalisiert auf das Maximum der Ausgangsspannung und sind in (d) und (e) dargestellt. Die Kreuze und Kreise beziehen sich auf entsprechende Positionen der Dehnungsknoten und SNR-optimierten Elektrodenkonfigurationen. (f) zeigt die Konfiguration der dritten Elektrode für Dehnungsknoten- und SNR-Optimierung. Zu beachten ist, dass die SNR-Werte auf einer linearen Skala dargestellt sind und nicht in dB. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

**Tabelle 4.1:** Vergleich von Signal-Rausch-Verhältnissen von Elektrodendesigns optimiert nach den Positionen der Dehnungsknoten sowie nach dem Signal-Rausch-Verhältnis für die erste, zweite und dritte Mode.  $\Delta$ SNR beschreibt die Verbesserung durch die Optimierung der Elektroden in Hinblick auf das SNR.  $x_s$  und  $x_e$  sind die Elektrodenstart- und Endpositionen in % der Balkenlänge.

	Dehnungsknotenoptimiert			SNR optimiert			$\Delta$ SNR/dB
	$x_s$ /%	$x_e$ /%	SNR/dB	$x_s$ /%	$x_e$ /%	SNR/dB	
1. Mode							
$E_1$	0	100	7,1	0	67	8,0	0,9
2. Mode							
$E_1$	0	22	18,8	0	15	19,4	0,6
$E_2$	22	100	20,5	35	75	22,8	2,3
3. Mode							
$E_1$	0	13	19,6	0	9	19,9	0,3
$E_2$	13	49	20,8	20	43	22,2	1,4
$E_3$	49	100	21,6	58	85	24,0	2,4

Endposition bei 67 % der Biegebalkenlänge liegt (Abb. 4.7 (a)). Für die zweite Mode ergaben sich zwei optimale Elektrodenpositionen. Die erste endet bei 15 % und die zweite befindet sich von 35 % bis 75 %. Wie zu erwarten, gab es drei optimale Elektrodenpositionen für die dritte Mode. Für die zweite und dritte Mode handelt es sich bei dem optimalen SNR jeder Elektrode um ein lokales Maximum, da das SNR sowohl durch eine Änderung der Start- als auch der Endposition verringert wird. Diese Abhängigkeit ist konsistent mit der in Abb. 4.6. Die SNRs der höheren Moden sind grundsätzlich höher als die der Grundmode, da das Rauschen bei höheren Frequenzen mit  $1/f$  entsprechend der Gleichung (4.10) abnimmt. Die SNR-Werte konnten für die erste Mode um 0,9 dB, für die zweite Mode an Elektrode  $E_2$  um 2,3 dB und für die dritte Mode an Elektrode  $E_3$  um 2,4 dB im Vergleich zu einer an den Dehnungsknoten unterbrochenen Elektrode verbessert werden. Die optimierten Elektrodenpositionen und deren Signal-Rausch-Verhältnisse inklusive ihrer SNR-Gewinne verglichen mit einem dehnungsknotenoptimierten Elektrodendesign sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Für alle Elektroden der höheren Moden ist das SNR für kleinere Elektrodenlängen maximal, als es die Positionen der Dehnungsknoten nahelegen. Die Start- und Endpositionen entlang des Biegebalkens sind von den Dehnungsknoten hin zu kürzeren Elektrodenlängen verschoben. Um ein explizites Beispiel zu geben, dass kürzere Elektrodenlängen für das SNR vorteilhaft sind, werden Signal und Rauschen im Folgenden getrennt betrachtet (Abb. 4.7 (d) und (e)). Die entsprechend der Position der Dehnungsknoten unterbrochene Elektrodenkonfiguration für die dritte Mode an

Elektrode  $E_3$  ist durch ein Kreuz in Abb. 4.7 (d) und (e) gekennzeichnet, die die entsprechenden Rausch- und Signalspannungen zeigten. Verglichen mit den durch Kreise gekennzeichneten und in Hinblick auf das SNR optimierte Elektrodenkonfigurationen ist das Signal um einen kleinen Teil verringert, während das Rauschen signifikant reduziert ist. In diesem Fall ist die normalisierte Ausgangsspannung um  $1 - \frac{0,82 \text{ V}}{1,00 \text{ V}} = 18 \%$  reduziert. Das Rauschen hingegen ist um  $1 - \frac{0,05 \text{ V}}{0,08 \text{ V}} = 37,5 \%$  reduziert, was ein höheres SNR von  $\frac{0,82 \text{ V}}{0,05 \text{ V}} / \frac{1,00 \text{ V}}{0,08 \text{ V}} = 1.312 \approx 2,4 \text{ dB}$  für die Elektrodenkonfiguration mit der kleineren Größe zur Folge hat. Obwohl die Elektrode größer sein könnte, ohne die Bereiche mit entgegengesetzter Dehnung zu bedecken, ist daher eine kürzere Elektrode im Sinne eines größeren SNRs vorteilhaft. Dies führt zu einer Verringerung des SNRs um die optimale Elektrodenkonfiguration herum, da das Rauschen mit wachsender Elektrodenlänge stärker zunimmt als das Signal. Ein Vergrößern der Elektrodenfläche wird daher lediglich das SNR durch Erhöhen des Rauschens, aber nicht des Signals, verringern.

## 4.5 Schlussfolgerungen

Die hier vorliegende FEM-Studie zeigt, dass die Nutzung SNR-basierter Designs der Elektroden die Leistung des analysierten Sensors bei höheren Moden um bis zu 2,4 dB steigern kann. Dies wird durch eine Reduzierung der Elektrodengröße erreicht, indem es vermieden wird, Regionen mit niedrigem Signal nahe der Dehnungsknoten abzudecken. In diesen Regionen dominiert der Rauschbeitrag den Signalbeitrag. Die signifikante Verbesserung zeigt die Wichtigkeit dieses Ansatzes für Sensorapplikationen, bei denen maximales SNR erforderlich ist. Die Stärke der erzielten Verbesserung ist von der Sensorgeometrie wie beispielsweise der Länge, der Breite, der Schichtdicken, den verwendeten Materialien und dem gewählten Verstärker abhängig. Deshalb muss die Analyse der SNR optimierten Elektroden für das Design neuer Sensoren mit unterschiedlichen Parametern erneut durchgeführt werden.

Für die Auslesung des Sensors mit segmentierten Elektroden ist es möglich, die Elektroden gleicher Polarität für eine bestimmte Mode fest miteinander zu verdrahten. Alternativ kann jede Elektrode mit ihrem eigenen Verstärker verbunden werden, um die Kombination der Elektroden in einer softwarebasierten Addition nach einer Analog-Digital-Wandlung durchzuführen. Ein Vorteil der zweiten Methode ist die Möglichkeit, eine Multi-Moden-Auslesung der Sensoren durchzuführen, um das SNR weiter zu verbessern [32].

Zusammengefasst wurde gezeigt, dass ein Elektrodendesign für optimales SNR eine zusätzliche Performancesteigerung des Sensors bewirken kann und daher für Anwendungen, bei denen höchste Leistung gefordert wird, berücksichtigt werden sollte.

## Datenverfügbarkeit

Die Daten, die die Ergebnisse dieser Studie stützen, sind auf begründete Anfrage beim korrespondierenden Autor erhältlich.

## Danksagung

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 1261 *Magnetoelektrische Sensoren: von Kompositmaterialien zu biomagnetischer Diagnose* gefördert. Wir danken der DFG für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Förderprogramms Open Access Publizieren.

## 4.6 Materialparameter

Silizium [88]:

$$\mathbf{c}_{\text{Si}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 216 & 84 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 216 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 84 & 216 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 66 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 66 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 66 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\rho_{\text{Si}} = 2329 \text{ kg/m}^3,$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{Si}} = \begin{pmatrix} 107 & 0 & 0 \\ 0 & 107 & 0 \\ 0 & 0 & 107 \end{pmatrix} \text{ pF/m},$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{Si}} = \begin{pmatrix} 0.4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0.4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0.4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$



AlN [88]:

$$\mathbf{c}_{\text{AlN}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 410 & 149 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 149 & 410 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 99 & 99 & 389 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 125 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 125 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 125 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{AlN}} = 3268 \text{ kg/m}^3$$

$$\tan \delta_{\text{AlN}} = 0.001,$$

$$\mathbf{e}_{\text{e,AlN}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 & 0 \\ -0,58 & -0,58 & 1,55 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{N/Vm},$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 80 & 0 & 0 \\ 0 & 80 & 0 \\ 0 & 0 & 80 \end{pmatrix} \text{pF/m},$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 0,4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0,4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0,4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

P(VDF-TrFE) [89, 90]:

$$\mathbf{c}_{\text{P(VDF-TrFE)}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 4.84 & 2.72 & 2.22 & 0 & 0 & 0 \\ 2.72 & 4.84 & 2.72 & 0 & 0 & 0 \\ 2.72 & 2.72 & 4.63 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.526 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.526 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.526 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{P(VDF-TrFE)}} = 1879 \text{ kg/m}^3$$

$$\tan \delta_{\text{P(VDF-TrFE)}} = 0.018,$$

$$\mathbf{e}_{\text{e,P(VDF-TrFE)}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0.015 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.015 & 0 & 0 \\ -4.3 & -4.3 & 0.110 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{N/Vm},$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{P(VDF-TrFE)}} = \begin{pmatrix} 70.84 & 0 & 0 \\ 0 & 70.84 & 0 \\ 0 & 0 & 70.84 \end{pmatrix} \text{ pF/m},$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{P(VDF-TrFE)}} = \begin{pmatrix} 0.4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0.4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0.4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

FeCoSiB [88, 91]:

$$\mathbf{c}_{\text{FeCoSiB}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 150 & 45 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 150 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 45 & 150 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 40 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 40 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 40 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\rho_{\text{FeCoSiB}} = 7250 \text{ kg/m}^3,$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 8,854 & 0 & 0 \\ 0 & 8,854 & 0 \\ 0 & 0 & 8,854 \end{pmatrix} \text{ pF/m},$$

$$\mathbf{e}_{\text{m,FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 8500 & -2833,3 & -2833,3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am},$$

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 1131 & 0 & 0 \\ 0 & 1131 & 0 \\ 0 & 0 & 1131 \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

# Breitbandiges, rauscharmes Love-Wellen-Magnetfeld-Sensorsystem

Der Inhalt dieses Kapitels wurde aus der folgenden wissenschaftlichen Veröffentlichung übersetzt: A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, B. 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“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 278, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-017-18441-4 [92]; verwendet unter Creative Commons Lizenz CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>) und übersetzt ins Deutsche. Die englische Fassung der Publikation ist im Anhang B.2 abgedruckt.

Der Eigenanteil liegt bei dieser Publikation in der Erstellung der verwendeten 1D-FEM-Modelle, der Auswertung der hiermit erzielten Ergebnisse und deren graphischen Darstellung sowie der Manuskripterstellung, sofern sie die FEM-Simulationen betreffen. *Konzeption: mittel, Planung: mittel, Durchführung: mittel, Manuskripterstellung: mittel.*

In dieser umfassenden Studie wird ein magnetisches Sensor-System präsentiert, welches eine neue Technologie nutzt, um die magnetoelastische Kupplung der SAW-Bauteile substantiell zu erhöhen. Dieses Bauteil verwendet horizontale Scher-Oberflächenwellen, die durch eine Quarzglasschicht geleitet werden, die mit einer amorphen magnetostriktiven FeCoSiB-Schicht beschichtet ist. Die Geschwindigkeit dieser Love-Wellen folgt der durch die Magnetoelastizität erzeugten Änderungen des Schermoduls entsprechend dem angelegten Magnetfeld. Der SAW-Sensor wird in einer Verzögerungsleitungs-Konfiguration bei circa 150 MHz betrieben und wandelt das Magnetfeld in eine Zeitverzögerung und eine zugehörige Phasenverschiebung um. Die Grundlagen dieses Sensorkonzepts werden durch magnetische und mechanische Simulationen motiviert. Diese wurden experimentell mittels angepasster rauscharmer Ausleseelektronik bestätigt. Mit einem extrem niedrigen magnetischen Rauschlevel von etwa  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , einer Bandbreite von 50 kHz und einem Dynamikbereich von 120 dB zeigt dieser Magnetfeldsensor herausragende Eigenschaften. Daneben wurden zusätzliche Größen mittels Simulationen untersucht, um die Sensitivität noch weiter zu erhöhen.

## 5.1 Einleitung

Die Messung von Magnetfeldern ist eine wichtige Aufgabe für verschiedene Applikationen wie zum Beispiel die Positionierung, die Navigation, elektronische Stabilitätsprogramme, elektrische Stromsensoren oder die Detektion von Biomagnetfeldern [5, 21, 93]. Dabei variieren die Anforderungen und sind von der spezifischen Applikation abhängig. Typische Anforderungen an die Sensoren sind die Verwendung bei Raumtemperatur ohne Kühlung, geringe Abmessungen für eine hohe räumliche Auflösung oder wegen des begrenzten verfügbaren Installationsplatzes sowie geringer Energieverbrauch. Sehr hohe Anforderungen entstehen bezüglich des Dynamikbereichs der Magnetfelder und der Frequenzbandbreite bei Stromsensoren und ebenso bezüglich der benötigten Nachweisgrenzen (engl. *Limit of Detection*) (LODs) im Bereich von  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bis  $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei Sensoren für Biomagnetfelder [94]. Zudem benötigen beide Applikationen die Möglichkeit, sowohl statische als auch Magnetfelder sehr geringer Frequenz zu detektieren. Dies ist besonders anspruchsvoll, wenn  $1/f$ -Rauschen vorherrscht. Ultra-niedrige LODs für die Messungen von Magnetfeldern in Kombination mit der Verwendung bei Raumtemperaturen und ausreichender räumlicher Auflösung wurden für orthogonale Fluxgate-Magnetometer [95], Sensoren mit Riesen-Magnetoimpedanz-Effekt (GMI) [96], atomare Magnetometer [97], magnetoresistive Bauteile [98] sowie für den  $\Delta E$ -Effekt nutzende Sensoren [40] beschrieben. In Tabelle 5.1 sind die wichtigen Eigenschaften dieser Sensoren aufgeführt.

**Tabelle 5.1:** Übersicht über kompakte, hochauflösende Magnetometer, die bei Raumtemperatur betrieben werden können. Ein Bereich über  $50 \mu\text{T}$  ermöglicht nicht-abgeschirmte Messungen. Biomagnetische Applikationen benötigen eine Detektionsgrenze von mindestens  $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

	Mikrodraht Fluxgate	Riesen- Magnetoimpedanz- Effekt	Atomares Magnetometer	Anisotroper magneto- resistiver Effekt	Resonanter $\Delta E$ -Effekt
LOD bei 1 Hz	$1,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [95]	$3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [96]	$10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [97]	$1 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [98]	$300 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [40]
Frequenz	400 Hz [95]	70 kHz [99]	100 Hz [97]	1 MHz [98]	5 Hz [40]
Bandbreite					
Bereich	1000 nT [95]	$\pm 100 \mu\text{T}$ [99]	15 nT [97]	$\pm 0,5 \text{ mT}$ [98]	$> 1 \mu\text{T}$ [40]

Die magnetoelastische Kopplung beschreibt die Eigenschaft von Materialien, bei der eine Wechselwirkung zwischen Magnetisierung und der elastischen Dehnung besteht. Diese ist allgemein in der Form der sogenannten Joule'schen Magnetostriktion bekannt. Sie erzeugt das brummende Geräusch an elektrischen Transformatorkernen, an denen sich die Kernlänge mit der Magnetisierung ändert. Im umgekehrten Fall (auch bekannt als Villari-Effekt) zeigen diese Materialien

unter mechanischer Spannung eine zusätzliche Dehnung, die durch die Rotation des magnetischen Moments erzeugt wird. Solch eine zusätzlichen Dehnung führt zu einer Veränderung der elastischen Eigenschaften, die proportional zu dem piezomagnetischen Koeffizienten des Materials ist. Für hohe piezomagnetische Koeffizienten werden weichmagnetische Eigenschaften in Kombination mit einer hohen Magnetostriktion benötigt. Daher wurden die größten piezomagnetischen Koeffizienten in amorphen Eisen-Gallium-Bor (FeGaB)- [100] oder FeCoSiB-Dünnschichten [101] festgestellt. Das Phänomen der Veränderungen des Young'schen Moduls  $E$  ist allgemein bekannt als  $\Delta E$ -Effekt [102–104], jedoch sind alle anderen elastische Konstanten ebenfalls betroffen. Obwohl es bekannt ist, dass die relativen Effekte anderer elastischer Moduln, zum Beispiel des Scher-Moduls  $G$  generell stärker ausgeprägt sind [31], wurden die meisten Studien für Magnetfeldsensoren für  $E$  durchgeführt. Dabei wurde der  $\Delta E$ -Effekt verwendet, um entweder Biegebalken [12, 105, 106] oder Volumenwellen-Resonatoren [107], die mit einem magnetischem Material beschichtet sind, zu verstimmen. Zusätzlich dazu wurden SAWs in einer Resonator- oder einer Verzögerungsleitungskonfiguration verwendet [108]. Diese Ansätze verwenden ein piezoelektrisches Substrat mit zwei Interdigitalwandler-Elektroden (IDT), von denen die eine der Anregung, die andere dem Empfang der akustischer Wellen dient. Wenn ein magnetischer Film zwischen den IDT-Elektroden aufgebracht ist, führen die Veränderungen der elastischen Eigenschaften dieses Films zur einer Beeinflussung der Wellengeschwindigkeit und in der Folge zu einer Verzögerung des empfangenen Signals.

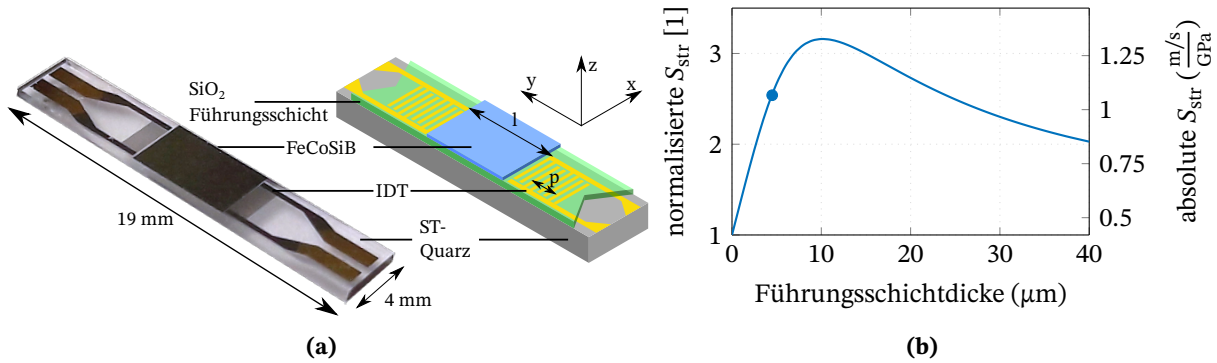
Es können verschiedene Wellentypen angeregt werden, die sich aufgrund der verschiedenen involvierten elastischen Moduln hinsichtlich der Art der Deformation und der Wellengeschwindigkeit unterscheiden. Rayleigh-Wellen sind konzentriert an der Oberfläche mit einer Scherung aus der Ebene und einer longitudinalen Deformation. In amorphen magnetischen Dünnschichten mit mehr als 50 nm Dicke ist die Magnetisierung normalerweise in der Ebene ausgerichtet, was die Veränderungen der elastischen Komponenten auf diese Richtung beschränkt. Aus diesem Grund ist die Ausbreitung von Rayleigh-Wellen nur magnetisch sensitiv für magnetoelastische Änderungen von  $E$ . Horizontale Scherwellen bilden eine Volumen-Scherbewegung parallel zum Magnetfilm aus und sind daher sensitiv für Veränderungen von  $G$ . Während der Ausbreitung der Welle durch das gesamte Substrat tritt der Änderung des Elastizitätsmoduls nur innerhalb der obersten Schicht, der Magnetschicht, auf und hat deshalb wenig Einfluss auf die Wellengeschwindigkeit. Love-Wellen hingegen verbinden die Vorteile beider Wellentypen hinsichtlich der Magnetfeldsensorik. Es handelt sich um horizontale Scherwellen, die sich durch einen Phasengeschwindigkeitsgradienten zur Oberfläche an dieser konzentrieren [51]. Trotz dieser Vorteile wurden die meisten Studien mit Rayleigh-Wellen durchgeführt [109, 110]. Es existieren wenige Untersuchungen mit horizontalen

Scherwellen [111] und nur eine noch geringere Anzahl mit Love-Wellen [112]. Obwohl eine Vielzahl von Bauteilen mit starker Kopplung der Oberflächenwellen mit den magnetischen Eigenschaften beschrieben sind, wurden nur wenige umfassend für die potentielle Nutzung als Magnetfeldsensoren analysiert. Die meisten Analysen konzentrieren sich auf die Verwendung als magnetisch steuerbare RF-Bauteile [108].

In dieser Studie wird das Design eines neuen Love-Wellen-basierten Magnetfeld-SAW-Sensors beschrieben, bei dem der Fokus auf FEM-Simulationen zur Analyse der Vorteile der dedizierten Führungsschicht liegt. Im nächsten Schritt wird der SAW-Sensor elektrisch charakterisiert, die magnetischen Eigenschaften der magnetostriktiven Schicht untersucht sowie mit den Simulationen verglichen. Im Folgenden wird der Sensor in eine Ausleseelektronik integriert, die darauf ausgelegt ist, ein Sensor-System zu bilden, bei dem das intrinsische Rauschen des Sensors dominiert. Vielversprechende Charakteristika des Sensorsystems hinsichtlich Sensitivität, LOD, Dynamikbereich sowie Bandbreite werden gemessen und analysiert. Danach werden Perspektiven für verschiedene Maßnahmen zur weiteren Erhöhung der Sensitivität und der LOD aufgezeigt.

## 5.2 Sensordesign

Der vorgestellte Love-Wellen Sensor basiert auf einem 500  $\mu\text{m}$  ST-Schnitt-Quarz-Substrat und ist in Abb. 5.1(a) dargestellt. Die zwei IDT-Elektroden-Paare bilden eine Verzögerungsleitung von  $l = 3,8 \text{ mm}$ . Sie bestehen aus 300 nm Au und werden mittels Ionenstrahlätzen zu einer Doppelfinger-Struktur von 25 Paaren mit einer Periodizität von 28  $\mu\text{m}$  und einer Fingerbreite von 3,5  $\mu\text{m}$  strukturiert. Eine 12 nm Cr-Schicht ober- und unterhalb der Au-Schicht dient als Adhäsionsvermittler. Die Ausbreitungsrichtung der Welle ist orthogonal zu der  $x$ -Achse des ST-Schnitt-Quarz-Wafers. In dieser Konfiguration werden ausschließlich Scherwellen angeregt [51]. Eine Schicht von 4,5  $\mu\text{m}$  dickem  $\text{SiO}_2$  wird durch eine plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (engl. PECVD für *plasma-enhanced chemical vapour deposition*), abgeschieden. Sie bedeckt die IDTs und die Verzögerungsleitung und ist an beiden Enden angeschrägt, um Mehrfachreflexionen zu vermeiden. Die Struktur dient als Führungsschicht und sorgt für eine Konzentration der Wellenenergie in dem magnetischen Material. Das magnetostriktive Material FeCoSiB wird mit einer Dicke von 200 nm durch Magnetron-Sputtern auf der Verzögerungsleitung abgeschieden und durch einen Lift-Off Prozess strukturiert. Während der Abscheidung wird ein magnetisches Feld entlang der  $y$ -Achse angelegt, um die Schicht zu sättigen und die weiche Achse der Magnetisierung einzuprägen. Ober- und unterhalb der magnetischen Schicht wird eine 10 nm dicke Ta-Schicht abgeschieden,



**Abbildung 5.1:** Sensordesign und modellierte strukturelle Sensitivität. (a) Ein akustischer Love-Wellen-Oberflächenwellensensor basierend auf einem ST-Schnitt-Quarz-Substrat und einer  $4,5 \mu\text{m}$   $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht. Das  $200 \text{ nm}$  dicke magnetostriktive Material  $\text{FeCoSiB}$  wird zwischen die IDTs oberhalb der Verzögerungsleitung mit einer Länge von  $l = 3,8 \text{ mm}$  abgeschieden. Die IDTs besitzen eine Periodizität von  $p = 28 \mu\text{m}$ . (b) normiertes Simulationsergebnis der strukturellen Sensitivität  $S_{\text{str}}$  für verschiedene Führungsschichtdicken und eine  $200 \text{ nm}$  dicke magnetostriktive Schicht. Die Dicke der hergestellten Sensoren (durch einen blauen Punkt gekennzeichnet) ist nahe an der maximalen Sensitivität von  $8 \mu\text{m}$ . „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

um Haftung zu vermitteln und Oxidation zu vermeiden. Die Gesamtsensitivität  $S$  des Sensors ist durch das Produkt von einigen maßgeblichen Beiträgen bestimmt, die in dem folgenden Abschnitt eingeführt und im Detail diskutiert werden. Die Sensitivität des magnetischen Materials

$$S_{\text{mag}} = \frac{\partial G}{\partial H} \quad (5.1)$$

korrespondiert zu der Änderung des Schermoduls  $G$  in Anwesenheit eines externen magnetischen Feldes  $\vec{H}$ .  $S_{\text{mag}}$  hängt von den magnetostriktiven Eigenschaften des Materials, der Orientierung der magnetisch weichen Achse, der Richtung der Wellenausbreitung und dem angelegten externen Magnetfeld ab. Wie stark die Änderung des Schermoduls die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  einer Oberflächenwelle beeinflusst, ist durch die strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  beschrieben:

$$S_{\text{str}} = \frac{\partial v}{\partial G}. \quad (5.2)$$

Die strukturelle Sensitivität wird durch die vertikale Struktur des Bauelements beeinflusst, die sowohl die Begrenzung der Welle als auch den Beitrag jeder Schicht bestimmt. Entsprechend der Ergebnisse der FEM-Simulation, die in Abb. 5.1(b) gezeigt sind, kann ein um 3,16 höherer Faktor erzielt werden, indem eine  $10 \mu\text{m}$  dicke Führungsschicht verwendet wird. Dies konnte aufgrund von Prozesslimitierungen nicht umgesetzt werden. Die gewählte Dicke von  $4,5 \mu\text{m}$  erhöht die

strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  immer noch um den Faktor 2,54 auf  $1,07 \frac{\text{m/s}}{\text{GPa}}$ , verglichen mit einem Sensor ohne Führungsschicht.

Die Phasenänderung durch die Änderung der Wellengeschwindigkeit hängt von der geometrischen Sensitivität  $S_{\text{geo}}$  des Bauteils ab.

$$S_{\text{geo}} = \frac{\partial \varphi}{\partial v} = -\frac{l}{v^2} \cdot f \cdot 2\pi \quad (5.3)$$

Eine Änderung in der Wellengeschwindigkeit  $v$  bei der Frequenz  $f$  führt zu einer Änderung der Phase  $\varphi = \frac{l}{v} \cdot f \cdot 2\pi$  am Ende der Verzögerungsleitung der Länge  $l$ . Das Ergebnis der Simulation ist eine geometrische Sensitivität von  $S_{\text{geo}} = -11,3 \frac{\circ}{\text{m/s}}$ . In Kombination führen diese drei Beiträge zu der Gesamtsensitivität

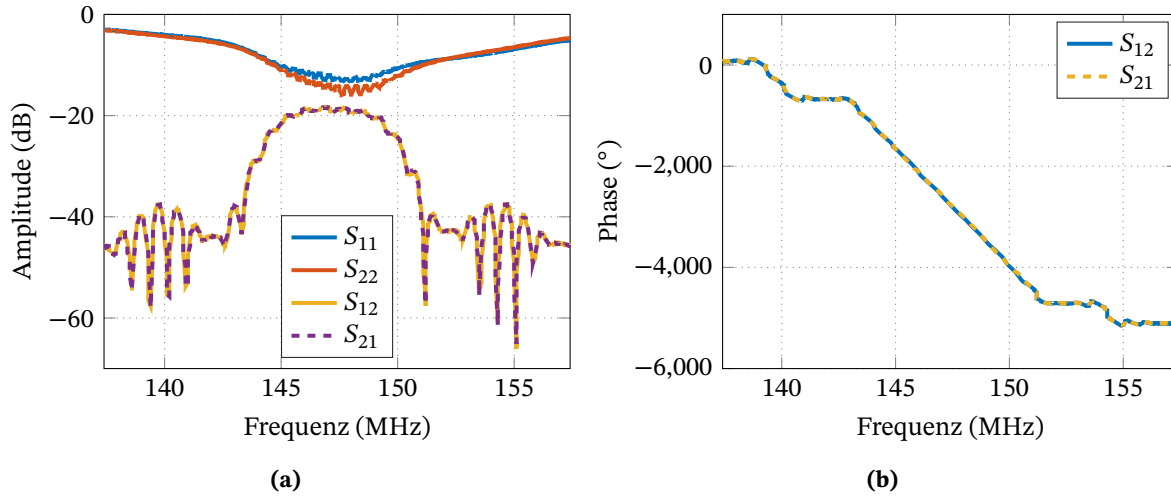
$$S = \frac{\partial \varphi}{\partial H} = \frac{\partial G}{\partial H} \cdot \frac{\partial v}{\partial G} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} = S_{\text{mag}} \cdot S_{\text{str}} \cdot S_{\text{geo}}. \quad (5.4)$$

## 5.3 Elektrische Eigenschaften

Abbildung 5.2 zeigt die gemessenen Streuparameter der hergestellten Love-Wellen-SAW-Sensoren, die mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator (engl. VNA für vector network analyzer) bei einer Bias-Flussdichte von  $B_{\text{bias}} = 0 \text{ T}$  bestimmt wurden.

Vor den Messungen wurde die Impedanz eines jeden Ports auf die Systemimpedanz von  $50 \Omega$  angepasst. Dadurch konnte die Rückflusdämpfung – aufgrund von Bauteiltoleranzen leicht unterschiedlich für jedes Tor – um Werte zwischen 13 dB und 15 dB in dem Durchlassbereich des Sensors um die Mittenfrequenz von 147,2 MHz verringert werden. Jedoch wurde in demselben Frequenzband eine Einfügedämpfung von 20 dB gemessen, die typisch für Love-Wellen-Verzögerungsleitungssensoren ist [113, 114]. Der gesamte Phasenwinkel nimmt nahezu linear über einen Frequenzbereich von 7,6 MHz zwischen 143,4 MHz und 151 MHz mit einer Steigung von  $\partial \varphi / \partial f = -460^\circ / \text{MHz}$  ab. Das entspricht einer Zeitverzögerung von  $\tau_{\text{SAW}} = 1/(2\pi) \cdot \partial \varphi / \partial f = 1,28 \mu\text{s}$ . Bedingt durch die Einfügedämpfung ist das SAW-Bauteil lediglich innerhalb einer 3 dB Bandbreite von 145 MHz bis 149,4 MHz als Sensor nutzbar, da das SNR mit zunehmender Dämpfung abnimmt [115].





**Abbildung 5.2:** Streuparameter eines SAW-Bauteils gemessen mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator (engl. VNA für vector network analyzer) bei  $B_{\text{bias}} = 0 \text{ T}$ . (a) Der Durchlassbereich des SAW-Bauteils um die Mittenfrequenz von 147,2 MHz ermöglicht eine 3-dB-Bandbreite von 4,4 MHz, bei der die Einfügedämpfung ungefähr 20 dB beträgt. (b) Die Phase nimmt nahezu linear mit einer Steigung von  $-460^\circ/\text{MHz}$  ab. „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

## 5.4 Magnetische Eigenschaften

Der Ursprung der magnetfeldinduzierten Phasenänderung kann direkt der Änderung der effektiven Steifigkeitskonstante der ferromagnetischen Schicht zugeschrieben werden. Die effektiven Steifigkeitskonstanten sind Funktionen der Magnetisierung und hängen daher von der Richtung und der Amplitude des externen Magnetfeldes  $\mathbf{H}$  sowie der Ausrichtung der magnetisch weichen Achse ab. Im Folgenden wird ein magnetomechanisches Molekularfeld-Modell (engl. *magnetic mean field model*) zur Quantifizierung der magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Schicht verwendet, um die daraus folgenden Konsequenzen für die Sensoroptimierung zu berechnen.

Das magnetische Molekularfeld-Modell basiert auf einem Ensemble von einfachen, ungekoppelten Stoner-Wohlfarth-Teilchen. Für jedes dieser Teilchen erhält man die statische Gleichgewichtsmagnetisierung  $\mathbf{M}_0$ , indem die interne Energiedichte minimiert wird. Die Verteilung der effektiven Anisotropie-Energiedichte  $K_{\text{eff}}$  und eine Verteilung der Orientierung der weichen Achse  $\gamma_i$  werden verwendet, um die Magnetisierungsverteilung anzunähern.

Es wird eine Standardverteilung für  $K_{\text{eff}}$  mit der Standardabweichung  $\delta$  und eine Von-Mises-Verteilung mit dem Dispersionsparameter  $\kappa$  für die Dispersion der effektiven weichen Achse angenommen. Ein idealer Film wird durch ein kleines  $\delta$  und ein großes  $\kappa$  beschrieben. Streuungen können von lokalen Streufeldern, lokalen Spannungen oder intrinsischen Streuungen der weichen

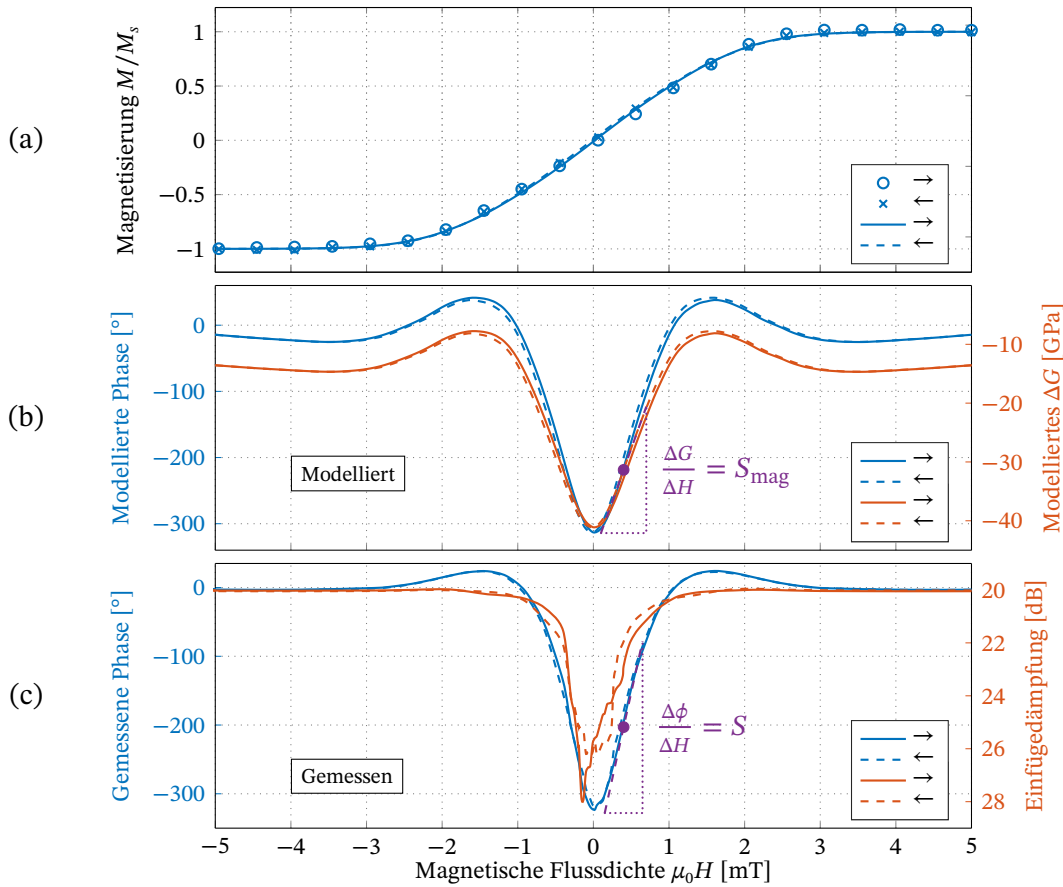
Achse, zum Beispiel durch den Abscheideprozess, entstehen. Für die Simulation von magnetischen Hysteresekurven wird die Magnetisierung aller Teilchen gemittelt. Dem Ansatz von Bou Matar et al. [116] folgend, resultiert die magnetoelastische Welle in einer kleinen dynamischen Störung, die eine Ausdehnung der Enthalpiedichte um das statische Gleichgewicht begründet.

Der effektive Steifigkeitstensor  $C$  kann durch einen konstanten, magnetisierungsunabhängigen Teil  $C_m$  und einen überlagerten magnetisierungsabhängigen Teil  $\Delta C$  beschrieben werden. Der Steifigkeitskorrekturtensor  $\Delta C$  wird unter Berücksichtigung der Magnetisierungsrichtung aus den Ableitungen der Enthalpiedichte bestimmt. Diese Ableitungen hängen von  $\mathbf{M}_0$  ab und werden von dem magnetischen Molekularfeld-Modell erhalten. Für die hier vorliegende spezifische Achsenkonfiguration reduziert sich der Ansatz zu dem Zhou-Modell wie vorher beschrieben [111]. Da  $\mathbf{M}_0$  eine Funktion des Ortes ist, wird die effektive Steifigkeit auch als lokale Eigenschaft angenommen und unterliegt einer räumlichen Verteilung. Als Eingabe für das mechanische Modell werden diese Werte gemittelt.

Um die strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  von dem magnetfeldabhängigen Schermodul zu berechnen, muss der Konzentrationseffekt der Welle an der Oberfläche durch die Änderung des Schermoduls berücksichtigt werden. Daher wird ein FEM-Modell genutzt, um die Welleneigenschaften zu bestimmen. Die Ausbreitungsregion, die in Abb. 5.1(a) schematisch dargestellt ist, besteht aus einem horizontal geschichteten Stapel aus einem Quarz-Substrat, einer  $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht und einer magnetostriktiven Schicht. Durch Annahme von isotropen Materialparametern kann die Struktur angenähert werden, indem lediglich die  $z$ -Abhängigkeit berücksichtigt wird. Das eindimensionalen Problem wird durch die Differentialgleichung (5.5) mit der Verschiebung  $U(k, z, \omega)$ , dem Schermodul  $G$ , dem Wellenvektor  $k$  und der Dichte  $\rho$  beschrieben [117].

$$\frac{d}{dz} \left[ G(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 G(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k, z, \omega) \quad (5.5)$$

Die anisotropen Parameter des ST-Schnitt-Quarz-Substrats und der magnetostriktiven Schicht sind für die Simulation zu isotropen Werten reduziert worden. Dies ist möglich, da die vernachlässigten Spannungen um mindestens den Faktor 10 kleiner sind als die betrachtete Komponente. Daher beeinflusst der Fehler, der durch diese Vereinfachung gemacht wird, nicht das generelle Verhalten, was durch die geringe Abweichung zwischen der Messung und der Simulation in Abb. 5.3 gezeigt ist. Gleichung (5.5) wird numerisch mit dem FEM-Softwarepaket Comsol Multiphysics gelöst. Um die strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  im Arbeitspunkt zu erhalten, wird die erste Ableitung der Wellengeschwindigkeit im Maximum der magnetischen Sensitivität  $S_{\text{mag}}$  des Materials berech-



**Abbildung 5.3:** Charakterisierung und Modellierung von SAW-Bauteilen. (a) Gemessene Magnetisierungskurve des SAW-Bauteils mittels MOKE Magnetometrie (Punkt und Kreuz Symbole) zusammen mit der modellierten Magnetisierungskurve (durchgezogene und gestrichelte Linien). (b) Modelliertes  $\Delta G$  mit einem Minimum von  $-30$  GPa bei 0 mT. Dies korrespondiert mit einer Änderung um 55 % relativ zu dem Wert bei fester Magnetisierung  $G_m$ . Mithilfe dieser Daten wird die Änderung der Phase unter Verwendung des mechanischen Modells berechnet. (c) Gemessene Phasenverschiebung des SAW-Bauteils pro Magnetfeld und zugehörige Einfügedämpfung bei der Mittenfrequenz von 147,2 MHz. Alle Pfeile in den Legenden repräsentieren die Richtung des Magnetisierungsprozesses, beginnend bei einem magnetisch gesättigten Zustand. „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

net. Die Ergebnisse des Modells sind in Abb. 5.1(b) für eine Variation der Führungsschichtdicke dargestellt.

Die Magnetisierungskurven der harten Achse des kompletten ferromagnetischen Films (Oberfläche) wurden mittels großansichts magnetooptischer Kerr-Effekt-Mikroskopie (MOKE) [118] aufgenommen. Die gemessenen Daten sind in Abb. 5.3(a) als Punkt- und Kreuz-Symbole gezeigt. Das magnetische Modell wurde an die MOKE-Daten mittels Kurvenanpassung genähert, um die magnetischen Materialparameter zu extrahieren (durchgezogene und gestrichelte Linien).

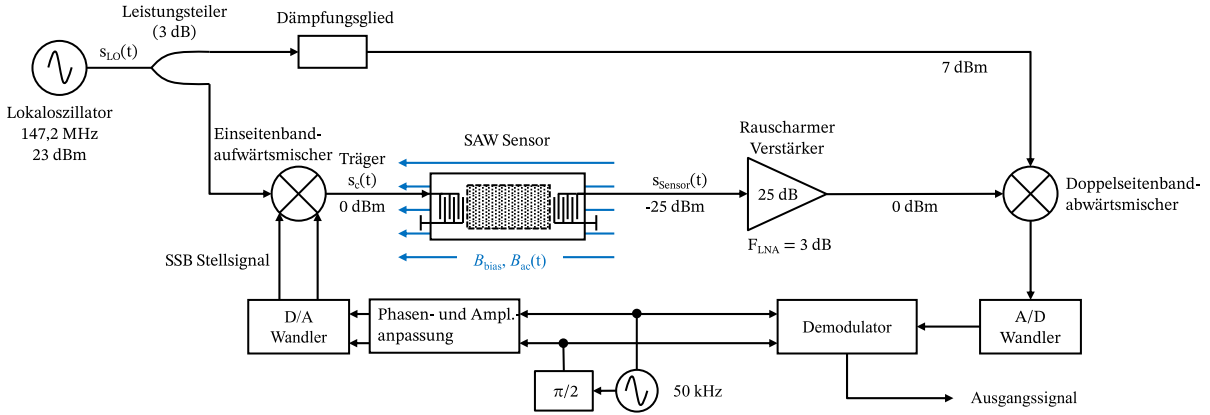
Für die Anpassung wurde eine effektive Verteilung der Magnetisierung der weichen Achse von  $\kappa = 5500$  verwendet. Mit  $\delta = 300 \text{ J/m}^3$  wird eine breite Anisotropieverteilung um den Mittelwert von  $K_{\text{eff}} = 1,3 \text{ kJ/m}^3$  beschrieben. Als Ergebnis wird ein magnetoelastische Kopplungsfaktor von  $b^{\gamma,2} = -12,7 \text{ MPa}$  erreicht, was mit einer positiven Sättigungsmagnetostriktion übereinstimmt. Dieser Wert ist geringfügig größer verglichen mit den bisher berichteten Ergebnissen für FeCoSiB-Dünnschichtfilme [101].

In Abb. 5.3(b) ist die resultierende Funktion von  $\Delta G$  gezeigt. Sie gleicht einer v-förmigen Kurve und ist damit konsistent mit den Ergebnissen anderer Autoren, jedoch übersteigt die maximale absolute Änderung von  $G$  deren Werte um einen Faktor von zwei [111]. Zu beachten ist, dass  $\Delta G < 0 \text{ MPa}$  für alle Werte des magnetischen Feldes als direkte Konsequenz der Mittelung gilt. Von  $\Delta G$  wird die maximale Steigung bei einem magnetischen Biasfeld von  $\mu_0 H = 0,4 \text{ mT}$  unmittelbar erlangt, was in einer magnetischen Sensitivität von  $S_{\text{mag}} = 36,8 \text{ GPa/mT}$  resultiert.

Aus der Änderung des Schermoduls wird die Phase unter Verwendung des mechanischen Modells als Funktion des Magnetfeldes  $\vec{H}$  berechnet. Für Love-Wellen wird der Schermodul  $G$  als dominante Komponente des Elastizitätstensors  $C$  erwartet. Daher haben die Funktionen der modellierten Phase und des Schermoduls einen ähnlichen Gesamtverlauf, wie in der Abbildung dargestellt. In Abb. 5.3(c) ist die gemessene Phasenverschiebung des SAW-Sensors zusammen mit der Einfügedämpfung gezeigt. Diese Dämpfung kann den periodischen Änderungen der Magnetisierung durch die magnetoelastische Kopplung zu den Oberflächenwellen zugeordnet werden. Die Magnetisierungsänderungen führen zur Bildung von Wirbelströmen, die Energie als Joule'sche Erwärmung abgeben. Für die Messung und die Simulation wird eine identische maximale Phasenverschiebung von  $340^\circ$  erreicht, sodass ein grundsätzlich ähnliches Verhalten für die Messung und die Simulation bestätigt werden kann. Aus der Steigung der gemessenen Phase wird eine maximale Sensitivität von  $S = 504^\circ/\text{mT}$  ermittelt, die mit der von den modellierten Daten berechneten Gesamtsensitivität  $S$  mit einem relativen Fehler von 10 % übereinstimmt. Diese geringen Abweichungen sind aufgrund von lokalen Spannungsanisotropien oder Streufeldern, die aus leicht unterschiedlichen Verteilungsfunktionen resultieren, zu erwarten.

## 5.5 Sensorsystem

Die elektronische Ausleseschaltung ist in Abb. 5.4 dargestellt. Hier wird ein sinusförmiges Trägersignal  $s_c(t)$  mit der Frequenz  $f_c$  in den Sensor eingespeist, die sich innerhalb des Durchlassbereichs des SAW-Bauteils befindet. Durch die magnetfeldabhängige Laufzeit und die damit verbundene



**Abbildung 5.4:** Ausleseelektronik mit inhärenter Phasenrauschunterdrückung. Ein Signal mit niedrigem Phasenrauschen eines numerisch gesteuerten Oszillators (NCO) bei 50 kHz wird zu dem Betriebsfrequenzbereich des SAW-Bauteils umgesetzt und unter Verwendung eines schwebenden Oszillators empfangen, der das Phasenrauschen des lokalen Oszillators eliminiert. Um Verzerrungen durch ein unerwünschtes Seitenband zu vermeiden, wird ein Signal-Seitenbandkonverter verwendet. Die Phasendetektion wird nach der Analog-Digital-Wandlung im Digitalbereich durchgeführt. „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

Phasenverschiebung des Trägers kann die magnetische Flussdichte  $B_{ac}(t)$  gemessen werden. Das Ausgangssignal des Sensors ist gegeben durch

$$s_{\text{sensor}}(t) \propto \cos(2\pi f_c t + S \cdot \mu_0^{-1} \cdot B_{ac}(t) + \phi_c(t) + \phi_{\text{SAW}}(t)), \quad (5.6)$$

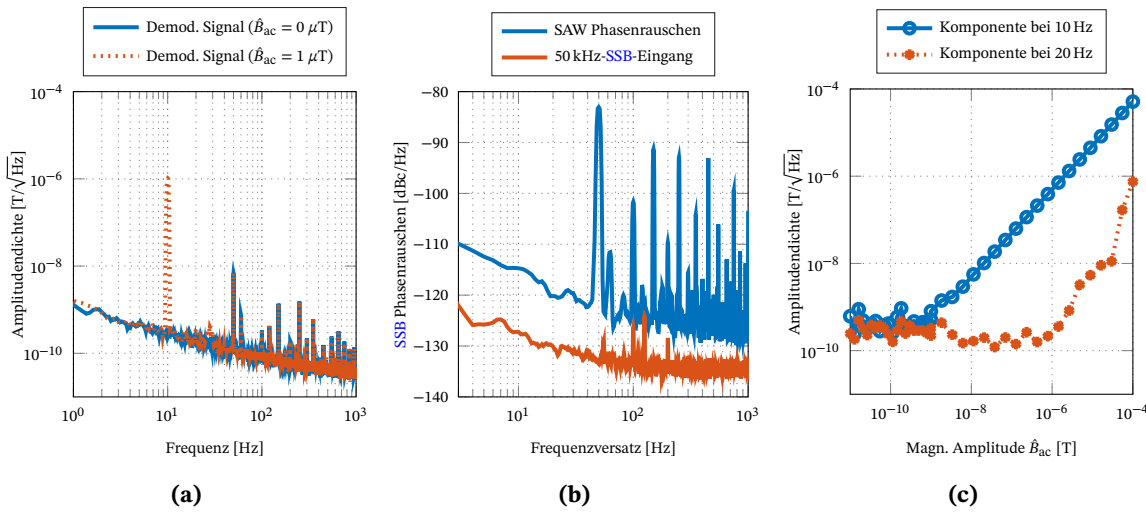
wobei  $S$  die Sensitivität, wie in Gleichung (5.4) definiert, beschreibt. Die Messung resultiert in  $S = 264^\circ/\text{mT}$ , was um den Faktor zwei geringer ist als der Wert, der aus Abb. 5.3(c) berechnet wurde. Die Abweichung liegt jedoch innerhalb der Streuung der verschiedenen getesteten Proben. Die Messung ist durch das Phasenrauschen  $\phi_c(t)$  des Trägersignals und die zufälligen Phasenfluktuationen des SAW-Bauteils  $\phi_{\text{SAW}}(t)$  beeinträchtigt. Um den Beitrag der Sensorelektronik zum Phasenrauschen zu minimieren, wird der Träger  $s_c(t)$  aus dem Ausgang eines numerisch gesteuerten Oszillators (engl. *numerically controlled oscillator*) (NCO) bei 50 kHz erzeugt (Phasenrauschen bei  $-128 \text{ dBc/Hz}$  bei einer Frequenzabweichung von 10 Hz, vgl. Abb. 5.5(b)), der zu dem Durchlassbereich des SAW-Bauteils durch einen Einseitenbandmodulator und einen Lokaloszillator  $s_{\text{LO}}(t)$  aufwärtsgemischt wird. Der Einseitenbandmodulator unterdrückt das unerwünschte Seitenband, das in den Durchlassbereich des SAW-Bauteils fallen würde. Andernfalls würde die Phasenmessung nach dem Abwärtsmischen verzerrt werden. Eine ausreichende Seitenbandunterdrückung wird erreicht, indem die Amplitude und Phase des Ansteuerungssignals des Einseitenbandmodulators im digitalen Teil der Schaltung angepasst wird. Das Ausgangssignal des Sensors  $s_{\text{sensor}}(t)$  wird verstärkt und zu der ursprünglichen Frequenz von 50 kHz durch einen Doppel-Seitenband-Mischer

unter Verwendung desselben Lokaloszillators  $s_{LO}(t)$  abwärtsgemischt. Auf diese Weise wird das Phasenrauschen  $\phi_c(t)$  des Trägers weitgehend unterdrückt. Der Grad der Unterdrückung hängt von der Zeitverzögerung  $\tau_{SAW}$  des SAW-Bauteils ab [119]. Für den hier präsentierten Love-Wellen-SAW-Sensor mit typischen Zeitverzögerungen von  $1\ \mu\text{s}$  und  $2\ \mu\text{s}$  wird das Phasenrauschen des Lokaloszillators für eine Offset-Frequenz von 10 Hz um etwa 80 dB und für eine Offset-Frequenz von 100 Hz um etwa 60 dB reduziert [120]. Der hier verwendete Lokaloszillator besitzt ein Phasenrauschen von  $-80\ \text{dBc/Hz}$  beziehungsweise  $-95\ \text{dBc/Hz}$ . Sein Rauschen liegt daher nach dem Abwärtsmischen weit unter dem Phasenrauschen des niederfrequenten 50 kHz Trägersignals. Die anschließende Phasendetektion wird digital durchgeführt. Die bidirektionale Umwandlung zwischen dem analogen und dem digitalen Bereich erfolgt durch hochauflösende 24-bit Wandler mit einer Abtastrate von 192 kHz.

Durch die gewählte Betriebsfrequenz von 50 kHz ist die Bandbreite des Sensorsystems auf diese Frequenz limitiert. Grundsätzlich erlaubt die Bandbreite des SAW-Sensors eine Systembandbreite von bis zu 2 MHz durch Verwendung einer höheren Betriebsfrequenz. Jedoch können auch andere limitierende Faktoren auftreten. Daher muss eine Abwägung zwischen dem Systemrauschen durch den NCO und der Bandbreite für die gewählte Anwendung getroffen werden.

In Abb. 5.5(a) ist das äquivalente magnetische Hintergrundrauschen, das mit dem Sensorsystem innerhalb einer magnetisch und mechanisch geschirmten Kammer [121] gemessen wurde, abgebildet. Dabei werden bei 10 Hz und 100 Hz äquivalente magnetische Rauschlevel von  $250\ \text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise  $80\ \text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  erreicht. Diese Werte befinden sich innerhalb des  $100\ \text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ -Bereichs von Dünnschicht  $\Delta E$ -Effekt Sensoren [12], zeigen jedoch eine deutlich größere Bandbreite.

Offensichtlich unterliegt die gemessene äquivalente Phasenrauschdichte in Abb. 5.5(a) im niedrigen Frequenzbereich dem  $1/f$ -Rauschen. Dieses stammt vom dem SAW-Sensor selbst, was ein bekanntes Phänomen ist [122–124]. Der Ursprung dieses Rauschbeitrags ist gegenwärtig noch nicht gut erforscht [124]. Mit denselben Methoden wie von Baer [124] vorgeschlagen, wurde das Phasenrauschen der hier vorgestellten SAW-Sensoren für  $B_{\text{bias}} = 0\ \text{T}$  gemessen, nachdem der Messaufbau sorgfältig kalibriert worden war [125]. Das Ergebnis ist in Abb. 5.5(b) dargestellt. Die Störungen des Stromnetzes und deren subharmonischen Frequenzen sind im Spektrum sichtbar und werden daher beim Analysieren der Daten ignoriert. Die Messung offenbart ein Einseitenband-Phasenrauschlevel von  $-115\ \text{dBc/Hz}$  für eine Offset-Frequenz von 10 Hz. Dieser Wert ist 10 dB bis 20 dB höher als zuvor in der Literatur berichtete Phasenrauschdichten [123, 125]. Allerdings sind diese Werte aufgrund der unterschiedlichen Strukturen, Verzögerungszeiten und Betriebsfrequenzen der unterschiedlichen SAW-Bauteile nicht direkt vergleichbar. Weitere Untersuchungen in Hinblick auf



**Abbildung 5.5:** SAW-Sensor-Rauschen und Linearitätscharakteristik. (a) Äquivalentes magnetisches Hintergrundrauschen des demodulierten Ausgangssignals zeigt ein frequenzabhängiges LOD. Bei 10 Hz wird ein äquivalentes magnetisches Rauschen von  $250 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und bei 100 Hz ein Rauschen von  $80 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  erreicht. Das LOD wird bei niedrigen Frequenzen durch das  $1/f$ -Rauschen abgeschwächt. (b) Das gemessene Einseitenband-Phasenrauschen des Eingangssignals des 50 kHz-Einseitenband-Aufwärtsmischers zeigt einen 10 dB niedrigeren Phasenrauschwert bei 10 Hz als der Beitrag des SAW-Sensors selbst. (c) Die Antwort des phasendemodulierten Sensorsignals nimmt linear über einen großen Bereich von magnetischen Amplituden  $\hat{B}_{ac}$  zu. Die Linearität (bei  $f_{ac}$ ) und ebenso die Nichtlinearität, repräsentiert durch die erste Harmonische (bei  $2f_{ac}$ ), sind gezeigt. Von Amplituden von  $100 \text{ μT}$  zu ungefähr  $250 \text{ pT}$  wird eine lineare Antwort gemessen. Der Schnittpunkt des linearen Bereichs und die gedachte Verlängerung der ersten Harmonischen wird nicht für magnetische Amplituden  $\hat{B}_{ac} < 100 \text{ μT}$  erreicht. „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

die Phasenrauscheigenschaften von Love-Wellen SAW-Sensoren sind notwendig. Ein niedrigeres Phasenrauschen würde direkt zu einem verbesserten LOD führen.

In vielen Anwendungen ist der dynamische Feldbereich von besonderer Wichtigkeit. Für biomagnetische Messungen ohne eine magnetische Schirmung, was beispielsweise für eine Langzeitüberwachung obligatorisch ist, wären differentielle Messungen notwendig, um das biomagnetische Signal aus dem millionenfach größeren Hintergrundrauschen zu extrahieren. Somit wird ein Dynamikbereich von mindestens 120 dB für diese Messungen benötigt. Im Falle eines Stromsensors, wie er zum Beispiel für Elektromobilitätsanwendungen eingesetzt wird, gibt es ebenfalls die Notwendigkeit, sowohl kleine Leckströme als auch sehr große Ströme unter Vollast mit demselben Sensor zu messen. Abb. 5.5(c) zeigt die lineare Antwort des phasendemodulierten Signals eines Love-Wellen-SAW-Sensors. Über einen Bereich von 120 dB (ungefähr von  $100 \text{ pT}$  bis  $100 \text{ μT}$ ) wird ein lineares Verhalten erzielt. Der Schnittpunkt der linearen Antwort bei  $f_{ac} = 10 \text{ Hz}$  und der nichtlinearen Antwort, die bei der ersten Harmonischen bei  $2f_{ac} = 10 \text{ Hz}$  gemessen wurde, wird

nicht für magnetische Amplituden  $\hat{B}_{ac} < 100 \mu\text{T}$  erreicht. Der Sensor ist geeignet, um ungeschirmte Messungen durchzuführen, weil er nicht durch das Erdmagnetfeld gesättigt wird.

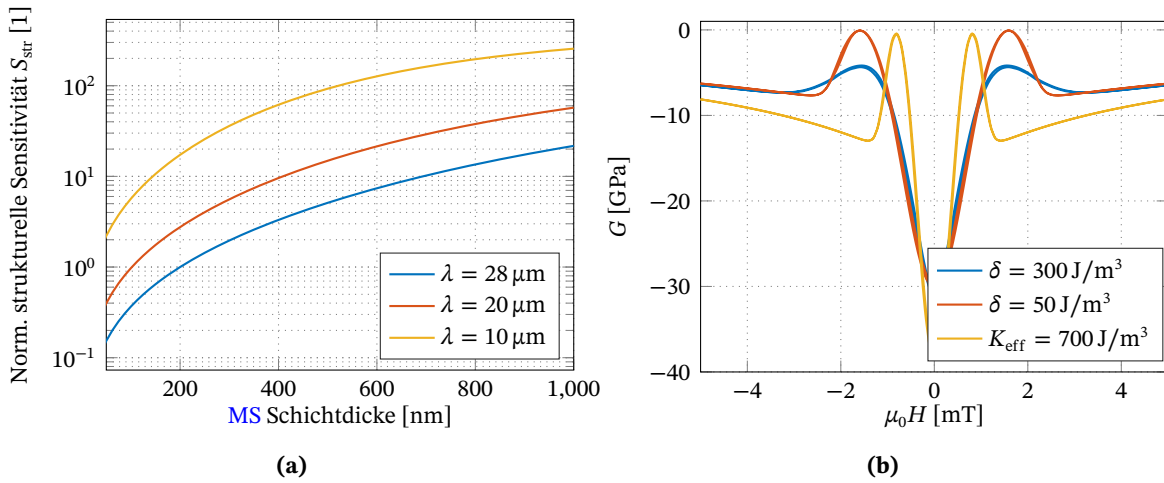
## 5.6 Sensitivitätsverbesserungen

Um die Sensitivität des hier beschriebenen Love-Wellen-Magnetfeldsensors zu verbessern, können verschiedene Strategien verfolgt werden. Da die Ausleseelektronik nicht die dominante Rauschquelle des Sensorsystems ist, muss entweder die Sensitivität des Sensors erhöht werden oder das intrinsische Rauschlevel reduziert werden, um ein höheres SNR zu erzielen. Ein erster Ansatz zur Erhöhung der Sensitivität ist die Verbesserung der strukturellen Sensitivität  $S_{str}$ . Dies kann entweder durch eine dickere Magnetschicht, eine dickere Führungsschicht oder eine kleinere Wellenlänge erreicht werden. Entsprechend der Abb. 5.6(a) kann die Sensitivität für eine magnetostruktive Schichtdicke von 400 nm signifikant um den Faktor 3–20 erhöht werden, indem die Wellenlänge auf  $20 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $10 \mu\text{m}$  reduziert wird. Ein weiterer Faktor, die strukturelle Sensitivität zu erhöhen, wäre die Verwendung dickerer magnetostruktiver Schichten, obwohl dies einen gegensätzlichen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Films haben könnte. Eine Reduzierung der Wellenlänge um einen Faktor von 2,8 würde ebenfalls die geometrische Sensitivität um denselben Faktor verbessern. Jedoch könnten diese Parameter möglicherweise die Einfügedämpfung des Sensors erhöhen. Daher muss ein Kompromiss zwischen der Verzögerungszeit und der Einfügedämpfung gefunden werden. Die Einfügedämpfung könnte möglicherweise durch Hinzufügen von isolierenden Schichten innerhalb der magnetischen Schicht verbessert werden, da hierdurch Wirbelströme reduziert würden [112].

Ein dritter Ansatz besteht darin, die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Hauptparameter der mittleren Anisotropieenergiedichte  $K_{eff}$  und die effektive Anisotropieverteilung  $\delta$ , der magnetostruktiven Schicht zu optimieren, um die magnetische Sensitivität  $S_{mag}$  zu erhöhen. In Abb. 5.6(b) ist die berechnete Änderung des Schermoduls  $\Delta G$  für die aktuellen Sensorparameter ( $\delta = 300 \text{ J/m}^3$ ) sowie für einen Sensor mit einer stark reduzierten Anisotropieverteilung ( $\delta = 50 \text{ J/m}^3$ ) und für einen Sensor mit einer zusätzlich reduzierten mittleren Anisotropieenergiedichte ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ) gezeigt. Von den ersten beiden Datensätzen der Abb. 5.6(b) ist der Einfluss von  $\delta$  ersichtlich. Eine kleinere Standardabweichung der Anisotropieverteilung von  $K_{eff}$  resultiert in einer Zunahme der beiden Maxima zu  $\Delta G \approx 0 \text{ GPa}$ .

Zusätzlich führt ein verringertes  $\delta$  zu einer kleineren Krümmung bei 2,5 mT, was für  $\delta = 0$  zu einer Diskontinuität wird. Interessanterweise wird das Gebiet um 0 mT kaum durch die Verteilung





**Abbildung 5.6:** Modellierung von potentiellen Sensitivitätsverbesserungen. (a) Normalisierte strukturelle Sensitivität  $S_{str}$  für verschiedene MS-Schichtdicken und verschiedene Periodizitäten der IDTs. Sowohl für dickere MS-Schichten als auch für kleinere Wellenlängen wird die Sensitivität verbessert. (b) zeigt die berechnete Änderung des Schermoduls  $\Delta G$  sowohl für den hier vorgestellten SAW-Sensor mit  $\delta = 300 \text{ J/m}^3$ , als auch für einen Sensor mit einer drastisch reduzierten Anisotropieverteilung ( $\delta = 50 \text{ J/m}^3$ ) und einer kleineren Standardabweichung der Anisotropieverteilung mit zusätzlich verringerter mittlerer Anisotropieenergiedichte ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ). „Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

beeinflusst. Der magnetische Arbeitspunkt des Sensors wird dort gewählt, wo das Modell identische, maximale magnetische Sensitivitäten für beide Richtungen vorhersagt. Weil kleinere  $K_{eff}$  anfälliger sind für statische Spannungen und lokale Streufelder, wird erwartet, dass sie von größeren  $\delta$ -Werten begleitet werden. Daher ist die aktuelle Konfiguration vorteilhaft, wenn kleine mittlere Anisotropieenergiedichten erreicht werden. Beispielsweise zeigt der dritte Datensatz ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ) die Änderung des Schermoduls hinsichtlich des magnetischen Feldes für ein zusätzlich um den Faktor 2 reduziertes  $K_{eff}$ , was zu einer entsprechenden Zunahme der Sensitivität führt. Falls  $K_{eff}$  nicht reduziert werden kann, kann die weiche Achse um  $90^\circ$  relativ zur Ausbreitungsrichtung der Welle gedreht werden. In dieser Konfiguration erwartet man, sich einer Singularität statt einer Diskontinuität für verschwindende  $\delta$  zu nähern [31]. Folglich ist die Sensitivität nur durch  $\delta$  und nicht durch  $K_{eff}$  dominiert. Erste Abschätzungen führen zu einer Sensitivitätsverbesserung der magnetischen Sensitivität abhängig von  $\delta$  um Faktoren zwischen 2 und 7. Folglich müssen zukünftige Sensordesigns abhängig von der Achsenkonfiguration des magnetischen Films einen Kompromiss zwischen kleinem  $K_{eff}$  und kleinem  $\delta$  machen. Diese Argumente sind ähnlich gültig für die Winkelverteilung der weichen Achse. Um einen Bias-Feld-freien Betrieb zu ermöglichen, könnte die magnetische Schicht durch austauschgekoppelte Schichtsysteme (Exchange Bias) in den

optimalen Arbeitspunkt verschoben werden, wie es bereits für andere magnetostriktive Sensoren gezeigt werden konnte [126].

Eine vierte Methode das SNR zu verbessern, könnte die Belegung der Transmissionsbandbreite des Sensors mit mehreren Trägersignalen sein. Dabei wird vorausgesetzt, dass die entsprechenden Rauschsignale unkorreliert sind. Der Sensor bietet genügend Bandbreite für ungefähr 50 Träger, die 100 kHz voneinander getrennt sind. Die Signale dieser Träger würden separat verarbeitet werden. Das Rauschen wird dann nach Reermann et al. [32] um  $\sqrt{50} \approx 7$  reduziert. Die thermische Querempfindlichkeit kann mit einer als Referenz verwendeten unbeschichteten Verzögerungsleitung verringert werden, um die DC-Stabilität zu verbessern. Durch die Kombination der vorgeschlagenen Maßnahmen kann eine signifikante Verbesserung der Gesamtsensitivität  $S$  um zwei Größenordnungen erzielt werden. Dennoch verbessert eine höhere Sensitivität lediglich die Signalstärke. Dem gegenüber steht das globale Ziel, den Signal-Rausch-Abstand zu erhöhen. Es ist möglich, dass eine Abwägung getroffen werden muss, um dem möglichen Anstieg des Rauschens entgegenzuwirken.

## 5.7 Schlussfolgerungen

Die Verwendung von Love-Wellen-basierten SAW-Verzögerungsleitungen stellt eine effektive Möglichkeit dar, um den magnetoelastischen Effekt in dünnen Schichten für die Magnetfeldmessung zu nutzen. Es wurde eine umfassende Studie des gesamten Sensorsystems, einschließlich der Messung und der Simulation der elektrischen, mechanischen und magnetischen Eigenschaften vorgestellt. Mit einer Detektionsgrenze von ungefähr  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  über eine große Bandbreite von 50 kHz und einem Dynamikbereich, der größer ist als 120 dB, stellt das Sensorsystem eine vielversprechende Ergänzung zu bestehenden Sensorkonzepten dar. Zusätzlich besteht das Potenzial, die Bandbreite bis zum MHz-Bereich stark zu erhöhen. Signifikante Verbesserungen der Empfindlichkeit können außerdem durch die Verwendung des Konzentrationseffekts der Welle mit dickeren und magnetisch weicher Schichten oder mit höheren SAW-Frequenzen erwartet werden.

## 5.8 Methoden

**Sensorherstellung** Die Love-Wellen-Sensoren basieren auf einem  $500 \mu\text{m}$  dicken ST-Schnitt-Quarz-Wafer ( $42^\circ 45'$  Y-Schnitt) für SAW-Anwendungen. Alle Schichten mit Ausnahme der  $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht werden durch Magnetron-Sputtern mit dem Sputter-System von Ardenne CS730 S

aufgebracht. Cr und Au werden durch DC-Kathodenzerstäubung aufgebracht. Die magnetostruktive Schicht wird durch HF-Kathodenzerstäubung mit einer Festkörperzusammensetzung von  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  abgeschieden, während ein Magnetfeld von 100 Oe angelegt wird. Das Lift-off-Verfahren der MS-Schicht wird mit dem negativen Fotolack AZ nLof 2070 von MicroChemicals durchgeführt. Für das Ionenstrahlätzen der IDT-Struktur wird der positive Fotolack AZ 1518 von MicroChemicals verwendet. Die  $\text{SiO}_2$ -Schicht wird durch einen PECVD-Prozess mit einem SENTECH SI 500 PPD Abscheidungssystem abgeschieden und anschließend durch einen ICP-RIE-Ätzprozess strukturiert.

**Magnetische Messungen** Die magnetischen Messungen aus Abb. 5.3 wurden bei einer Temperatur von 21 °C im Zentrum von einem Paar 10 cm großer Helmholtz-Spulen durchgeführt. Die magnetisch induzierte Phasenverschiebung wird über 25 Messungen zwischen 148 MHz und 149 MHz mit einem Lock-in-Verstärker (Zurich Instruments UHFLI) gemittelt, um kleine Nichtlinearitäten in der Beziehung von Phase und Frequenz des Sensors zu kompensieren. Die Nichtlinearitäten werden dem elektrischen Übersprechen zugeschrieben und verursachen eine kleine Welligkeit in den Streuparametern.

**Model- und Materialparameter** In Bezug auf das magnetische Model wird die interne Energiedichte  $h$  für jedes Stoner-Wohlfarth-Teilchen minimiert. Es kann unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention beschrieben werden durch [103, 127]

$$h = K_{\text{eff}} \sin^2[\arccos(\alpha'_i \gamma'_i)] - \mu_0 H M_s \alpha'_i \beta'_i. \quad (5.7)$$

Hier bezeichnen  $\alpha'_i, \beta'_i$  und  $\gamma'_i$  die Richtungskosinusse der Gleichgewichtsmagnetisierung, des magnetischen Feldes mit der Amplitude  $H$  und des auf die Koordinatenachsen bezogenen Richtungsvektors der weichen Achse.  $K_{\text{eff}}$  ist die Konstante der uniaxialen effektiven Anisotropieenergiedichte der ersten Ordnung. Alle Klemmungseffekte und initialen Spannungsbeiträge werden von  $K_{\text{eff}}$  berücksichtigt. Für die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  wurde  $\mu_0 M_s = 1,5 \text{ T}$  verwendet [91]. Zusätzlich wurde eine in der Ebene liegende Magnetisierung angenommen. Der magnetoelastische Kopplungskoeffizient  $b^{\gamma,2}$  ist entsprechend Callen und Callen definiert [128].

Das mechanische Modell für Love-Wellen ist durch Gleichung (5.5) beschrieben und wird mit den folgenden Randbedingungen mittels Comsol Multiphysics gelöst: Die untere Grenzfläche ist geklemmt (Verschiebung  $u = 0$ ) und die obere Grenzfläche ist eine freie Oberfläche (Spannung  $T_{12} = 0$ ). An den Grenzflächen der einzelnen Schichten wird Kontinuität von der Verschiebung

und der Spannung gefordert. Die anisotropen Materialparameter des ST-Schnitt-Quarzes sind zu den isotropen Werten  $G_{\text{Quarz}} = 49,2 \text{ GPa}$  und  $\rho_{\text{Quarz}} = 2650 \text{ kg/m}^3$  vereinfacht worden. Für die mechanisch isotrope magnetostriktive Schicht wurden  $E_{\text{MS}} = 150 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{MS}} = 0.38$  und  $\rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3$  verwendet, was zu  $G_{\text{MS}} = 54,3 \text{ GPa}$  für den Schermodul bei einer festen Magnetisierung führt. Für die amorphe, isotrope Führungsschicht wurden die folgenden Parameter verwendet:  $E_{\text{SiO}_2} = 77,6 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{SiO}_2} = 0.1638$  und  $\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3$ . Für die magnetische Sensitivität wurde ein Wert von  $S_{\text{mag}} = 36,8 \text{ GPa/mT}$  aus der in Abb. 5.3(b) gezeigten modellierten Änderung von  $G$  bei dem Arbeitspunkt von  $\mu_0 H = 0,4 \text{ mT}$  bestimmt. Die strukturelle Sensitivität ist in Abb. 5.1(b) mit einem Wert von  $S_{\text{str}} = 1,07 \frac{\text{m/s}}{\text{GPa}}$  dargestellt. Für die Berechnung von  $S_{\text{geo}}$  wurden die folgenden Parameter verwendet: Die Verzögerungsleitungslänge betrug  $l = 3,8 \text{ mm}$ , die Frequenz lag bei  $f = 147,2 \text{ MHz}$  und die Wellengeschwindigkeit wurde mit  $v = 4220 \text{ m s}^{-1}$  angesetzt. Die aus dem Modell und den Simulationen berechnete Gesamtsensitivität beträgt  $S = 450^\circ/\text{mT}$ .

**Elektrische Eigenschaften** Um die Streuparameter des Love-Wellen SAW-Sensors zu messen, wurde der Vektor-Netzwerkanalysator E8361A von Agilent Technologies verwendet. Vor den Messungen wurden beide Tore des Sensors auf eine Impedanz von  $50 \Omega$  angepasst, indem ein Kondensator mit  $22 \text{ pF}$  parallel und eine Induktivität von  $202 \text{ nH}$  in Reihe geschaltet wurden (gesehen von den  $50\text{-}\Omega$ -Toren hin zu den Toren des Sensors).

**Ausleseelektronik** Die Ausleseelektronik ist hauptsächlich aus verschiedenen Komponenten von Mini-Circuits zusammengesetzt. Der Einseitenbandaufwärtsmischer besteht aus einem  $0^\circ/90^\circ$  3 dB-Leistungsteiler ZMSCQ-2-180+ am Eingang und einem  $0^\circ/0^\circ$  3 dB-Leistungsaddierer ZMSC-2-1W+ am Ausgang. Dazwischen führen zwei Level 17 Doppelseitenbandmischer vom Typ ZAD-1H+ die Frequenzumsetzung durch. Die Abwärtsmischung ist durch einen Level 7 Mischer vom Typ ZP-3+ realisiert, nachdem das Ausgangssignal des SAWs durch den rauscharmen Verstärker ZFL-1000LN+ erhöht wurde. Für den Lokaloszillator wird ein SMBV100A Vektor-Signalgenerator von Rohde & Schwarz verwendet. Die bidirektionale Umsetzung zwischen dem analogen und dem digitalen Bereich wird durch den hochauflösenden 24-bit Wandler RME Fireface UFX bei einer Abtastrate von  $192 \text{ kHz}$  vollzogen. Die digitalen Signale werden von der eigens entwickelten Echtzeitumgebung KiRAT (Kiel Real-time Application Toolkit) und in Matlab verarbeitet. Die sinusförmigen Oszillatorsignale bei  $50 \text{ kHz}$  (NCO-Signale) werden in Echtzeit durch einen CORDIC-Algorithmus berechnet [129].

**Äquivalentes magnetisches Hintergrundrauschen** Das äquivalente magnetische Hintergrundrauschen wird unter Verwendung einer kalibrierten Spule gemessen. Mit Hilfe der Kalibrierungsinformationen und der gemessenen Transferfunktion wird ein skalierungsbasierter Ausgleich im Zeitbereich durchgeführt, nach dem mit Hilfe eines In-Phase-&-Quadrature-Verfahrens (I&Q-Verfahren) durchgeführten Demodulationsprozess. Durch diese Verarbeitung wird ein Signal mit der Einheit Tesla generiert, das zu dem angelegten Magnetfeld äquivalent ist. Die Länge des aufgezeichneten Signals ist auf 30 s gesetzt.

Um das Leistungsdichtespektrum (in den Einheiten von  $T^2/\text{Hz}$ ) zu ermitteln, wird die Welch-Methode [130] verwendet. Basierend auf dem verwendeten Flat-Top-Fenster und der FFT-Ordnung von dem achtfachen der Abtastrate wird die effektive Rauschbandbreite (engl. effective noise bandwidth (ENBW)) auf einen Wert von 0,47 Hz gesetzt. Dies wird in der Abschätzung des Leistungsdichtespektrums berücksichtigt. Die Überlappung beträgt dreiviertel der FFT-Ordnung. Um das Amplitudendichtespektrum, das das magnetische Hintergrundrauschen darstellt, (in den Einheiten von  $T/\sqrt{\text{Hz}}$ ) zu erhalten, wird die Quadratwurzel gebildet.

## Danksagung

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 1261 *Magnetoelektrische Sensoren: von Kompositmaterialien zu biomagnetischer Diagnose* und durch die Defense Advanced Research Projects Agency (DARPA) im Rahmen des Programms *Materials for Transduction (MATRIX) TE3* gefördert.

## Beiträge der einzelnen Autoren

Alle Autoren interpretierten die Daten, diskutierten die Ergebnisse und überarbeiteten und kommentierten das Manuskript. J. Mc., F. F., M. G., M. H., R. K., E. Q., G. S. und N. S. planten die Experimente und beaufsichtigten die Forschung. A. K. bereitete den Sensor vor. A. K., S. Z., und B. S. führten die magnetische Charakterisierung durch. P. D. und S. Z. führten die elektrische Charakterisierung durch. B. S. und J. S. führten die Simulationen durch. P. D. und J. R. erstellten die Ausleseelektronik und vermaßen das Sensorsystem. Alle Autoren schrieben das Manuskript.



# SAW-Modellierung – von 1D- zu 3D-Modellen

Der Inhalt dieses Kapitels wurde aus der folgenden wissenschaftlichen Veröffentlichung übersetzt: J. Schmalz, B. Spetzler, F. Faupel und M. Gerken, „Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model“, in *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, IEEE, Sep. 2019, S. 0765–0769. DOI: 10.1109/ICEAA.2019.8879389 © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

Der Eigenanteil liegt bei dieser Publikation in der Erstellung der verwendeten FEM-Modelle, der Auswertung der hiermit erzielten Ergebnisse und deren graphischer Darstellung sowie der Manuskripterstellung. *Konzeption: hoch, Planung: hoch, Durchführung: hoch, Manuskripterstellung: hoch.*

Es werden drei verschiedene FEM-Modelle eines auf Oberflächenwellen basierenden Magnetfeldsensors mit zunehmender Komplexität von einem eindimensionalen zu einem dreidimensionalen Modell vorgestellt und verglichen. Diese Sensoren werden dazu entwickelt, schwache biomagnetische Felder in einer ungeschirmten Umgebung bei Raumtemperatur zu messen. Sie verwenden hierzu eine magnetostriktive Schicht an der Oberfläche, um ein magnetisches Signal in eine Änderung der SAW-Wellengeschwindigkeit umzuwandeln.

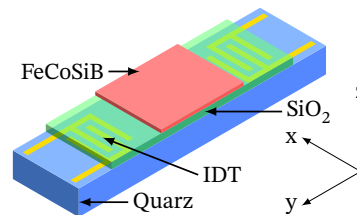
## 6.1 Einleitung

Tragbare Sensoren für die kontaktfreie Messung von Gehirn- oder Herz-Magnetfeldsignalen erfordern neben einer linearen Signalantwort über mehrere Größenordnungen für ungeschirmte Messungen auch die Messung bei Raumtemperaturen, einen niedrigen Energieverbrauch und die Miniaturisierung des Sensorsystems. Ein möglicher Lösungsansatz ist die Verwendung von SAW-basierten Magnetfeldsensoren [92], deren Sensorprinzip in Abschnitt 6.2 erklärt wird [92, 132–134]. Die Änderung der elastischen Konstante mit einem angelegten Magnetfeld ist bekannt als sogenannter  $\Delta E$ -Effekt [102, 135]. Für den hier beschriebenen Sensor werden Love-Wellen verwendet, weil der Schermodul des magnetostriktiven Materials eine höhere Änderung bei angelegtem externen Magnetfeld zeigt als der  $E$ -Modul [31].

Die Sensitivität der SAW-Sensoren wird mit Hilfe von verschiedenen Modellen berechnet, die im Abschnitt 6.3 beschrieben werden. In Abschnitt 6.4 werden die Ergebnisse der Modelle verglichen.

## 6.2 Sensorprinzip

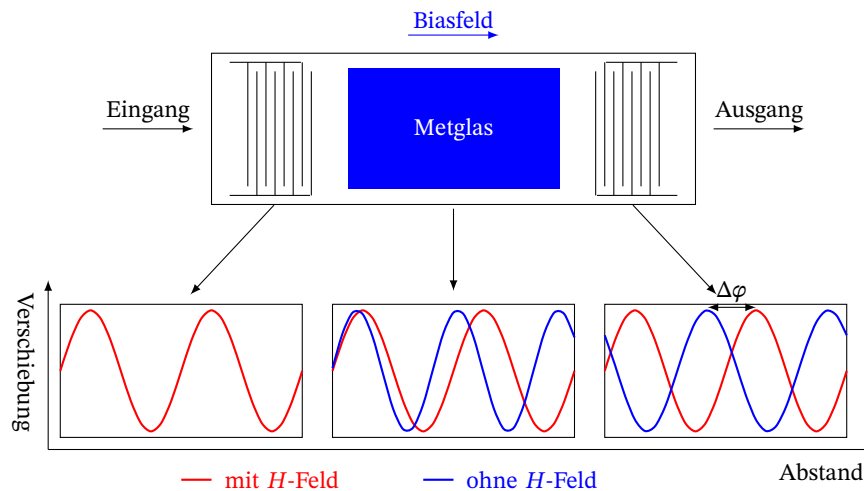
Der Sensor besteht aus einem piezoelektrischen Quarz-Substrat mit zwei IDTs, einer Führungsschicht aus amorphem  $\text{SiO}_2$  und einer magnetostriktiven FeCoSiB-Schicht, die sich, wie in Abbildung 6.1 gezeigt, zwischen den IDTs befindet. In dieser sogenannten Verzögerungsleitungs-konfiguration des Sensors verursacht ein elektrisches Signal an den IDTs eine Deformation des piezoelektrischen Substrats und somit das Entstehen einer Oberflächenwelle. Aufgrund des speziellen Kristallschnitts (ST-Schnitt) werden ausschließlich Love-Wellen angeregt. Die Wellenlänge und die Wellengeschwindigkeit in dem Propagationsbereich mit der magnetostriktiven Schicht hängt von dem angelegten Magnetfeld ab. Die Welle wird auf der anderen Seite des Propagationsbereiches von einer zweiten IDT detektiert. Aus der aufgrund eines angelegten Magnetfeldes verursachten Phasenverschiebung wird die Feldstärke des verursachenden Magnetfelds rekonstruiert.



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung der Sensorstruktur eines akustischen Oberflächenwellensensors (SAW) mit Substrat (Quarz), Interdigitalwandler (IDT), Führungsschicht ( $\text{SiO}_2$ ) und magnetostriktiver Schicht (FeCoSiB). Die Sensorabmessungen sind  $14 \times 2,2 \text{ mm}^2$  mit einer Verzögerungsleitungslänge von 3,8 mm. Die IDT-Periodizität beträgt  $28 \text{ }\mu\text{m}$  und die Fingerbreite  $7 \text{ }\mu\text{m}$ . © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

Wie in Abbildung 6.2 dargestellt, wird ein Biasfeld an den Sensor angelegt, um diesen in seinen Betriebspunkt zu versetzen. Ein angelegtes Magnetfeld verursacht eine geänderte Wellengeschwindigkeit und somit eine Phasenverschiebung. Diese Veränderung wird verursacht durch den geänderten Schermodul  $G$  der magnetostriktiven Schicht aufgrund des  $\Delta E$ -Effekts [92]. Entsprechend der Beziehung  $v_s = \sqrt{G/\rho}$  mit der Dichte  $\rho$  resultiert dies in einer Änderung der Wellengeschwindigkeit  $v_s$ .





**Abbildung 6.2:** Sensor-Prinzip unter Verwendung einer Verzögerungsleitungskonfiguration. Aufgrund des angelegten Magnetfeldes wird eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  verursacht. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

## 6.3 Modelle

Akkurate Simulationen des Sensors sind sowohl für das Sensordesign als auch für dessen Optimierung notwendig. Dies erfordert einen multiphysikalischen Ansatz zur Beschreibung des gekoppelten elektrisch-magnetisch-mechanischen Problems, das hier mit der FEM mittels Comsol Multiphysics gelöst wird. Hierzu werden Modelle verschiedener Komplexität entwickelt.

Zur Berechnung von SAW-Sensoren gibt es neben der Verwendung von FEM auch die Möglichkeit der Verwendung von Legendre- und Laguerre-Polynomen [136] oder Eigenwertproblemen unter Benutzung der Mehrgitter-Methode und der Schur-Komplement-Methode [132]. Nachteilig ist bei diesen Methoden, dass sie wenig flexibel gegenüber Änderungen des Schichtaufbaus oder der Geometrie sind.

Im Folgenden werden verschiedene Modellierungsmethoden mit ihren Gleichungen und Randbedingungen vorgestellt. Allen Modellen gemeinsam ist, dass das Kleinsignalverhalten durch lineare Materialgleichungen genähert wird. Die Eigenschaften der magnetostriktiven Schicht werden auf die Änderung des Elastizitätstensors reduziert, sodass die Simulation hier die Kopplung zwischen magnetischen Feldern und der Festkörpermechanik vernachlässigt.

Für die hier vorgestellten zweieinhalb- und dreidimensionalen Ansätze werden sowohl Einheitszellen- als auch Verzögerungsleitungsmodelle betrachtet. Die unterschiedlichen Anwendungsszenarien werden in Kapitel 6.4 beschrieben.

### 6.3.1 Eindimensionales (1D) Modell

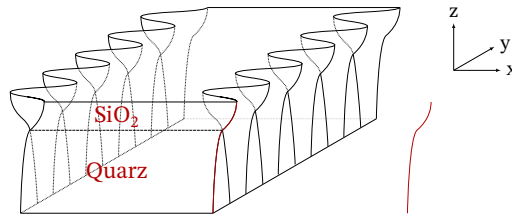
Das eindimensionale Modell betrachtet lediglich die Dicken der unterschiedlichen Schichten unter der Verwendung von isotropen Materialparametern. Das mechanische System wird durch das Newton'sche Gesetz (6.1), die lineare konstitutive Gleichung (Materialgleichung) (6.2) und die elastische Beziehung (6.3) beschrieben:

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho \omega^2 \vec{u} \quad (6.1)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{c} \mathbf{S} \quad (6.2)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left[ (\nabla \vec{u})^T + \nabla \vec{u} \right]. \quad (6.3)$$

Hier beschreibt  $\vec{u}$  die Verschiebung in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung,  $\mathbf{T}$  den Spannungstensor,  $\mathbf{S}$  den Dehnungstensor,  $\mathbf{c}$  den Elastizitätstensor,  $\omega$  die Winkelfrequenz und  $\rho$  die Massendichte.



**Abbildung 6.3:** Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellenverformung. Die rote Linie repräsentiert die eindimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

Für die genäherte Berechnung werden die anisotropen Materialparameter des ST-Schnitt-Quarz-Substrats und die der magnetostriktiven Schicht zu isotropen Parametern reduziert (siehe Abschnitt 6.6). In dieser genäherten Betrachtung sind die Materialparameter lediglich  $z$ -abhängig, sodass die Verschiebung mit dem Wellenvektor  $k$  durch

$$u_2(k, z, \omega) = U(k, z, \omega) e^{i(kx - \omega t)} \quad (6.4)$$

gegeben ist. Nach Transformation und Substitution erhält man die Differentialgleichung für Love-Wellen [70]:

$$\frac{d}{dz} \left[ c_{66}(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 c_{66}(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k, z, \omega) \quad (6.5)$$

Die verwendeten Randbedingungen sind im folgenden beschrieben: Die Verschiebung muss für  $z \rightarrow \infty$  gegen null gehen und die mechanische Spannung  $T_{12}$  sollte an der Oberfläche ebenfalls null sein.

$$T_{12} = 2c_{66}S_{12} = c_{66}\frac{\partial u_1}{\partial u_2} \quad (6.6)$$

An der Grenzfläche müssen die Verschiebung und die Spannung kontinuierlich sein. Die  $c_{66}$ -Komponente des Elastizitätstensors entspricht hier dem Schermodul  $G$  der Love-Welle.

### 6.3.2 Dreidimensionales (3D) Modell

Das dreidimensionale Modell löst das vollständige System an partiellen Differentialgleichungen und verwendet daher anisotrope Materialparameter. Um die Komplexität der Simulation des gesamten Sensors zu reduzieren, wird die Breite des Modells auf ein Netzelement reduziert und es werden periodische Randbedingungen gewählt. Dies ist möglich, da die Breite des Sensors im Verhältnis zur Wellenlänge sehr groß ist.

Die Simulation des SAW-Sensors wird mit COMSOL Multiphysics durchgeführt, indem die folgenden linearen Gleichungen in einem „partielle Differentialgleichungen, allgemeine Form“-Baustein als Kleinsignalnäherung implementiert werden.

Das Newtonsche Gesetz und die Maxwellschen Gleichungen sind gegeben durch

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho\omega^2\vec{u}, \quad (6.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (6.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (6.9)$$

wobei  $\mathbf{T}$  den Spannungstensor,  $\rho$  die Massendichte,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\vec{u}$  den Verschiebungsvektor,  $\vec{D}$  die elektrische Flussdichte und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte bezeichnet.

Die linearen Materialgleichungen lauten

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{EH}\mathbf{S} - \mathbf{e}\vec{E} - \mathbf{e}_m^T\vec{H}, \quad (6.10)$$

$$\vec{D} = \mathbf{e}\mathbf{S} + \epsilon\vec{E} + \alpha\vec{H}, \quad (6.11)$$

$$\vec{B} = \mathbf{e}_m\mathbf{S} + \alpha\vec{E} + \mu^S\vec{H}, \quad (6.12)$$

mit  $\mathbf{S}$  als Verzerrungstensor,  $\mathbf{c}^{EH}$  als Elastizitätstensor,  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{e}_m$  als Verzerrung-zu-Feld-Kopplungskonstanten,  $\vec{E}$  als elektrisches und  $\vec{H}$  als magnetisches Feld,  $\varepsilon$  als Permittivität,  $\mu$  als Permeabilität,  $V$  als elektrisches und  $V_m$  als magnetisches Potential.

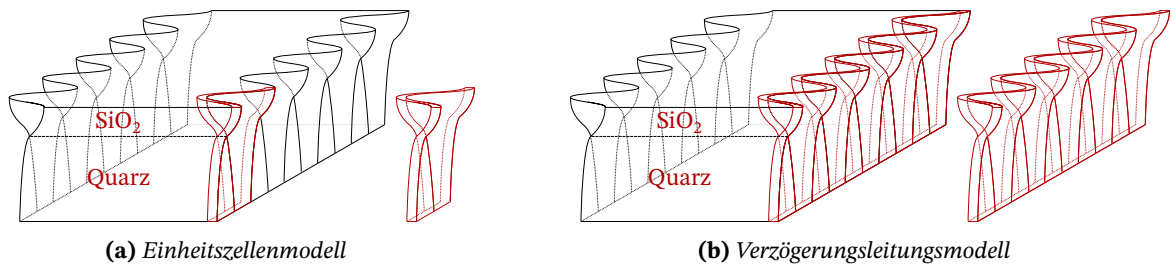
Die Elastizitätsbeziehungen und die skalaren Potentiale sind gegeben durch:

$$\mathbf{S} = 1/2 \left[ (\nabla \vec{u})^\top + \nabla \vec{u} \right] \quad (6.13)$$

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (6.14)$$

$$\vec{H} = -\nabla V_m. \quad (6.15)$$

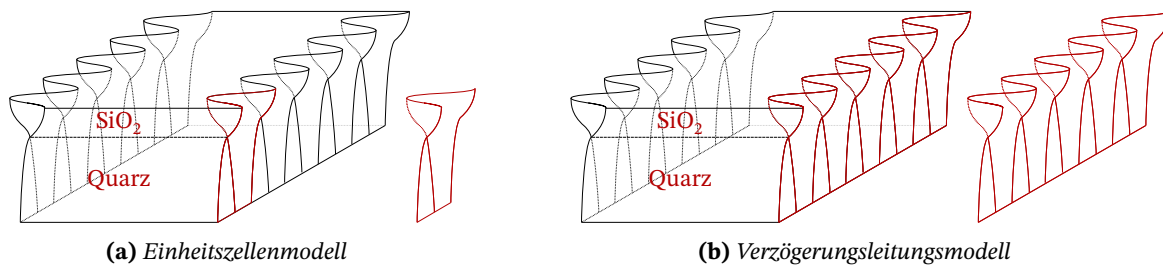
Mit diesen Gleichungen werden die Resonanzfrequenz, die Spannungsverteilung und die elektrische Spannung der piezoelektrischen Schicht bei gegebenem Magnetfeld in Comsol Multiphysics berechnet.



**Abbildung 6.4:** Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellen-Verformung. Das rot hervorgehobene Gebiet repräsentiert die dreidimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

### 6.3.3 Zweieinhalbdimensionales (2.5D) Modell

Verglichen mit der Größe der Interdigitalelektroden kann die Breite des Sensors als unendlich breit angenommen werden. Daher ist die Annahme eines ebenen Verzerrungszustands, bei dem die Dehnung aus der Ebene heraus als null angenommen wird, eine adäquate Näherung. Im Gegensatz zu einem reinen 2D-Modell wird bei einem 2.5D-Modell eine Lösungskomponente aus der Ebene zugelassen, was die Hauptkomponente der Love-Welle darstellt. Dieses 2.5D-Modell reduziert die Anzahl der Netzelemente und damit die Brechungszeit im Vergleich zum 3D-Modell erheblich.



**Abbildung 6.5:** Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellen-Verformung. Das rot hervorgehobene Gebiet repräsentiert die zweieinhalbdimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

## 6.4 Ergebnisse und Vergleich

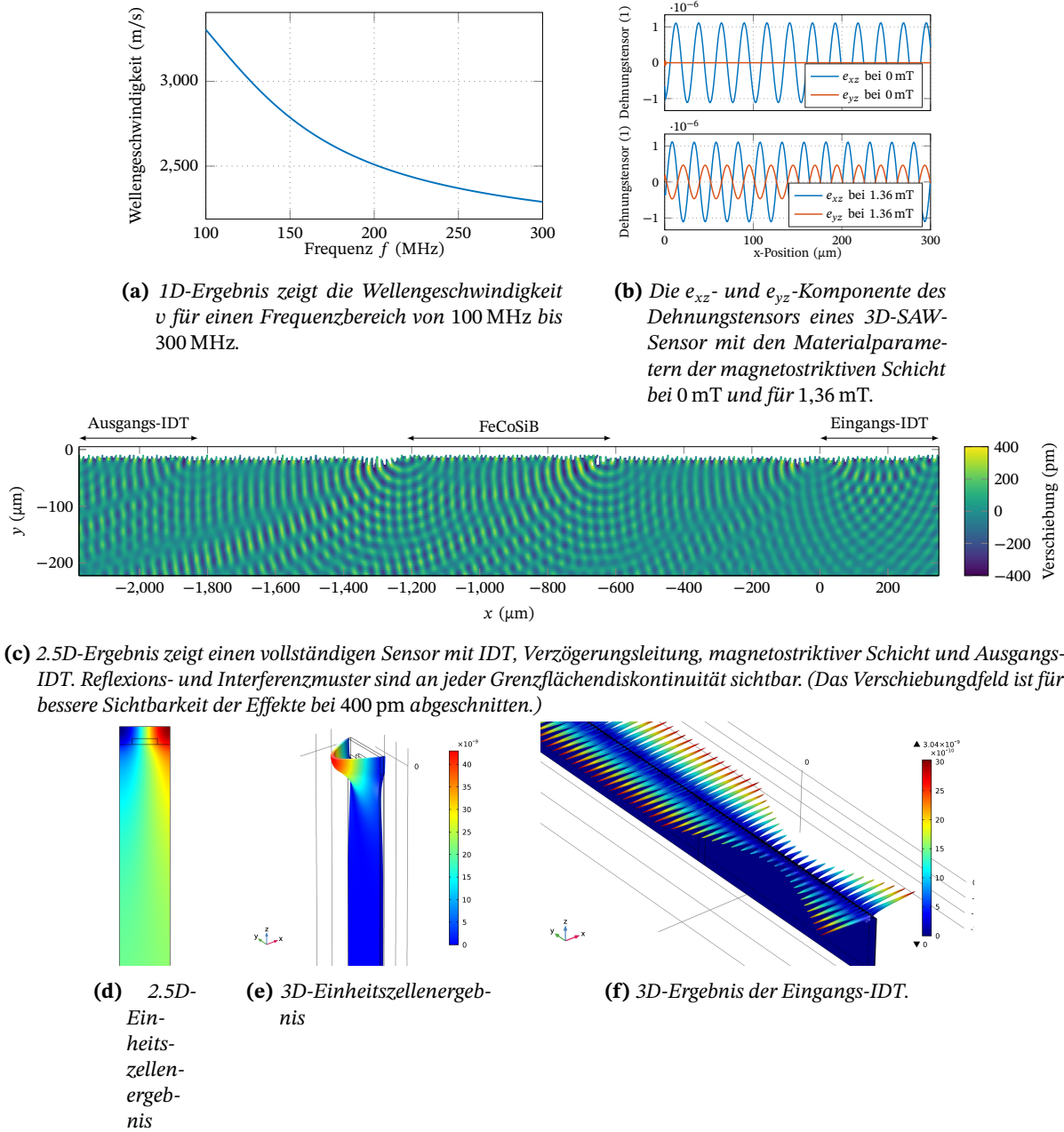
Zum Vergleich der verschiedenen Modelle mittels FEM-Simulation wurde eine konstante Netzgröße von  $1\text{ }\mu\text{m}$  verwendet. Trotzdem führte die Zunahme der Dimensionalität zu einer steigenden Anzahl an Elementen. Die Simulationen wurden auf einem Server, ausgestattet mit einem Intel Xeon E5-2697A v4 Prozessor mit 2,60 GHz und 512 GB RAM, durchgeführt. Eine Übersicht der verschiedenen Modelle sind in Tabelle 6.1 sowie in Abb. 6.6 zu finden. Der größte Vorteil des eindimensionalen Modells ist die schnelle Berechnungszeit von 200 ms. Diese wird durch eine reduzierte Komplexität der verschiedenen Gleichungen (siehe Abschnitt 6.3.1) erreicht. Nachteilig wirkt die reduzierte Genauigkeit durch die Annäherung der Materialparameter als isotrope Werte. In Abb. 6.6(a) sind die Wellengeschwindigkeiten für einen gegebenen Frequenzbereich zu sehen. Sowohl der Elastizitätstensor des Quarz-Substrats als auch die magnetostriktive Schicht sind anisotrop. Daher ist es notwendig, entweder ein verbessertes zweidimensionales oder ein dreidimensionales Modell zu verwenden. Die Einheitszellenkonfiguration besitzt wie auch die Verzögerungsleitungs-konfiguration des dreidimensionalen Modells eine relativ lange Simulationszeit verglichen mit dem eindimensionalen Modell. Das Modell der Einheitszelle benötigt 1000 ms, während das Verzögerungsleitungsmodell mit einer Länge von 3,8 mm 100 min sowie 250 GB Arbeitsspeicher benötigt. Diese große Menge an Arbeitsspeicher und Zeit sind bedingt durch die hohe Anzahl an Freiheitsgraden. Ein anderer Aspekt des Verzögerungsleitungsmodells ist die Notwendigkeit einer Nachbearbeitung, um die Wellengeschwindigkeit zu extrahieren. Dazu muss eine Sinusfunktion an den sinusförmigen Verlauf der Verschiebung angepasst werden, sodass aus der Wellenlänge die Phasengeschwindigkeit berechnet werden kann. In einem dreidimensionalen Einheitszellenmodell hingegen muss die Frequenz variiert werden, um die Resonanzfrequenz bei einer gegebenen Breite der Zelle zu ermitteln. Die Simulation eines dreidimensionalen Modells zur Berechnung der vollständigen Verzögerungsleitung dauert mehrere Stunden und benötigt mehrere 100 GB RAM,

da die Komplexität in diesem Modell zunimmt. Allerdings können mittels eines vollständigen dreidimensionalen Modells detaillierte Informationen über die Wellenausbreitung sowie die Reflexionen an den Punkten wechselnder Schichtfolge oder Interferenzen abgelesen werden. Mit einer solch detaillierten Simulationen können die sekundären Wellenausbreitungseffekte verstanden werden, was den höheren Zeitaufwand rechtfertigt. Das zweieinhalbdimensionale Modell stellt einen Kompromiss aus dem drei- und dem eindimensionalen Modell unter Verwendung von anisotropen Materialparametern dar. Die Simulation des Einheitszellenmodells benötigt 200 ms verglichen mit 1000 ms für das dreidimensionale Modell. Die Zeitreduktion ist bedingt durch eine Abnahme der Netzelemente mit der reduzierter Dimensionalität, jedoch mit der Möglichkeit einer Normalkomponente des Verschiebungsvektors. Die Simulation des Verzögerungsleitungsmodells benötigt 3200 ms und zeigt besonders die Effekte der Wellenausbreitung entlang der Verzögerungsleitung auf. In Abb. 6.6(c) ist ein vollständiger Sensor mit Eingangsinterdigitalwandler, Verzögerungsleitung mit magnetostriktiver Schicht und Ausgangsinterdigitalwandler zu sehen. Die Reflexionen und Interferenzen sind an jedem Grenzübergang zu erkennen.

Die Verwendung von vollständig anisotropen Materialparametern ermöglicht die Untersuchung des Einflusses der durch Anlegen eines externen Magnetfeldes geänderten Tensorelemente der magnetostriktiven Schicht. Wie in Abb. 6.6(b) zu sehen, handelt es sich ohne ein äußeres Magnetfeld um eine reine Scherwelle, wohingegen die Welle bei einem Magnetfeld von 1,36 mT eine signifikante  $e_{yz}$ -Komponente besitzt. Diese zusätzliche Komponente beeinflusst die Leistung des Sensors und wird nur in der Berechnung des drei- beziehungsweise zweieinhalbdimensionalen Modells berücksichtigt.

## 6.5 Schlussfolgerungen

In dieser Studie wurden verschiedene Modellansätze zur Berechnung von Oberflächenwellensensoren mit magnetostriktiver Schicht oben auf der Verzögerungsleitung analysiert. Angefangen mit einem einfachen eindimensionalen Modell mit einer schnellen Berechnungszeit, aber geringerer Genauigkeit, bis hin zu einem optimierten zweieinhalbdimensionalen Modell mit anisotropen Materialparametern. Ob dabei das Einheitszellen- oder das Verzögerungsleitungsmodell verwendet werden sollte, ist abhängig von dem Zweck der Simulation: Um Interferenzmuster an Grenzübergängen entlang der Verzögerungsleitung oder an den Interdigitalwandlern zu untersuchen, sollte das Verzögerungsleitungsmodell verwendet werden. Die Sensitivität des Sensors lässt sich hingegen schneller mit dem Einheitszellenmodell berechnen.



**Abbildung 6.6:** Übersicht an typischen Simulationsergebnissen der beschriebenen Modelle. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

**Tabelle 6.1:** Vergleich der Simulationsmodelle für Love-Wellen basierte Magnetfeldsensoren. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche.

Methode		Material- parameter	Berech- nungszeit	RAM	Vorteile	Nachteile
Love-Wellen- Gleichung	ID	isotrop	200 ms	1.5 GB	keine Nachbearbeitung not- wendig	stark eingeschränkte Geometrie
	Einheitszelle FEM	2.5D	anisotrop	200 ms	2.8 GB	schnellstes anisotropes Modell
Verzögerungs- leitung FEM	3D	anisotrop	1000 ms	5.5 GB	—	$\lambda_{\text{res}}$ nicht direkt berechenbar
	2.5D	anisotrop	3200 ms	140 GB	Wellenausbreitungseffekte sichtbar	Wellengeschwindigkeit muss aus Kurvenfit an die Ver- schiebung extrahiert wer- den
	3D	anisotrop	100 min	220 GB	Wellenausbreitungseffekte sichtbar	Wellengeschwindigkeit muss aus Kurvenfit an die Ver- schiebung extrahiert wer- den



## Danksagung

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 1261 *Magnetoelektrische Sensoren: von Kompositmaterialien zu biomagnetischer Diagnose* gefördert.

## 6.6 Materialparameter

### Für das 1D-Modell

$$G_{\text{Quarz}} = 41,75 \text{ GPa}, \rho_{\text{Quarz}} = 2200 \text{ kg/m}^3,$$

$$G_{\text{SiO}_2} = 33,35 \text{ GPa}, \rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3,$$

$$G_{\text{MS}} = 52,50 \text{ GPa}, \text{ and } \rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3.$$

### Für das 2.5D- und 3D-Modell

ST-Schnitt-Quarz ( $\text{SiO}_2$ ) rotiert von [52]:

$$\mathbf{c}_{\text{Quarz}}^{EH} = \begin{pmatrix} 86.74 & 27.49 & -8.60 & 1.05 & 0.00 & 0.00 \\ 27.49 & 96.64 & -4.81 & 13.44 & 0.00 & 0.00 \\ -8.60 & -4.81 & 130.74 & -1.84 & 0.00 & 0.00 \\ 1.05 & 13.44 & -1.84 & 41.22 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 30.35 & 7.58 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 7.58 & 67.50 \end{pmatrix} \text{ GPa} ,$$

$$\mathbf{e}_{\text{Quarz}} = \begin{pmatrix} 0.17 & -0.04 & -0.13 & 0.08 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.07 & -0.10 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & -0.07 & 0.11 \end{pmatrix} \text{ N/Vm} ,$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{r,Quarz}} = \begin{pmatrix} 4.43 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 4.54 & 0.10 \\ 0.00 & 0.10 & 4.52 \end{pmatrix} ,$$

$$\rho_{\text{Quarz}} = 2651 \text{ kg/m}^3 .$$

Quarzglas ( $\text{SiO}_2$ ) [137]:

$$\mathbf{c}_{\text{SiO}_2}^{EH} = \begin{pmatrix} 77.46 & 15.6 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 77.46 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 15.6 & 77.46 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 \end{pmatrix} \text{ GPa ,}$$

$$\mathbf{e}_{\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm ,}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{r,\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 2.2 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 2.2 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 2.2 \end{pmatrix} ,$$

$$\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3 .$$

Metglas (MG) [91]:

$$\mathbf{c}_{\text{MG}}^{EH} = \begin{pmatrix} 202 & 86.5 & 86.5 & 0 & 0 & 0 \\ 86.5 & 202 & 86.5 & 0 & 0 & 0 \\ 86.5 & 86.5 & 202 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 57.7 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 57.7 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 57.7 \end{pmatrix} \text{ GPa ,}$$

$$\mathbf{e}_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm ,}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{r,\text{MG}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} ,$$

$$\rho_{\text{MG}} = 7250 \text{ kg/m}^3 .$$

# Multi-Moden Love-Wave SAW-Magnetfeldsensoren

Der Inhalt dieses Kapitels wurde aus der folgenden wissenschaftlichen Veröffentlichung übersetzt: J. Schmalz, A. Kittmann, P. Durdaut, B. Spetzler, F. Faupel, M. Höft, E. Quandt und M. Gerken, „Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors“, *Sensors*, Jg. 20, Nr. 12, S. 3421, Juni 2020. DOI: 10.3390/s20123421 [138]; verwendet unter Creative Commons Lizenz CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>) und übersetzt ins Deutsche. Die englische Fassung der Publikation ist im Anhang B.4 abgedruckt.

Der Eigenanteil liegt bei dieser Publikation in der Erstellung der verwendeten FEM-Modelle, der Auswertung der hiermit erzielten Ergebnisse und deren graphischen Darstellung sowie der Manuskripterstellung. *Konzeption: hoch, Planung: hoch, Durchführung: hoch, Manuskripterstellung: hoch.*

In dieser Studie wird ein SAW-Magnetfeldsensor untersucht, der Love-Wellen in der Grund-, der ersten und der zweiten Mode verwendet. Eine  $4,5\text{ }\mu\text{m}$  dicke  $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht, die sich auf einem ST-Schnitt-Quarz-Substrat befindet, ist mit einer 200 nm dicken magnetostriktiven Schicht aus FeCoSiB in einer Verzögerungsleitungskonfiguration beschichtet. Die Love-Wellen werden von zwei IDTs angeregt beziehungsweise empfangen. Der  $\Delta E$ -Effekt in der magnetostriktiven Schicht bewirkt eine Phasenänderung aufgrund eines angelegten Magnetfeldes. Eine Empfindlichkeit von  $1250^\circ/\text{mT}$  wird für die Grundmode der Love-Wellen bei 263 MHz gemessen. Für die Love-Wellen erster Ordnung wird bei 352 MHz ein Wert von  $45^\circ/\text{mT}$  ermittelt. Nachfolgend wird dieses Ergebnis mit FEM-Simulationen unter Verwendung eindimensionaler (1D) und zweieinhalbdimensionaler (2,5D) Modelle verglichen. Dabei bestätigen die FEM-Simulationen die stark verringerte Empfindlichkeit, da die Mode der ersten Ordnung kurz vor dem Grenzverhältnis von Führungsschicht zu Wellenlänge  $h_{\text{GL}}/\lambda$  (normalisierte Cut-off-Schichtdicke) der Mode steht. Für den Multi-Mode-Betrieb konnte eine geeignete Geometrie mit einem Verhältnis von  $h_{\text{GL}}/\lambda \approx 1,5$  für eine IDT-Periodizität von  $p = 12\text{ }\mu\text{m}$  identifiziert werden. Damit wurde gezeigt, dass für diese Schichtkonfiguration die ersten drei Moden ausreichend weit von der Cut-off-Schichtdicke entfernt sind und eine gute Empfindlichkeit aufweisen.

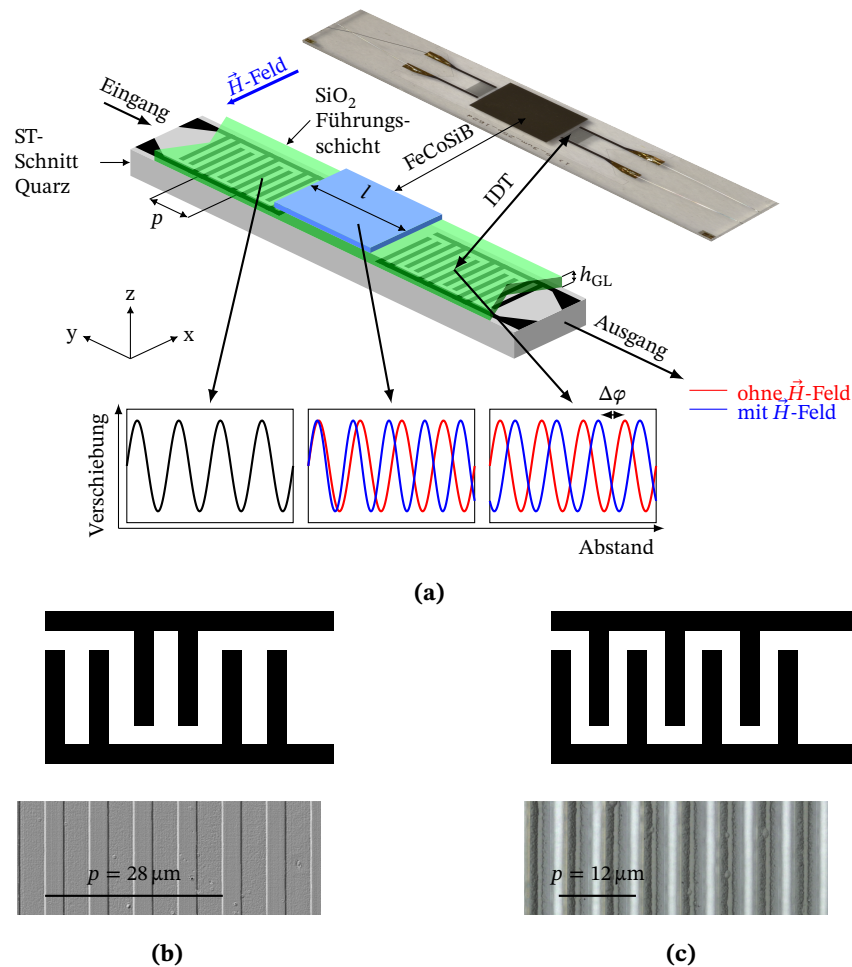
## 7.1 Einleitung

Innerhalb der letzten 30 Jahren wurden Love-Wellen basierte SAW-Sensoren für biomedizinische Messungen vorgestellt [139–141]. Diese Sensoren nutzen Scher-Oberflächenwellen (Love-Wellen), die durch eine Führungsschicht geführt werden. Kürzlich wurden Love-Wellen SAW-Sensoren für hochsensitive Magnetfeldmessungen entwickelt [92, 142, 143], die entweder resonante [144, 145] oder Verzögerungsleitungsstrukturen [11, 92, 146, 147] verwenden. In Love-Wellen-Magnetfeldsensoren ist die Verzögerungsleitung des SAW-Sensors mit einer magnetostriktiven (MS) Schicht, wie in Abb. 7.1 gezeigt, beschichtet. Die Verzögerungsleitung befindet sich zwischen zwei IDTs: einem Sender und einem Empfänger. Die Wellenlänge der am Sender generierten Welle wird durch den Abstand  $p$  der Elektrodenfinger der IDT-Struktur festgelegt, während die Wellengeschwindigkeit von der Dicke der einzelnen Schichten und deren Materialparametern abhängt. Durch den veränderten Schichtaufbau im Bereich der Verzögerungsleitung mit der MS-Schicht nehmen die Wellengeschwindigkeit und die Wellenlänge ab, bevor sie an der Empfängerelektrode wieder zu ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit und Wellenlänge zurückkehren. Ein extern angelegtes Magnetfeld verändert die effektive mechanische Steifigkeit der MS-Schicht durch den  $\Delta E$ -Effekt [31, 102, 116, 135]. Dies resultiert in einer Änderung der Wellengeschwindigkeit und damit in einer magnetfeldabhängigen Phasenänderung  $\Delta\varphi$ , wie in Abb. 7.1 dargestellt. Aus der Phasenänderung  $\Delta\varphi$  kann die Magnetfeldstärke berechnet werden. Neben einigen anderen SAW-Sensoren [92, 143, 144, 148–150] wird der  $\Delta E$ -Effekt für Magnetfelddetektion mithilfe von magnetoelektrischen Komposit-Resonatoren in Biege- und Bulk-Moden genutzt [12, 107, 151, 152]. Im Gegensatz zu solchen Sensoren profitiert die Sensitivität von auf Love-Wellen-basierenden Magnetfeldsensoren von der Scherresonanz, weil die Änderung der Steifigkeit des magnetostriktiven Materials für Scherspannungen am größten ist [31]. Der Fokus aktueller Forschung besteht darin, die Sensitivität zu maximieren. Dies ist essentiell, um das thermische Phasenrauschen zu überwinden und somit in der Lage zu sein, sehr kleine Magnetfelder zu detektieren. Eine Steigerung der Sensitivität kann zum Beispiel durch die Verwendung kleinerer Wellenlängen erreicht werden, was jedoch eine Änderung der Sensorgeometrie erfordert. Mit einer kleineren Wellenlänge und damit höheren Resonanzfrequenz wird die Wellenenergie weiter an der Oberfläche konzentriert. Hierdurch wird die Energie in der MS-Schicht erhöht und somit auch die Sensitivität, weil der Einfluss einer Elastizitätsmoduländerung der MS-Schicht auf die Wellengeschwindigkeit größer wird. Da die Änderung der Sensorgeometrie die Produktion neuer Sensortypen erfordert, ist es vorteilhaft, die Art der Anregung existierender Sensoren zu verändern, um so die Sensitivität zu erhöhen. Auf diese Weise können höhere harmonische Frequenzen für die Anregung von Wellen mit kleineren Wellenlängen

genutzt werden, was zu einer höheren Wellengeschwindigkeitsänderung führt [111]. Da die Sensitivität mit abnehmender Wellenlänge und zunehmender Frequenz zunimmt, besteht ein alternativer Ansatz darin, Love-Wellen höherer Ordnung zu untersuchen, um die Sensitivität zu erhöhen. Diese Love-Wellen können zusätzlich in einem Multi-Moden-Betrieb kombiniert werden. In der hier vorgestellten Studie wird analysiert, ob die Verwendung von Love-Wellen höherer Ordnung die Sensitivität erhöht und ob ein Multi-Moden-Betrieb mit diesem Ansatz möglich ist. Der Betrieb der Magnetfeldsensoren in der Grund- (0.) und ersten (1.) Mode wird experimentell gezeigt und die entsprechenden Sensitivitäten werden untersucht. Zudem werden die experimentellen Ergebnisse mit FEM-Simulationen der Grund-, ersten und zweiten Mode verglichen. Diese Ergebnisse sind von hoher Wichtigkeit für die Entwicklung von SAW-Sensoren im Multi-Moden-Betrieb.

## 7.2 Experimentelle Daten

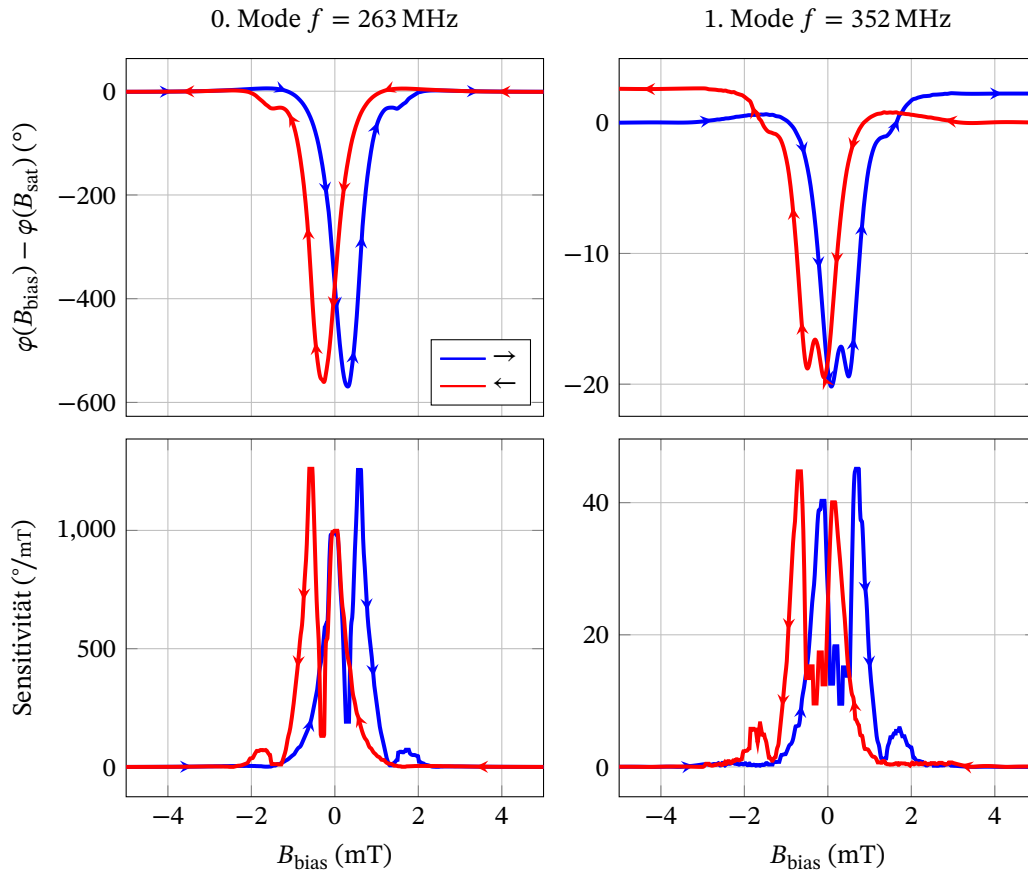
Für die Sensorherstellung werden zuerst die IDT-Elektroden mittels Ionenstrahlätzen auf einem 500  $\mu\text{m}$  dicken ST-Schnitt-Quarz-Substrat strukturiert. Die Elektroden bestehen aus 300 nm Au mit einer 12 nm dicken Cr-Schicht, die als Haftvermittler zum Substrat und zur Führungsschicht aufgebracht wird. Die Schichten der Elektroden werden mittels Magnetron-Sputter-Deposition (MSD) auf das Quarz-Substrat aufgebracht. Die Sputterraten werden für alle Schichten vor dem finalen Aufbringen mittels Profilometrie bestimmt. Die IDT-Elektroden verwenden eine Einzelfingerstruktur mit 25 Elektrodenpaaren, einer Periodizität von 12  $\mu\text{m}$  und einer Fingerbreite von 3  $\mu\text{m}$ . Zum Vergleich werden ebenfalls Sensoren mit aus 25 Paaren bestehenden IDTs und einer Doppelfingerstruktur verwendet, deren Herstellungsprozess, abgesehen von den anderen Dimensionen, identisch ist. Die Ausbreitungsrichtung ist orthogonal zu der  $x$ -Achse des ST-Schnitt-Quarzes ausgerichtet, um Scherwellen anzuregen. Eine 4,5  $\mu\text{m}$  dicke  $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht wird mittels PECVD-Prozess so abgeschieden, dass die IDT-Elektroden bedeckt sind. Schließlich wird eine 200 nm dicke magnetostriktive Schicht aus FeCoSiB mittels Magnetron-Sputter-Deposition von einem einzelnen Festkörper mit der chemischen Zusammensetzung  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  abgeschieden und mit Hilfe des Lift-off-Verfahrens strukturiert [153], um die in Abb. 7.1 gezeigte Geometrie zu erhalten. Um die Haftung zu verbessern und Oxidation zu vermeiden, wurden 10 nm Ta-Schichten auf beiden Seiten der FeCoSiB-Schicht abgeschieden. Während der Abscheidung wurde ein Magnetfeld entlang der  $y$ -Achse angelegt, um die magnetostriktive Schicht zu sättigen und eine Magnetisierung entlang der weichen Achse zu erreichen [11]. Die Dicke des Schichtstapels für die IDTs und die FeCoSiB-Schicht (Cr/Au/Cr beziehungsweise Ta/FeCoSiB/Ta) wird mit einem Profilometer nach der Strukturierung kontrolliert.



**Abbildung 7.1:** (a) Schematische Darstellung eines SAW-basierten Magnetfeldsensors mit Verzögerungsstruktur sowie ein Foto eines hergestellten Sensors. Die verwendeten Materialien der Schichten und wichtige Designparameter sind eingezeichnet. Mikroskopaufnahme und schematischer Aufbau der IDT-Struktur (b) für eine Periodizität von  $p = 28 \mu\text{m}$  mit Doppelfingerelektroden und (c) für eine Periodizität von  $p = 12 \mu\text{m}$  mit Einzelfingerelektroden. Die experimentellen Daten in dieser Studie basieren auf dem  $12 \mu\text{m}$ -IDT-Design. Das  $28 \mu\text{m}$ -Design wurde zum Vergleich aufgenommen und wird in [92] genauer beschrieben. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

Die IDT-Periodizität von  $p = 12 \mu\text{m}$  ist so gewählt, dass die fundamentale und die erste höhere Mode der Love-Wellen durch die Führungsschicht mit  $4,5 \mu\text{m}$  geführt werden. Dies ermöglicht eine Anregung beider Moden im selben Sensor, während alle anderen Material- und Geometrieparameter identisch bleiben. Um dies zu erreichen, müssen die Periodizität und damit die Wellenlänge klein genug gewählt werden, damit der Wellenleiter die höhere Love-Mode unterstützt. Deshalb wurde der entsprechend der Herstellungsgrenzen kleinstmögliche Fingerbreite von  $4 \mu\text{m}$  gewählt und das

Vorhandensein der ersten Mode für diese Sensorgeometrie mit dem 2.5D-FEM-Modell, welches in Abschnitt 7.3 beschrieben wird, sichergestellt.



**Abbildung 7.2:** Experimentelle Phasenänderung und Sensitivität, berechnet aus der Phasenänderung für die Grund- und erste Mode eines SAW-Sensors mit Verzögerungsleitung, eine Periodizität von  $p = 12 \mu\text{m}$ , einer Führungsschichtschichtdicke von  $h_{\text{GL}} = 4,5 \mu\text{m}$  und einer magnetostriktiven Schicht mit  $h_{\text{MS}} = 200 \text{ nm}$ . Die Pfeile repräsentieren die Richtung des Magnetisierungsprozesses beginnend bei einem magnetisch gesättigten Zustand. Die Phase des Sensors in diesem magnetisch gesättigten Zustand wird als Referenz für die Phasenmessung gewählt. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

Für die Bestimmung der magnetisch induzierten Phasenverschiebung wird der Sensor dem homogenen Magnetfeld innerhalb einer Spule ausgesetzt, die sich in einer magnetischen Schirmkammer (ZG1, Aaronia AG) befindet, um eine signifikante Verschiebung durch das Erdmagnetfeld zu verhindern. Die kalibrierte Spule wird durch eine programmierbare Stromquelle (KEPCO BOP20-10ML) gespeist, um effizient die magnetische Flussdichte  $B_{\text{bias}}$  zwischen negativer und positiver Sättigung zu generieren. Aufgrund der erwarteten Hysterese des magnetischen Materials wird die Messung für zunehmende Feldstärken von  $-5 \text{ mT}$  bis  $5 \text{ mT}$  und umgekehrt durchgeführt. Die statische Pha-

senantwort des Sensors wird mit einem Lock-In-Verstärker UHFLI (Zurich Instruments) bei einer Eingangsleistung von 0 dBm gemessen. Die sich ergebende Phasenantwort ist in Abb. 7.2 gezeigt, in der die blauen Kurven zu der Änderung des magnetischen Flusses von negativen zu positiven Werten und die roten Kurven von positiven zu negativen Werten gehören. Durch die signifikante Gruppenlaufzeit des Sensors von  $> 1 \mu\text{s}$  führt eine Einzelfrequenzmessung der Phase zu einem Vielfachen von  $n 2\pi$ . Daher wurden für die gezeigten Phasenverläufe in Abb. 7.2 jeweils die Phase in magnetischer Sättigung zu Beginn jeder Messung als Bezugsphase festgelegt. Die gemessenen Phasenverschiebungen resultieren aus dem  $\Delta E$ -Effekt, der hier durch die Änderung des Schermoduls dominiert wird. Die vom Bias-Feld abhängige Sensitivität  $S$  ist durch die Ableitung der gemessenen Phasenverschiebung gegeben (Abb. 7.2). Die Grundmode befindet sich bei 263 MHz und erreicht eine maximale Sensitivität von  $1250^\circ/\text{mT}$  bei einem Bias-Feld von 0,6 mT. Die Erste Mode befindet sich bei 352 MHz und hat eine wesentlich geringere Sensitivität von lediglich  $45^\circ/\text{mT}$  bei einem Bias-Feld von 0,7 mT. Um diese starke Reduktion der Sensitivität zu erklären, wurden die folgenden FEM-Simulationen durchgeführt. Die Sensitivität der hier gemessenen Grundmode wird lediglich durch die von Schell et al. [11] beschriebenen Sensoren mit  $2000^\circ/\text{mT}$  übertroffen, bei denen magnetostriktive Schichten mit kontrollierter Anisotropie beziehungsweise dickere MS-Schichten verwendet wurden [153]. Die Gesamtsensitivität der in dieser Studie beschriebenen Sensorgeometrie kann die dort beschriebene Sensitivität sogar noch überschreiten, wenn ebenfalls die verbesserten MS-Schichten verwendet werden, da diese eine höhere magnetische Sensitivität aufweisen. In der Literatur wurden verschiedene weniger performante Sensortypen beschrieben. Ganguly et al. [154] und Robbins und Simpson [155] begannen die Entwicklung von SAW-basierten magnetisch durchstimmbaren Phasenschiebern, jedoch wurden keine Werte für die Sensitivität angegeben. Um deren Bauteile dennoch klassifizieren zu können, wurde eine Sensitivität von bis zu  $5^\circ/\text{mT}$  aus den Phasenantworten extrahiert. Forester et al. [146] beschrieben ein verbessertes SAW-Bauteil mit bis zu  $240^\circ/\text{mT}$  (Wert aus Phasenantwort extrahiert), während Li et al. [156] die Leistungsfähigkeit angaben, indem sie die maximale Phasenänderung von 0,64 % anführten und Yokokawa et al. [142] eine auf die Verzögerungsleitungslänge normierte Phasenverschiebung von  $1500^\circ/\text{cm}$  feststellten. Mit  $6944^\circ/\text{cm}$  ist die Sensitivität des in dieser Studie beschriebenen Sensors, der eine 1,8 mm lange Verzögerungsleitung verwendet, deutlich größer. Hanna [148] und Wang et al. [157] beschreiben die LODs ihrer Sensoren mit  $1 \mu\text{T}$  beziehungsweise 140 nT. Da lediglich die Sensorabmessungen und damit die Frequenz verändert ist und dieselben Schichten und Materialabscheidungsprozesse verwendet werden, wird davon ausgegangen, dass die hier untersuchten Sensoren mit  $p = 12 \mu\text{m}$  ein ähnliches LOD aufweisen wie die aus einer früheren Untersuchung mit  $250 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei 10 Hz [92]. Trotzdem bleibt das Hauptproblem, dass sich der Vergleich der Sensoren, welche verschiedene Wellentypen, Materialien, Geometrien und diverser Spezifikationen



der Sensorperformance verwenden, schwierig gestaltet. Deshalb wird in dieser Studie die in  $^{\circ}/\text{mT}$  gemessene Sensitivität für den Vergleich gewählt, da dieser Wert sowohl für die Messung als auch für die FEM-Simulationen genutzt werden kann.

Der Vollständigkeit halber sind die Ergebnisse der LOD-Messung in Abb. 7.7 im Anhang gezeigt, da der Fokus dieser Untersuchung auf den Sensitivitäten liegt. Die Grundmode und die erste Mode weisen ein LOD von  $700 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  beziehungsweise  $3 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  auf, jeweils bei 10 Hz gemessen. Da das Rauschen aufgrund der magnetischen Eigenschaften der MS-Schicht mit der Sensitivität steigt (siehe Anhang 7.7), konnte eine LOD-Verbesserung der hier untersuchten Sensoren nicht festgestellt werden. Nichtsdestotrotz ist die Verbesserung der Sensitivität für die Entwicklung zukünftiger Sensoren mit ausgereifteren magnetischen Schichten vorteilhaft.

### 7.3 FEM-Modellierung

Für die FEM-Simulationen werden 1D- und 2.5D-Einheitszellenmodelle verwendet, die in Kapitel 6 näher beschrieben sind und mit Comsol Multiphysics gelöst werden. Die Geometrie ist für das 1D-Modell auf die Schichtfolge mit deren unterschiedlichen Schichtdicken reduziert und verwendet isotrope Materialparameter. Hierdurch wird die Verschiebung  $u_1$  in  $x$ -Richtung lediglich  $z$ -abhängig und wird beschrieben durch

$$u_{1,k}(y,z) = U_k(z)e^{i(ky-\omega t)} \quad (7.1)$$

mit dem Wellenvektor  $k$ , der Zeit  $t$  und der Winkelfrequenz  $\omega$ . Nach Transformationen und Substitutionen erhält man die Differentialgleichung für Love-Wellen [70]:

$$\frac{d}{dz} \left[ G(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 G(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k,z,\omega). \quad (7.2)$$

mit dem Schermodul  $G$  und der Dichte  $\rho$ . Diese Gleichung wird mit Hilfe des partiellen Differentialgleichungs-Bausteins (PDE, Koeffizientenform) in Comsol Multiphysics mit den folgenden Randbedingungen gelöst: Die untere Grenzfläche ist fest (Verschiebung  $u_1 = 0$ ) und die oberste Grenzfläche ist eine freie Oberfläche (Spannung  $T_{13} = 0$ ). An den Schichtgrenzflächen wird Kontinuität von Verschiebung und Spannung gefordert. Die Spannungskomponente  $T_{13}$  muss an den Grenzflächen der verschiedenen Schichten kontinuierlich sein, was automatisch vom Programm umgesetzt wird.

Die 2.5D-Simulation löst das dreidimensionale Problem, indem angenommen wird, dass Spannungs- und Dehnungsverteilung keine  $x$ -Abhängigkeit besitzen und es keine Spannung in  $x$ -Richtung gibt. Somit wird ein sogenannter ebener Dehnungszustand angenommen. Da die Breite des Bauteils verglichen mit der Wellenlänge groß ist, beschreiben diese Bedingungen eine adäquate Näherung. In  $y$ -Richtung werden periodische Randbedingungen verwendet. Das 2.5D-Modell reduziert die Anzahl an Netzelementen und damit die Berechnungszeit verglichen mit einem vollständigem 3D-Modell erheblich. Die verwendeten Materialparameter für beide Modelle sind im Anhang 7.7.1 zu finden. Der  $\Delta E$ -Effekt wird durch eine lineare Näherung im Arbeitspunkt abgebildet, die verwendet wurde, weil die zu messenden Magnetfelder ausreichend klein sind, sodass eine Kleinsignalnäherung geeignet ist. Während das 1D-Modell also lediglich die Dicken der unterschiedlichen Schichten unter Verwendung isotroper Materialparameter betrachtet, beinhaltet das 2.5D-Modell zusätzlich die IDT-Struktur, wie in Abb. 7.3(d) gezeigt, und verwendet anisotrope Materialparameter, um möglichst realistische Ergebnisse zu erhalten.

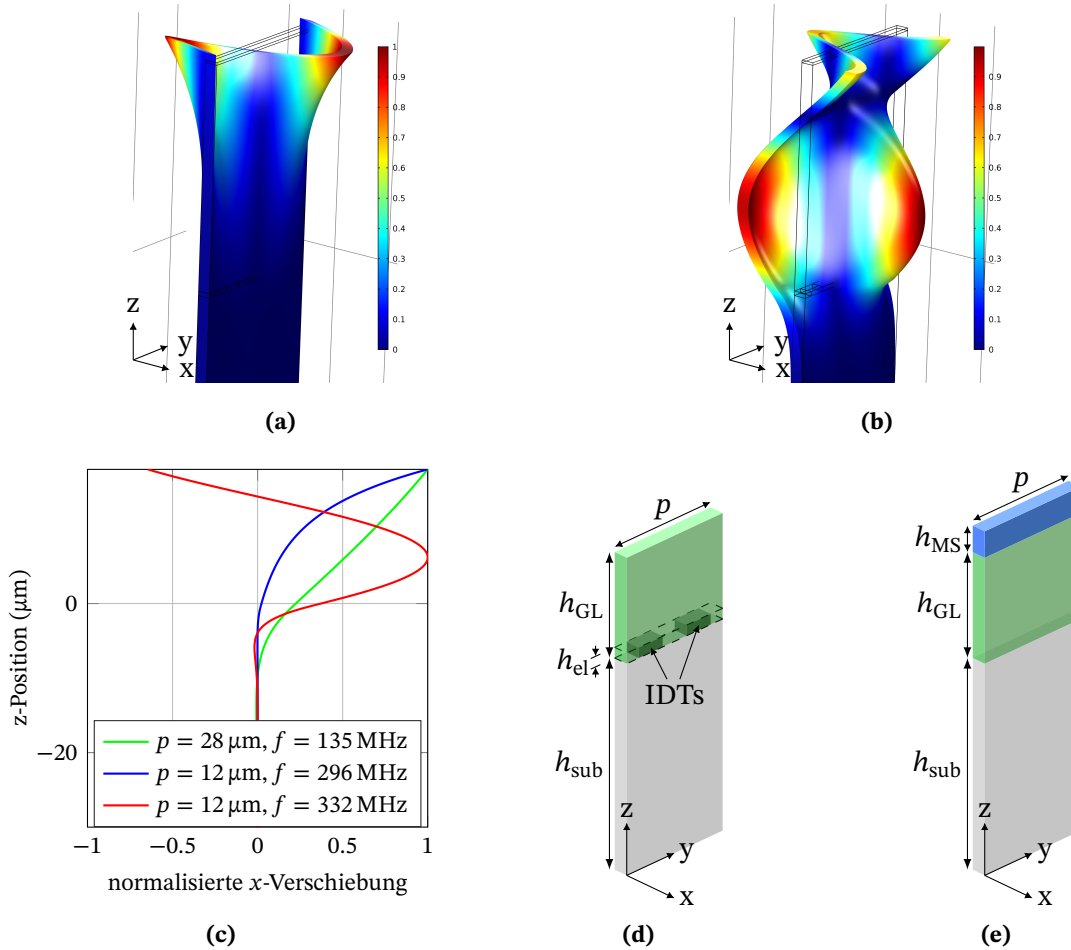
Das Simulationssetup besteht aus einem ST-Schnitt-Quarz mit einer Dicke von  $h_{\text{sub}} = 200 \mu\text{m}$ , einer Führungsschicht variierender Dicke  $h_{\text{GL}}$  und einer magnetostriktiven Schicht mit einer Dicke von  $h_{\text{MS}} = 200 \text{ nm}$ . Die Elektrodendicke  $h_{\text{el}}$  beträgt  $300 \text{ nm}$  und die Welle wird durch Einzelfinger-IDTs direkt oberhalb des Substrates durch Anlegen eines elektrischen Signals angeregt.

### 7.3.1 Modenprofil

Das Modenprofil zeigt die Amplitude der Verschiebung für alle Positionen  $z$  innerhalb der Schicht, die für eine IDT-Periodizität von  $12 \mu\text{m}$  und  $28 \mu\text{m}$  ausgewertet wurden. Die IDT-Periodizität korrespondiert mit der Wellenlänge der Mode. Abb. 7.3(a) und Abb. 7.3(b) zeigen die Verschiebungsprofile in  $x$ -Richtung für die 0. und 1. Ordnung der Love-Wellen, die sich in  $y$ -Richtung ausbreiteten für eine Periodizität von  $12 \mu\text{m}$  (ermittelt mit dem 2.5D-Modell). Von diesen Graphen wurden die Verschiebungsprofile extrahiert, die in Abb. 7.3(c) gezeigt sind. Zum Vergleich ist ebenfalls die Grundmode mit einer Periodizität von  $28 \mu\text{m}$  zu sehen. Lediglich die obersten  $200 \text{ nm}$  des Schichtstapels bestehen aus magnetostriktiven Material, während die Führungsschicht eine Dicke von  $18 \mu\text{m}$  aufweist (Abb. 7.3). Diese Führungsschichtdicke wurde für eine verbesserte Darstellung des Wellenkonzentrationseffekts gewählt.

Von den drei Moden besitzt die Grundmode Mode mit  $p = 12 \mu\text{m}$  die höchste Oberflächenkonzentration, da die Fläche zwischen Auslenkung und Nulllinie des Graphen im Bereich der MS-Schicht hier am größten ist. Für die erste Mode bei  $332 \text{ MHz}$  befindet sich ein großer Anteil der

Verschiebung innerhalb der Führungsschicht und nicht an der Oberfläche. Deshalb kann allein von dieser qualitativen Analyse auf eine deutlich reduzierte Empfindlichkeit geschlussfolgert werden.



**Abbildung 7.3:** Normalisierte Verschiebung eines Verzögerungsleitungs-SAW-Bauteils mit  $\lambda = 12 \mu\text{m}$  und  $h_{\text{GL}} = 4,5 \mu\text{m}$  für die (a) Grundmode und (b) erste Mode berechnet mit einer Frequenzbereichsanalyse. (c) Modenprofil von Love-Wellen mit verschiedenen Wellenlängen mit einem  $500 \mu\text{m}$  dicken Quarz-Substrats im Bereich  $z < 0$  und einer  $18 \mu\text{m}$  dicken Führungsschicht im Bereich  $z \geq 0$ . Schematisches Simulationsssetup einer Einheitszelle für die Region der Anregung (d) und der Verzögerungsleitung (e), mit einer Zellenbreite von  $p$ , einer Substratdicke  $h_{\text{sub}}$ , einer Führungsschichtdicke  $h_{\text{GL}}$ , einer Elektrodendicke  $h_{\text{el}}$ , einer magnetostruktiven Schichtdicke von  $h_{\text{MS}}$  und den IDTs. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

### 7.3.2 Zweigeteilte Simulation

Da die Love-Welle im Bereich der IDT ohne eine magnetostruktive Schicht oberhalb der Führungsschicht generiert wird, bevor sich die Welle entlang der Verzögerungsleitung ausbreitet, muss die

Simulation diese Änderung des Schichtstapels im Bereich der Verzögerungsleitung berücksichtigen. Dies wird erreicht, indem die Simulation in zwei Bereiche aufgeteilt wird: In den Bereich der Anregung und den der Ausbreitung der Welle. Dies ist notwendig, da ein Vernachlässigen dieses veränderten Schichtaufbaus unter Verwendung derselben Wellenlänge für die Bereiche mit und ohne MS-Schicht zu einer drastischen Verschiebung der Frequenz und somit zu verfälschten Ergebnissen führen würde. So wird beispielsweise die Frequenz eines Sensors mit  $h_{GL} = 4,5 \mu\text{m}$  ohne die MS-Schicht von 329 MHz auf 300 MHz für einen Sensor mit einer 200 nm dicken MS-Schicht reduziert. Um den Einfluss dieses Effekts auf die Sensitivität zu verhindern, wurde das oben beschriebene zweigeteilte Simulationssetup verwendet.

Im Bereich der Anregung (Abb. 7.3(d)) ist die Wellenlänge durch die IDT-Periodizität gegeben, da sich die Wellen konstruktiv mit der Periodizität  $p$  überlagern. Die Resonanzfrequenz wird durch die unterschiedlichen Schichtdicken und deren Eigenschaften bestimmt. Deshalb berechnet der erste Teil der Simulation die Modenfrequenz für eine gegebene Führungsschichtdicke ohne eine MS-Schicht, jedoch inklusive der IDTs, um die Wellengenerierung abzubilden. Dies wird durch einen Frequenzdurchlauf in einer Frequenzbereichsstudie des 2.5D-Modells erzielt. Die Resonanzfrequenz wird ermittelt, indem die größte Verschiebung der Love-Wellen ermittelt wird.

Nach der Anregung breitet sich die Welle entlang der Verzögerungsleitung im Bereich der MS-Schicht ohne die IDTs aus (Abb. 7.3(e)). Diese Veränderung des Schichtaufbaus führt zu einer veränderten Wellenlänge der Love-Welle. Da sich die Frequenz der Welle nach der Anregung nicht mehr ändern kann, wird sie auf die Resonanzfrequenz des Anregungsbereichs gesetzt. Deshalb verwendet der zweite Teil der Simulation die resonante Erregungsfrequenz des ersten Teils, um so den Einfluss des geänderten Schichtstapels zu berechnen. Unter Verwendung eines Einheitszellenmodells ist dies nur möglich, indem die Breite  $p$  der Einheitszelle so lange variiert wird, bis sie zu der Wellenlänge der Mode bei der gegebenen Erregungsfrequenz passt. Im Detail wird eine Frequenzbereichsstudie ausgeführt, in der die Einheitszellenbreite in der Nähe der zu erwartenden Wellenlänge variiert wird und die resonante Wellenlänge dort angenommen wird, wo die Verschiebung maximal ist.

### 7.3.3 1D vs. 2.5D

Für die Verifizierung der Modelle werden die Ergebnisse der 1D- und 2.5D-Simulationen verglichen. Das 1D-Modell verwendet isotrope Materialparameter, weshalb für diesen Vergleich auch im 2.5D-Modell ein isotroper Materialtensor verwendet wird. Dies ermöglicht den Vergleich der Modelle unter Verwendung identischer Materialparameter. Die Resonanzfrequenz des 1D-Modells

wird für den Vergleich auch in dem 2.5D-Modell verwendet. Ein Vergleich des 1D-Modells und des 2.5D-Modells mit isotropen Materialparametern ergibt eine Abweichung der beiden Modelle von  $< 0,2\%$  für das gewählte Parameterset (die Ergebnisse sind exemplarisch für  $p = 12\ \mu\text{m}$  und  $h_{\text{GL}} = 18\ \mu\text{m}$  für die Grund- und erste Mode gezeigt, Tabelle 7.1). Ein Vergleich des 2.5D-Modells mit isotropen Materialparametern und anisotropen Materialparametern mit demselben Modell ergibt eine Abweichung von  $< 2\%$ . Sowohl die Wellenlänge als auch die Wellengeschwindigkeit sind deutlich reduziert, da die Welle sich nicht bei der IDT-Resonanzwellenlänge befindet. Bei einer Resonanzfrequenz von 295 MHz erreicht die Welle eine Wellenlänge von ungefähr  $12\ \mu\text{m}$ . Die anisotropen Materialparameter, die in dem 2.5D-Modell verwendet werden, verursachen eine Frequenzverschiebung und es treten zusätzliche Dehnungskomponenten zu der gewünschten Scherkomponente  $T_{yx}$  auf, die ebenfalls durch die Anisotropie des Materials verursacht werden (Abb. 7.4).

**Tabelle 7.1:** Vergleich der Ergebnisse des 1D- und des 2.5D-Modells mit isotropen Materialparametern und des 2.5D-Modells mit anisotropen Materialparametern für  $p = 12\ \mu\text{m}$  und  $h_{\text{GL}} = 18\ \mu\text{m}$  für die Grund- und erste Mode.

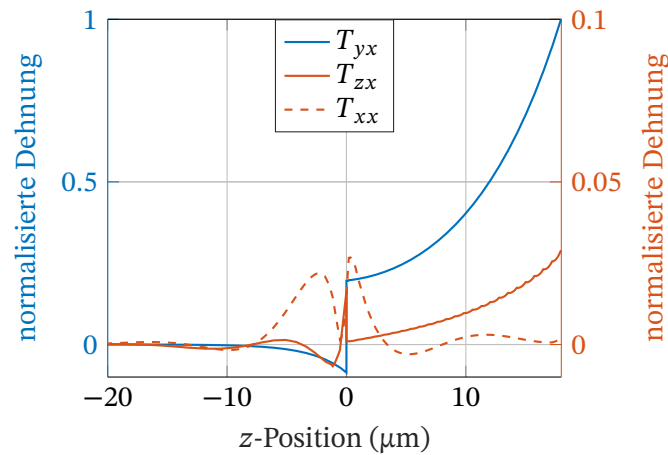
	0. Mode			1. Mode		
	$p/\mu\text{m}$	$f/\text{MHz}$	$v/\text{m/s}$	$p/\mu\text{m}$	$f/\text{MHz}$	$v/\text{m/s}$
1D isotrop	12,000	304,1	3648,0	12,000	336,7	4040,0
2.5D isotrop	12,012	304,1	3652,8	12,019	336,7	4046,8
2.5D anisotrop	11,682	304,1	3552,5	11,826	336,7	3981,8
2.5D anisotrop resonant	12,022	295,0	3546,5	11,995	332,0	3982,3

## 7.4 Berechnung der Sensitivität

Mit Hilfe der FEM-Modelle wird der Einfluss der Konzentration der Wellenenergie an der Oberfläche auf die Sensitivität untersucht. In einer vorhergehenden Studie in Kapitel 5 wurde bereits gezeigt, dass sich die Sensitivität  $S$  des Sensors in drei Teile aufteilt: Die magnetische Sensitivität  $S_{\text{mag}}$ , die strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  und die geometrische Sensitivität  $S_{\text{geo}}$  [92]. Die Sensitivität  $S$  ist durch die Gleichung (7.3) mit dem Schermodul  $G$  und dem magnetischen Feld  $\vec{H}$  (mit  $H = |\vec{H}|$ ) gegeben.

$$S = \frac{\partial \varphi}{\partial H} = \frac{\partial G}{\partial H} \cdot \frac{\partial v}{\partial G} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} = S_{\text{mag}} \cdot S_{\text{str}} \cdot S_{\text{geo}} \quad (7.3)$$

Die magnetische Sensitivität  $S_{\text{mag}}$  beschreibt die Schermoduländerung für eine gegebene Magnetfeldänderung und hängt sowohl von den magnetischen Eigenschaften des Materials als auch stark



**Abbildung 7.4:** Vergleich von Tensorkomponenten der Dehnung eines SAW-Sensors bei der ersten Mode mit 18 µm Führungsschichtdicke und einem Substrat für  $z < 0$ . Die Komponenten sind auf das Maximum der Hauptscherkomponente  $T_{yx}$  normalisiert. Die Amplituden der Scherkomponenten  $T_{zx}$  und  $T_{xx}$  beziehen sich auf die rechte Achse. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

von dem magnetischen Bias-Feld  $B_{\text{bias}}$  ab, das verwendet wird, um die maximale Schermoduländerung zu erhalten. Die strukturelle Sensitivität  $S_{\text{str}}$  beschreibt das Ausmaß der Änderung der Wellengeschwindigkeit pro Schermoduländerung und hängt davon ab, wie viel der Wellenenergie sich in der MS-Schicht ausbreitet und ist daher hauptsächlich durch die Struktur des Sensors bestimmt. Die geometrische Sensitivität  $S_{\text{geo}}$  beschreibt die Phasenänderung pro Wellengeschwindigkeitsänderung und ist maßgeblich durch die Erregungsfrequenz und die Länge  $l$  der Verzögerungsleitung gegeben. Die magnetische Sensitivität  $S_{\text{mag}}$  wird durch die Gleichung (7.4) im Arbeitspunkt von 0,6 mT angenähert. Für diesen Arbeitspunkt wurde das Bias-Feld  $B_{\text{bias}}$  verwendet, bei dem die Sensitivität maximal wird. Die magnetischen Materialparameter wurden durch einen iterativen Näherungsprozess ermittelt, bis die aus der Messung ermittelte Phasenänderung mit den Ergebnissen der FEM-Simulation übereinstimmen. Für die Ergebnisse der FEM-Simulation wurden mit Hilfe eines mikromagnetischen Modells [152] genäherte magnetische Eigenschaften verwendet. Da dieser Prozess einige Iterationen benötigt und die Bestimmung der magnetischen Parameter nicht trivial ist, wurde diese Näherung mit dem 1D-Modell und nicht mit dem 2.5D-Modell durchgeführt, da dieses deutlich kürzere Rechenzeiten aufweist. Die magnetische Sensitivität im Arbeitspunkt ist mit den beiden Schermoduln  $G_{\text{MS}}^+$  und  $G_{\text{MS}}^-$  für die magnetische Flussdichteänderung von  $\Delta B = 0,1$  mT gegeben durch:

$$S_{\text{mag}} = \frac{G_{\text{MS}}^+ - G_{\text{MS}}^-}{\Delta B} = \frac{29,8605 \text{ GPa} - 26,3380 \text{ GPa}}{0,1 \text{ mT}} = 35,225 \text{ GPa mT}^{-1}. \quad (7.4)$$

Der Differentialquotient der strukturellen Sensitivität  $S_{\text{str}}$  wird durch einen Differenzenquotienten angenähert:

$$S_{\text{str}} = \frac{\partial v}{\partial G} = \frac{f \Delta \lambda}{\Delta G}. \quad (7.5)$$

Hierfür werden zwei Simulationen um den Arbeitspunkt bei  $G = 28,1$  GPa durchgeführt. Diese beiden 0,1 mT voneinander entfernt liegenden Werte des Elastizitätstensors  $\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}}$  der magnetostriktiven Schicht umschließen den Arbeitspunkt und werden als  $\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}+}$  und  $\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}-}$  bezeichnet. Für diesen zweiten Teil der Simulation wird die Frequenz aus dem ersten Teil verwendet, um die Wellenausbreitungskonstanten zu bestimmen. Die Eigen-Wellenlänge der Mode wird für die entsprechende Geometrie mit den Materialparametern  $\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}+}$  und  $\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}-}$  bei gegebener Frequenz berechnet.

Das Ergebnis dieser zweistufigen Simulation sind Werte für die Wellenlänge und für die Frequenz der zwei verschiedenen Werte nahe des Arbeitspunktes. Mit diesen Werten kann die strukturelle Sensitivität unter Verwendung der Gleichung (7.5) mit der Wellengeschwindigkeit  $v = \lambda f$  bei konstantem  $f$  und  $\Delta G = 29,8605 \text{ GPa} - 26,3380 \text{ GPa}$  berechnet werden. Die Welle breitet sich entlang der Verzögerungsleitung der Länge  $l = 150p$  aus und die Phasenverschiebung summiert sich entsprechend der Wellenzahl  $k$  zu  $\varphi = kl$  auf. Hiermit kann die geometrische Sensitivität durch Gleichung (7.6) angegeben werden.

$$S_{\text{geo}} = \frac{\partial \varphi}{\partial v} = \frac{\partial kl}{\partial v} = \frac{\partial}{\partial v} \frac{2\pi f l}{v} = -\frac{2\pi f l}{v^2} \quad (7.6)$$

Unter Verwendung dieser Gleichungen kann die Gesamtsensitivität für verschiedene Führungsschichtdicken und IDT-Fingerabstände für die Grundmode, die erste und die zweite Mode berechnet werden. Die Ergebnisse der 2.5D-Simulation sind als Punkte in Abb. 7.5 hinzugefügt und zeigen die Sensitivität für verschiedene  $h_{\text{GL}}/\lambda$  Verhältnisse. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse der 1D-Simulation mit denselben Schichtdicken, aber isotropen Materialparametern gezeigt. Ähnlich wie bei der oben beschriebenen 2.5D-Simulation ist auch die 1D-Simulation in zwei Teile aufgeteilt und berechnet im ersten Teil die Resonanzfrequenz. Im zweiten Teil werden zwei Simulationen nahe des Arbeitspunktes mit  $G_{\text{MS}}^+$  und  $G_{\text{MS}}^-$  als Schermodul der magnetostriktiven Schicht durchgeführt. Im Gegensatz zu der 2.5D-Simulation sind hier keine Parametervariationen notwendig, um die Resonanzen zu identifizieren, da die Differentialgleichung [70, 131] der Love-Wellen direkt gelöst werden kann. Die Ergebnisse der 1D-Simulation sind als durchgehende Linien gezeigt, da die Berechnungszeit nur einen Bruchteil der 2.5D-Zeit beträgt und daher erheblich mehr diskrete Punkte berechnet werden konnten.

## 7.5 Ergebnisse und Diskussion

Die Sensitivitätsverläufe der Love-Wellen-Magnetfeldsensoren bei unterschiedlichen  $h_{GL}/\lambda$ -Verhältnissen sind in Abb. 7.5 für  $p = 12 \mu\text{m}$  und  $p = 28 \mu\text{m}$  gezeigt. Die Kurve beginnt nicht bei null, sondern mit einem Achsenabschnitt für die Grundmode, da es bereits mit fehlender Führungsschicht ( $h_{GL} = 0 \mu\text{m}$ ) eine 200 nm dicke MS-Schicht gibt. Aufgrund der Materialeigenschaften wirkt diese Schicht ebenfalls als Führungsschicht für die Welle. Mit zunehmender Führungsschichtdicke erreicht die Sensitivität ein Maximum. Hier befindet sich der größte Teil der Energie an der Oberfläche. Daher verbessert eine zusätzliche Führungsschicht die Performance des Sensors. Mit noch höheren Führungsschichtdicken beginnt die Welle, sich mehr in der Führungsschicht selbst als an der Oberfläche zu konzentrieren, was zu einer reduzierten Sensitivität führt. Ab einer normalisierten Cut-off-Schichtdicke von  $h_{GL}/\lambda \approx 0.5$  und  $h_{GL}/\lambda \approx 1$  werden die erste beziehungsweise zweite Mode vom Wellenleiter unterstützt und mit weiter zunehmender Führungsschichtdicke erreicht die Sensitivität ihr Maximum, ähnlich wie bei der Grundmode (Abb. 7.5).

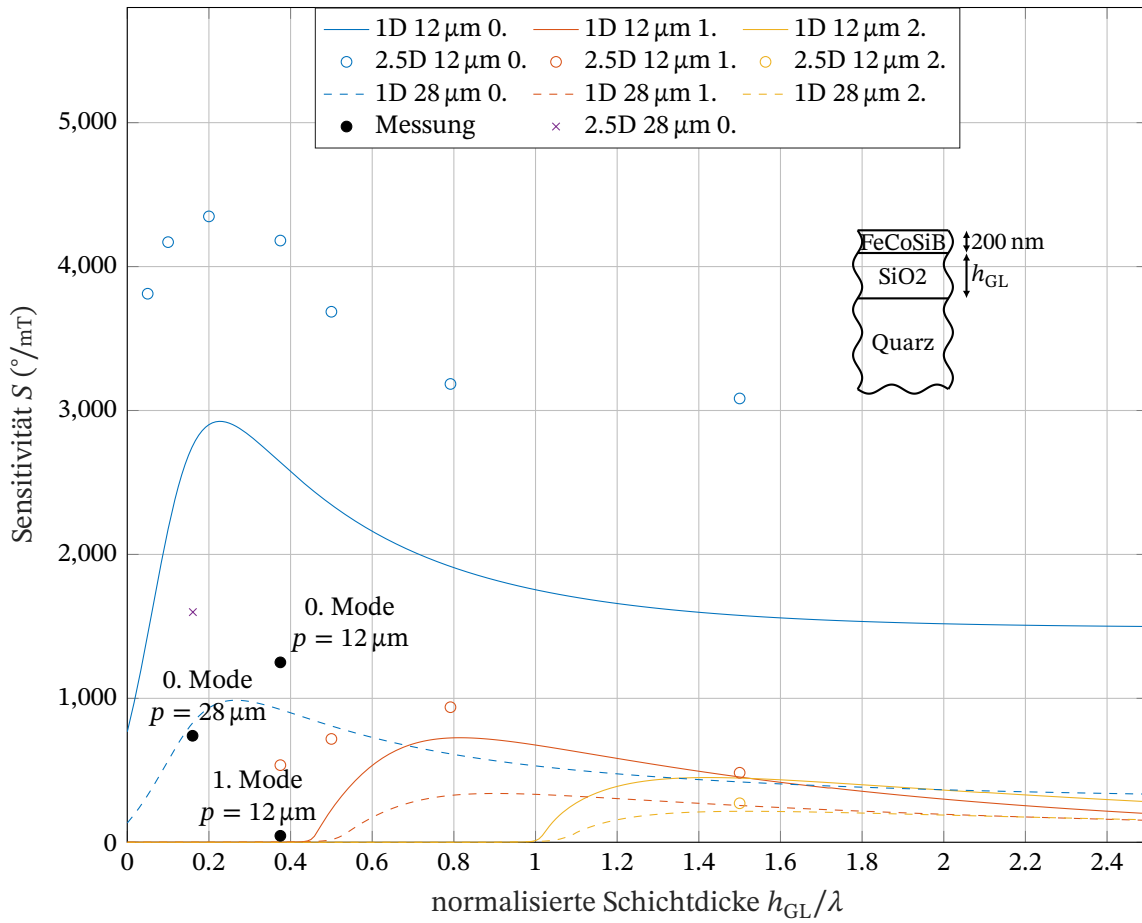
Das Gesamtverhalten der geringeren Sensitivität der höheren Moden ist vergleichbar mit dem von Kovacs und Venema [158] beschriebenen Verhalten. Sie untersuchten Love-Wellen-Sensoren mit einem Silizium-Substrat und einer  $\text{SiO}_2$ -Führungsschicht, die die Frequenzverschiebung aufgrund einer oberflächlichen Massenabsorption als Detektionsmechanismus verwenden. Im Gegensatz dazu verwenden die hier vorgestellten Sensoren eine MS-Schicht, die eine Phasenverschiebung hervorruft. Für ihre Berechnung verwendeten Kovacs und Venema [158] lediglich isotrope Materialparameter und die höheren 2.5D-Ergebnisse bei Verwendung anisotroper Materialparameter wurden nicht vorhergesagt.

### 7.5.1 Qualitative Ergebnisse

Die Sensitivität der Grundmode ist signifikant größer als die der ersten und zweiten Mode, da die Welle weiter an der Oberfläche konzentriert ist. Abb. 7.3 bestätigt diese Annahme, da die Verschiebung der ersten Mode an der Oberfläche kleiner ist als die größte Verschiebung. Dies führt zu einem geringeren Einfluss der MS-Schicht auf die Wellenausbreitung, sodass die Sensitivität verringert ist.

Die Kurvenverläufe der 1D- und der 2.5D-Simulation sind ähnlich, aber gegeneinander versetzt. Der grundsätzliche Verlauf der 1D- und 2.5D-Simulation zeigt ein Maximum nahe  $h_{GL}/\lambda = 0.3$ ,  $h_{GL}/\lambda = 0.7$  und  $h_{GL}/\lambda = 1.5$  für die Grund-, ersten und zweiten Mode. Hinsichtlich der isotropen





**Abbildung 7.5:** Vergleich der Sensitivitätsergebnisse der isotropen (1D) und anisotropen (2.5D) Berechnung für  $p = 12 \mu\text{m}$  und  $p = 28 \mu\text{m}$  von der Grund-, ersten und zweiten Mode. Aufgrund der festen MS-Schichtdicke sind die normalisierten Daten nicht vollständig wellenlängenunabhängig. Für Vergleichszwecke sind die Messergebnisse ebenfalls eingezeichnet. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

Materialparameter für die 1D- und die 2.5D-Simulation herrscht eine gute Übereinstimmung bezüglich der Ausbreitungskonstanten. Die Sensitivitäten haben eine Abweichung von unter 3 %, was in Tabelle 7.2 dargestellt ist. Dementsprechend besteht der einzige Unterschied zwischen den Modellen in der Berücksichtigung der Anisotropie des Quarz-Substrats. Die 2.5D-Modelle berücksichtigen mehr Details der Materialien und die Ergebnisse besitzen einen deutlichen Versatz bei der Sensitivität. Die Frequenz der 2.5D-Simulation mit anisotropen Materialparametern ist geringer als die mit isotropen Parametern. Dies zeigt die Wichtigkeit der Verwendung eines 2.5D-Modells, um genauere Ergebnisse für SAW-Magnetfeldsensoren zu erhalten.

**Tabelle 7.2:** Vergleich der gemessenen und simulierten Sensitivitäten für verschiedene Wellenlängen  $\lambda$  und Führungsschichtdicken  $h_{GL}$ .

$\lambda/\mu\text{m}$	$h_{GL}/\mu\text{m}$		0. Mode		1. Mode	
			$f/\text{MHz}$	$S/^\circ/\text{mT}$	$f/\text{MHz}$	$S/^\circ/\text{mT}$
28	4,5	Messung	148	740	—	—
		1D isotrop	162	750	—	—
		2.5D anisotrop	150	1600	—	—
12	4,5	Messung	263	1250	352	45
		1D isotrop	320	2640	420	0,6
		2.5D anisotrop	304	4180	368	530
	9,5	1D isotrop	306	1916	382	725
		2.5D anisotrop	297	3184	368	938
	18	1D isotrop	304	1574	336	453
		2.5D isotrop	304	1534	336	449
		2.5D anisotrop	295	3084	332	483

Wie der Abb. 7.5 zu entnehmen ist, ist für einen Multi-Moden-Betrieb der Grund-, ersten und zweiten Mode ein Verhältnis von  $h_{GL}/\lambda = 1.5$  für  $p = 12 \mu\text{m}$  zu bevorzugen, da hier alle drei Moden ein angemessen hohes Level an Sensitivität besitzen. Hinsichtlich der Gesamtsensitivität ist diese Wahl des Arbeitspunktes nicht optimal, da sich die Grundmode nicht an ihrem Maximum befindet. Trotzdem ist die Sensitivität höher als die maximale Sensitivität eines Sensors mit  $p = 28 \mu\text{m}$  und ermöglicht zusätzlich den Multi-Moden-Betrieb.

## 7.5.2 Quantitative Ergebnisse

Da die 1D- und die 2.5D-Simulationen entsprechend der Gleichung (7.4) dieselben Werte der magnetischen Sensitivität verwenden, die an das 1D-Modell angepasst wurden, entsprechen die 1D-Ergebnisse eher den experimentellen Daten als die der 2.5D-Simulation. Dies gilt besonders für die Grundmode.

In den Messungen wurde eine überraschend starke Reduktion der Sensitivität der ersten Mode beobachtet. Die FEM-Simulationen bestätigen eine grundsätzlich reduzierte Sensitivität der höheren Moden, obwohl die der experimentellen Daten noch geringer sind. Der experimentelle Datenpunkt der ersten Mode befindet sich jedoch sehr dicht an der Cut-off-Schichtdicke der Mode und aufgrund der hohen Steigung der Kurve an dieser Stelle können bereits kleine Abweichungen zwischen Simulation und Messung einen großen Einfluss auf die Sensitivität haben. Ein Effekt, der nicht

in der Simulation berücksichtigt ist, ist die Abhängigkeit des  $\Delta E$ -Effekts von der Frequenz. Entsprechend theoretischer Überlegungen [152] führt dieser möglicherweise zu einer verringerten magnetischen Sensitivität bei höheren Frequenzen. Zusätzlich kann ein aufgrund von Herstellungsvariationen, internen Spannungen und Materialinhomogenitäten niedriger  $S_{\text{mag}}$ -Wert die verringerte Leistung der Messungen erklären, da auch die Sensitivität der Grundmode geringer ist als in den Simulationsergebnissen.

Da  $S_{\text{mag}}$  des Sensors mit  $p = 28 \mu\text{m}$  für die Simulationen genutzt wurde, war eine Differenz zwischen der Simulation und der Messung für  $p = 12 \mu\text{m}$  zu erwarten. Die Magnetisierungskurven (Abb. 7.6) des Sensors mit  $p = 12 \mu\text{m}$  zeigt eine deutliche Verkipfung der weichen Achse (Abb. 7.6(a)) verglichen mit einem Sensor mit  $p = 28 \mu\text{m}$  (Abb. 7.6(c)) [92]. Sie zeigen ebenso eine höhere Koerzitivfeldstärke entlang der harten Achse, die möglicherweise durch eine inhomogene magnetische Anisotropie oder durch Formeffekte begründet ist. Sowohl aufgrund der Verkipfung der weichen Achse als auch aufgrund der Inhomogenitäten kann ein verringerter  $\Delta E$ -Effekt und damit ein verringerter  $S_{\text{mag}}$ -Wert erwartet werden [104, 159, 160].

## 7.6 Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurden Love-Wellen-basierte Magnetfeldsensoren, die in unterschiedlichen Moden betrieben werden, sowohl experimentell als auch simulativ untersucht. Der hergestellte Sensor mit  $p = 12 \mu\text{m}$  zeigte entsprechend der Vorhersage von Kittmann et al. [92] eine 250 % höhere Sensitivität verglichen mit einem Sensor mit  $p = 28 \mu\text{m}$  für die Grundmode. Die deutlich geringere Sensitivität der ersten Mode kann durch eine grundsätzlich verringerte Sensitivität der höheren Moden entsprechend Abb. 7.5 erklärt werden, die wiederum durch die Verkipfung der weichen Achse und der erhöhten mittleren Anisotropie zustande kommt (Abb. 7.6). Der Effekt der Abnahme wird insbesondere dadurch verstärkt, dass sich die Mode sehr dicht an der normalisierten Cut-off-Schichtdicke  $h_{\text{GL}}/\lambda$  befindet. Es wurde ebenfalls die Notwendigkeit der Nutzung detaillierter FEM-Modelle gezeigt, da das 1D-Modell die Anisotropie der Materialien und die Erregungseffekte an den Elektroden nicht berücksichtigt. Dies resultiert in erheblichen Abweichungen, weshalb das 1D-Modell lediglich als Näherung verwendet werden sollte.

Weiterhin wird für den Multi-Moden-Betrieb ein Sensor mit  $h_{\text{GL}}/\lambda = 1.5$  vorgeschlagen, der eine ausreichende Sensitivität der Grund-, ersten und zweiten Love-Wellen-Mode aufweist. Obwohl die Sensitivität der höheren Moden verglichen mit der Grundmode grundsätzlich geringer ist,

ermöglicht die Wahl dieses Arbeitspunktes die Reduzierung von Störsignalen mittels Signalverarbeitungsansätzen mit Moden- anstatt Zeitbereichsmittelung des Signals. Eine gleiche Sensitivität der Moden vorausgesetzt, nimmt die Sensitivität linear mit der Anzahl der gemittelten Moden zu [32]. Für die ungleichen Sensitivitäten ist die Gesamtsensitivität durch die Summe der einzelnen Sensitivitäten gegeben. Demnach steigt die kombinierte Sensitivität für den vorgeschlagenen Arbeitspunkt nicht linear mit der Anzahl der Moden, sondern ist durch die Summe der Einzelsensitivitäten gegeben. Da beinahe die gesamte Wellenenergie in der Führungsschicht für höhere  $h_{GL}$  konzentriert ist, wird die Materialwahl der Führungsschicht in Bezug auf die Verlustminimierung wichtiger.

## 7.7 Anhang

### 7.7.1 Materialparameter

#### Für das 1D-Modell

$$G_{\text{Quarz}} = 67,50 \text{ GPa}, \rho_{\text{Quarz}} = 2651 \text{ kg/m}^3,$$

$$G_{\text{SiO}_2} = 33,35 \text{ GPa}, \rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3,$$

$$G_{\text{MS}}^+ = 29,8605 \text{ GPa}, G_{\text{MS}}^- = 26,3380 \text{ GPa}, \text{ und } \rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3.$$

#### Für das 2.5D- und 3D-Modell

ST-Schnitt-Quarz ( $\text{SiO}_2$ ) gedreht auf Basis von Daten aus [52]:

$$\mathbf{c}_{\text{Quarz}}^{EH} = \begin{pmatrix} 86.74 & 27.49 & -8.60 & 1.05 & 0.00 & 0.00 \\ 27.49 & 96.64 & -4.81 & 13.44 & 0.00 & 0.00 \\ -8.60 & -4.81 & 130.74 & -1.84 & 0.00 & 0.00 \\ 1.05 & 13.44 & -1.84 & 41.22 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 30.35 & 7.58 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 7.58 & 67.50 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\mathbf{e}_{\text{Quarz}} = \begin{pmatrix} 0.17 & -0.04 & -0.13 & 0.08 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.07 & -0.10 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & -0.07 & 0.11 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{\text{r,Quarz}} = \begin{pmatrix} 4.43 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 4.54 & 0.10 \\ 0.00 & 0.10 & 4.52 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{Quarz}} = 2651 \text{ kg/m}^3.$$

Amorphes Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) [137]:

$$c_{\text{SiO}_2}^{EH} = \begin{pmatrix} 77.46 & 15.6 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 77.46 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 15.6 & 77.46 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$e_{\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{\text{r,SiO}_2} = \begin{pmatrix} 2.2 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 2.2 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 2.2 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3.$$

FeCoSiB [91]:

$$c_{\text{MG}}^{EH+} = \begin{pmatrix} 104.512 & 44.7907 & 44.7907 & 0 & 0 & 0 \\ 44.7907 & 104.512 & 44.7907 & 0 & 0 & 0 \\ 44.7907 & 44.7907 & 104.512 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 29.8605 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 29.8605 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 29.8605 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH-}} = \begin{pmatrix} 92.1830 & 39.5070 & 39.5070 & 0 & 0 & 0 \\ 39.5070 & 92.1830 & 39.5070 & 0 & 0 & 0 \\ 39.5070 & 39.5070 & 92.1830 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 26.3380 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 26.3380 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 26.3380 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\mathbf{e}_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{r,MG}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

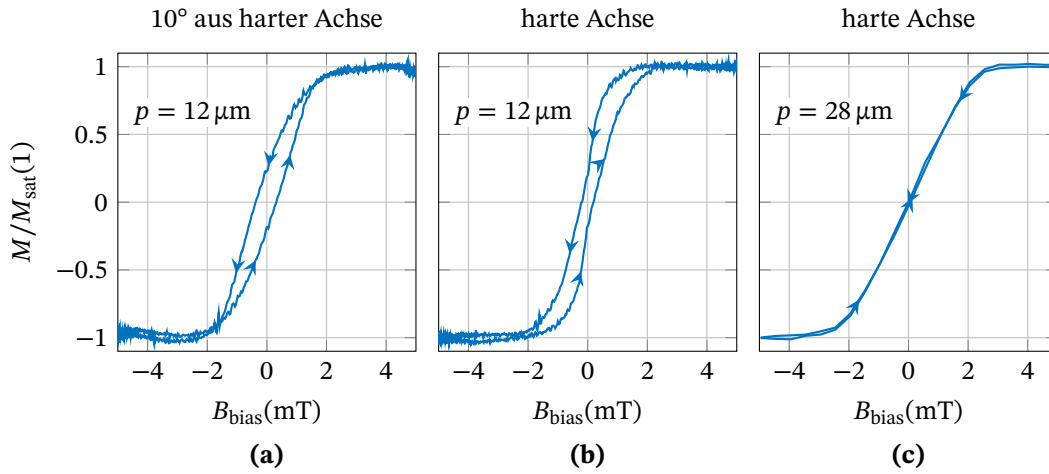
$$\rho_{\text{MG}} = 7250 \text{ kg/m}^3.$$

### 7.7.2 B-H Schleifen

Die Magnetisierungskurve der SAW-Sensoren mit  $p = 12 \mu\text{m}$  wurden mit einem Hystereseschleifen-Tracker Model 108 (Shb Instruments) gemessen. Die Anisotropieverteilung ist um ungefähr  $10^\circ$  in Bezug auf die Ausbreitungsrichtung verkippt. Die normalisierte Magnetisierung parallel zu der Verzögerungsleitung ist in Abb. 7.6(a) gezeigt und die normalisierte Magnetisierung der harten Achse ist in Abb. 7.6(b) dargestellt. Abb. 7.6(c) zeigt die Magnetisierungskurve eines SAW-Sensors mit  $p = 28 \mu\text{m}$  [92]. Die Hysteresekurve besitzt eine leichte Öffnung, die ebenfalls in der Phasenänderung und den Sensitivitätskurven in Abb. 7.2 zu sehen ist.

### 7.7.3 Nachweisgrenze und Phasenrauschmessungen

Das frequenzabhängige Grundrauschen der SAW-Magnetfeldsensoren in der Einheit  $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$  wird oft als äquivalentes magnetisches Grundrauschen, Detektivität oder LOD bezeichnet und ist durch das Verhältnis der Quadratwurzel des Leistungsdichtespektrums der zufälligen Phasenfluktuationen des Sensors in  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  und der (Phasen-) Sensitivität in  $\text{rad}/\text{T}$  gegeben [161]. Für die ersten beiden Moden des zu untersuchenden Sensors wurde das Leistungsdichtespektrum der zufälligen Phasenschwankungen des Sensors mit einem Phasenrauschanalysator FSWP (Rohde & Schwarz)



**Abbildung 7.6:** Magnetisierungskurve eines SAW-Sensors mit  $p = 12 \mu\text{m}$ , die mit dem Hystereseschleifen Tracker Modell 108 (Shb Instruments) gemessen wurden. Die normalisierte Magnetisierung parallel zur Verzögerungsleitung ist in (a) und entlang der harten Achse in (b) gezeigt. (c) zeigt die Magnetisierungskurve eines Sensors mit  $p = 28 \mu\text{m}$  [92]. Die Pfeile repräsentieren die Richtung des Magnetisierungsprozesses beginnend bei einem magnetisch gesättigten Zustand. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

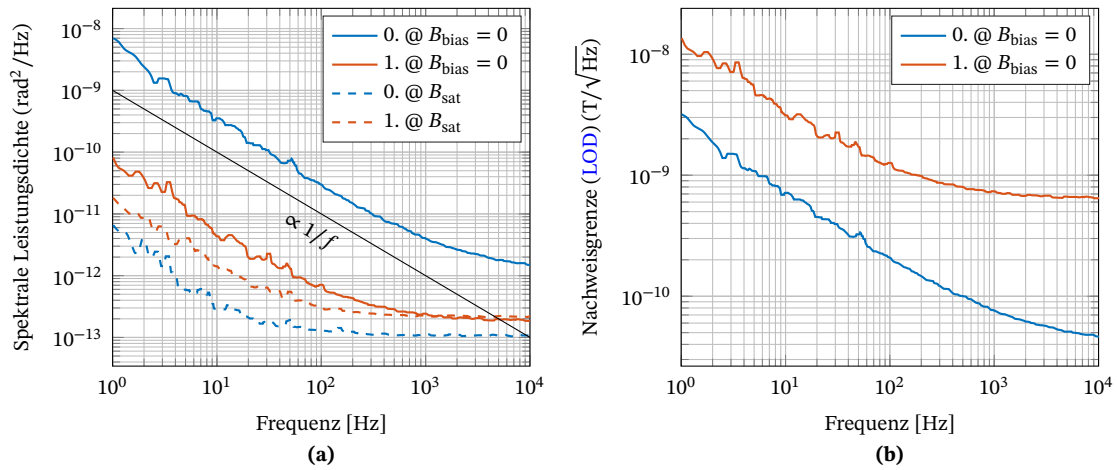
bei einer Eingangsleistung von 10 dBm gemessen. Während der Messung wurde der Sensor in einer elektrisch, magnetisch und akustisch abgeschirmten Messkammer (ZG1, Aaronia AG) platziert. Für jede Mode wurden zwei Rauschmessungen durchgeführt: Eine Messung in dem magnetischen Arbeitspunkt des Sensors und eine Messung in magnetischer Sättigung unter Verwendung eines starken Permanentmagneten. Für den magnetischen Arbeitspunkt wurde  $B_{\text{bias}} = 0$  gewählt. Verglichen mit den maximal möglichen Sensitivitäten ist die Wahl dieses Arbeitspunkts lediglich mit geringfügig kleineren Werten der Sensitivität verbunden. Sie bietet jedoch den großen Vorteil, dass während der Rauschmessung keine zusätzliche Stromquellen benötigt werden, um das magnetische Bias-Feld zu generieren. Auf diese Weise wird das für die Messung kritische Rauschen der Stromquellen eliminiert.

Um einen weitgehend vergleichbaren magnetischen Arbeitspunkt für beide Moden sicherzustellen, wurde der Sensor vor jeder Messung magnetisch initialisiert. Hierzu wurde mit Hilfe einer den Sensor umgebenden Spule und einer Stromquelle (B2962A from Keysight) die magnetische Flussdichte über eine Zeit von ungefähr 15 Sekunden allmählich von  $-10 \text{ mT}$  auf  $0 \text{ mT}$  reduziert. Anschließend wurde die Stromquelle ausgeschaltet, bevor die jeweiligen Rauschmessung durchgeführt wurde. Aufgrund hoher Fehlanpassungsverluste und damit verbundenen Einfügedämpfungen von ungefähr 55 dB bis 65 dB wurden zwei Verstärker (ZFL-1000LN+ von Mini-Circuits) mit einer Ge-

samtverstärkung von 50 dB zusätzlich zwischen Sensor und Eingang des Phasenrauschanalysators geschaltet.

Im Gegensatz zu der Bestimmung der Sensitivität, die auf der numerischen Differenzierung der statischen Phasenantworten basiert (Abb. 7.2), wurden Werte für die Sensitivität, die für die Berechnung des LODs notwendig sind, in dem gewählten magnetischen Arbeitspunkt von  $B_{\text{bias}} = 0$  erneut bestimmt. Dies geschah durch eine in Kittmann et al. [153] beschriebene dynamische Sensitivitätsmessung. Es wurden Werte von  $26,2 \text{ rad/mT} = 1504^\circ/\text{mT}$  (Grundmode) und  $0,67 \text{ rad/mT} = 38,2^\circ/\text{mT}$  (Erste Mode) erreicht. Die Ergebnisse der Phasenrauschmessung sind in Abb. 7.7(a) gezeigt. Wie bereits in vorherigen Studien [161] beschrieben, verhält sich das Leistungsdichtespektrum bei niedrigen Frequenzen, bei denen das thermische Rauschen, wie zum Beispiel weißes Phasenrauschen, vernachlässigbar ist, nicht nur proportional zu  $1/f$ , sondern ist höher als im magnetisch gesättigten Zustand. Dies indiziert einen magnetischen Ursprung des Phasenrauschens. Kürzlich konnte gezeigt werden, dass das  $1/f$ -Funkel-Phasenrauschen in dem magnetischen Arbeitspunkt des Sensors mit den Hystereseverlusten in der magnetischen Schicht verknüpft ist, die mit steigender Sensitivität zunehmen [153]. Genau genommen konnte gezeigt werden, dass das magnetisch induzierte Funkel-Phasenrauschen direkt proportional zu der Sensitivität ist. Das führt dazu, dass das LOD theoretisch unabhängig von der Sensitivität ist. Die bestimmten Nachweisgrenzen für beide Moden sind in Abb. 7.7(b) mit Werten von  $700 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Grundmode) und  $3 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Erste Mode) jeweils bei einer exemplarischen Frequenz von 10 Hz gezeigt. Obwohl sich die Sensitivitäten der beiden Moden um einen Faktor von etwa 39 unterscheiden, beträgt die Abweichung der LODs in dem Funkel-Phasenrauschbereich lediglich einen Faktor von circa 4,3. Selbst wenn aus der theoretischen Perspektive betrachtet prinzipiell identische LODs zu erwarten waren, kann diese Diskrepanz leicht erklärt werden. Die Hystereseverluste, die durch den imaginären Teil der komplexen Permeabilität des magnetischen Materials repräsentiert werden, nehmen generell mit höheren Erregerfrequenzen zu und nähern sich einer ferromagnetischen Resonanz [162–164] an, was zu einem schlechteren Funkel-Phasenrausch-zu-Sensitivitäts-Verhältnis bei den höheren Frequenzen der ersten Mode führt.





**Abbildung 7.7:** (a) Gemessene spektrale Leistungsdichte der zufälligen Phasenschwankungen in dem magnetischen Arbeitspunkt (durchgezogene Linien) und in magnetischer Sättigung (gestrichelte Linien) des Sensors mit  $p = 12 \mu\text{m}$  für die Grundmode, ersten und zweiten Mode. (b) Berechnete LODs der beiden Moden. „Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.



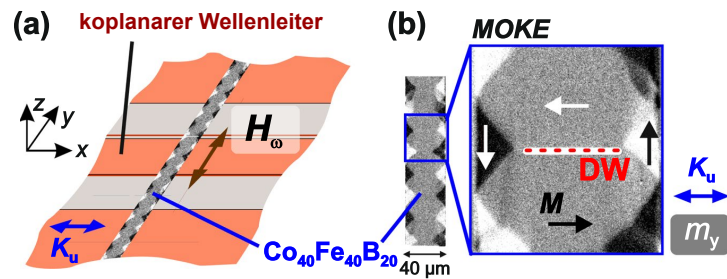
# Elastische Wellenabstrahlung von magnetischen Domänenwänden in ferromagnetischen Dünnschichten

In diesem Kapitel wird eine Erweiterung der entwickelten FEM-Modelle zur Berechnung von elastischen Wellen, die durch Domänenwandbewegungen erzeugt werden, beschrieben. Die Ergebnisse dieser Studie wurden publiziert in: R. B. Holländer, C. Müller, J. Schmalz, M. Gerken und J. McCord, „Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 13 871, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8. Für die vorliegende Arbeit wird der Fokus auf die Simulation der mechanischen Eigenschaften der Wellenausbreitung gelegt, sodass nur die hierfür notwendigen Teile der wissenschaftlichen Veröffentlichung ausgeführt werden.

Der Eigenanteil liegt bei dieser Publikation in der Abwandlung der für die Oberflächenwellensensoren entwickelten FEM-Modelle, sodass die Domänenwandbewegungen simuliert werden konnten. Darüber hinaus umfasst er die Darstellung der FEM-Ergebnisse und das Erstellen der Manuskriptteile, die die FEM-Simulation betreffen. *Konzeption: niedrig, Planung: niedrig, Durchführung: mittel, Manuskripterstellung: niedrig.*

## 8.1 Einleitung

Die vorherigen Kapitel beschreiben den Einsatz von magnetostriktiven Materialien für die Messung von Magnetfeldern. Ein weiteres Einsatzgebiet von magnetostriktiven Materialien in Kombination mit mechanischen Oberflächenwellen ist die Erzeugung von Spinwellen und elastischen Magnetisierungswellen mit Hilfe von magnetischen Domänenwänden [165]. Die Domänenwände wirken hier als rekonfigurierbare Antennen für die Anregung der Wellen. Diese Art der Anregung ist besonders interessant, weil die nur wenige Nanometer dicken Domänenwände eine lokale und rekonfigurierbare Anregung der Wellen ermöglichen. Solche magnetischen Wellen bieten potentiell die Möglichkeit, moderne Elektronik zu ersetzen, da die Übertragung der Daten über Spinwellen anstelle elektrischer Ströme erfolgt, wodurch diese Art der Übertragung deutlich energieeffizienter



**Abbildung 8.1:** Anregungsschema und experimenteller Nachweis. (a) Amorpher CoFeB-Streifen, dessen weiche Magnetisierungsachse  $K_u$  senkrecht zu seiner Längsachse ausgerichtet ist. Der Streifen wird durch ein homogenes Oersted-Feld oben auf einem koplanaren Wellenleiter angeregt, der eine Breite von  $160\text{ }\mu\text{m}$  und einen  $17,5\text{ }\mu\text{m}$  dicken Mittelleiter besitzt. Die Probe ist um  $180^\circ$  gedreht, sodass die magnetische Struktur dem Wellenleiter zugewandt ist. (b) Statische ferromagnetische Domänenkonfiguration nach Anlegen eines sättigenden Bias-Feldes entlang der  $x$ -Achse, das einen breiten Domänenzustand (engl. WDS für wide domain state) aufweist. Die Position der Hochwinkeldomänenwand (DW) ist eingezeichnet. „Creative Commons“ von Holländer et al. [165], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

arbeitet [166]. Bei der Ausbreitung der Spinwellen werden die Elektronen physikalisch nicht bewegt (besitzen also keine Driftgeschwindigkeit), weshalb es – anders als beim elektrischen Strom – nicht zu einer signifikanten Erwärmung und damit auch nicht zu den hiermit verbundenen Energieverlusten kommt. Zur Untersuchung dieser Phänomene wurde ein  $40\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ cm} \times 120\text{ nm}$  großer Streifen Kobalt-Eisen-Bor (Stöchiometrische Zusammensetzung:  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ) (CoFeB) auf ein Glassubstrat aufgebracht und mittels magnetooptischer Bildgebung die Domänenstrukturen analysiert (siehe Abb. 8.1).

Neben den angeregten kohärenten Spinwellen konnte ebenfalls die Anregung von elastischen Oberflächenwellen experimentell beobachtet werden, deren Ursprung in der Anregung der magnetischen Domänenwände vermutet wurde. Die Wellenlänge dieser gerichteten und gering gedämpften Wellen konnte experimentell bei einer Anregfrequenz von  $2\text{ GHz}$  zu  $\lambda \approx 1,5\text{ }\mu\text{m}$  bestimmt werden. Zur weiteren Klärung der Entstehung der elastischen Wellen wurden mikromagnetische und mechanische Simulationen kombiniert, indem eine einseitige Kopplung zur Festkörpermechanik genutzt wurde. Hierzu konnten die für die SAW-Sensoren entwickelten FEM-Modelle (vergleiche Kapitel 6.3.3) verwendet werden, um die Ausbreitung der elastischen Oberflächenwellen zu analysieren.

## 8.2 Aufbereitung der mikromagnetischen Ergebnisse

Mit Hilfe der FEM-Modelle soll die Hypothese überprüft werden, dass die magnetoelastischen Oberflächenwellen aufgrund lokaler, dynamischer magnetoelastischer Spannungen in den Domä-

nenwänden entstehen, die durch das Anlegen eines externen, homogenen Wechsellagnetfeldes im Gigahertz-Bereich entsprechend des magnetostriktiven Effekts verursacht werden. Die Komponenten der Magnetisierung konnten simulativ mit einem mikromagnetischen Modell berechnet werden und sind beispielhaft in Abb. 8.2 gezeigt. Hier werden die Komponenten der statischen Magnetisierung  $m_x$  und  $m_y$  und die der dynamischen Magnetisierung  $\Delta m_y$  eines periodischen Musters aus zwei  $180^\circ$  asymmetrischen Bloch-Wänden, die durch eine  $25\text{ }\mu\text{m}$  dicke Domäne getrennt sind, gezeigt. Zusätzlich ist in Abb. 8.2 (d) die periodische Ummagnetisierung der Domänenwand für ausgewählte Zeitpunkte gezeigt, die die magnetoelastischen Spannungen erzeugen.

Um den Einfluss dieser periodisch angeregten Domänenwand zu untersuchen, muss die Magnetisierung in eine Kraft umgerechnet werden, die in Comsol als externe Körperkraft implementiert werden kann. Dafür wird zuerst das Magnetisierungsfeld aus der mikromagnetischen Simulation über Gleichung (8.1) in ein Dehnungsfeld umgerechnet und anschließend über Gleichung (8.2) das Kraftfeld bestimmt. Die Komponenten des magnetostriktiven Dehnungstensors  $\epsilon^{\text{mag}}$  sind gegeben durch:

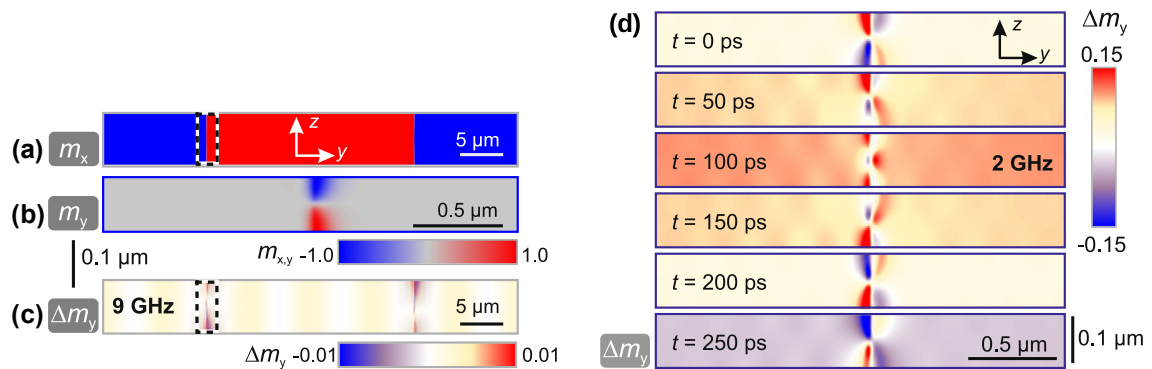
$$\epsilon_{ik}^{\text{mag}} = \frac{3}{2}\lambda_s \left( m_i m_k - \frac{1}{3}\delta_{ik} \right), \quad (8.1)$$

wobei  $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$  die Sättigungsmagnetostriktion,  $m_{i,k}$  die Komponenten des Magnetisierungsvektors und  $\delta_{ik}$  das Kronecker-Delta beschreiben. Unter der Annahme, dass die Gesamtspannung lokal null ist, entspricht die magnetostriktive Dehnung der mechanischen Dehnung und der magnetostriktive Spannungstensor kann über Gleichung (8.2) in ein Kraftdichtefeld  $\mathbf{f}$  umgerechnet werden. Das Kraftdichtefeld wird für die periodische Anregung in Comsol verwendet, indem es als Körperkraft eingepreist wird, um die Anregung der Domänenwand zu modellieren. Dies entspricht einer einseitigen Kopplung der mikromagnetischen und der mechanischen Simulation.

$$\mathbf{f} = \nabla \cdot \mathbf{c} \cdot \epsilon^{\text{mag}} \quad (8.2)$$

### 8.3 Comsol-Modell

Um nachzuweisen, dass die Wellen tatsächlich aufgrund der magnetoelastischen Spannungen in den Domänenwänden entstanden sind, wurde eine FEM-Simulation im Frequenzbereich durchgeführt, die dem geometrischen Aufbau des experimentell untersuchten Glassubstrats mit in  $x$ -Richtung ausgerichteten CoFeB-Streifen entspricht. Die durch Magnetostriktion erzeugten magnetoelastischen



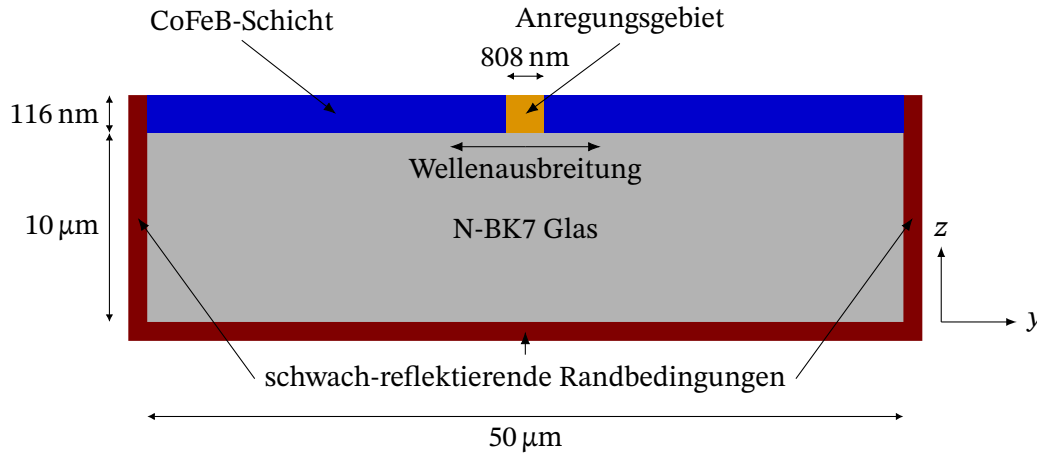
**Abbildung 8.2:** Statische und dynamische mikromagnetische Simulation eines periodischen Musters aus zwei  $180^\circ$  asymmetrischen Bloch-Wänden, die durch eine  $25 \mu\text{m}$  dicke Domäne getrennt sind. (a) zeigt die  $m_x$ -Komponente und (b) die  $m_y$ -Komponente der statischen Magnetisierung im Querschnitt der  $yz$ -Ebene in der direkten Umgebung der linken Domänenwand (wie in (a) durch gestricheltes Rechteck angedeutet). (c) Differenzielle dynamische Antwort entlang  $\Delta m_y$  bei  $\omega/2\pi = 9$  GHz. (d) halbe Periode der differentiellen Magnetisierung  $\Delta m_y$  innerhalb des Gebietes um die Domänenwand für ausgewählte Zeitpunkte  $t$ . „Creative Commons“ von Holländer et al. [165], verwendet unter CC BY 4.0 / zugeschnitten vom Original.

Spannungen der mikromagnetischen Simulation wurden, wie oben beschrieben, in eine korrespondierende Kraftdichte umgerechnet, um sie als externe Körperlast in dem orange gekennzeichneten Bereich des in Abb. 8.3 gezeigten FEM-Simulationsaufbaus zu applizieren.

Das Comsol-Modell besteht aus einer  $116 \text{ nm}$  dicken Schicht aus magnetostriktiven, amorphen, ferromagnetischen CoFeB mit einer Länge von  $50 \mu\text{m}$  auf einem  $500 \mu\text{m}$  dicken N-BK7 Glassubstrat. Da bei der numerischen Differenzierung zur Berechnung des Dehnungs-Gradienten nicht interpoliert wurde, standen nur bis  $116 \text{ nm}$  Werte zur Verfügung. Daher wurde die Schichtdicke in Comsol auf  $116 \text{ nm}$  statt  $120 \text{ nm}$  gesetzt.

Da das Substrat im Verhältnis zu der oberen MS-Schicht sehr dick ist und sich die Welle innerhalb eines Bereichs weniger Mikrometer unter der Oberfläche ausbreitet, wurde das N-BK7-Glassubstrat in der Simulation als unendlich dick angenommen. Daher wurde nach einer Substratdicke von  $10 \mu\text{m}$  eine schwach-reflektierende Randbedingung gesetzt, was zusätzlich den Vorteil einer deutlich verkürzten Berechnungszeit hat. Bei dieser Randbedingung werden die umgebenden Materialparameter verwendet, um eine perfekte Impedanzanpassung für Druck- und Scherwellen zu erreichen [71]. Zur Vermeidung von stehenden Wellen durch Reflexion an den Enden des Propagationsgebietes werden sowohl rechts als auch links ebenfalls schwach-reflektierende Randbedingungen gesetzt.

Das Gebiet der Domänenwände, welches die Wellen anregt, ist mit einer Größe von  $808 \times 116 \text{ nm}^2$  mittig in der magnetostriktiven Schicht platziert. Innerhalb dieses Gebiets werden die zuvor mit



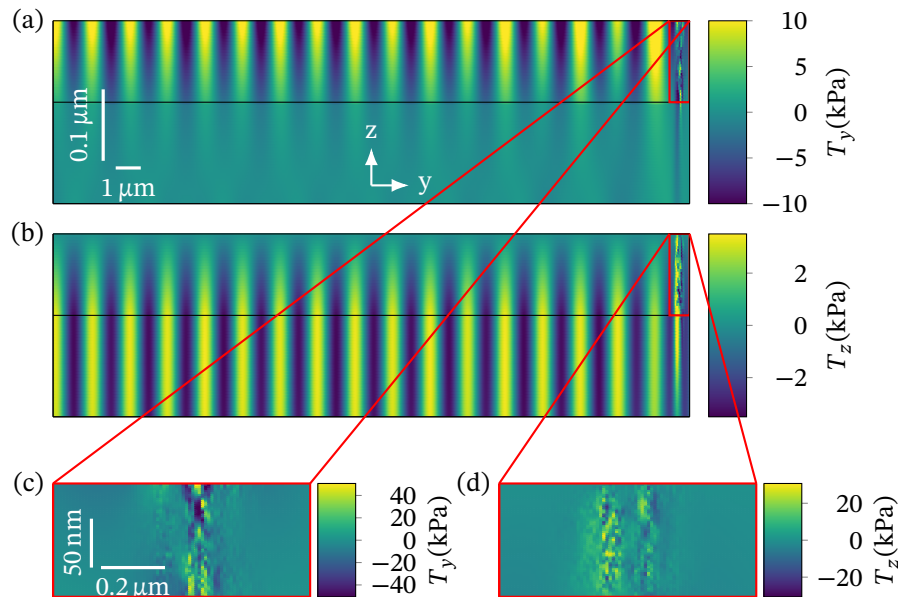
**Abbildung 8.3:** Schematische Darstellung des Simulationsaufbaus zur Ausbreitung von durch Domänenwandbewegungen verursachten mechanischen Wellen. Die durch die Domänenwand verursachten Kräfte werden in dem  $808 \times 116 \text{ nm}^2$  großen Anregungsgebiet als Körperlast vorgegeben. Zur Vermeidung von Wellenreflexionen an den Rändern des Simulationsgebiets wurden schwach-reflektierende Randbedingungen verwendet.

einem mikromagnetischen Modell berechneten Kräfte als Körperlast appliziert. Für die Berechnung wurden die folgenden isotropen Materialparameter verwendet:  $E_{\text{MS}} = 182 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{MS}} = 0.3$ ,  $\rho_{\text{MS}} = 7050 \text{ kg/m}^3$  [167] und  $E_{\text{Glas}} = 82 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{Glas}} = 0.206$ ,  $\rho_{\text{Glas}} = 2510 \text{ kg/m}^3$  [168].

## 8.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der FEM-Simulation sind in Abb. 8.4 dargestellt und zeigen die beiden longitudinalen Spannungskomponenten  $T_y$  und  $T_z$  des zweidimensionalen Modells. In (a) ist die Spannungskomponente  $T_y$  und in (b) ist die Komponente  $T_z$  als Funktion der  $y$ - und  $z$ -Achse dargestellt. Die Domänenwand ist in (a) und (b) jeweils oben rechts von einem roten Rechteck umrahmt dargestellt. Das CoFeB im oberen Bereich ist durch eine horizontale schwarze Linie von dem unteren Glassubstrat getrennt. In (c) und (d) ist die Spannung entlang der  $y$ - und  $z$ -Achse in der direkten Nähe der Domänenwand gezeigt. Hieraus kann geschlossen werden, dass das elastische Material auf die externe Anregung durch die Domänenwand reagiert. Dies bestätigt den Mechanismus, dass die elastischen Verspannungen in der Domänenwandregion die Generierung von kohärenten elastischen Wellen im Gigahertz-Bereich verursachen.

In (a) sind die Wellenfronten mit dem für Oberflächenwellen typischen, exponentiell mit der Tiefe abnehmenden Amplitudenverlauf zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist in (b) der gegenteilige Verlauf



**Abbildung 8.4:** Mechanische Simulation der elastischen Wellenanregung, ausgehend von der Domänenwand-region bei einer Anregungsfrequenz von 2 GHz. (a) Elastische Spannung entlang der y-Richtung  $T_y$  als eine Funktion der y- und z-Koordinate. (b) Elastische Spannung entlang der z-Richtung  $T_z$  als Funktion von y- und z-Koordinate. Die horizontalen schwarzen Linien stellen die Grenze zwischen Ferromagnet und Substrat dar. (c) Vergrößerung des in (a) hervorgehobenen Bereichs in der Nähe der angeregten Domänenwand. (d) Vergrößerung von (b) in der Nähe der angeregten Domänenwand. (Die Werte der elastischen Spannung im Bereich der Domänenwand sind für bessere Sichtbarkeit der Wellen in (a) und (b) abgeschnitten.) „Creative Commons“ von Holländer et al. [165], verwendet unter CC BY 4.0 / übersetzt ins Deutsche.

zu erkennen, da das Material sich an der Oberfläche frei ausdehnen kann und so die mechanische Spannung abgebaut wird. Zusammen ergeben die beiden dargestellten Spannungskomponenten den typischen Verlauf einer Rayleigh-Welle.

## 8.5 Zusammenfassung

Mithilfe der FEM-Simulation konnte gezeigt werden, dass die mechanischen Spannungen innerhalb der dynamisch angeregten Domänenwände elastische Wellen erzeugen. Die simulierten Spannungen in der yz-Ebene sind konsistent mit den gemessenen Änderungen der Magnetisierung  $\Delta m_y$  und  $\Delta m_z$ , sodass davon ausgegangen werden kann, dass auch die experimentell beobachteten elastischen Wellen innerhalb der Domänenwände angeregt wurden. Aus den Simulationsergebnissen ist ebenfalls hervorgegangen, dass es sich bei den Oberflächenwellen um Rayleigh-Wellen handelt. Zusammenfassend konnten die entwickelten Modelle substantiell dazu beitragen, die Erregung und Ausbreitung der von Domänenwänden ausgehenden Wellen zu analysieren und zu verstehen.



# Fazit und Ausblick

Mittels FEM-Simulationen wurde in dieser Arbeit ein tieferer Einblick in die Funktionsweise der Magnetfeld-Sensoren und in die Abhängigkeit ihrer Sensitivität von verschiedenen Designparametern, insbesondere für den Betrieb bei höheren Moden, erlangt. Hierzu wurden zwei verschiedene Sensortypen näher betrachtet: Zum einen wurde ein Biegebalken-basierter Sensor betrachtet, der ein magnetoelektrisches Kompositmaterial bestehend aus einem Silizium-Substrat, einer piezoelektrischen und einer magnetostriktiven Schicht verwendet. Zum anderen wurden Oberflächenwellensensoren analysiert, die die magnetfeldinduzierte Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Love-Welle aufgrund des  $\Delta E$ -Effekts nutzten. Für beide Sensortypen konnten relevante Erkenntnisse und Ergebnisse erzielt werden, die im Folgenden abschließend diskutiert werden.

## 9.1 Elektrodendesigns für Biegebalkensensoren

Die in Kapitel 4 vorgestellte Studie beschäftigt sich mit Signal-Rausch-Verhältnis-optimierten Elektrodendesigns für magnetoelektrische Biegebalken. Die Elektrodenkonfiguration ist für das Design hochsensitiver Magnetfeldsensoren essentiell, die sowohl zur Reduzierung der Störanfälligkeit als auch zur Erhöhung der Nachweisgrenze höhere Biegemoden im Multi-Moden-Betrieb nutzen. Hierzu wurde zuerst das FEM-Modell mit einigen selbst hergestellten Biegebalken validiert, indem die Position der Dehnungsknoten und die sich ergebenden Einzelspannungen der segmentierten Elektroden abgeglichen wurden. Mithilfe des validierten FEM-Modells und eines analytischen Rauschmodells konnten die SNR-Werte für verschiedene Elektrodenkonfigurationen untersucht werden. Basierend auf dem hierdurch gewonnenen Verständnis der Verteilung der Signal- und Rauschspannung entlang des Biegebalkens konnte gezeigt werden, dass es für den Betrieb magnetoelektrischer Biegebalken bei höheren Biegemoden im Hinblick auf das Signal-Rausch-Verhältnis vorteilhaft ist, die Elektrodenlänge kürzer zu wählen, als es die Position der Dehnungsknoten nahelegt. Dies kann dadurch begründet werden, dass die Signalstärke in unmittelbarer Umgebung der Dehnungsknoten geringer wird, während das Rauschen unverändert mit steigender Elektrodenlänge zunimmt. Somit ergibt sich ein maximales SNR, welches verglichen mit einer entsprechend der Position der Dehnungsknoten entworfenen Elektrode um 2,3 dB bis 2,4 dB für die zweite und

dritte Mode verbessert werden kann. Auch wenn die Untersuchung für andere Sensorgeometrien wiederholt werden muss, stellen das entwickelte FEM-Modell und das vorgestellte Verfahren zur Optimierung der Elektrodenlänge in Hinblick auf ein maximales SNR eine effektive Möglichkeit für die Weiterentwicklung der Sensoren dar, bei denen äußerst kleine Magnetfelder detektiert werden sollen. Daher sollte das SNR-optimierte Design der Elektroden auch für die Entwicklung zukünftiger Sensorgenerationen beachtet werden, sodass durch die Verbesserungen an vielen kleinen Stellschrauben das übergeordnete Ziel der Messung biologischer Signale mit den ME-Biegebalken zukünftig verwirklicht werden kann.

## 9.2 SAW-Sensoren

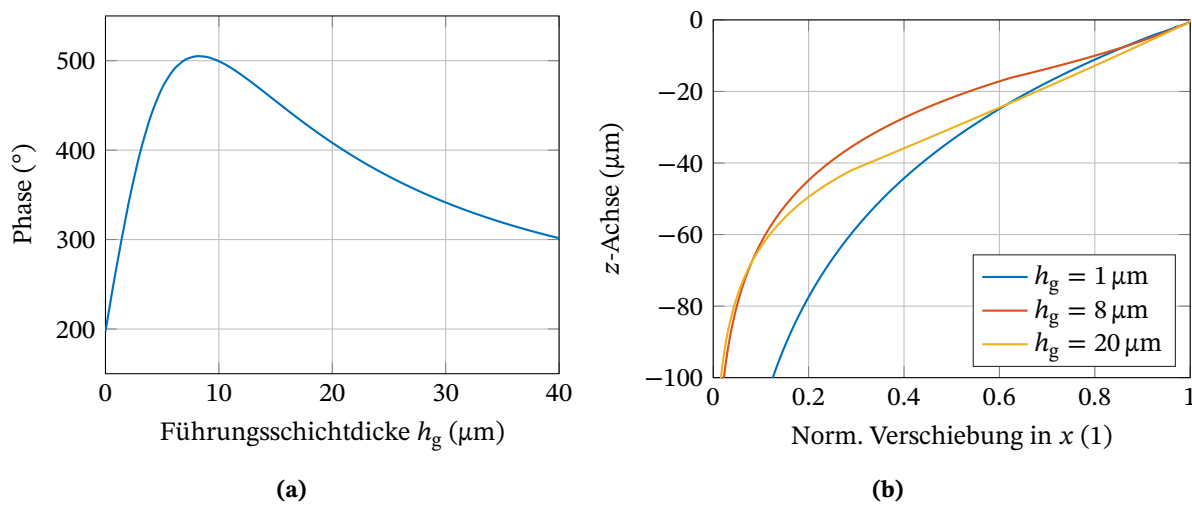
Die Untersuchung der SAW-Sensoren mittels FEM-Simulationen konnte insbesondere dazu beitragen, die verschiedenen Mechanismen zu verstehen, die auf die Sensitivität einwirken, und dadurch die Parameter zu ermitteln, mit denen eine maximale Sensitivität erzielt werden kann. Dies soll im Folgenden anhand der wichtigsten Designparameter zusammengefasst werden.

**Einfluss der Designparameter** Unter Berücksichtigung des Funktionsprinzips des SAW-Sensors hat die Länge der Verzögerungsleitung einen direkten, linearen Einfluss auf die Sensitivität. Je länger die Verzögerungsleitung ist, desto größer ist die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi = \Delta kl$ , wobei  $l$  die Länge der Verzögerungsleitung und  $k$  den Betrag des Wellenvektors beschreibt. Aufgrund der Dämpfung der Materialien kann die Verzögerungsleitung nicht beliebig lang gewählt werden, da ansonsten eine zu geringe Signalstärke an der Empfänger-IDT ankäme. Eine weitere Einschränkung der Länge ergibt sich aus der Tatsache, dass es für die Messung lokaler Magnetfelder vorteilhaft ist, wenn die Sensoren möglichst klein sind, da diese sonst über ein zu großes Volumen mitteln würden.

Aus der Einführung in die Oberflächenwellen ist bekannt, dass die Sensitivität größer wird, je weiter sich die Welle in der MS-Schicht konzentriert, welche sich an der Oberfläche des Sensors befindet. Eine Möglichkeit dies zu erreichen besteht darin, die Schichtdicke der Führungsschicht zu vergrößern.

In Abb. 9.1(a) ist die Phasenänderung des in Kapitel 5 vorgestellten SAW-Sensors inklusive des dazugehörigen Modenprofils für ausgewählte Führungsschichtdicken gezeigt. Für eine Schichtdicke von  $4,5\text{ }\mu\text{m}$  beträgt die Phasenänderung  $450^\circ$ . Das Optimum liegt bei  $8\text{ }\mu\text{m}$ . Dieses Verhalten

korrespondiert mit dem Konzentrationseffekt der Welle an der Oberfläche. Für größere und kleinere Schichtdicken ist die Welle weniger an der Oberfläche konzentriert, was in dem Modenprofil in Abb. 9.1(b) zu sehen ist. Der obere Teil der Fläche, die von dem Graph und der z-Achse eingeschlossen wird, ist für  $h_g = 8 \mu\text{m}$  verglichen mit der Gesamtfläche der jeweiligen Kurve am größten. Da die Energie entsprechend des Hooke'schen Gesetzes proportional zum Quadrat der Auslenkung ist, ist damit auch der Energieanteil der Welle im oberen Bereich für  $h_g = 8 \mu\text{m}$  am größten. Der Einfluss der magnetfeldinduzierten Änderung des Elastizitätstensors der MS-Schicht wird maximiert. Dieses Verhalten korrespondiert ebenfalls mit der in Abb. 5.1(b) untersuchten Sensitivität.



**Abbildung 9.1:** Phasenänderung des in Kapitel 5 vorgestellten Sensors in Abhängigkeit der Führungsschichtdicke  $h_g$  (a) und die Verschiebung in Abhängigkeit der Eindringtiefe in Substrat und Führungsschicht für ausgewählte Führungsschichtdicken  $h_g$  (b). Die MS-Schichtdicke beträgt immer  $200 \text{ nm}$  und die Oberfläche des Sensors befindet sich bei  $z = 0 \mu\text{m}$ .

Das magnetostriktive Material selbst kann aufgrund der Materialparameter (vgl. Tabelle 2.1) ebenfalls als Führungsschicht agieren und somit die Sensitivität erhöhen (vgl. Abb. 5.6(a)). Dies wird auch von Kittmann et al. [153] bestätigt, die Schichtdicken bis  $400 \text{ nm}$  untersucht haben. Es ist prozesstechnisch äußerst schwierig, die Materialparameter für dickere magnetostriktive Schichten konstant zu halten, ohne dass die magnetische Sensitivität sinkt. Dementsprechend ist es vorteilhaft, die  $\text{SiO}_2$ -Führungsschichtdicke so zu wählen, dass die Sensitivität maximiert wird.

Einen weiteren großen Einflussfaktor stellt die Wellenlänge beziehungsweise die Resonanzfrequenz des Sensors dar. Wie in Abb. 5.6(a) und in Kapitel 7 für die Grundmode gezeigt, kann eine niedrigere Wellenlänge beziehungsweise eine höhere Frequenz die Sensitivität deutlich steigern. Dieses ist ebenfalls dem Konzentrationseffekt der Welle an der Oberfläche zuzuschreiben. Prozesstechnisch gibt es hier ebenfalls eine Limitierung, da nicht beliebig kleine IDT-Strukturen mittels Ionenstrahl-

zen hergestellt werden können. Die in Kapitel 7 vorgestellten Sensoren mit  $4\text{ }\mu\text{m}$  Fingerbreite stellen die institutsinterne Grenze der mittels Ionenstrahlätzen herstellbaren Fingerbreite dar. Kleinere Breiten könnten mittels Ionenstrahlolithografie hergestellt werden. Das bedeutet jedoch einen erheblich höheren Zeitaufwand bei der Herstellung.

**Multi-Moden-Betrieb** In Kapitel 7 wurde gezeigt, dass ab einem bestimmten Verhältnis von Führungsschichtdicke zu Wellenlänge die Ausbreitung von höheren Love-Wellen-Moden möglich ist. Innerhalb der Studie konnte die These bestätigt werden, dass Love-Wellen-Sensoren mit niedrigeren Wellenlängen eine höhere Sensitivität besitzen: So hatte der Sensor mit  $p = 12\text{ }\mu\text{m}$  eine Sensitivität von  $1250^\circ/\text{mT}$ , während der Sensor aus Kapitel 5 mit  $p = 28\text{ }\mu\text{m}$  eine Sensitivität von  $504^\circ/\text{mT}$  zeigte. Zudem ergab die Untersuchung, dass die Sensitivität der höheren Love-Moden stets kleiner ist als die der Grundmode. Dennoch konnte für ein Verhältnis von  $h_{\text{GL}}/\lambda \approx 1,5$  ein Multi-Moden-Betriebspunkt gefunden werden, bei dem sowohl die Grundmode als auch die erste und zweite Mode eine höhere Sensitivität aufweisen als der in Kapitel 5 beschriebene Sensor mit  $p = 28\text{ }\mu\text{m}$ . Der Multi-Moden-Betrieb bietet hier den Vorteil, dass Störungen herausgefiltert werden können, sofern sie sich nur auf eine Mode auswirken. Die Vorteile des Multi-Moden-Betriebs gilt es in zukünftigen Experimenten mit speziell für diesen Betrieb optimierten Sensoren zu zeigen.

Der Vergleich der 1D- und 2.5D-Modelle innerhalb dieser Studie hat zudem ergeben, dass aufgrund der Anisotropie der Materialien Abweichungen des 1D-Modells zu erwarten sind, die sich weniger stark auf die Resonanzfrequenz, dafür aber umso stärker auf die Sensitivität auswirken. So waren beispielsweise die Sensitivitätsergebnisse der 2.5D-Modelle der Grundmode um etwa den Faktor 2 größer als die der 1D-Modelle. Auch wenn der Simulationsaufwand teils erheblich größer ist, da die beschriebene zweistufige Simulation aus Einheitszelle mit und ohne IDT beziehungsweise MS-Schicht durchgeführt werden und zusätzlich eine Variation der Einheitszellenbreite erfolgen muss, ist dies für den verwendeten Sensoraufbau erforderlich. Obwohl die absoluten Sensitivitäten stark abweichen, haben beide Modelle einen sehr ähnlichen Kurvenverlauf, sodass die 1D-Simulation dennoch als erster Anhaltspunkt für eine schnelle Analyse dienen kann. Für die detaillierten Untersuchungen sollte jedoch auf das 2.5D-Modell zurückgegriffen werden.

In dieser Arbeit wurden die wichtigsten Designparameter von Love-Wellen-basierten SAW-Sensoren für die Magnetfeldmessung untersucht. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich das komplexe Zusammenspiel aus Führungsschichtdicke, MS-Schichtdicke, IDT-Fingerbreite, Länge der Verzögerungsleitung und magnetischen Eigenschaften entsprechend der Gleichung 5.4 zu der Gesamtsensitivität zusammensetzt. Durch geeignete Wahl dieser Parameter kann die Sensitivität

maximiert werden, um das übergreifende Ziel zu erreichen, biomagnetische Signale zu messen. Mit der Verwendung kleinerer Wellenlängen können zudem höhere Love-Wellen angeregt werden und durch die Wahl des Verhältnisses aus Führungsschichtdicke zu Wellenlänge kann ein Arbeitspunkt gewählt werden, bei dem entweder ein, zwei oder sogar drei Love-Moden gleichzeitig angeregt werden können. In der Praxis muss hier ein Kompromiss gefunden werden zwischen den prozesstechnisch erreichbaren Schichtdicken, der Anzahl der gewünschten Moden und der durch die Kombination erreichbaren Gesamtsensitivität des Sensors.

Abschließend lässt sich festhalten, dass mit der Entwicklung der verschiedenen Modelle das Verständnis des Einflusses diverser Sensorparameter auf die Sensitivität ermöglicht wurde und diese sich sogar für weitere Anwendungsmöglichkeiten wie beispielsweise die Wellenausbreitung bei Domänenwandbewegungen nutzen lassen. Zudem hat sich gezeigt, dass zukünftig der Fokus auf die 2.5D-Modelle gelegt werden sollte, da diese die Anisotropie der Materialien berücksichtigen. Hier sollte das magnetische Modell in das mechanische integriert werden, um die Materialparameter für die Modellierung der magnetischen Sensitivität besser bestimmen zu können.

In einer kürzlich veröffentlichten Studie von Kittmann et al. [153] wurde gezeigt, dass das Detektionslimit der Sensoren aktuell maßgeblich durch das Flickerrauschen der magnetischen Hystereseverluste begrenzt wird und die magnetische Sensitivität daher aktuell keinen Einfluss auf die Gesamtsensitivität hat. Nichtsdestotrotz können die hier vorgestellten Methoden zur Verbesserung der Sensitivität die Sensorperformance steigern, sobald die magnetischen Schichten nicht mehr limitierend wirken. Um dies zu erreichen, könnte der für Dünnschichten optimierte Sputterprozess für dickere magnetostriktive Schichten optimiert werden. Zudem kann eine bessere Kontrolle der magnetischen Anisotropie zu einer höheren magnetischen Sensitivität führen, ohne die magnetischen Verluste zu erhöhen [11]. Dies könnte beispielsweise durch die Verwendung eines Substrates mit isotropen thermischen Ausdehnungskoeffizienten erreicht werden [153]. Durch die Verwendung des in Kapitel 7 vorgestellten Multi-Moden-Arbeitspunktes kann trotz der magnetischen Limitierung eine entsprechende Verbesserung des Sensorsystems erzielt werden, indem die Signale der einzelnen Moden geeignet mittels Signalverarbeitung kombiniert werden.

Die Optimierung verschiedener Sensorparameter ist notwendig, um sich schrittweise dem Ziel der Messung biologischer Signale zu nähern. Dabei konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die entwickelten Modelle äußerst geeignet sind, um dieses Ziel zu erreichen. Die Modelle können auch für weitergehende Untersuchungen anderer Geometrien, veränderter IDT-Strukturen und Resonatorstrukturen verwendet werden, die einen weiteren Schritt in Richtung der Messung biologischer Signale darstellen könnten.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Größenordnungen und Frequenzbereiche biomagnetischer Felder und Störquellen (Daten zusammengestellt aus [5–9]). . . . .	2
1.2	Schematische Darstellung von Biegebalken- (a) und Oberflächenwellensensoren (b) zur Messung von Magnetfeldern jeweils mit piezoelektrischem (PE) und magnetostriktivem (MS) Material. . . . .	4
2.1	Schematische Darstellung zur Veranschaulichung des direkten magnetoelektrischen (ME) Effekts ( $H \rightarrow P$ ) und indirekten magnetoelektrischen Effekts ( $H \rightarrow \mathbf{S} \rightarrow \mathbf{T} \rightarrow P$ ) (nach [36]). . . . .	10
2.2	Schematische Darstellung des magnetostriktiven Effekts (nach [39]). . . . .	11
2.3	Schematische Darstellung des direkten (a) und (b) sowie des inversen (c) und (d) piezoelektrischen Effekts (nach [41]). . . . .	12
2.4	Zweidimensionale schematische Darstellung des piezoelektrischen Effekts am Beispiel der Gitterstruktur eines aus O und Si bestehenden Quarzkristalls in Ruhe (a), unter Einwirkung einer externen Kraft $\vec{F}$ entlang (b) und orthogonal (c) zur Richtung der polaren Achse des Kristalls (nach [44]). . . . .	13
2.5	Schematische Darstellung von Rayleigh-Wellen (a), bei denen die Materialdeformation sowohl vor und zurück als auch auf und ab erfolgt und schematische Darstellung von Love-Wellen (b), bei denen die Deformation orthogonal zur Ausbreitungsrichtung und parallel zur Oberfläche erfolgt. . . . .	15
2.6	Zweidimensionale Darstellung der Deformation einer Rayleigh-Welle. . . . .	15
2.7	Phasen- $v_p$ und Gruppengeschwindigkeit $v_g$ der Grundmode einer sich in einem $\text{SiO}_2$ -Quarz-Wellenleiter ausbreitenden Love-Oberflächenwelle als Funktion der normalisierten Schichtdicke $h/\lambda$ . . . . .	17
2.8	(a) zeigt die Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge für ausgewählte FeCoSiB Schichtdicken. (b) zeigt das Modenprofil der zugehörigen Love-Wellen für 20 $\mu\text{m}$ , 28 $\mu\text{m}$ und 40 $\mu\text{m}$ Wellenlänge. . . . .	18
2.9	ST-Schnitt eines idealisierten Quarz Kristalls. . . . .	19
3.1	Schematische Darstellung des magnetoelektrischen Biegebalkensensors mit Angabe der Sensorbestandteile (a). Der Schichtaufbau ist in (b) als Explosionszeichnung dargestellt und zeigt auch die sonst verdeckt liegende untere Elektroden der PE-Schicht. . . . .	25
3.2	Schematische Darstellung des verwendeten Netzes zur Diskretisierung des Biegebalkens. . . . .	27
3.3	Übersicht der SAW-Modelle: Vom 1D-Modell (a) über die 2.5D-Modelle (b), (c) bis hin zu den 3D-Modellen (d) und (e). . . . .	29
3.4	Schematische Darstellung der 3D-Modelle eines SAW-Sensors mit eingezeichneten Randbedingungen: Das Verzögerungsleitungsmodell in (a) und das Einheitszellenmodell in (b). . . . .	31

4.1	Dehnungsknotenoptimierte Elektroden-Designs für die ersten drei fest-freien Biegemoden auf einem Biegebalken (a)–(c) und ebenso SNR-optimierte Elektroden-Designs (d)–(f). . . . .	35
4.2	Schematische Darstellung eines experimentellen Aufbaus zur optischen Messung der Biegung eines Biegebalkens entlang der Balkenlänge. . . . .	39
4.3	Optische Messung der Biegebalkenauslenkung an verschiedenen Positionen entlang des Balkenlänge $l$ für die ersten drei Moden bei 243 Hz, 1482 Hz und 4125 Hz. . . . .	40
4.4	Normalisierte Ladungen von unterschiedlich segmentierten Elektroden für die ersten drei Biegemoden bei 243 Hz, 1482 Hz und 4125 Hz in (a)–(c). Die gleichzeitige Auswertung der Ladungen von verschiedenen Elektroden ist sowohl für die direkte Verbindung der Elektroden, als auch für nach der AD-Wandlung digital addierten Werte gezeigt. Der Messaufbau eines Biegebalkens in einer Spule für die magnetische Anregung ist in (d) gezeigt. . . . .	40
4.5	Ersatzschaltbild des Sensors und des Ladungsverstärkers (modifiziert nach Jahns et al. [83]). . . . .	41
4.6	(a) Biegebalkensensoren mit eingezeichneter Oberflächenladungsdichte für die dritte Mode. Die Elektrodenstart- und Endpositionen ( $x_{\text{start}}$ , $x_{\text{end}}$ ) sowie die Dehnungsknoten $x_{\text{node}}$ sind für $E_2$ hervorgehoben. (b) Das rote Dreieck zeigt exemplarisch alle möglichen Werte für ( $x_{\text{start}}$ , $x_{\text{end}}$ ), welche die Abmessungen der Elektrode $E_2$ definiert. Die obere linke Ecke entspricht einer dehnungsknoten-optimierten Elektrode (Elektrode über die gesamte Länge). (c) Das SNR wurde für alle Punkte innerhalb des Dreiecks ausgewertet. . . . .	44
4.7	(a)–(c): Signal-zu-Rausch-Verhältnis für verschiedene Elektrodenstart- und Endpositionen entlang des Biegebalkens für die ersten drei fest-freien Biegemoden. Die kleinen Bilder zeigen die Biegebalken mit den optimalen Elektrodenkonfigurationen für die jeweiligen Moden. Die schwach kolorierten Bereiche (oben links) entsprechen hypothetischen Elektroden, die mindestens einen Dehnungsknoten überdecken. Die Rauschspannung und Ausgangsspannung sind normalisiert auf das Maximum der Ausgangsspannung und sind in (d) und (e) dargestellt. Die Kreuze und Kreise beziehen sich auf entsprechende Positionen der Dehnungsknoten und SNR-optimierten Elektrodenkonfigurationen. (f) zeigt die Konfiguration der dritten Elektrode für Dehnungsknoten- und SNR-Optimierung. . . . .	45
5.1	Sensordesign und modellierte strukturelle Sensitivität. . . . .	55
5.2	Streuparameter eines SAW-Bauteils gemessen mit einem VNA bei $B_{\text{bias}} = 0$ T. . . . .	57
5.3	Charakterisierung und Modellierung von SAW-Bauteilen. . . . .	59
5.4	Ausleseelektronik mit inhärenter Phasenrauschunterdrückung. . . . .	61
5.5	SAW-Sensor-Rauschen und Linearitätscharakteristik. . . . .	63
5.6	Modellierung von potentiellen Sensitivitätsverbesserungen. . . . .	65
6.1	Schematische Darstellung der Sensorstruktur eines akustischen Oberflächenwellensensors (SAW) mit Substrat (Quarz), Interdigitalwandler (IDT), Führungsschicht ( $\text{SiO}_2$ ) und magnetostriktiver Schicht ( $\text{FeCoSiB}$ ). . . . .	72
6.2	Sensor-Prinzip unter Verwendung einer Verzögerungsleitungskonfiguration. . . . .	73



6.3	Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellenverformung. Die rote Linie repräsentiert die eindimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. . . . .	74
6.4	Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellen-Verformung. Das rot hervorgehobene Gebiet repräsentiert die dreidimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. . . . .	76
6.5	Vereinfachte Darstellung des Sensors mit angedeuteter Love-Wellen-Verformung. Das rot hervorgehobene Gebiet repräsentiert die zweieinhalbdimensionale Näherung des Sensors, die für die Berechnung verwendet wird. . . . .	77
6.6	Übersicht an typischen Simulationsergebnissen der beschriebenen Modelle. . .	79
7.1	(a) Schematische Darstellung eines SAW-basierten Magnetfeldsensors mit Verzögerungsleitungsstruktur sowie ein Foto eines hergestellten Sensors. Die verwendeten Materialien der Schichten und wichtige Designparameter sind eingezeichnet. Mikroskopaufnahme und schematischer Aufbau der IDT-Struktur (b) für eine Periodizität von $p = 28 \mu\text{m}$ mit Doppelfingerelektroden und (c) für eine Periodizität von $p = 12 \mu\text{m}$ mit Einzelfingerelektroden. . . . .	86
7.2	Experimentelle Phasenänderung und Sensitivität, berechnet aus der Phasenänderung für die Grund- und erste Mode eines SAW-Sensors mit Verzögerungsleitung, eine Periodizität von $p = 12 \mu\text{m}$ , einer Führungsschichtschichtdicke von $h_{\text{GL}} = 4,5 \mu\text{m}$ und einer magnetostriktiven Schicht mit $h_{\text{MS}} = 200 \text{ nm}$ . . . . .	87
7.3	Normalisierte Verschiebung eines Verzögerungsleitungs-SAW-Bauteils mit $\lambda = 12 \mu\text{m}$ und $h_{\text{GL}} = 4,5 \mu\text{m}$ für (a) die Grundmode und (b) die erste Mode berechnet mit einer Frequenzbereichsanalyse. (c) Modenprofil von Love-Wellen mit verschiedenen Wellenlängen mit einem $500 \mu\text{m}$ dicken Quarz-Substrats im Bereich $z < 0$ und einer $18 \mu\text{m}$ dicken Führungsschicht über $z = 0$ . Schematisches Simulationssetup einer Einheitszelle für die Region der Anregung (d) und der Verzögerungsleitung (e), mit einer Zellenbreite von $p$ , einer Substratdicke $h_{\text{sub}}$ , einer Führungsschichtdicke $h_{\text{GL}}$ , einer Elektrodendicke $h_{\text{el}}$ , einer magnetostriktiven Schichtdicke von $h_{\text{MS}}$ und den IDTs. . . . .	91
7.4	Vergleich von Tensorkomponenten der Dehnung eines SAW-Sensors bei der ersten Mode mit $18 \mu\text{m}$ Führungsschichtdicke und einem Substrat für $z < 0$ . . . . .	94
7.5	Vergleich der Sensitivitätsergebnisse der isotropen (1D) und anisotropen (2.5D) Berechnung für $p = 12 \mu\text{m}$ und $p = 28 \mu\text{m}$ von der Grund-, ersten und zweiten Mode. . . . .	97
7.6	Magnetisierungskurve eines SAW-Sensors mit $p = 12 \mu\text{m}$ , die mit dem Hystereseschleifen-Tracker Modell 108 (Shb Instruments) gemessen wurden. . . . .	103
7.7	(a) Gemessene spektrale Leistungsdichte der zufälligen Phasenschwankungen in dem magnetischen Arbeitspunkt (durchgezogene Linien) und in magnetischer Sättigung (gestrichelte Linien) des Sensors mit $p = 12 \mu\text{m}$ für die Grundmode, ersten und zweiten Mode. (b) Berechnete LODs der beiden Moden. . . . .	105
8.1	Anregungsschema und experimenteller Nachweis. . . . .	108

8.2	Statische und dynamische mikromagnetische Simulation eines periodischen Musters aus zwei 180° asymmetrischen Bloch-Wänden, die durch eine 25 µm dicke Domäne getrennt sind. . . . .	110
8.3	Schematische Darstellung des Simulationsaufbaus zur Ausbreitung von durch Domänenwandbewegungen verursachten mechanischen Wellen. . . . .	111
8.4	Mechanische Simulation der elastischen Wellenanregung, ausgehend von der Domänenwandregion bei einer Anregungsfrequenz von 2 GHz. . . . .	112
9.1	Phasenänderung des in Kapitel 5 vorgestellten Sensors in Abhängigkeit der Führungsschichtdicke $h_g$ (a) und die Verschiebung in Abhängigkeit der Eindringtiefe in Substrat und Führungsschicht für ausgewählte Führungsschichtdicken $h_g$ (b). . . . .	115

# Tabellenverzeichnis

2.1	Ausbreitungsgeschwindigkeiten von transversalen Wellen für ausgewählte Materialien inklusive der Materialparameterwerte für die Massendichte $\rho$ und den Schermodul $G$ . . . . .	16
4.1	Vergleich von Signal-Rausch-Verhältnissen von Elektrodendesigns optimiert nach den Positionen der Dehnungsknoten sowie nach dem Signal-Rausch-Verhältnis für die erste, zweite und dritte Mode. $\Delta\text{SNR}$ beschreibt die Verbesserung durch die Optimierung der Elektroden in Hinblick auf das SNR. $x_s$ und $x_e$ sind die Elektrodenstart- und Endpositionen in % der Balkenlänge. . . . .	46
5.1	Übersicht über kompakte, hochauflösende Magnetometer, die bei Raumtemperatur betrieben werden können. Ein Bereich über $50\text{ }\mu\text{T}$ ermöglicht nicht-abgeschirmte Messungen. Biomagnetische Applikationen benötigen eine Detektionsgrenze von mindestens $10\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . . . . .	52
6.1	Vergleich der Simulationsmodelle für Love-Wellen basierte Magnetfeldsensoren. © 2019 IEEE / übersetzt ins Deutsche. . . . .	80
7.1	Vergleich der Ergebnisse des 1D- und des 2.5D-Modells mit isotropen Materialparametern und des 2.5D-Model mit anisotropen Materialparametern für $p = 12\text{ }\mu\text{m}$ und $h_{\text{GL}} = 18\text{ }\mu\text{m}$ für die Grund- und erste Mode. . . . .	93
7.2	Vergleich der gemessenen und simulierten Sensitivitäten für verschiedene Wellenlängen $\lambda$ und Führungsschichtdicken $h_{\text{GL}}$ . . . . .	98



# Literaturverzeichnis

- [1] V. Mäntynen, T. Konttila und M. Stenroos, „Investigations of sensitivity and resolution of ECG and MCG in a realistically shaped thorax model“, *Physics in Medicine and Biology*, Jg. 59, Nr. 23, S. 7141–7158, Dez. 2014. DOI: 10.1088/0031-9155/59/23/7141 (siehe S. 1).
- [2] R. Weber Dos Santos, O. Kosch, U. Steinhoff, S. Bauer, L. Trahms und H. Koch, „MCG to ECG source differences: Measurements and a two-dimensional computer model study“, in *Journal of Electrocardiology*, Bd. 37, J Electrocardiol, Okt. 2004, S. 123–127. DOI: 10.1016/j.jelectrocard.2004.08.036 (siehe S. 1).
- [3] X. Zhang, X. Lei, T. Wu und T. Jiang, *A review of EEG and MEG for brainnetome research*, 2014. DOI: 10.1007/s11571-013-9274-9 (siehe S. 1).
- [4] J. H. Storm, P. Hömmen, N. Höfner und R. Körber, „Detection of body noise with an ultra-sensitive SQUID system“, *Measurement Science and Technology*, Jg. 30, Nr. 12, S. 125 103, Sep. 2019. DOI: 10.1088/1361-6501/ab3505 (siehe S. 2).
- [5] K. Sternickel und A. I. Braginski, „Biomagnetism using SQUIDs: Status and perspectives“, in *Superconductor Science and Technology*, Bd. 19, IOP Publishing, März 2006, S160. DOI: 10.1088/0953-2048/19/3/024 (siehe S. 2, 52).
- [6] J. Clarke und A. I. Braginski, *The SQUID Handbook*. 2006, Bd. 2, S. 1–634. DOI: 10.1002/9783527609956 (siehe S. 2).
- [7] H. Nowak, „Biomagnetic Instrumentation“, in *Magnetism in Medicine*, Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Feb. 2007, S. 101–163. DOI: 10.1002/9783527610174.ch2b (siehe S. 2).
- [8] J. H. Storm, P. Hömmen, D. Drung und R. Körber, „An ultra-sensitive and wideband magnetometer based on a superconducting quantum interference device“, *Applied Physics Letters*, Jg. 110, Nr. 7, 2017. DOI: 10.1063/1.4976823. arXiv: 1702.05428 (siehe S. 2).
- [9] S. P. Krzyzewski, A. R. Perry, V. Gerginov und S. Knappe, „Characterization of noise sources in a microfabricated single-beam zero-field optically-pumped magnetometer“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 126, Nr. 4, S. 044 504, Juli 2019. DOI: 10.1063/1.5098088 (siehe S. 2).
- [10] E. Yarar, S. Salzer, V. Hrkac, A. Piorra, M. Höft, R. Knöchel, L. Kienle und E. Quandt, „Inverse bilayer magnetoelectric thin film sensor“, *Applied Physics Letters*, Jg. 109, Nr. 2, S. 022 901, Juli 2016. DOI: 10.1063/1.4958728 (siehe S. 2, 3).
- [11] V. Schell, C. Müller, P. Durdaut, A. Kittmann, L. Thormählen, F. Lofink, D. Meyners, M. Höft, J. McCord und E. Quandt, „Magnetic anisotropy controlled FeCoSiB thin films for surface acoustic wave magnetic field sensors“, *Applied Physics Letters*, Jg. 116, Nr. 7, 2020. DOI: 10.1063/1.5140562 (siehe S. 2, 84, 85, 88, 117).
- [12] S. Zabel, J. Reermann, S. Fichtner, C. Kirchhof, E. Quandt, B. Wagner, G. Schmidt und F. Faupel, „Multimode delta-E effect magnetic field sensors with adapted electrodes“, *Applied Physics Letters*, Jg. 108, Nr. 22, S. 222 401, Mai 2016. DOI: 10.1063/1.4952735 (siehe S. 2, 4, 5, 34, 43, 53, 62, 84).

- [13] V. Röbisch, S. Salzer, N. O. Urs, J. Reermann, E. Yarar, A. Piorra, C. Kirchhof, E. Lage, M. Höft, G. U. Schmidt, R. Knöchel, J. McCord, E. Quandt und D. Meyners, „Pushing the detection limit of thin film magnetoelectric heterostructures“, *Journal of Materials Research*, Jg. 32, Nr. 6, S. 1009–1019, 2017. DOI: 10.1557/jmr.2017.58 (siehe S. 2).
- [14] D. Budker und D. Kimball, *Optical Magnetometry*. Cambridge University Press, 2013 (siehe S. 3).
- [15] P. Ripka, *Review of fluxgate sensors*, Juni 1992. DOI: 10.1016/0924-4247(92)80159-Z (siehe S. 3).
- [16] E. Ramsden, *Hall-Effect Sensors: Theory and Application*. Elsevier Science, 2011 (siehe S. 3).
- [17] S. Tumanski, *Thin Film Magnetoresistive Sensors*, Ser. Series in Sensors. CRC Press, 2001 (siehe S. 3).
- [18] P. P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso und F. Cardoso, „Magnetoresistive sensors“, *Journal of Physics Condensed Matter*, Jg. 19, Nr. 16, S. 165 221, Apr. 2007. DOI: 10.1088/0953-8984/19/16/165221 (siehe S. 3).
- [19] H. Hauser, L. Kraus und P. Ripka, „Giant magnetoimpedance sensors“, *IEEE Instrumentation and Measurement Magazine*, Jg. 4, Nr. 2, S. 28–32, Juni 2001. DOI: 10.1109/5289.930983 (siehe S. 3).
- [20] A. Edelstein, „Advances in magnetometry“, *Journal of Physics Condensed Matter*, Jg. 19, Nr. 16, Apr. 2007. DOI: 10.1088/0953-8984/19/16/165217 (siehe S. 3).
- [21] J. Lenz und A. S. Edelstein, „Magnetic sensors and their applications“, *IEEE Sensors Journal*, Jg. 6, Nr. 3, S. 631–649, Juni 2006. DOI: 10.1109/JSEN.2006.874493 (siehe S. 3, 52).
- [22] M. Fiebig, „Revival of the magnetoelectric effect“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 38, R123–R152, 2005. DOI: 10.1088/0022-3727/38/8/R01 (siehe S. 3, 9).
- [23] C. W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland und G. Srinivasan, „Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 103, Nr. 3, S. 031 101, Feb. 2008. DOI: 10.1063/1.2836410 (siehe S. 3).
- [24] Y. Wang, J. Li und D. Viehland, *Magnetoelectrics for magnetic sensor applications: Status, challenges and perspectives*, Juli 2014. DOI: 10.1016/j.matmod.2014.05.004 (siehe S. 3).
- [25] R. Jahns, S. Zabel, S. Marauska, B. Gojdka, B. Wagner, R. Knöchel, R. Adelung und F. Faupel, „Microelectromechanical magnetic field sensor based on  $\Delta E$  effect“, *Applied Physics Letters*, Jg. 105, Nr. 5, S. 2012–2015, 2014. DOI: 10.1063/1.4891540 (siehe S. 3).
- [26] B. Spetzler, C. Kirchhof, J. Reermann, P. Durdaut, M. Höft, G. Schmidt, E. Quandt und F. Faupel, „Influence of the quality factor on the signal to noise ratio of magnetoelectric sensors based on the delta-E effect“, *Applied Physics Letters*, Jg. 114, Nr. 18, 2019. DOI: 10.1063/1.5096001 (siehe S. 3).
- [27] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li und D. Viehland, „Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature“, *Applied Physics Letters*, Jg. 88, Nr. 6, S. 062 510, Feb. 2006. DOI: 10.1063/1.2172706 (siehe S. 3).
- [28] Y. Wang, D. Gray, D. Berry, J. Gao, M. Li, J. Li und D. Viehland, „An extremely low equivalent magnetic noise magnetoelectric sensor“, *Advanced Materials*, Jg. 23, Nr. 35, S. 4111–4114, Sep. 2011. DOI: 10.1002/adma.201100773 (siehe S. 3).

- 
- [29] D. Viehland, M. Wuttig, J. McCord und E. Quandt, „Magnetoelectric magnetic field sensors“, *MRS Bulletin*, Jg. 43, Nr. 11, S. 834–840, 2018. DOI: 10.1557/mrs.2018.261 (siehe S. 3).
- [30] J. Reermann, P. Durdaut, S. Salzer, T. Demming, A. Piorra, E. Quandt, N. Frey, M. Höft und G. Schmidt, „Evaluation of magnetoelectric sensor systems for cardiological applications“, *Measurement: Journal of the International Measurement Confederation*, Jg. 116, S. 230–238, Feb. 2018. DOI: 10.1016/j.measurement.2017.09.047 (siehe S. 3).
- [31] Z. Sárközi, K. Mackay und J. C. Peuzin, „Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 88, Nr. 10, S. 5827–5832, Nov. 2000. DOI: 10.1063/1.1318388 (siehe S. 4, 53, 65, 71, 84).
- [32] J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel und G. Schmidt, „Adaptive Readout Schemes for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the delta-E Effect“, *IEEE Sensors Journal*, Jg. 16, Nr. 12, S. 4891–4900, Juni 2016. DOI: 10.1109/JSEN.2016.2553962 (siehe S. 5, 34, 43, 47, 66, 100).
- [33] W. F. Brown, R. M. Hornreich und S. Shtrikman, „Upper bound on the magnetoelectric susceptibility“, *Physical Review*, Jg. 168, Nr. 2, S. 574–577, 1968. DOI: 10.1103/PhysRev.168.574 (siehe S. 9).
- [34] N. A. Spaldin und M. Fiebig, „The renaissance of magnetoelectric multiferroics“, *Science*, Jg. 309, Nr. 5733, S. 391–392, 2005. DOI: 10.1126/science.1113357. eprint: <https://science.sciencemag.org/content/309/5733/391.full.pdf> (siehe S. 9).
- [35] H. Palneedi, V. Annapureddy, S. Priya und J. Ryu, „Status and Perspectives of Multiferroic Magnetoelectric Composite Materials and Applications“, *Actuators*, Jg. 5, Nr. 1, S. 9, März 2016. DOI: 10.3390/act5010009 (siehe S. 9).
- [36] L. W. Martin, S. P. Crane, Y.-H. Chu, M. B. Holcomb, M. Gajek, M. Huijben, C.-H. Yang, N. Balke und R. Ramesh, „Multiferroics and magnetoelectrics: thin films and nanostructures“, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Jg. 20, Nr. 43, S. 434 220, 2008. DOI: 10.1088/0953-8984/20/43/434220 (siehe S. 10).
- [37] 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“, *Annalen der Physik*, Jg. 202, Nr. 9, S. 87–122, Jan. 1865. DOI: 10.1002/andp.18652020906 (siehe S. 9).
- [38] J. P. Joule, „On a new class of magnetic forces“, *Ann. Electr. Magn. Chem*, Jg. 8, Nr. 1842, S. 219–224, 1842 (siehe S. 10).
- [39] A. B. Flatau, M. J. Dapino und F. T. Calkins, „High Bandwidth Tunability in a Smart Vibration Absorber“, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, Jg. 11, Nr. 12, S. 923–929, Dez. 2000. DOI: 10.1106/3QDU-JFU5-BRR7-6C19 (siehe S. 11).
- [40] S. Zabel, C. Kirchhof, E. Yazar, D. Meyners, E. Quandt und F. Faupel, „Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields“, *Applied Physics Letters*, Jg. 107, Nr. 15, S. 152 402, 2015. DOI: 10.1063/1.4932575 (siehe S. 11, 26, 43, 52).
- [41] S. Mishra, L. Unnikrishnan, S. K. Nayak und S. Mohanty, *Advances in Piezoelectric Polymer Composites for Energy Harvesting Applications: A Systematic Review*, Jan. 2019. DOI: 10.1002/mame.201800463 (siehe S. 12).

- [42] K. H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, Ser. Heidelberger Taschenbücher. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1976, Bd. 34. DOI: 10.1007/978-3-642-96301-8 (siehe S. 12).
- [43] B. Jaffe, *Piezoelectric Ceramics*. Academic Press, 1971. DOI: 10.1016/B978-0-12-379550-2.50001-6 (siehe S. 12).
- [44] K. K. Leang, Q. Zou und G. Pannozzo, „Teaching modules on modeling and control of piezoactuators for system dynamics, controls, and mechatronics courses“, *IEEE Transactions on Education*, Jg. 53, Nr. 3, S. 372–383, Aug. 2010. DOI: 10.1109/TE.2009.2024930 (siehe S. 13).
- [45] R. Hooke, *Lectures de Potentia Restitutiva, Or of Spring Explaining the Power of Springing Bodies*, Ser. Cutlerian lecture. John Martyn, 1678 (siehe S. 13).
- [46] W. Voigt, *Lehrbuch der Kristallphysik*, Ser. B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern auf dem Gebiete der mathematischen Wissenschaften. Teubner, 1910 (siehe S. 13).
- [47] A. Bertram und R. Glüge, *Solid Mechanics: Theory, Modeling, and Problems*. Springer International Publishing, 2015 (siehe S. 13).
- [48] J. Rösler, H. Harders und M. Bäker, „Elastisches Verhalten“, in *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2016, S. 31–62. DOI: 10.1007/978-3-658-13795-3\_2 (siehe S. 13).
- [49] L. Rayleigh, „On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid“, *Proceedings of the London Mathematical Society*, Jg. s1-17, Nr. 1, S. 4–11, Nov. 1885. DOI: 10.1112/plms/s1-17.1.4. eprint: <https://academic.oup.com/plms/article-pdf/s1-17/1/4/4368144/s1-17-1-4.pdf> (siehe S. 14, 30).
- [50] A. E. H. Love, *Some Problems of Geodynamics: Being an Essay to which the Adams Prize in the University of Cambridge was Adjudged in 1911*. Cambridge, University Press, 1911 (siehe S. 14, 30).
- [51] B. Jakoby und M. J. Vellekoop, „Properties of Love waves: applications in sensors“, *Smart Materials and Structures*, Jg. 6, Nr. 6, S. 668–679, 1997. DOI: 10.1088/0964-1726/6/6/003 (siehe S. 18, 19, 53, 54).
- [52] R. Bechmann, „Elastic and Piezoelectric Constants of Alpha-Quartz“, *Physical Review*, Jg. 110, Nr. 5, S. 1060–1061, Juni 1958. DOI: 10.1103/PhysRev.110.1060 (siehe S. 20, 81, 100).
- [53] A. H. Fahmy und E. L. Adler, „Transformation of tensor constants of anisotropic materials due to rotations of the co-ordinate axes“, *Proc. IEEE*, Jg. 122, Nr. 5, S. 591–592, 1975 (siehe S. 20).
- [54] O. Zienkiewicz, R. Taylor und J. Zhu, *The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals*, Ser. The Finite Element Method. Elsevier Science, 2013 (siehe S. 21).
- [55] O. Zienkiewicz und R. Taylor, *The Finite Element Method for Solid and Structural Mechanics*, Ser. The Finite Element Method. Elsevier Science, 2013 (siehe S. 21).
- [56] J. Brauer, *What Every Engineer Should Know about Finite Element Analysis, Second Edition*, Ser. What Every Engineer Should Know. Taylor & Francis, 1993 (siehe S. 21).
- [57] D. Braess, *Finite Elemente*, 5. Aufl. 2007, S. 357. DOI: 10.1515/BMT.2007.051 (siehe S. 21).



- [58] M. Link, *Finite Elemente in der Statik und Dynamik*, 4. Aufl. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014, S. 1–354. DOI: 10.1007/978-3-658-03557-0 (siehe S. 21).
- [59] M. Merkel und A. Öchsner, *Eindimensionale Finite Elemente*, 2. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2014, S. 1–428. DOI: 10.1007/978-3-642-54482-8 (siehe S. 21).
- [60] J. L. Gugat, „Entwurf, Analyse und Optimierung magnetoelektrischer Sensoren mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode“, Diss., 2017 (siehe S. 23, 26).
- [61] J. F. Blackburn, M. Vopsaroiu und M. G. Cain, „Verified finite element simulation of multiferroic structures: Solutions for conducting and insulating systems“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 104, Nr. 7, S. 074 104, Okt. 2008. DOI: 10.1063/1.2988183 (siehe S. 23, 36).
- [62] A. Piorra, R. Jahns, I. Teliban, J. L. Gugat, M. Gerken, R. Knöchel und E. Quandt, „Magnetolectric thin film composites with interdigital electrodes“, *Applied Physics Letters*, Jg. 103, Nr. 3, S. 032 902, Juli 2013. DOI: 10.1063/1.4812706 (siehe S. 26).
- [63] M. C. Krantz, J. L. Gugat und M. Gerken, „Resonant magnetolectric response of cantilevers with magnetostrictive and piezoelectric layers on opposite sides of the substrate“, *AIP Advances*, Jg. 3, Nr. 6, S. 062 135, Juni 2013. DOI: 10.1063/1.4812873 (siehe S. 26).
- [64] M. Okereke und S. Keates, *Finite Element Applications: A Practical Guide to the FEM Process*, Ser. Springer Tracts in Mechanical Engineering. Springer International Publishing, 2018 (siehe S. 26).
- [65] A. Noor und D. Dwyer, *Computational Structural Mechanics & Fluid Dynamics: Advances and Trends*. Elsevier Science, 2013 (siehe S. 27).
- [66] R. Lakes, *Viscoelastic Solids (1998)*, Ser. CRC Press Revivals. CRC Press, 2017 (siehe S. 27).
- [67] J. Rose, *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. Cambridge University Press, 2014 (siehe S. 27).
- [68] M. Gerken, „Resonance line shape, strain and electric potential distributions of composite magnetolectric sensors“, *AIP Advances*, Jg. 3, Nr. 6, S. 062 115, Juni 2013. DOI: 10.1063/1.4811369 (siehe S. 27).
- [69] U. Fano, „Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts“, *Physical Review*, Jg. 124, Nr. 6, S. 1866–1878, Dez. 1961. DOI: 10.1103/PhysRev.124.1866 (siehe S. 27).
- [70] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity*, 2nd edn, Ser. Course of theoretical physics. Oxford: Pergamon, 1970, S. 101 (siehe S. 28, 74, 89, 95).
- [71] M. Cohen und P. Jennings, „Silent Boundary Methods for Transient Analysis“, in *Computational methods for transient analysis*, T. Belytschko und T. Hughes, Hrsg., 1. Aufl., North-Holland, 1983 (siehe S. 32, 110).
- [72] A. C. Reynolds, „Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems“, *Geophysics*, Jg. 43, Nr. 6, S. 1099–1110, Okt. 1978. DOI: 10.1190/1.1440881 (siehe S. 32).
- [73] G. R. Liu und S. S. Quek Jerry, „A non-reflecting boundary for analyzing wave propagation using the finite element method“, *Finite Elements in Analysis and Design*, Jg. 39, Nr. 5-6, S. 403–417, März 2003. DOI: 10.1016/S0168-874X(02)00081-1 (siehe S. 32).

- [74] J. Schmalz, M. C. Krantz, A. Knies, H. Lüder und M. Gerken, „Signal-to-noise ratio enhanced electrode configurations for magnetoelectric cantilever sensors“, *AIP Advances*, Jg. 10, Nr. 7, S. 075 314, 2020. DOI: 10.1063/5.0015564 (siehe S. 33, 35, 39–41, 44, 45, 147).
- [75] Y. Zhou, D. J. Apo und S. Priya, „Dual-phase self-biased magnetoelectric energy harvester“, *Applied Physics Letters*, Jg. 103, Nr. 19, S. 192 909, Nov. 2013. DOI: 10.1063/1.4829151 (siehe S. 34).
- [76] T.-D. Onuta, Y. Wang, C. J. Long und I. Takeuchi, „Energy harvesting properties of all-thin-film multiferroic cantilevers“, *Applied Physics Letters*, Jg. 99, Nr. 20, S. 203 506, Nov. 2011. DOI: 10.1063/1.3662037 (siehe S. 34).
- [77] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li und D. Viehland, „Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature“, *Applied Physics Letters*, Jg. 88, Nr. 6, S. 062 510, Feb. 2006. DOI: 10.1063/1.2172706 (siehe S. 34).
- [78] J. Petrie, D. Viehland, D. Gray, S. Mandal, G. Sreenivasulu, G. Srinivasan und A. S. Edelstein, „Enhancing the sensitivity of magnetoelectric sensors by increasing the operating frequency“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 110, Nr. 12, S. 124 506, Dez. 2011. DOI: 10.1063/1.3668752 (siehe S. 34).
- [79] S. Marauska, R. Jahns, C. Kirchhof, M. Claus, E. Quandt, R. Knöchel und B. Wagner, „Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites“, *Sensors and Actuators A: Physical*, Jg. 189, S. 321–327, Jan. 2013 (siehe S. 34).
- [80] J. L. Gugat, M. C. Krantz, J. Schmalz und M. Gerken, „Signal-to-Noise Ratio in Cantilever Magnetoelectric Sensors“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 52, Nr. 9, S. 1–5, Sep. 2016. DOI: 10.1109/TMAG.2016.2557305 (siehe S. 34, 36).
- [81] P. Durdaut, J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel, G. Schmidt, R. Knochel und M. Hoft, „Modeling and Analysis of Noise Sources for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the Delta-E Effect“, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Jg. 66, Nr. 10, S. 2771–2779, Okt. 2017. DOI: 10.1109/TIM.2017.2709478 (siehe S. 36).
- [82] H.-J. Tseng, W.-C. Tian und W.-J. Wu, „P(VDF-TrFE) Polymer-Based Thin Films Deposited on Stainless Steel Substrates Treated Using Water Dissociation for Flexible Tactile Sensor Development“, *Sensors*, Jg. 13, Nr. 11, S. 14 777–14 796, Okt. 2013. DOI: 10.3390/s131114777 (siehe S. 37).
- [83] R. Jahns, R. Knochel, H. Greve, E. Woltermann, E. Lage und E. Quandt, „Magnetoelectric sensors for biomagnetic measurements“, in *MeMeA 2011 - 2011 IEEE International Symposium on Medical Measurements and Applications, Proceedings*, IEEE, Mai 2011, S. 107–110. DOI: 10.1109/MeMeA.2011.5966676 (siehe S. 41, 42).
- [84] R. Jahns, „Untersuchung und optimierung von empfindlichkeit und rauschverhalten magnetoelektrischer sensoren“, de, Diss., 2013 (siehe S. 42).
- [85] P. Durdaut, S. Salzer, J. Reermann, V. Robisch, P. Hayes, A. Piorra, D. Meyners, E. Quandt, G. Schmidt, R. Knochel und M. Hoft, „Thermal-Mechanical Noise in Resonant Thin-Film Magnetoelectric Sensors“, *IEEE Sensors Journal*, Jg. 17, Nr. 8, S. 2338–2348, Apr. 2017. DOI: 10.1109/JSEN.2017.2671442 (siehe S. 42).

- 
- [86] M. V. Salapaka, H. S. Bergh, J. Lai, A. Majumdar und E. McFarland, „Multi-mode noise analysis of cantilevers for scanning probe microscopy“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 81, Nr. 6, S. 2480–2487, März 1997. DOI: 10.1063/1.363955 (siehe S. 42).
- [87] H. B. Callen und T. A. Welton, „Irreversibility and generalized noise“, *Physical Review*, Jg. 83, Nr. 1, S. 34–40, Juli 1951. DOI: 10.1103/PhysRev.83.34 (siehe S. 43).
- [88] J. L. Gugat, M. C. Krantz und M. Gerken, „Two-Dimensional Versus Three-Dimensional Finite-Element Method Simulations of Cantilever Magnetoelectric Sensors“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 49, Nr. 10, S. 5287–5293, 2013. DOI: 10.1109/TMAG.2013.2260346 (siehe S. 48–50).
- [89] C. W. Nan, M. Li, X. Feng und S. Yu, „Possible giant magnetoelectric effect of ferromagnetic rare-earth-iron-alloys-filled ferroelectric polymers“, *Applied Physics Letters*, Jg. 78, Nr. 17, S. 2527–2529, Apr. 2001. DOI: 10.1063/1.1367293 (siehe S. 49).
- [90] H. Xu, Z. Y. Cheng, D. Olson, T. Mai, Q. M. Zhang und G. Kavarnos, „Ferroelectric and electro-mechanical properties of poly(vinylidene-fluoride-trifluoroethylene-chlorotrifluoroethylene) terpolymer“, *Applied Physics Letters*, Jg. 78, Nr. 16, S. 2360–2362, Apr. 2001. DOI: 10.1063/1.1358847 (siehe S. 49).
- [91] A. Ludwig und E. Quandt, „Optimization of the  $\Delta E$ -effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing“, in *IEEE International Digest of Technical Papers on Magnetics Conference*, IEEE, 2002, AE2. DOI: 10.1109/INTMAG.2002.1000626 (siehe S. 50, 67, 82, 101).
- [92] A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, B. 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“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 278, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-017-18441-4 (siehe S. 51, 55, 57, 59, 61, 63, 65, 71, 72, 84, 86, 88, 93, 99, 102, 103, 157).
- [93] V. Pasku, A. de Angelis, G. de Angelis, A. Moschitta und P. Carbone, „Magnetic Field Analysis for 3-D Positioning Applications“, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Jg. 66, Nr. 5, S. 935–943, 2017. DOI: 10.1109/TIM.2017.2682738 (siehe S. 52).
- [94] M. Hämäläinen, R. Hari, R. J. Ilmoniemi, J. Knuutila und O. V. Lounasmaa, „Magneto-encephalography - theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain“, *Rev. Mod. Phys.*, Jg. 65, S. 413–497, 2 Apr. 1993. DOI: 10.1103/RevModPhys.65.413 (siehe S. 52).
- [95] R. Bazinet, A. Jacas, G. A. B. Confalonieri und M. Vazquez, „A low-noise fundamental-mode orthogonal fluxgate magnetometer“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 50, Nr. 5, S. 1–3, 2014 (siehe S. 52).
- [96] T. Uchiyama, S. Nakayama, K. Mohri und K. Bushida, „Biomagnetic field detection using very high sensitivity magnetoimpedance sensors for medical applications“, *physica status solidi (a)*, Jg. 206, Nr. 4, S. 639–643, 2009. DOI: 10.1002/pssa.200881251 (siehe S. 52).
- [97] V. K. Shah und R. T. Wakai, „A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications“, *Physics in Medicine & Biology*, Jg. 58, Nr. 22, S. 8153, 2013 (siehe S. 52).
- [98] *MagnetoResistive Field Sensor AFF755B*, Sensitec GmbH, Juli 2015 (siehe S. 52).

- [99] B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, A. Yelon und D. Menard, „Development of a high sensitivity giant magneto-impedance magnetometer: Comparison with a commercial flux-gate“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 49, Nr. 1, S. 85–88, Jan. 2013. DOI: 10.1109/TMAG.2012.2219579 (siehe S. 52).
- [100] J. Lou, R. Insignares, Z. Cai, K. S. Ziemer, M. Liu und N. X. Sun, „Soft magnetism, magnetostriction, and microwave properties of fegab thin films“, *Applied Physics Letters*, Jg. 91, Nr. 18, S. 182 504, 2007 (siehe S. 53).
- [101] H. Greve, E. Woltermann, H.-J. Quenzer, B. Wagner und E. Quandt, „Giant magnetoelectric coefficients in  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ –AlN thin film composites“, *Applied Physics Letters*, Jg. 96, Nr. 18, S. 182 501, 2010. DOI: 10.1063/1.3377908 (siehe S. 53, 60).
- [102] J. D. Livingston, „Magnetomechanical properties of amorphous metals“, *physica status solidi (a)*, Jg. 70, Nr. 2, S. 591–596, Apr. 1982. DOI: 10.1002/pssa.2210700228 (siehe S. 53, 71, 84).
- [103] R. C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, 2000. DOI: 10.1109/MEI.2005.1490004 (siehe S. 53, 67).
- [104] D. Atkinson, P. T. Squire, M. R. Gibbs, S. Atalay und D. G. Lord, „The effect of annealing and crystallization on the magnetoelastic properties of Fe-Si-B amorphous wire“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 73, Nr. 7, S. 3411–3417, Apr. 1993. DOI: 10.1063/1.352942 (siehe S. 53, 99).
- [105] C. S. Mungle, C. A. Grimes und W. R. Dreschel, „Magnetic field tuning of the frequency–temperature response of a magnetoelastic sensor“, *Sensors and Actuators A: Physical*, Jg. 101, Nr. 1-2, S. 143–149, 2002. DOI: 10.1016/S0924-4247(02)00179-6 (siehe S. 53).
- [106] B. Gojdka, R. Jahns, K. Meurisch, H. Greve, R. Adelung, E. Quandt, R. Knöchel und F. Faupel, „Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect“, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 99, Nr. 22, S. 223 502, Nov. 2011. DOI: 10.1063/1.3664135 (siehe S. 53).
- [107] T. Nan, Y. Hui, M. Rinaldi und N. X. Sun, „Self-biased 215 MHz magnetoelectric NEMS resonator for ultra-sensitive DC magnetic field detection.“, *Sci. Rep.*, Jg. 3, S. 1985, Jan. 2013. DOI: 10.1038/srep01985 (siehe S. 53, 84).
- [108] D. C. Webb, D. W. Forester, A. K. Ganguly und C. Vittoria, „Applications of amorphous magnetic-layers in surface-acoustic-wave devices“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 15, Nr. 6, S. 1410–1415, 1979. DOI: 10.1109/TMAG.1979.1060442 (siehe S. 53, 54).
- [109] L. Huang, Q. Lyu, D. Wen, Z. Zhong, H. Zhang und F. Bai, „Theoretical investigation of magnetoelectric surface acoustic wave characteristics of ZnO/Metglas layered composite“, *AIP Advances*, Jg. 6, Nr. 1, 2016. DOI: 10.1063/1.4939846 (siehe S. 53).
- [110] M. Elhosni, O. Elmazria, S. Petit-Watlot, L. Bouvot, S. Zhgoon, A. Talbi, M. Hehn, K. A. Aissa, S. Hage-Ali, D. Lacour, F. Sarry und O. Boumatar, „Magnetic field SAW sensors based on magnetostrictive-piezoelectric layered structures: FEM modeling and experimental validation“, *Sensors and Actuators, A: Physical*, Jg. 240, S. 41–49, 2016. DOI: 10.1016/j.sna.2015.10.031 (siehe S. 53).
- [111] H. Zhou, A. Talbi, N. Tiercelin und O. Bou Matar, „Multilayer magnetostrictive structure based surface acoustic wave devices“, *Applied Physics Letters*, Jg. 104, Nr. 11, 2014. DOI: 10.1063/1.4868530 (siehe S. 54, 58, 60, 85).

- 
- [112] M. Inoue, N. Fujita und T. Fujii, „Optimum geometrical structure of highly magnetostrictive multilayer films for horizontally polarized high frequency magneto-surface-acoustic-wave propagation“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 73, Nr. 10, S. 6159–6161, 1993. DOI: 10.1063/1.352735 (siehe S. 54, 64).
- [113] E. R. Hirst, W. L. Xu, J. E. Bronlund und Y. J. Yuan, „Surface Acoustic Wave Delay Line for Biosensor Application“, in *2008 15th International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice*, Dez. 2008, S. 40–44. DOI: 10.1109/MMVIP.2008.4749504 (siehe S. 56).
- [114] R. L. Baer, C. A. Flory, M. Tom-Moy und D. Solomon, „STW chemical sensors“, in *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings*, Okt. 1992, 293–298 vol.1. DOI: 10.1109/ULTSYM.1992.275993 (siehe S. 56).
- [115] S. Li, S. K. R. S. Sankaranarayanan, C. Fan, Y. Su und V. R. Bhethanabotla, „Achieving Lower Insertion Loss and Higher Sensitivity in a SAW Biosensor via Optimization of Waveguide and Microcavity Structures“, *IEEE Sensors Journal*, Jg. 17, Nr. 6, S. 1608–1616, 2017. DOI: 10.1109/JSEN.2017.2651102 (siehe S. 56).
- [116] O. Bou Matar, J. F. Robillard, J. O. Vasseur, A. C. Hladky-Hennion, P. A. Deymier, P. Pernod und V. Preobrazhensky, „Band gap tunability of magneto-elastic phononic crystal“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 111, Nr. 5, S. 054 901, März 2012. DOI: 10.1063/1.3687928 (siehe S. 58, 84).
- [117] W. I. Keilis-Borok, *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989. DOI: 10.1007/978-94-009-0883-3 (siehe S. 58).
- [118] J. McCord, „Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 48, Nr. 33, S. 333 001, 2015. DOI: 10.1088/0022-3727/48/33/333001 (siehe S. 59).
- [119] J. J. Podesta, „Phase Noise Cancellation in a Mixer Circuit: Analysis using a Random Phase Function“, U.S. Army Armament Research, Development und Engineering Center, Techn. Ber., 1996 (siehe S. 62).
- [120] R. Holtzman, „Phase Noise Cancellation in RF Transceivers“, Elisra Electronic Systems Ltd. - Microwave Division, Techn. Ber., 2007 (siehe S. 62).
- [121] R. Jahns, R. Knöchel, H. Greve, E. Woltermann, E. Lage und E. Quandt, „Magnetoelectric sensors for biomagnetic measurements“, in *2011 IEEE International Workshop on Medical Measurements and Applications*, Mai 2011, S. 107–110. DOI: 10.1109/MeMeA.2011.5966676 (siehe S. 62).
- [122] R. L. Baer, D. M. Hoover, D. Molinari und E. C. Herleikson, „Phase Noise in SAW Filters“, in *IEEE 1984 Ultrasonics Symposium*, Nov. 1984, S. 30–35. DOI: 10.1109/ULTSYM.1984.198258 (siehe S. 62).
- [123] R. L. Jungerman, R. L. Baer und R. C. Bray, „Delay Dependence of Phase Noise in SAW Filters“, in *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium*, Okt. 1985, S. 258–261. DOI: 10.1109/ULTSYM.1985.198514 (siehe S. 62).
- [124] R. L. Baer, „Phase noise in surface-acoustic-wave filters and resonators“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Jg. 35, Nr. 3, S. 421–425, Mai 1988. DOI: 10.1109/58.20463 (siehe S. 62).

- [125] J. Breitbarth und J. Koebel, „Additive (Residual) Phase Noise Measurement of Amplifiers, Frequency Dividers and Frequency Multipliers“, *Microwave Journal*, Jg. 51, Nr. 6, S. 66–82, Juni 2008 (siehe S. 62).
- [126] E. Lage, C. Kirchhof, V. Hrkac, L. Kienle, R. Jahns, R. Knöchel, E. Quandt und D. Meyners, „Exchange biasing of magnetoelectric composites“, *Nature Materials*, Jg. 11, Nr. 6, S. 523–529, 2012. DOI: 10.1038/nmat3306 (siehe S. 66).
- [127] C. Mudivarthi, S. Datta, J. Atulasimha, P. G. Evans, M. J. Dapino und A. B. Flatau, „Anisotropy of constrained magnetostrictive materials“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Jg. 322, Nr. 20, S. 3028–3034, 2010. DOI: 10.1016/j.jmmm.2010.05.024 (siehe S. 67).
- [128] E. Du Trémolet de Lacheisserie, „Magnetostriction: Theory and application of magnetoelasticity“, in *Magnetostriction: Theory and application of magnetoelasticity*. CRC Press, 1994, Kap. 2, S. 62 (siehe S. 67).
- [129] J. E. Volder, „The CORDIC Trigonometric Computing Technique“, *IRE Transactions on Electronic Computers*, Jg. EC-8, Nr. 3, S. 330–334, Sep. 1959. DOI: 10.1109/TEC.1959.5222693 (siehe S. 68).
- [130] P. D. Welch, „The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms“, *Audio and Electroacoustics, IEEE Transactions on*, Jg. 15, Nr. 2, S. 70–73, Juni 1967 (siehe S. 69).
- [131] J. Schmalz, B. Spetzler, F. Faupel und M. Gerken, „Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model“, in *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, IEEE, Sep. 2019, S. 0765–0769. DOI: 10.1109/ICEAA.2019.8879389 (siehe S. 71, 95, 168).
- [132] S. Zaglmayr, J. Schöberl und U. Langer, „Eigenvalue Problems in Surface Acoustic Wave“, *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2004*, S. 74–98, 2006 (siehe S. 71, 73).
- [133] J. Schmalz, S. Zabel, E. Yarar, A. Kittmann, F. Faupel, E. Quandt und M. Gerken, „Influence of a magnetostrictive layer on the mode shape and wave velocity of a Love-wave based SAW-device“, in *3rd Euro Intelligent Materials*, 2017 (siehe S. 71).
- [134] M. Inoue, S. Yamamoto, N. Fujita und T. Fujii, „Local detection of magneto-surface-acoustic-wave in highly magnetostrictive amorphous film by light probing technique“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 23, Nr. 5, S. 3334–3336, 1987 (siehe S. 71).
- [135] E. W. Lee, „Magnetostriction and Magnetomechanical Effects“, *Reports on Progress in Physics*, Jg. 18, Nr. 1, S. 305, Jan. 1955. DOI: 10.1088/0034-4885/18/1/305 (siehe S. 71, 84).
- [136] O. Bou Matar, N. Gasmi, H. Zhou, M. Goueygou und A. Talbi, „Legendre and Laguerre polynomial approach for modeling of wave propagation in layered magneto-electro-elastic media.“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 133, Nr. 3, S. 1415–24, 2013. DOI: 10.1121/1.4776198 (siehe S. 73).
- [137] W. Pabst und E. Gregorová, „Elastic properties of silica polymorphs - A review“, *Ceramics-Silikáty*, Jg. 57, Nr. 3, S. 167–184, 2013 (siehe S. 81, 101).
- [138] J. Schmalz, A. Kittmann, P. Durdaut, B. Spetzler, F. Faupel, M. Höft, E. Quandt und M. Gerken, „Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors“, *Sensors*, Jg. 20, Nr. 12, S. 3421, Juni 2020. DOI: 10.3390/s20123421 (siehe S. 83, 86, 87, 91, 94, 97, 103, 105, 174).

- [139] E. Gizeli, A. Stevenson, N. Goddard und C. Lowe, „A novel Love-plate acoustic sensor utilizing polymer overlayers“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 39, Nr. 5, S. 657–659, Sep. 1992. DOI: 10.1109/58.156185 (siehe S. 84).
- [140] G. Kovacs, G. Lubking, M. Vellekoop und A. Venema, „Love waves for (bio)-chemical sensing in liquids“, *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings*, S. 281–285, 1992. DOI: 10.1109/ULTSYM.1992.275995 (siehe S. 84).
- [141] M. D. Schlensog, T. M. Gronewold, M. Tewes, M. Famulok und E. Quandt, „A Love-wave biosensor using nucleic acids as ligands“, *Sensors and Actuators, B: Chemical*, Jg. 101, Nr. 3, S. 308–315, Juli 2004. DOI: 10.1016/j.snb.2004.03.015 (siehe S. 84).
- [142] N. Yokokawa, S. Tanaka, T. Fujii und M. Inoue, „Love-type surface-acoustic waves propagating in amorphous iron-boron films with multilayer structure“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 72, Nr. 2, S. 360–366, 1992. DOI: 10.1063/1.351863 (siehe S. 84, 88).
- [143] A. Mazzamurro, Y. Dusch, P. Pernod, O. B. Matar, A. Addad, A. Talbi und N. Tiercelin, „Giant magnetoelastic coupling in Love acoustic waveguide based on uniaxial multilayered TbCo<sub>2</sub>/FeCo nanostructured thin film on Quartz ST-cut“, Aug. 2019. arXiv: 1908.10443 (siehe S. 84).
- [144] X. Liu, B. Tong, J. Ou-Yang, X. Yang, S. Chen, Y. Zhang und B. Zhu, „Self-biased vector magnetic sensor based on a Love-type surface acoustic wave resonator“, *Applied Physics Letters*, Jg. 113, Nr. 8, S. 082 402, Aug. 2018. DOI: 10.1063/1.5044478 (siehe S. 84).
- [145] H. Mishra, J. Streque, M. Hehn, P. Mengue, H. M’Jahed, D. Lacour, K. Dumesnil, S. Petit-Watelot, S. Zhgoon, V. Polewczyk, A. Mazzamurro, A. Talbi, S. Hage-Ali und O. Elmazria, „Temperature compensated magnetic field sensor based on love waves“, *Smart Materials and Structures*, Jg. 29, Nr. 4, S. 045 036, März 2020. DOI: 10.1088/1361-665X/AB7857 (siehe S. 84).
- [146] D. W. Forester, C. Vittoria, D. C. Webb und K. L. Davis, „Variable delay lines using magnetostrictive metallic-glass film overlays“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 49, Nr. 3, S. 1794–1796, 1978. DOI: 10.1063/1.324869 (siehe S. 84, 88).
- [147] M. Yamaguchi, M. Naoe und H. Kogo, „Variable saw delay line using amorphous TbFe<sub>2</sub> film“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 16, Nr. 5, S. 916–918, 1980. DOI: 10.1109/TMAG.1980.1060738 (siehe S. 84).
- [148] S. M. Hanna, „Magnetic Field Sensors Based on SAW Propagation in Magnetic Films“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Jg. 34, Nr. 2, S. 191–194, 1987. DOI: 10.1109/T-UFFC.1987.26931 (siehe S. 84, 88).
- [149] W. Wang, Y. Jia, X. Liu, Y. Liang, X. Xue, Z. Du, W. Wang, Y. Jia, X. Liu, Y. Liang, X. Xue und Z. Du, „Enhanced sensitivity of temperature-compensated SAW-based current sensor using the magnetostrictive effect“, *SMA S*, Jg. 26, Nr. 2, S. 025 008, 2017. DOI: 10.1088/1361-665X/AA5137 (siehe S. 84).
- [150] V. Polewczyk, K. Dumesnil, D. Lacour, M. Moutaouekkil, H. Mjahed, N. Tiercelin, S. Petit-Watelot, H. Mishra, Y. Dusch, S. Hage-Ali, O. Elmazria, F. Montaigne, A. Talbi, O. Bou Matar und M. Hehn, „Unipolar and bipolar high-magnetic-field sensors based on surface acoustic wave resonators“, *Physical Review Applied*, Jg. 8, Nr. 2, S. 024 001, Aug. 2017. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.024001 (siehe S. 84).

- [151] M. Li, A. Matyushov, C. Dong, H. Chen, H. Lin, T. Nan, Z. Qian, M. Rinaldi, Y. Lin und N. X. Sun, „Ultra-sensitive NEMS magnetoelectric sensor for picotesla DC magnetic field detection“, *Applied Physics Letters*, Jg. 110, Nr. 14, S. 143 510, Apr. 2017. DOI: 10.1063/1.4979694 (siehe S. 84).
- [152] B. Spetzler, E. V. Golubeva, C. Müller, J. McCord und F. Faupel, „Frequency Dependency of the Delta-E Effect and the Sensitivity of Delta-E Effect Magnetic Field Sensors“, *Sensors*, Jg. 19, Nr. 21, S. 4769, Nov. 2019. DOI: 10.3390/s19214769 (siehe S. 84, 94, 99).
- [153] A. Kittmann, C. Müller, P. Durdaut, L. Thormählen, V. Schell, F. Niekiel, F. Lofink, D. Meyners, R. Knöchel, M. Höft, J. McCord und E. Quandt, „Sensitivity and Noise Analysis of SAW Magnetic Field Sensors with varied Magnetostrictive Layer Thicknesses“, *Sensors and Actuators A: Physical*, Jg. 311, S. 111 998, Aug. 2020. DOI: 10.1016/j.sna.2020.111998 (siehe S. 85, 88, 104, 115, 117).
- [154] A. K. Ganguly, K. L. Davis, D. C. Webb, C. Vittoria und D. W. Forester, „Magnetically tuned surface-acoustic-wave phase shifter“, *Electronics Letters*, Jg. 11, S. 610–611, Dez. 1975. DOI: 10.1049/el:19750465 (siehe S. 88).
- [155] W. Robbins und E. Simpson, „Surface Acoustic Wave Properties of RF Sputtered Nickel Films on Lithium Niobate“, in *1978 Ultrasonics Symposium*, IEEE, 1978, S. 658–661. DOI: 10.1109/ULTSYM.1978.197122 (siehe S. 88).
- [156] W. Li, P. Dhagat und A. Jander, „Surface acoustic wave magnetic sensor using galferol thin film“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 48, Nr. 11, S. 4100–4102, 2012. DOI: 10.1109/TMAG.2012.2201928 (siehe S. 88).
- [157] W. Wang, Y. Jia, X. Xue, Y. Liang und Z. Du, „Grating-patterned FeCo coated surface acoustic wave device for sensing magnetic field“, *AIP Advances*, Jg. 8, Nr. 1, S. 015 134, Jan. 2018. DOI: 10.1063/1.5012579 (siehe S. 88).
- [158] G. Kovacs und A. Venema, „Theoretical comparison of sensitivities of acoustic shear wave modes for (bio)chemical sensing in liquids“, *Applied Physics Letters*, Jg. 61, Nr. 6, S. 639–641, 1992. DOI: 10.1063/1.107807 (siehe S. 96).
- [159] J. Gutiérrez, V. Muto und P. T. Squire, „Induced anisotropy and magnetoelastic properties in Fe-rich metallic glasses“, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Jg. 287, Nr. 1-3, S. 417–420, Juli 2001. DOI: 10.1016/S0022-3093(01)00599-3 (siehe S. 99).
- [160] B. Spetzler, C. Kirchhof, E. Quandt, J. McCord und F. Faupel, „Magnetic Sensitivity of Bending-Mode Delta-E-Effect Sensors“, *Physical Review Applied*, Jg. 12, Nr. 6, S. 064 036, Dez. 2019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.064036 (siehe S. 99).
- [161] P. Durdaut, A. Kittmann, E. Rubiola, J. M. Friedt, E. Quandt, R. Knochel und M. Hoft, „Noise Analysis and Comparison of Phase- and Frequency-Detecting Readout Systems: Application to SAW Delay Line Magnetic Field Sensor“, *IEEE Sensors Journal*, Jg. 19, Nr. 18, S. 8000–8008, Sep. 2019. DOI: 10.1109/JSEN.2019.2914965 (siehe S. 102, 104).
- [162] L. H. Chen, T. J. Klemmer, K. A. Ellis, R. B. Van Dover und S. Jin, „Soft-magnetic properties of Fe–Co–B thin films for ultra-high-frequency applications“, in *Journal of Applied Physics*, Bd. 87, no. 9, American Institute of Physics AIP, Mai 2000, S. 5858–5860. DOI: 10.1063/1.372546 (siehe S. 104).



- [163] M. Frommberger, J. McCord und E. Quandt, „High-frequency properties of FeCoSiB thin films with crossed anisotropy“, in *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 40, no. 4, Juli 2004, S. 2703–2705. DOI: 10.1109/TMAG.2004.832139 (siehe S. 104).
- [164] S. Glasmachers, M. Frommberger, J. McCord und E. Quandt, „Influence of strain on the high-frequency magnetic properties of FeCoBSi thin films“, *physica status solidi (a)*, Jg. 201, Nr. 15, S. 3319–3324, Dez. 2004. DOI: 10.1002/pssa.200405475 (siehe S. 104).
- [165] R. B. Holländer, C. Müller, J. Schmalz, M. Gerken und J. McCord, „Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 13 871, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8 (siehe S. 107, 108, 110, 112, 191).
- [166] G. Csaba, Á. Papp und W. Porod, *Perspectives of using spin waves for computing and signal processing*, Mai 2017. DOI: 10.1016/j.physleta.2017.02.042 (siehe S. 108).
- [167] P. Graczyk und M. Krawczyk, „Coupled-mode theory for the interaction between acoustic waves and spin waves in magnonic-phononic crystals: Propagating magnetoelastic waves“, *Physical Review B*, Jg. 96, Nr. 2, S. 024 407, Juli 2017. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.024407 (siehe S. 111).
- [168] Crystran Ltd. (2012). „N-BK7 optisches Glas“, Adresse: <https://www.crystran.co.uk/optical-materials/optical-glass-n-bk7-and-others> (besucht am 2020) (siehe S. 111).



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Paketantrags PAK 902 „Magnetoelektrische Sensoren für die Medizin“ sowie des interdisziplinären Sonderforschungsbereiches SFB 1261 „Magnetoelektrische Sensoren: von Kompositmaterialien zu biomagnetischer Diagnose“ am Lehrstuhl für Integrierte Systeme und Photonik am Institut für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

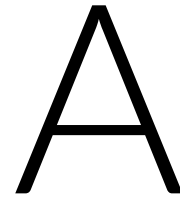
An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Martina Gerken für die Möglichkeit der Promotion, die Betreuung meiner Dissertation sowie die stets interessanten Diskussionen bedanken. Vielen Dank außerdem an Prof. Dr.-Ing. Michael Höft für die Betreuung sowie die Bereitschaft, das Zweitgutachten zu erstellen.

Allen Kollegen und Kolleginnen der Arbeitsgruppe danke ich zudem für die angenehme Atmosphäre, die nette Zusammenarbeit und die Hilfsbereitschaft bei sämtlichen Fragen und Problemen. Dabei gilt mein besonderer Dank Mesut-Ömür Özden, Hannes Lüder, Dr.-Ing. Jascha Lukas Gugat, Torben Karrock, Jan Schardt und Dr. Matthias Krantz für die fachlichen Diskussionen und Unterstützung während dieser Arbeit.

Für die erfolgreiche Zusammenarbeit und die anregenden Diskussionen innerhalb der interdisziplinären Forschungsprojekte möchte ich mich weiterhin bei Prof. Dr.-Ing. Eckhard Quandt, Prof. Dr.-Ing. Jeffrey McCord, Prof. Dr. Franz Faupel, Prof. Dr.-Ing. Gerhard Schmidt, Dr.-Ing. Sebastian Zabel, Dr.-Ing. Jens Reermann, Anne Kittmann, Dr.-Ing. Phillip Durdaut, Benjamin Spetzler, Cai Müller, Dr. Rasmus Holländer und Lars Thormählen bedanken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern Rainer und Beate, meinem Bruder Johannes und meiner Freundin Meike für die tolle Unterstützung während dieser Zeit.





# Abkürzungen und Formelzeichenverzeichnis

## A.1 Abkürzungen

AlN	Aluminiumnitrit
AD	Analog-Digital
CoFeB	Kobalt-Eisen-Bor (Stöchiometrische Zusammensetzung: $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ )
DW	Domänenwand
EKG	Elektrokardiographie
FeCoSiB	Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (Stöchiometrische Zusammensetzung: $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ )
FeGaB	Eisen-Gallium-Bor
FEM	Finite-Elemente-Methode
IDT	Interdigitalwandler (engl. IDT für <i>interdigital transducer</i> )
LOD	Nachweisgrenze (engl. <i>Limit of Detection</i> )
ME	magnetoelektrisch
MEG	Magnetoenzephalographie
MEMS	mikroelektromechanische Systeme (engl. MEMS für <i>micro-electro-mechanical systems</i> )
MKG	Magnetokardiographie
MOKE	magnetooptische Kerr-Effekt
MS	magnetostruktiv
NCO	numerisch gesteuerter Oszillator (engl. <i>numerically controlled oscillator</i> )
O	Sauerstoffatom
OPM	optisch gepumptes Magnetometer
P(VDF-TrFE)	Polyvinylidenfluorid-Co-Trifluorethylen

PDGL	partielle Differentialgleichung
PE	piezoelektrisch
PECVD	plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (engl. für <i>plasma-enhanced chemical vapour deposition</i> )
PML	reflexionsfrei angepasste Absorberschicht (engl. PML für <i>perfectly matched layer</i> )
SAW	akustische Oberflächenwelle (engl. für <i>surface acoustic wave</i> )
sccm	Standardkubikzentimeter pro Minute
Si	Siliziumatom
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (engl. <i>signal-to-noise ratio</i> )
SQUID	supraleitende Quanteninterferenzeinheit (engl. <i>superconducting quantum interference device</i> )
TrFE	Trifluorethylen
VDF	Vinylidenfluorid
VNA	Vektor-Netzwerk-Analysator (engl. VNA für <i>vector network analyzer</i> )
WDS	breiter Domänenzustand (engl. WDS für <i>wide domain state</i> )

## A.2 Formelzeichenverzeichnis

$\alpha'_i$	Richtungskosinusse der Gleichgewichtsmagnetisierung	1
$\alpha_{\text{ME}}$	indirekter ME-Koeffizient	V/cmOe
$\alpha$	direkter ME-Koeffizient	V/cmOe
$\vec{B}$	magnetische Flussdichte	T
$B_{\text{ac}}$	sinusförmige magnetische Flussdichte	T
$\vec{B}_{\text{bias}}$	magnetische Bias-Flussdichte	T
$b^{\gamma,2}$	magnetoelastischer Kopplungskoeffizient	N/m <sup>2</sup>
$\vec{B}_{\text{sat}}$	magnetische Sättigungsflussdichte	T
$\tilde{B}$	Amplitudendichtespektrum der magnetischen Flussdichte	T/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$\beta'_i$	Richtungskosinusse des magnetischen Feldes	1
$\mathbf{c}, \mathbf{C}, \mathbf{c}^{EH}$	Elastizitätstensor	Pa = N/m <sup>2</sup>
$c$	Lichtgeschwindigkeit	m/s
$C_f$	Rückkopplungskapazität des Ladungsverstärkers	F
$C_c$	Leitungskapazität zwischen Sensor und Verstärker	F
$C_{\text{ME}}$	Kapazität des ME Sensors	F
$\mathbf{d}$	piezoelektrische Verzerrungskonstante	C/N = m/V

$\vec{D}$	elektrische Flussdichte, Verschiebungsdichte	C/m <sup>2</sup>
$d_m$	piezomagnetische Verzerrungskonstante	m/A
$\delta$	effektive Anisotropieverteilung	J/m <sup>3</sup>
$\delta_{ik}$	Kronecker-Delta	1
$E$	Elastizitätsmodul	Pa
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke	V/m
$e, e_e$	piezoelektrische Spannungskonstante	C/m <sup>2</sup> = N/Vm
$E_c$	Rauschspannungsdichte der Zuleitung	V/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$E_f$	Rauschspannungsdichte der Rückkopplung	V/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$e_m$	piezomagnetische Spannungskonstante	C/m <sup>2</sup> = N/Vm
$E_{ME}$	Rauschspannungsdichte der PE Schicht	V/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$E_n$	Rauschspannungsdichte des Operationsverstärkers	V/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$E_{sc}$	Gesamtrauschspannungsdichte am Ladungsverstärkerausgang	V/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante	F/m
$\epsilon$	Permittivität	F/m
$\epsilon^{\text{mag}}$	magnetostriktiver Dehnungstensor	N/m <sup>2</sup>
$\epsilon_r$	relative Permittivität	
$f$	Kraftdichte	N/m <sup>2</sup>
$\vec{F}$	Kraft	N
$f$	Frequenz	Hz
$f_c$	Frequenz des Trägersignals	Hz
$G$	Schubmodul	Pa
$G_c$	Verstärkungsfaktor des Ladungsverstärkers	1
$\gamma'_i$	Richtungskosinus des Richtungsvektors der leichten Achse	1
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke	A/m
$h$	interne Energiedichte eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens	J/m <sup>3</sup>
$h_{el}$	Dicke der Elektrode	m
$h_{GL}$	Dicke der Führungsschicht	m
$h_{MS}$	Dicke der MS Schicht	m
$h_{PE}$	Dicke der PE Schicht	m
$\vec{H}_{\text{Sat}}$	magnetische Sättigungsfeldstärke	A/m
$h_{\text{sub}}$	Dicke des Substrats	m
$I_{n+}$	Rauschstromdichte am nicht invertierenden Verstärkereingang	A/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$I_{n-}$	Rauschstromdichte am invertierenden Verstärkereingang	A/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$k, k$	Wellenvektor	m <sup>-1</sup>
$k_B$	Boltzmann-Konstante	J/K
$K_{\text{eff}}$	Konstante der uniaxialen effektiven Anisotropieenergiedichte	J/m <sup>3</sup>

$\kappa$	Dispersionsparameter	1
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda_s$	Sättigungsmagnetostriktion	1
$\vec{M}$	Magnetisierung	A/m
$\vec{M}_s$	Sättigungsmagnetisierung	A/m
$m_{x,y,i,k}$	Komponenten des Magnetisierungsvektors	A/m
$\mu_0$	magnetische Feldkonstante	N/A <sup>2</sup>
$\mu$	Permeabilität	N/A <sup>2</sup>
$\mu_r$	relative Permeabilität	1
$\nabla$	Nabla-Operator	1
$\nu$	Poissonzahl	1
$\omega$	Kreisfrequenz	Hz
$\vec{P}$	Polarisation	C/m <sup>2</sup>
$p$	Periode der IDT-Finger	m
$\varphi$	Phase des Signals	°
$\phi_c$	Phasenfluktuationen eines Trägersignals	°
$\Delta\varphi$	Phasenverschiebung des Signals	°
$\phi_{SAW}$	Phasenfluktuationen des Ausgangssignals eines SAW-Sensors	°
$q$	elektrische Ladung	C
$q_+, q_-$	Partialladung	C
$R$	Widerstand	$\Omega$
$R_c$	Widerstand der Zuleitung	$\Omega$
$R_f$	Widerstand der Rückkopplung	$\Omega$
$R_{ME}$	Elektrische Verluste des ME Sensors	$\Omega$
$\rho$	Massendichte	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_c$	Raumladungsdichte	As/m <sup>3</sup>
$S$	Verzerrung, Dehnung	m/m
$s$	Nachgiebigkeit	Pa <sup>-1</sup> = m <sup>2</sup> /N
$S$	Sensitivität	°/T
$s_c$	sinusförmiges Trägersignal	1
$S_{geo}$	Geometrische Sensitivität	°/m/s
$s_{LO}$	Ausgangssignal eines Lokaloszillators	1
$S_{mag}$	Magnetische Sensitivität	Pa/T
$s_{sensor}$	Ausgangssignal des Sensors	1
$S_{str}$	Strukturelle Sensitivität	m/s/Pa



$T$	mechanische Spannung	Pa = N/m <sup>2</sup>
$t$	Zeit	s
$\tan \delta_{\text{AlN}}$	Verlustfaktor der AlN-Schicht	1
$\tan \delta$	Verlustfaktor	1
$U$	elektrische Spannung	V
$\vec{u}$	Verschiebungsvektor	m
$U_{\text{ME}}$	Leerlauf ME-Spannung	V
$U_{\text{sc}}$	Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers	V
$V$	elektrisches Potential	V
$v$	Geschwindigkeit	m/s
$V_{\text{m}}$	magnetisches Potential	A
$v_{\text{s}}$	Wellengeschwindigkeit einer Scherwelle	m/s
$X_{\text{e}}$	elektrische Suszeptibilität	1
$x_{\text{end}}$	Endposition der Elektrode	m
$X_{\text{m}}$	magnetische Suszeptibilität	1
$x_{\text{node}}$	Position eines Dehnungsknoten	m
$x_{\text{start}}$	Startposition der Elektrode	m
$x, y, z$	kartesische Koordinaten	m
$Z_{\text{f}}$	Rückkopplungsimpedanz	$\Omega$
$Z_{\text{ME}}$	Sensorimpedanz	$\Omega$



## Veröffentlichte Publikationen

### B.1 SNR Enhanced Electrode Configurations for Magnetoelectric Cantilever Sensors

J. Schmalz, M. C. Krantz, A. Knies, H. Lüder und M. Gerken, „Signal-to-noise ratio enhanced electrode configurations for magnetoelectric cantilever sensors“, *AIP Advances*, Jg. 10, Nr. 7, S. 075 314, 2020. DOI: 10.1063/5.0015564

„Creative Commons“ von Schmalz et al. [74], verwendet unter CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

## Signal-to-noise ratio enhanced electrode configurations for magnetoelectric cantilever sensors <sup>EP</sup>

Cite as: AIP Advances **10**, 075314 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0015564>

Submitted: 29 May 2020 . Accepted: 24 June 2020 . Published Online: 17 July 2020

Julius Schmalz <sup>ORCID</sup>, Matthias C. Krantz, Alexander Knies, Hannes Lüder <sup>ORCID</sup>, and Martina Gerken <sup>ORCID</sup>

### COLLECTIONS

Paper published as part of the special topic on [Chemical Physics](#), [Energy](#), [Fluids and Plasmas](#), [Materials Science](#) and [Mathematical Physics](#)

<sup>EP</sup> This paper was selected as an Editor's Pick



View Online



Export Citation



CrossMark

### ARTICLES YOU MAY BE INTERESTED IN

[Deep learning surrogate model for kinetic Landau-fluid closure with collision](#)

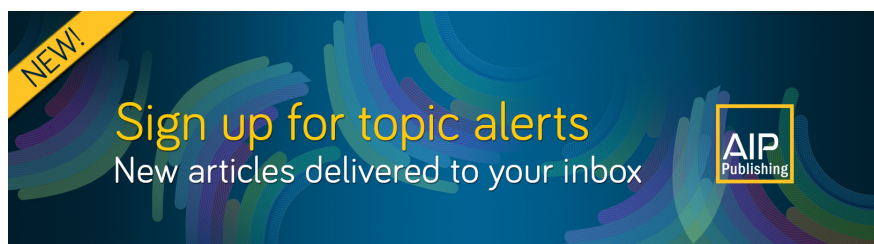
AIP Advances **10**, 075108 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0010917>

[Gate modulation of the long-range magnetic order in a vanadium-doped WSe<sub>2</sub> semiconductor](#)

AIP Advances **10**, 065220 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0010730>

[Reversal of uniaxial magnetic anisotropy in Fe/GaAs \(110\) films driven by surface relaxation: An in situ ferromagnetic resonance study](#)

AIP Advances **10**, 075219 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0004261>



AIP Advances **10**, 075314 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0015564>




**10**, 075314

© 2020 Author(s).

# Signal-to-noise ratio enhanced electrode configurations for magnetoelectric cantilever sensors

Cite as: AIP Advances 10, 075314 (2020); doi: 10.1063/5.0015564  
 Submitted: 29 May 2020 • Accepted: 24 June 2020 •  
 Published Online: 17 July 2020



Julius Schmalz,<sup>a)</sup>  Matthias C. Krantz, Alexander Knies, Hannes Lüder,  and Martina Gerken 

## AFFILIATIONS

Faculty of Engineering, Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany

<sup>a)</sup> Author to whom correspondence should be addressed: [jusc@tf.uni-kiel.de](mailto:jusc@tf.uni-kiel.de)

## ABSTRACT

Magnetoelectric cantilevers consisting of strain-coupled magnetostrictive and piezoelectric (PE) layers are applicable to magnetic-field sensing. For the first bending mode, the magnetic field-induced stress distribution is of equal sign along the cantilever length. Thus, a plate-capacitor electrode configuration encompassing the complete PE layer may be used for collecting the strain-induced charge. For higher order modes, stress regions of the opposite sign occur in the cantilever length direction. To prevent charge cancellation and to harvest the piezoelectric induced charge efficiently, segmented electrodes are employed. This study investigates the effect of the electrode configuration on the signal-to-noise ratio (SNR) for higher order bending modes. The charges collected by the electrodes are calculated using a finite element method simulation considering the mechanical, electrical, and magnetic properties of the cantilever. By combination with an analytic noise model, taking into account the sensor and amplifier noise sources, the SNR is obtained. We analyze a 3 mm long, 1 mm wide, and 50  $\mu\text{m}$  thick silicon cantilever with layers of 2  $\mu\text{m}$  magnetostrictive soft amorphous metal (FeCoSiB) and 2  $\mu\text{m}$  piezoelectric aluminum nitride. We demonstrate that an SNR-optimized electrode design yields an SNR improvement by 2.3 dB and 2.4 dB for the second and third bending modes compared to a signal optimized design.

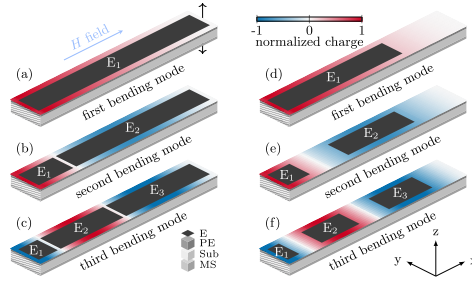
© 2020 Author(s). All article content, except where otherwise noted, is licensed under a Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>). <https://doi.org/10.1063/5.0015564>

## I. INTRODUCTION

Magnetoelectric (ME) cantilevers are employed for energy harvesting,<sup>1,2</sup> as well as for measuring magnetic fields at room-temperature.<sup>3–5</sup> In both cases, a magnetostrictive (MS) layer and a piezoelectric (PE) layer are used for the conversion of a magnetic field to an induced electric charge by strain coupling of the two layers—with or without an additional substrate. Due to an applied magnetic field, the magnetostrictive layer is deformed. The cantilever and, thus, also the piezoelectric layer are deflected. This deformation causes a change in the polarization and results in a surface charge on the piezoelectric layer. A schematic representation of cantilevers operated in the first three bending modes and the induced charge distributions are depicted in Fig. 1.

For operation at higher modes and for multi-mode operation, the stress distribution along the cantilever is essential for the

electrode design. The common approach is to use a strain-node optimized electrode configuration<sup>6,7</sup> using electrodes segmented at the zeros of the strain distribution along the cantilever. Otherwise, the charge signal is partially canceled by the polarity change. In Zabel *et al.*,<sup>7</sup> the electrode start and end positions are estimated based on the calculated strain nodes. The estimated positions are compared to a sensitivity optimization based on the Euler–Bernoulli beam theory. We previously demonstrated that an electrode with optimal length for the first bending mode should not cover the entire cantilever.<sup>8</sup> Here, we present a finite-element method (FEM) simulation based study, analyzing the influence of the electrode design on the signal-to-noise ratio (SNR) for the first three bending modes. The sensor is operated in direct detection with a longitudinal applied magnetic field (Fig. 1). In contrast to previous studies on electrode designs for higher order modes,<sup>6,7</sup> we design the electrode configuration for maximum SNR instead of sensitivity. This leads to improved



**FIG. 1.** Strain-node optimized electrode designs for the first three bound-free bending modes on top of a cantilever (a)–(c), as well as SNR optimized electrode designs (d)–(f). The cantilevers consist of a silicon substrate (Sub) sandwiched between a magnetostrictive layer (below) and a piezoelectric layer (above) covered by the electrodes (E)  $E_1$ – $E_3$ . The fixed end on the left is hatched, and the cantilever deflection is indicated with black arrows. The piezoelectrically induced surface charge density for the first three bending modes is color-coded on top of the cantilever for an applied magnetic field ( $H$  field).

geometries providing higher SNR. In the first part of this study, a FEM model was implemented for the calculation of the signal strength for higher order bending modes. This model, considering the mechanical, electrical, and magnetic properties of the composite cantilever, was verified by experimental results obtained with 45 mm long and 5 mm wide silicon cantilevers with poly(vinylidene fluoride-co-trifluoroethylene) [P(VDF-TrFE)] as a piezoelectric and Metglas as a magnetostrictive layer [Figs. 1(a)–1(c)]. Varying the electrode design and comparing simulation and measurement is particularly well suited to validate the model because the active layers can be kept unchanged, which reduces the influence of fabrication variations.

In the second part of the study, we combined the FEM model for signal strength calculation with an analytic noise model<sup>9</sup> to calculate the SNR. A study investigating the influence of the electrode configuration on the SNR is presented. Using the verified FEM model, the strain node positions for different cantilever dimensions and material properties can be calculated for various electrode configurations. Here, 3 mm long and 1 mm wide silicon cantilevers with active layers of aluminum nitride (AlN) and Metglas were investigated, as these cantilevers were shown to exhibit a particularly low limit of detection for magnetic-field sensing<sup>10</sup> compared to the one chosen for model verification.

## II. FINITE-ELEMENT-METHOD MODEL

The coupled mechanical, electric, and magnetic behavior of the magnetoelectric cantilevers were modeled by the coupled differential equation system consisting of Newton's law and Maxwell's equations as follows:<sup>5,11</sup>

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho \omega^2 \mathbf{\tilde{u}}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{\tilde{D}} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{\tilde{B}} = 0, \quad (3)$$

where  $\mathbf{T}$  is the stress tensor,  $\rho$  is the mass density,  $\omega$  is the angular frequency,  $\mathbf{\tilde{u}}$  is the displacement vector, and  $\mathbf{\tilde{D}}, \mathbf{\tilde{B}}$  is the electric and magnetic flux density. Here, it is assumed that space charges and conduction currents are negligible.

A linearized set of constitutive material equations is evaluated at the small-signal operating point,

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{EH} \mathbf{S} - \mathbf{e}_c \mathbf{\tilde{E}} - \mathbf{e}_m^T \mathbf{\tilde{H}}, \quad (4)$$

$$\mathbf{\tilde{D}} = \mathbf{e}_c \mathbf{S} + \mathbf{\epsilon} \mathbf{\tilde{E}}, \quad (5)$$

$$\mathbf{\tilde{B}} = \mathbf{e}_m \mathbf{S} + \mathbf{\mu} \mathbf{\tilde{H}}, \quad (6)$$

where  $\mathbf{S}$  describes the strain tensor,  $\mathbf{c}^{EH}$  is the stiffness tensor,  $\mathbf{e}_c$  and  $\mathbf{e}_m$  are the strain to field coupling constants,  $\mathbf{\tilde{E}}, \mathbf{\tilde{H}}$  are the electric and magnetic fields,  $\mathbf{\epsilon}$  and  $\mathbf{\mu}$  are the permittivity and permeability,  $V$  is the electric potential, and  $V_m$  is the magnetic potential.

The elasticity relation is given by Eq. (7) and scalar potentials are assumed for the electric and the magnetic fields [Eqs. (8) and (9)] as

$$\mathbf{S} = 1/2[(\nabla \mathbf{\tilde{u}})^T + \nabla \mathbf{\tilde{u}}], \quad (7)$$

$$\mathbf{\tilde{E}} = -\nabla V, \quad (8)$$

$$\mathbf{\tilde{H}} = -\nabla V_m. \quad (9)$$

A 3D simulation of the ME-sensor was performed using COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> implementing the above linear equations in the general form partial differential equation (PDE) interface as a small-signal approximation. The resonance frequency, the stress distribution, and the electrical voltage of the piezoelectric layer were calculated for a magnetic excitation applying an external magnetic flux density of 1  $\mu$ T at the front and back side of the cantilever in a frequency domain study using these equations. The used material parameters are given in the Appendix.

## III. VALIDATION OF THE FEM MODEL

The position of the strain nodes is highly dependent on the sensor dimensions, layer thicknesses, and material properties. For accurate electrode design development, the used FEM model including the material parameters is validated against measurements from in-house fabricated ME sensors. For this, a 45 mm long and 5 mm wide cantilever sensor with 300  $\mu$ m thick silicon substrate, 2.5  $\mu$ m thick PVDF-TrFE as a piezoelectric layer, and 29  $\mu$ m Metglas as a magnetostrictive layer was chosen. The positions of the electrode segmentations were obtained by the strain node positions. Multiple sensors were fabricated with electrodes segmented at the strain nodes of the first, second, and third mode. Here, we focus on the third mode, as the effect of the segmented electrodes on the collected charges is most pronounced. A sensor with an electrode configuration as shown in Fig. 1(c) was chosen as an example with the electrodes segmented at 13.2% and 49.7% of the cantilever length.

### A. Fabrication

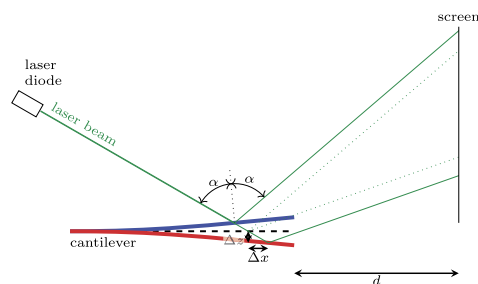
We fabricated the ME sensors using a 300  $\mu$ m thick 4-in. silicon wafer from Silicon Materials (Si-Mat). After evaporating a 200 nm

thick aluminum electrode on top of the wafer, the aluminum surface was treated with water dissociation<sup>12</sup> and oxygen plasma for 5 min with 8 sccm  $O_2$  flow and a power of 150 W. This surface treatment was necessary because fluorocarbons are hydrophobic and the adhesion to the metal surface was too weak to get a uniform layer of the PVDF-TrFE used as a PE layer. The polymer solution was prepared by dissolving 1 g P(VDF-TrFE) powder from Piezotech S.A.S. consisting of 70% PVDF and 30% TrFE in 5 ml 4-methyl-2-pentanone and 5 ml 2-butanone. The solution was stirred for 24 h at 600 rpm. 5 ml of this solution was spin-coated onto the aluminum layer with a ramp up time of 6 s, a spinning time of 40 s at 1600 rpm, and a ramp down time of 4 s. After spin-coating, the layer was annealed at 135 °C for 4 h. This led to a layer thickness of approximately 2.5  $\mu\text{m}$  of PVDF-TrFE. After cutting the wafer into 45 mm  $\times$  5 mm beams, a 200 nm thick silver layer was evaporated on top of the PE layer as the upper electrode. The poling of the PVDF-TrFE was performed in steps from 20 V/ $\mu\text{m}$  to 100 V/ $\mu\text{m}$  at 90 °C for 6 min each. Subsequently, a 29  $\mu\text{m}$  thick Metglas foil (2826 MB from HITACHI Metals Europe GmbH) was glued to the lower side of the substrate as a magnetostrictive (MS) layer using epoxy resin (Epoxy Quick Set, UHU). This thin layer of epoxy was neglected in the calculation. The electrodes were contacted using thin copper wires bonded to each segmented electrode.

## B. Measurements

In a first experiment, we measured the strain along the cantilever and especially the positions of the strain nodes for the first three bending modes with an optical laser measurement setup. In a second experiment, we measured the collected charges from sensors with segmented electrodes. The segmented electrodes were designed according to the strain node position of the FEM results for the given sensor geometry, layer thicknesses, and material parameters.

Using an optical setup measuring the laser reflection at different points along the cantilever excited in the bending mode, the positions of the strain nodes can be obtained (Fig. 2). By the parallel



**FIG. 2.** Schematic of the experimental setup for the optical measurement of the cantilever deflection along the cantilever length. The laser beam including the angle of incidence is depicted for a cantilever deflection resulting in a reflected beam hitting the screen at a distance  $d$ .

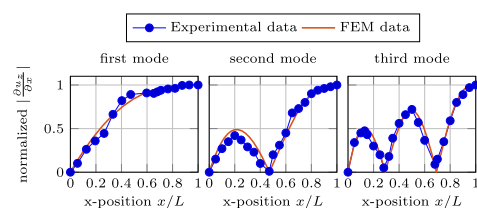
shift of the laser beam, multiple points along the cantilever are measured. During cantilever deflections, the angle of incidence changes continuously producing different reflection pattern amplitudes on the screen. As the laser's incidence angle is dependent on the cantilever slope at the incident point, the reflection pattern amplitude is proportional to the slope of the cantilever displacement  $\partial u_z / \partial x$ . The distance  $d$  between the cantilever and the screen was chosen to ensure that the superposing effect of the reflection point shifting  $\Delta x$  in the  $x$  direction and  $\Delta z$  in the  $z$  direction can be neglected. The amplitude of the cantilever deflection describing the slope of the displacement along the cantilever for the first three modes is consistent with the FEM results (Fig. 3).

Although the electrodes were designed for a specific mode, the cantilever can be operated at other modes with reduced charge output. The electrical output of the piezoelectric layer was measured under magnetic excitation using a coil [Fig. 4(d)] and a function generator (HAMEG HMFG 2525). The readout of the charges was performed using an AD745 based charge amplifier (Fig. 5). Each electrode was connected to its own charge amplifier for excitation in the first three bending modes. The outputs of the different electrodes are shown in Fig. 4. Unfortunately, the electrode  $E_2$  was shorted during the poling of the PE layer and could not be evaluated. Nevertheless, as our aim was to compare the measurement with the FEM results, a sufficient amount of combinations of modes and electrodes using the two electrodes  $E_1$  and  $E_3$  was measured.

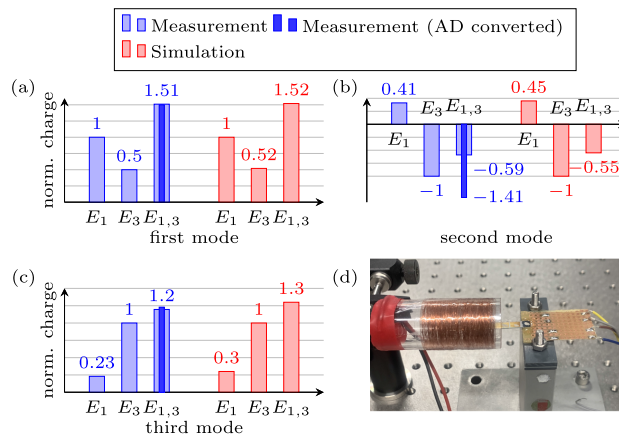
For the readout, each electrode can either be measured separately (labeled  $E_1$  and  $E_3$ ) or combined (labeled  $E_{1,3}$ ). After analog-to-digital (AD) conversion, the values of the separately measured electrodes are also combined digitally in post-processing. The charges collected by the electrodes were normalized to the electrode with the highest charge.

At the first resonant mode, twice as much charge as on  $E_3$  was observed on  $E_1$ . Combining  $E_1$  (1.0) and  $E_3$  (0.5) to  $E_{1,3}$  by connecting the two electrodes via a copper wire, the sum of both positive charges was measured (1.51). Adding the AD converted values of each electrode resulted in the same normalized charge as illustrated by the dark blue bar. The same finding was seen for the FEM simulation result.

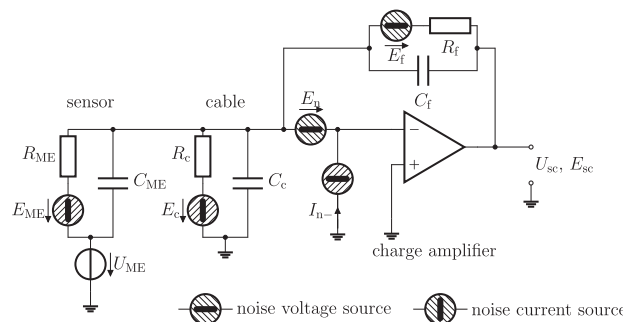
For the second mode, there was a positive charge of 0.41 at  $E_1$  and a negative charge of  $-1.0$  at  $E_3$ . The decrease in the charge was clearly visible when combining  $E_1$  and  $E_3$  with  $E_{1,3} = 0.59$ . The



**FIG. 3.** Optical measurement of cantilever deflection at different positions along the cantilever length for the first three modes at 243 Hz, 1482 Hz, and 4125 Hz. Calculated and measured slopes of the cantilever displacement are given as functions of the cantilever length.



**FIG. 4.** Normalized charges of different segmented electrodes for the first three modes at 243 Hz, 1482 Hz, and 4125 Hz are shown in (a)–(c). The simultaneous readout of the charges from different electrodes is shown for a direct electrical connection and for a summation after AD conversion. The measurement setup of a cantilever in a coil for magnetic excitation is shown in (d).



**FIG. 5.** Equivalent circuit of the sensor and the charge amplifier (based on Jahns *et al.*<sup>9</sup>).  $E_{ME}$  describes the thermal-electrical noise of the piezoelectric phase,  $E_f$  is the thermal-electrical noise of the feedback resistor  $R_f$ ,  $E_n$  and  $I_n$  are the voltage and current noise of the operational amplifier, and  $E_c$  is the thermal-electrical noise of the cable resistance  $R_c$ .

digital combination of the electrodes resulted in a much larger charge of  $-1.41$ , compared to  $-0.59$ , as the signal of  $E_1$  was inverted before the summation. This emphasizes the benefit of summing up the signals in post-processing. For the third mode, the addition of the two positive charges matched the simulation result as well.

As expected, we observed that combining a negatively charged electrode with a positively charged electrode reduces the charge output of the sensor. However, by inverting the output voltage of the charge amplifier and combining the signals afterward, a signal output increase can be achieved. Overall, the experimental data are consistent with the FEM simulation results.

#### IV. ELECTRODE DESIGN FOR SNR

Using the validated model as described above for the behavior of the cantilever, the electrode design can be adapted to other

geometries by calculating the strain node positions and designing the electrodes accordingly. As the signal-to-noise ratio (SNR) is essential for measuring very low magnetic fields, designing the electrodes in terms of optimal SNR can improve the sensor performance.

#### A. Noise model

To calculate the SNR, not only the signal is required, but also the noise. The noise calculation is done in post-processing using the model developed by Jahns.<sup>9,13</sup> This model includes the Johnson–Nyquist noise of the cantilever and the electronic components, as well as the charge amplifier (AD745) intrinsic noise according to the datasheet. The equivalent circuit of the charge amplifier, the cable, and the sensor is shown in Fig. 5. Although Durdaut *et al.*<sup>14,15</sup> showed that thermal vibration noise can be the dominant noise source for certain ME sensors, this was not limiting the SNR for



this cantilever. Here, the amplifier voltage noise was the dominant source. To calculate the total noise density at the charge amplifier output, the uncorrelated noise sources of the circuit are added according to Jahns<sup>8,13</sup> (Fig. 5),

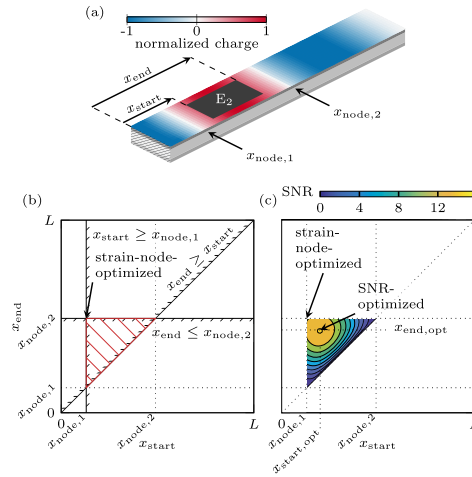
$$V_{\text{Noise-SC}} = \left[ G_c^2 |Z_{\text{ME}}|^2 \frac{E_{\text{ME}}^2}{R_{\text{ME}}^2} + \left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{\text{ME}}} \right|^2 E_n^2 + G_c^2 |Z_{\text{ME}}|^2 I_{n-}^2 + |Z_f|^2 \frac{E_f^2}{R_f^2} + |Z_f|^2 \frac{E_c^2}{R_c^2} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Here,  $G_c \approx \frac{C_{\text{ME}}}{C_f}$  denotes the charge amplifier gain,  $Z_{\text{ME}} = (1/R_{\text{ME}} + i2\pi f C_{\text{ME}})^{-1}$  is the sensor impedance and  $Z_f = (1/R_f + i2\pi f C_f)^{-1}$  is the feedback impedance.  $R_{\text{ME}}$ ,  $R_f$ , and  $R_c$  represent losses in the sensor, the feedback capacitor, and the cable.  $E_{\text{ME}}$  is the intrinsic electric noise source of the ME sensor, which is given by  $E_{\text{ME}} = \sqrt{\frac{4k_B T \tan \delta_{\text{AIN}}}{\omega C_{\text{ME}}}}$ , with dissipation factor  $\tan \delta_{\text{AIN}} = 0.001$ , the Boltzmann constant  $k_B$ , and the temperature  $T$ .  $E_f$  and  $E_c$  are the voltage noise densities of the corresponding resistor, which is generally given by  $E_R = \sqrt{4k_B T R}$ . The cable resistance is  $R_c = \frac{1}{\omega C_c \tan \delta_c} \cdot I_{n-}$  is the operational amplifier input current noise density, and  $E_n$  is the voltage noise density. All noise densities are calculated from the fluctuation–dissipation theorem.<sup>16</sup>

## B. Results

The sensor structure investigated in Sec. III was well suited for model validation and principle investigation, but not optimized for high sensitivity. Hence, we decided to analyze the following SNR optimization for a sensor design with much higher sensitivity, which is more suitable for actual measurements. Here, a sensor consisting of a 50  $\mu\text{m}$  thick silicon substrate with a 2  $\mu\text{m}$  thick  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  layer and a 2  $\mu\text{m}$  aluminum nitride layer, a length of 3 mm, and a width of 1 mm was investigated based on sensor structures published in Refs. 6 and 7. The microelectromechanical system (MEMS) fabrication process is described in more detail in Zabel *et al.*<sup>17</sup> With the signal calculated using the FEM model and the noise calculated in post-processing, the SNR is calculated for different electrode configurations.

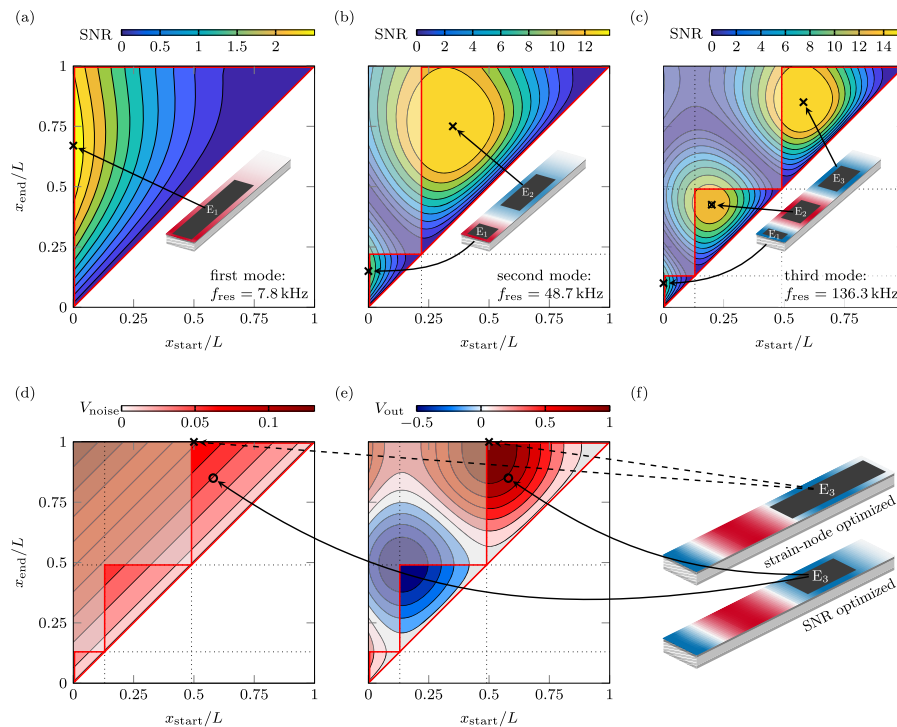
As discussed earlier, aligning the electrode positions at the strain nodes results in the highest strain-induced charge because the electrodes cover the largest possible areas with induced charges of equal sign. Nevertheless, for the SNR, shorter electrodes are found to be beneficial. Simply speaking, the charge signal collected close to the strain nodes is very small because there the strain is low, but the collected noise density is constant. Therefore, shortening the electrodes will reduce the collected noise to a higher extent than reducing the signal. To investigate this effect, we varied the electrode start and end positions ( $x_{\text{start}}$ ,  $x_{\text{end}}$ ) for each electrode. As an example, we describe the results and the visualization for electrode  $E_2$  for the third bending mode: The bending mode has an area of constant strain sign between  $x_{\text{node},1}$  and  $x_{\text{node},2}$  [Fig. 6(a)]. Accordingly, it can be concluded that the optimization of  $E_2$  is restricted to the interval  $[x_{\text{node},1}, x_{\text{node},2}]$ . This constrains the possible electrode start and end positions:  $x_{\text{start}} \geq x_{\text{node},1}$ ,  $x_{\text{end}} \leq x_{\text{node},2}$ , and  $x_{\text{start}} \leq x_{\text{end}}$ .



**FIG. 6.** (a) Cantilever sensor with plotted surface charge density for the third mode. The electrode start  $x_{\text{start}}$  and end position  $x_{\text{end}}$  and the strain nodes  $x_{\text{node}}$  are highlighted for  $E_2$ . (b) The red triangle shows exemplarily all possible values for  $x_{\text{start}}$  and  $x_{\text{end}}$ , which define the geometry of electrode  $E_2$ . The top left corner corresponds to the strain node-optimized electrode (full length electrode). (c) SNR was evaluated for all points of the triangle. The optimum SNR is obtained for a shorter electrode ( $x_{\text{node},1} < x_{\text{start,opt}} < x_{\text{end,opt}} < x_{\text{node},2}$ ). Further details are given in the main text. The optimization results for all modes and electrodes are depicted in Fig. 7.

These conditions are visualized in Fig. 6(b), where the abscissa plots the electrode start position  $x_{\text{start}}$ , and the ordinate plots the electrode end position  $x_{\text{end}}$ , resulting in the triangular area (red). The top left corner of the triangle represents the strain node-optimized electrode ( $x_{\text{start}} = x_{\text{node},1}$ ,  $x_{\text{end}} = x_{\text{node},2}$ ), where the signal is maximal. The opposing hypotenuse represents electrodes of zero length ( $x_{\text{start}} = x_{\text{end}}$ ), resulting in zero signal, hence, zero SNR. The SNRs for the possible electrode configurations of  $E_2$  are plotted in Fig. 6(c) as a two-dimensional color-coded plot, showing an optimum for the marked point ( $x_{\text{start,opt}}$ ,  $x_{\text{end,opt}}$ ). Note that  $x_{\text{start,opt}} > x_{\text{node},1}$  and  $x_{\text{end,opt}} < x_{\text{node},2}$ . Hence, the optimal electrode configuration has a shorter electrode length compared to the strain-node-optimized configuration.

The results for the remaining bending modes and electrodes are plotted in Fig. 7. For the first mode, the optimal electrode start position is at zero and the end position is at 67% of the cantilever length [Fig. 7(a)]. For the second mode, there are two optimal electrode positions. The first one ends at 15%, and the second one is from 35% to 75% as described above. As expected, there are three optimal electrode positions for the third mode. For the second and third mode, the optimal SNR for each electrode is a local maximum because the SNR is either reduced by altering the start or the end position of the electrode. This dependency is consistent with the one explained for Fig. 6. The SNRs of the higher modes are generally higher compared



**FIG. 7.** [(a)–(c)] Signal to noise ratios for different electrode start and end positions along the cantilever length for the first three bound-free bending modes. The insets show cantilevers with the optimal electrode configuration for each mode. The weakly colored areas (top left) correspond to hypothetical electrodes that span over at least one strain node. The noise voltage and output voltage are normalized to the maximum of the output voltage and are shown in (d) and (e), respectively. The crosses and circles indicate the corresponding positions for the strain-node and SNR optimized electrode configurations in the plots. (f) The third electrode for strain-node and SNR optimized configurations. Note that the SNR values are plotted on a linear scale (not in dB).

to the fundamental mode because the noise is reduced with higher frequency by  $1/f$  according to Eq. (10). The SNRs are improved by 0.9 dB for the first mode, 2.3 dB for the second mode at electrode  $E_2$ , and 2.4 dB for the third bending mode at electrode  $E_3$  compared to full electrodes segmented at strain-nodes. The optimized electrode positions and their signal to noise ratios are summarized in Table I including their gain in SNR compared to a strain-node optimized electrode design.

For all electrodes of higher modes, the SNR is maximized for smaller electrode sizes than the strain-node positions imply. The start and end positions along the cantilever are shifted away from the strain-node positions toward shorter electrode lengths. To give an explicit example that smaller electrode sizes are beneficial for the SNR, the signal and noise voltage are investigated separately [Figs. 7(d) and 7(e)]. The strain-node optimized electrode

configuration for the third mode at electrode  $E_3$  is indicated by a cross in Figs. 7(d) and 7(e), showing the corresponding noise voltage and signal voltage. Compared to the circles indicating the SNR optimized electrode configuration, the signal voltage is reduced by a small amount for the SNR optimized electrode, while the noise voltage is reduced significantly. In this case, the normalized output voltage is reduced by  $1 - \frac{0.82 \text{ V}}{1.00 \text{ V}} = 18\%$ . However, the noise is reduced by  $1 - \frac{0.05 \text{ V}}{0.08 \text{ V}} = 37.5\%$ , which gives a higher SNR  $\frac{0.82 \text{ V} / 1.00 \text{ V}}{0.05 \text{ V} / 0.08 \text{ V}} = 1.312 \approx 2.4 \text{ dB}$  for the electrode configuration with the smaller size. Thus, although the electrodes could be larger without covering the zero stress regions, it is beneficial in terms of greater SNR to have smaller electrodes. This leads to a reduction in the SNR around the optimal electrode configuration as the noise increases more than the signal does with larger electrodes. Enlarging the electrode areas will lower the SNR by increasing noise, but not the signal.

**TABLE I.** Comparison of the signal-to-noise ratio (SNR) of an electrode configuration optimized by the strain node positions and signal to noise ratio for the first, second, and third modes.  $\Delta$ SNR shows the improvement by using the SNR optimized electrodes.  $x_s$  and  $x_e$  describes the electrode start and end position in % of the cantilever length.

	Strain-node optimized			SNR optimized			$\Delta$ SNR/dB
	$x_s$ /%	$x_e$ /%	SNR/dB	$x_s$ /%	$x_e$ /%	SNR/dB	
First mode							
$E_1$	0	100	7.1	0	67	8.0	0.9
Second mode							
$E_1$	0	22	18.8	0	15	19.4	0.6
$E_2$	22	100	20.5	35	75	22.8	2.3
Third mode							
$E_1$	0	13	19.6	0	9	19.9	0.3
$E_2$	13	49	20.8	20	43	22.2	1.4
$E_3$	49	100	21.6	58	85	24.0	2.4

## V. CONCLUSIONS

Our FEM study shows that the SNR-based design of the electrodes for the analyzed sensor setup improves the higher-mode sensor performance by up to 2.4 dB. This is achieved by reducing the electrode sizes to avoid covering regions with low signal contribution near the strain nodes. In these regions, the noise contribution dominates the signal contribution. The significant improvement shows the importance of this approach for sensing applications, where the maximum SNR is required. The amount of obtained improvement is dependent on the sensor geometry, i.e., length, width, layer heights, chosen materials, and the amplifier. Therefore, the analysis of SNR optimized electrodes has to be adjusted for the design of new or different sensor geometries.

For the readout of a sensor with segmented electrodes, it is possible to hardwire the electrodes of equal polarity for one specific mode. Alternatively, one amplifier for each electrode can be used, combining the amplified electrode signals by operational amplifiers using software-based signal addition after an analog to digital conversion. Another benefit from the second approach is the possibility to do a multi-mode readout of the sensor to further improve the SNR.<sup>6</sup>

Overall, we showed that electrodes designed for optimal SNR can additionally generate sensor improvements and should be considered for applications where the highest sensor performance is desired.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the German Research Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG) through the Collaborative Research Centre CRC 1261 *Magnetoelectric Sensors: From*

*Composite Materials to Biomagnetic Diagnostics*. We acknowledge financial support by DFG within the funding programme Open Access Publizieren.

## APPENDIX: MATERIAL PARAMETERS

Silicon:<sup>18</sup>

$$\mathbf{c}_{\text{Si}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 216 & 84 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 216 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 84 & 216 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 66 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 66 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 66 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{Si}} = 2329 \text{ kg/m}^3,$$

$$\mathbf{\epsilon}_{\text{Si}} = \begin{pmatrix} 107 & 0 & 0 \\ 0 & 107 & 0 \\ 0 & 0 & 107 \end{pmatrix} \text{pF/m},$$

$$\mathbf{\mu}_{\text{Si}} = \begin{pmatrix} 0.4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0.4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0.4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

AlN:<sup>18</sup>

$$\mathbf{c}_{\text{AlN}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 410 & 149 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 149 & 410 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 99 & 99 & 389 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 125 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 125 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 125 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{AlN}} = 3268 \text{ kg/m}^3,$$

$$\tan \delta_{\text{AlN}} = 0.001,$$

$$\mathbf{e}_{\text{e,AlN}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0.48 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0.48 & 0 & 0 \\ -0.58 & -0.58 & 1.55 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{N/Vm},$$

$$\mathbf{\epsilon}_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 80 & 0 & 0 \\ 0 & 80 & 0 \\ 0 & 0 & 80 \end{pmatrix} \text{pF/m},$$

$$\mathbf{\mu}_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 0.4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0.4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0.4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

PVDF-TrFE:<sup>19,20</sup>

$$\epsilon_{\text{PVDF-TrFE}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 4.84 & 2.72 & 2.22 & 0 & 0 & 0 \\ 2.72 & 4.84 & 2.72 & 0 & 0 & 0 \\ 2.72 & 2.72 & 4.63 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.526 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.526 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.526 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{PVDF-TrFE}} = 1879 \text{ kg/m}^3,$$

$$\tan \delta_{\text{PVDF-TrFE}} = 0.018,$$

$$\epsilon_{\text{e,PVDF-TrFE}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0.015 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.015 & 0 & 0 \\ -4.3 & -4.3 & 0.110 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{N/Vm},$$

$$\epsilon_{\text{PVDF-TrFE}} = \begin{pmatrix} 70.84 & 0 & 0 \\ 0 & 70.84 & 0 \\ 0 & 0 & 70.84 \end{pmatrix} \text{pF/m},$$

$$\mu_{\text{PVDF-TrFE}} = \begin{pmatrix} 0.4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0.4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0.4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

FeCoSiB:<sup>18,21</sup>

$$\epsilon_{\text{FeCoSiB}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 150 & 45 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 150 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 45 & 150 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 40 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 40 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 40 \end{pmatrix} \text{GPa},$$

$$\rho_{\text{FeCoSiB}} = 7250 \text{ kg/m}^3,$$

$$\epsilon_{\text{FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 8.854 & 0 & 0 \\ 0 & 8.854 & 0 \\ 0 & 0 & 8.854 \end{pmatrix} \text{pF/m},$$

$$\epsilon_{\text{m,FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 8500 & -2833.3 & -2833.3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{N/Am},$$

$$\mu_{\text{FeCoSiB}} = \begin{pmatrix} 1131 & 0 & 0 \\ 0 & 1131 & 0 \\ 0 & 0 & 1131 \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

#### DATA AVAILABILITY

The data that support the findings of this study are available from the corresponding author upon reasonable request.

#### REFERENCES

- Y. Zhou, D. J. Apo, and S. Priya, "Dual-phase self-biased magnetoelectric energy harvester," *Appl. Phys. Lett.* **103**, 192909 (2013).
- T.-D. Onuta, Y. Wang, C. J. Long, and I. Takeuchi, "Energy harvesting properties of all-thin-film multiferroic cantilevers," *Appl. Phys. Lett.* **99**, 203506 (2011).
- J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li, and D. Viehland, "Detection of pico-tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 062510 (2006).
- J. Petric, D. Viehland, D. Gray, S. Mandal, G. Sreenivasulu, G. Srinivasan, and A. S. Edelstein, "Enhancing the sensitivity of magnetoelectric sensors by increasing the operating frequency," *J. Appl. Phys.* **110**, 124506 (2011).
- S. Marauska, R. Jahns, C. Kirchhof, M. Claus, E. Quandt, R. Knöchel, and B. Wagner, "Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites," *Sens. Actuators A: Physical* **189**, 321–327 (2013).
- J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel, and G. Schmidt, "Adaptive readout schemes for thin-film magnetoelectric sensors based on the delta-E effect," *IEEE Sensor. J.* **16**, 4891–4900 (2016).
- S. Zabel, J. Reermann, S. Fichtner, C. Kirchhof, E. Quandt, B. Wagner, G. Schmidt, and F. Faupel, "Multimode delta-E effect magnetic field sensors with adapted electrodes," *Appl. Phys. Lett.* **108**, 222401 (2016).
- J. L. Gugat, M. C. Krantz, J. Schmalz, and M. Gerken, "Signal-to-noise ratio in cantilever magnetoelectric sensors," *IEEE Trans. Magn.* **52**, 7005005 (2016).
- R. Jahns, R. Knöchel, H. Greve, E. Woltermann, E. Lage, and E. Quandt, "Magnetoelectric sensors for biomagnetic measurements," in *2011 IEEE International Symposium on Medical Measurements and Applications* (IEEE, 2011), pp. 107–110.
- P. Durdaut, J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel, G. Schmidt, R. Knöchel, and M. Hoft, "Modeling and analysis of noise sources for thin-film magnetoelectric sensors based on the delta-E effect," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **66**, 2771–2779 (2017).
- J. F. Blackburn, M. Vopsariou, and M. G. Cain, "Verified finite element simulation of multiferroic structures: Solutions for conducting and insulating systems," *J. Appl. Phys.* **104**, 074104 (2008).
- H.-J. Tseng, W.-C. Tian, and W.-J. Wu, "P(VDF-TrFE) polymer-based thin films deposited on stainless steel substrates treated using water dissociation for flexible tactile sensor development," *Sensors* **13**, 14777–14796 (2013).
- R. Jahns, "Untersuchung und optimierung von empfindlichkeit und rauschverhalten magnetoelektrischer sensoren," Ph.D. thesis, 2013, see <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:gbv:8-diss-124422>.
- P. Durdaut, S. Salzer, J. Reermann, V. Robisch, P. Hayes, A. Piorra, D. Meyners, E. Quandt, G. Schmidt, R. Knöchel, and M. Hoft, "Thermal-mechanical noise in resonant thin-film magnetoelectric sensors," *IEEE Sensor. J.* **17**, 2338–2348 (2017).
- M. V. Salapaka, H. S. Bergh, J. Lai, A. Majumdar, and E. McFarland, "Multi-mode noise analysis of cantilevers for scanning probe microscopy," *J. Appl. Phys.* **81**, 2480–2487 (1997).
- H. B. Callen and T. A. Welton, "Irreversibility and generalized noise," *Phys. Rev.* **83**, 34–40 (1951).
- S. Zabel, C. Kirchhof, E. Yazar, D. Meyners, E. Quandt, and F. Faupel, "Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields," *Appl. Phys. Lett.* **107**, 152402 (2015).
- J. L. Gugat, M. C. Krantz, and M. Gerken, "Two-dimensional versus three-dimensional finite-element method simulations of cantilever magnetoelectric sensors," *IEEE Trans. Magn.* **49**, 5287–5293 (2013).
- C. W. Nan, M. Li, X. Feng, and S. Yu, "Possible giant magnetoelectric effect of ferromagnetic rare-earth-iron-alloys-filled ferroelectric polymers," *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2527–2529 (2001).
- H. Xu, Z.-Y. Cheng, D. Olson, T. Mai, Q. M. Zhang, and G. Kavarnos, "Ferroelectric and electromechanical properties of poly(vinylidene-fluoride-trifluoroethylene-chlorotrifluoroethylene) terpolymer," *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2360–2362 (2001).
- A. Ludwig and E. Quandt, "Optimization of the  $\Delta E$ -effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing," in *IEEE International Digest of Technical Papers on Magnetism Conference* (IEEE, 2002) p. AE2.

## **B.2 Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System**

A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, B. 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“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 278, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-017-18441-4

„Creative Commons“ von Kittmann et al. [92], verwendet unter CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

# SCIENTIFIC REPORTS

OPEN

## Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System

Anne Kittmann<sup>1</sup>, Phillip Durdaut<sup>2</sup>, Sebastian Zabel<sup>1</sup>, Jens Reermann<sup>2</sup>, Julius Schmalz<sup>2</sup>, Benjamin Spetzler<sup>1</sup>, Dirk Meyners<sup>1</sup>, Nian X. Sun<sup>3</sup>, Jeffrey McCord<sup>1</sup>, Martina Gerken<sup>2</sup>, Gerhard Schmidt<sup>2</sup>, Michael Höft<sup>2</sup>, Reinhard Knöchel<sup>2</sup>, Franz Faupel<sup>1</sup> & Eckhard Quandt<sup>1</sup>

Received: 29 August 2017

Accepted: 11 December 2017

Published online: 10 January 2018

We present a comprehensive study of a magnetic sensor system that benefits from a new technique to substantially increase the magnetoelastic coupling of surface acoustic waves (SAW). The device uses shear horizontal acoustic surface waves that are guided by a fused silica layer with an amorphous magnetostrictive FeCoSiB thin film on top. The velocity of these so-called Love waves follows the magnetoelastically-induced changes of the shear modulus according to the magnetic field present. The SAW sensor is operated in a delay line configuration at approximately 150 MHz and translates the magnetic field to a time delay and a related phase shift. The fundamentals of this sensor concept are motivated by magnetic and mechanical simulations. They are experimentally verified using customized low-noise readout electronics. With an extremely low magnetic noise level of  $\approx 100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , a bandwidth of 50 kHz and a dynamic range of 120 dB, this magnetic field sensor system shows outstanding characteristics. A range of additional measures to further increase the sensitivity are investigated with simulations.

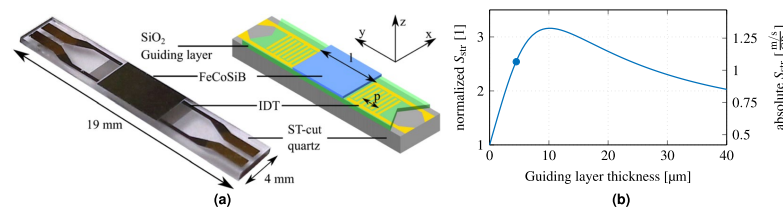
Magnetic field sensing is an important task for many applications ranging, e.g., from positioning and navigation to electronic stability programs, electrical current sensors to biomagnetic field detection<sup>1–3</sup>. Naturally, the requirements differ and depend on the specific application. Common demands on sensors include ambient temperature operation without cooling, small dimensions necessary for high spatial resolution and/or limited available installation space as well as low energy consumption. Very demanding specifications arise in terms of the dynamic magnetic field range and the frequency bandwidth in case of a current sensor<sup>4</sup> as well as in a limit of detection (LOD) in the  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  to  $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  range in case of sensors for biomagnetic signals<sup>5</sup>. Furthermore, both applications require the detection of DC or very low frequency magnetic fields, which is especially challenging if  $1/f$  (frequency) noise is present. Ultra-low LODs for magnetic field sensing in combination with ambient temperature operation and sufficient spatial resolution have been reported for orthogonal fluxgate magnetometers<sup>6</sup>, sensors employing the giant magnetoimpedance effect<sup>7</sup>, atomic magnetometers<sup>8</sup>, magnetostrictive devices<sup>9</sup>, and, most recently, for sensors using the  $\Delta E$ -effect<sup>10</sup>. Table 1 summarizes the main important properties of these sensors.

Magnetoelastic coupling describes the property of materials to have an interdependency between magnetization and elastic strain. It is commonly known in the form of so-called Joule magnetostriction that causes the humming noise in electrical transformer cores, where the core length changes during the magnetization. In an inverse process (also known as Villari Effect) under mechanical stress, these materials exhibit an additional strain caused by a rotation of the magnetic moments. Such extra strain leads to altered elastic properties proportional to the material's piezomagnetic coefficient. For high piezomagnetic coefficients, softmagnetic properties in combination with a high magnetostriction are required; thus, the largest piezomagnetic coefficients have been found in amorphous FeGaB<sup>12</sup> or FeCoSiB<sup>13</sup> thin films. The phenomenon is commonly known as the  $\Delta E$ -effect for changes in the Young's modulus  $E$ <sup>14–16</sup>, but other elastic constants are also affected. Although it is well known that the relative effects of other elastic moduli such as the shear modulus  $G$  are generally more pronounced<sup>17</sup>, most approaches for magnetic sensing have been made using  $E$ . The  $\Delta E$ -effect has been used to detune either cantilever<sup>18–20</sup> or bulk resonators<sup>21</sup> coated with a magnetic material. Also, surface acoustic waves (SAWs) have been utilized in resonator or delay line configurations<sup>22</sup>. These approaches use a piezoelectric substrate with two interdigital transducer (IDT) electrodes, one to excite and one to receive acoustic waves. If a magnetic film is deposited in-between these

<sup>1</sup>Institute for Materials Science, Kiel University, Kiel, 24143, Germany. <sup>2</sup>Institute of Electrical Engineering and Information Technology, Kiel University, Kiel, 24143, Germany. <sup>3</sup>W.M. Keck Laboratory for Integrated Ferroics, Electrical and Computer Engineering Department, Northeastern University, Boston, Massachusetts, 02115, USA. Anne Kittmann, Phillip Durdaut, Sebastian Zabel, Jens Reermann, Julius Schmalz and Benjamin Spetzler contributed equally to this work. Correspondence and requests for materials should be addressed to E.Q. (email: eq@tf.uni-kiel.de)

	Microwire fluxgate	Giant magnetoimpedance	Atomic magnetometer	Anisotropic magnetoresistive	Resonant $\Delta E$ -effect
LOD at 1 Hz	1.5 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>8</sup>	3 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>7</sup>	10 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>4</sup>	1 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>9</sup>	300 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>10</sup>
Frequency Bandwidth	400 Hz <sup>8</sup>	70 kHz <sup>11</sup>	100 Hz <sup>8</sup>	1 MHz <sup>9</sup>	5 Hz <sup>10</sup>
Range	1000 nT <sup>8</sup>	$\pm 100 \mu\text{T}$ <sup>11</sup>	15 nT <sup>8</sup>	$\pm 0.5 \text{ mT}$ <sup>9</sup>	$> 1 \mu\text{T}$ <sup>10</sup>

**Table 1.** Overview of compact high resolution magnetometers that operate at ambient temperature. A range above 50  $\mu\text{T}$  enables unshielded operation. Biomagnetic applications require a detection limit below at least 10 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ .



**Figure 1.** Sensor design and modeled structural sensitivity. (a) A Love wave surface acoustic wave sensor based on ST-cut quartz substrate and a 4.5  $\mu\text{m}$   $\text{SiO}_2$  guiding layer. The 200 nm magnetostrictive material FeCoSiB is deposited between the transducers on top of the delay line with a length  $l$  of 3.8 mm. The interdigital transducers have a periodicity  $p$  of 28  $\mu\text{m}$ . (b) Simulation of structural sensitivity  $S_n$  for different guiding layer thicknesses and a 200 nm thick magnetostrictive layer. The sensitivity of the fabricated device (indicated by blue dot) is close to the maximum sensitivity at 10  $\mu\text{m}$ .

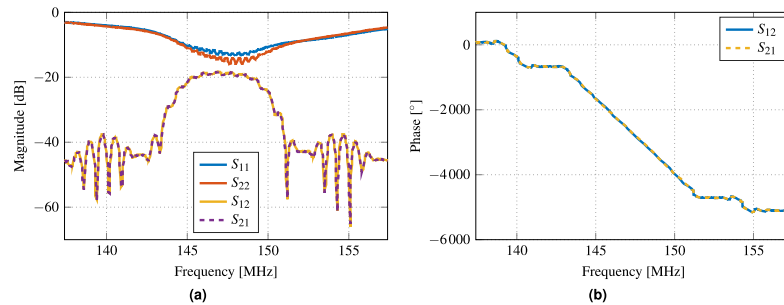
two IDT electrodes, changes in the elastic properties of the film influence the wave velocity and alter the delay of a transmitted signal.

There are various kinds of waves that can be excited, and they differ in the type of deformation and velocity due to the different elastic moduli involved. Rayleigh waves are concentrated at the surface with out-of-plane shear and longitudinal deformation. Their amplitude exponentially decays with a penetration depth of about one wavelength. In amorphous magnetic thin films greater than 50 nm thick, the magnetization is usually confined in-plane, which restricts all changes of elastic components to this plane. Consequently, the propagation of Rayleigh waves is only magnetically sensitive to magnetoelastic alterations of  $E$ . Shear horizontal waves perform a bulk shear motion parallel to the magnetic film and are thus sensitive to changes of  $G$ . While the wave extends through the whole substrate, the modulus effect occurs only in the magnetic layer on the top and, consequently, has little leverage on the wave velocity. Love waves, in contrast, combine the advantages of both wave types with respect to magnetic field sensing. They are horizontal shear waves that are confined at the surface by a phase velocity gradient towards the surface<sup>23</sup>. Despite these advantages, most studies focus on Rayleigh waves<sup>24,25</sup>, few on shear horizontal waves<sup>26</sup> and even fewer on Love waves<sup>27</sup>. Although numerous devices with strong coupling of surface waves to magnetic properties have been presented, many were intended to be used as magnetically tunable RF-components<sup>8</sup>, and only a few have been thoroughly analyzed for their potential as magnetic field sensors.

In this paper, the design of a novel Love wave-type magnetic field SAW sensor will be outlined with an emphasis on finite element modeling (FEM) simulations to work out the advantages of using a dedicated guiding layer. Next, the SAW sensor will be characterized electrically and the magnetic properties of the magnetostrictive layer will be investigated and compared with simulations. Then, the sensor will be integrated in a readout circuit, which is tailored to obtain a sensor system, where the intrinsic noise of the sensor dominates. Very promising characteristics of the sensor system in terms of sensitivity, LOD, dynamic range, and bandwidth will be measured and analyzed. Prospects of different measures to further increase the sensitivity and the LOD will be proposed thereafter.

### Sensor Design

The presented Love wave sensor is based on a 500  $\mu\text{m}$  ST-cut quartz substrate and is shown in Fig. 1a. The two IDT electrode pairs form a delay line of  $l = 3.8$  mm. They are made of 300 nm Au and structured by ion-beam etching to a doublefinger structure of 25 pairs with a periodicity of 28  $\mu\text{m}$  and a finger width of 3.5  $\mu\text{m}$ . A 12 nm Cr layer above and below the Au serves as an adhesion promoter. The propagation direction of the wave is orthogonal to the X-axis of the ST-cut quartz wafer. In this configuration only shear waves are excited<sup>23</sup>. A layer of 4.5  $\mu\text{m}$  thick  $\text{SiO}_2$  is deposited with a PECVD process and covers the IDTs and the delay line, and is angled at both ends to prevent multiple transient signals. The structure acts as a guiding layer and leads to a concentration of the wave energy in the magnetic material. The magnetostrictive material ( $\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10}$ )<sub>78</sub> $\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  is deposited with a thickness of 200 nm by magnetron sputtering on the delay line and structured using a lift-off process. During deposition a magnetic field is applied along the Y-axis to saturate the film and introduce an easy axis of magnetization. Below and above the magnetic layer a 10 nm Ta layer is deposited to promote adhesion and prevent oxidation.



**Figure 2.** Scattering parameters of the SAW device measured with a vector network analyzer at  $B_{\text{bias}} = 0$  T. (a) The passband of the SAW device around the center frequency of 147.2 MHz offers a 3 dB bandwidth of 4.4 MHz, where the insertion loss is approximately  $-20$  dB. (b) The phase decreases virtually linear with a slope of  $-460$  °/MHz.

The overall sensitivity  $S$  of the sensor is the product of several major contributions that are introduced here and discussed in detail in the following sections. The sensitivity of the magnetic material

$$S_{\text{mag}} = \frac{\partial G}{\partial H} \quad (1)$$

corresponds to the change in the shear modulus  $G$  in the presence of an external magnetic field  $H$ .  $S_{\text{mag}}$  depends on the magnetostrictive properties of the material, the orientation of the magnetic easy axis, the directions of the wave propagation, and external magnetic field, respectively. How much the change in shear modulus affects the velocity  $v$  of the surface wave is expressed by a structural sensitivity

$$S_{\text{str}} = \frac{\partial v}{\partial G} \quad (2)$$

$S_{\text{str}}$  is influenced by the vertical structure of the device that influences the confinement of the wave as well as the contribution of each layer. According to the FEM-simulation results shown in Fig. 1b an even higher factor of 3.16 could be achieved by choosing an  $10 \mu\text{m}$  thick guiding layer, but was not carried out because of process limitations. The chosen thickness of  $4.5 \mu\text{m}$  still increases the structural sensitivity  $S_{\text{str}}$  by a factor of 2.54 to  $1.07 \frac{\text{m/s}}{\text{GPa}}$ .

The phase shift per change in wave velocity depends on the geometric sensitivity  $S_{\text{geo}}$

$$S_{\text{geo}} = \frac{\partial \varphi}{\partial v} = -\frac{l}{v^2} \cdot f \cdot 2\pi \quad (3)$$

of the device. A change in wave velocity  $v$  at the frequency  $f$  leads to a change of the phase  $\varphi = \frac{l}{v} \cdot f \cdot 2\pi$  at the end of the delay line with a length  $l$ . The results of the simulations are a geometric sensitivity of  $S_{\text{geo}} = -11.3 \frac{\text{s}}{\text{m}}$ . In combination, these three contributions lead to the overall sensitivity

$$S = \frac{\partial \varphi}{\partial H} = \frac{\partial G}{\partial H} \cdot \frac{\partial v}{\partial G} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} = S_{\text{mag}} \cdot S_{\text{str}} \cdot S_{\text{geo}} \quad (4)$$

### Electrical Properties

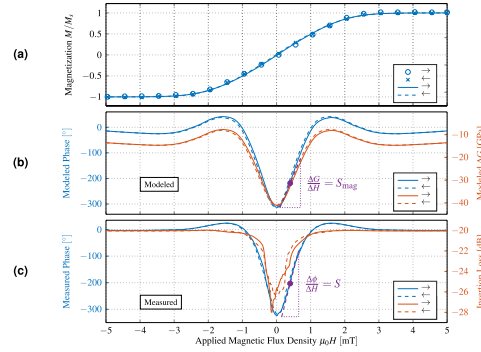
Figure 2 shows the measured scattering parameters of the fabricated Love wave SAW sensor, which were determined with a vector network analyzer at zero bias flux density  $B_{\text{bias}} = 0$  T.

Prior to the measurements, the electrical impedance of each port was matched to the system's impedance of  $50 \Omega$ . Hence, the return loss was reduced, slightly different for each port due to component tolerances, between  $-13$  dB and  $-15$  dB in the passband around the center frequency of 147.2 MHz. However, in the same frequency band an insertion loss of about  $-20$  dB was obtained, which is typical for Love wave delay line sensors<sup>28,29</sup>. The total phase angle decreases virtually linear over a frequency range of 7.6 MHz between 143.4 MHz and 151 MHz with a slope of  $\partial \varphi / \partial f = -460$  °/MHz corresponding to a time delay of  $\tau_{\text{SAW}} = 1 / (2\pi) \cdot \partial \varphi / \partial f = 1.28 \mu\text{s}$ . Due to its insertion loss, the SAW device is only usable as a sensor within the 3 dB bandwidth from 145 MHz to 149.4 MHz since the signal-to-noise ratio (SNR) decreases with increasing attenuation<sup>30</sup>.

### Magnetic Properties

The origin of the magnetic field-induced phase shift can be directly attributed to the change of effective stiffness constants of the ferromagnetic film. The effective stiffness constants are functions of magnetization, and therefore depend on the direction and amplitude of the external magnetic field  $H$  and the magnetic easy axis (EA)





**Figure 3.** Characterization and modeling of the SAW device. (a) Measured magnetization curve of the SAW device using MOKE magnetometry (dot and cross symbols) together with the modeled magnetization curve (solid and dashed lines). (b) Modeled  $\Delta G$  with a minimum of  $-30$  GPa at  $0$  mT. This corresponds to 55% change relative to the value at fixed magnetisation  $G_m$ . With these data, the change of phase is calculated using the mechanical model. (c) Measured phase shift of the SAW device per magnetic field and corresponding insertion loss at the center frequency of  $147.2$  MHz. All arrows in the legends represent the direction of the magnetization process starting from a magnetically saturated state.

orientation. In the following, a magnetomechanical mean field model is used to quantify the magnetic properties of the ferromagnetic film and derive consequences for sensor optimization later on.

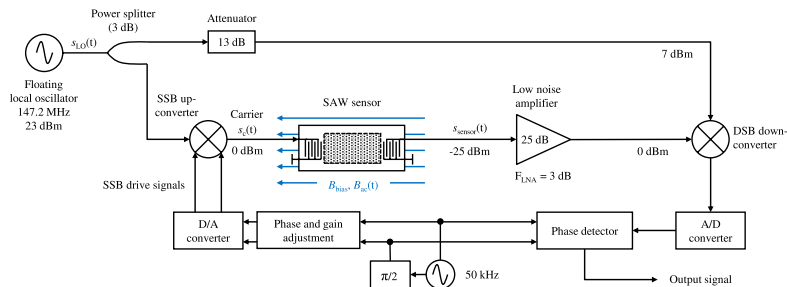
The magnetic mean field model is based on an ensemble of simple uncoupled Stoner-Wohlfarth particles. For each particle, the static equilibrium magnetization  $M_0$  is obtained by minimizing the internal energy density. A distribution of the effective anisotropy energy density  $K_{eff}$  and of the easy axis orientation  $\gamma_i$  is used to approximate the magnetization distribution. A standard distribution for  $K_{eff}$  with standard deviation  $\delta$  and a van Mises distribution with dispersion parameter  $\kappa$  for the dispersion of the effective easy axis is assumed. Hence, an ideal magnetic film is described by a small  $\delta$  and a large  $\kappa$ . Distributions may arise from local stray fields, local stresses, or an intrinsic distribution of the easy axis, e.g., from the deposition process. For the simulation of magnetic hysteresis curves, the magnetization of all particles is averaged. Following the approach by Mater<sup>31</sup>, the magnetoelastic wave results in a small dynamic perturbation, which justifies an expansion of the enthalpy density around the static equilibrium. The effective stiffness tensor  $C$  can be described by a constant, magnetization-independent part  $C_m$  and a superposed magnetization-dependent part  $\Delta C$ . The stiffness correction tensor  $\Delta C$  is then obtained from the derivatives of the enthalpy density with respect to the magnetization orientation. These derivatives depend on  $M_0$  and are obtained from the magnetic mean field model. For our specific axis configuration, this approach reduces to the Zhou model as described previously<sup>26</sup>. Because  $M_0$  is a function of space, the effective stiffness is also considered as a local property and underlies a spatial distribution. As input for the mechanical model, these values are averaged.

To obtain the structural sensitivity  $S_{str}$  from the derived magnetic-field-dependent shear modulus, the concentration effect of the wave at the surface due to the changed shear modulus has to be considered. Hence, an FEM model is used to calculate the wave properties. The propagation region depicted in the schematic of Fig. 1a consists of a horizontally layered stack of a quartz substrate, a  $\text{SiO}_2$  guiding layer, and a magnetostrictive layer. Assuming isotropic material parameters, the structure may be approximated by only considering the  $z$  dependence. The solution to the one-dimensional problem is given by the following differential equation for the displacement  $U(k, z, \omega)$ <sup>32</sup>

$$\frac{d}{dz} \left[ G(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 G(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k, z, \omega) \quad (5)$$

with the shear modulus  $G$ , the wave vector  $k$ , and the density  $\rho$ . The anisotropic parameters of the ST-cut quartz substrate and the magnetostrictive layer are reduced to isotropic values for this simulation. The neglected stress components are lower by at least a factor of 10 than the considered component. Therefore, the error made by this simplification does not influence the general behavior as shown by the small deviation between measurement and simulation in Fig. 3. Eq. (5) is solved numerically with the FEM software package Comsol Multiphysics. To obtain the structural sensitivity  $S_{str}$  at the operating point, the first derivative of the simulated wave velocity  $v$  is calculated at the maximum of the sensitivity  $S_{mag}$  of the material. The model results are shown in Fig. 1b for a variation of the guiding layer thickness.

Hard axis magnetization curves of the complete ferromagnetic film were recorded using large-view magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscopy<sup>33</sup>. The measured data are shown in Fig. 3a as dot and cross symbols. The magnetic model was fitted to the MOKE data to extract the magnetic material parameter (solid and dashed lines). For the fit, an effective distribution of the easy axis of magnetization of  $\kappa = 5500$  is used. With



**Figure 4.** Readout circuit with inherent phase noise suppression. A low phase noise signal of a numerically controlled oscillator (NCO) at 50 kHz is transposed to the operating frequency range of the SAW device and received using a floating local oscillator, which eliminates the phase noise of the local oscillator. To avoid distortions due to an undesired sideband, a signal sideband upconverter is used. Phase detection is achieved in the digital domain after analog-to-digital conversion.

$\delta = 300 \text{ J/m}^3$  a broad effective anisotropy distribution is described around a mean value of  $K_{\text{eff}} = 1.3 \text{ kJ/m}^3$ . As a result, a magnetoelastic coupling factor of  $b^{1/2} = -12.7 \text{ MPa}$  is obtained, corresponding to a positive saturation magnetostriction. This value is slightly larger compared to previously reported results for FeCoSiB thin films<sup>13</sup>.

In Fig. 3b the resulting function of  $\Delta G$  is shown. It resembles a V-shaped curve, which is consistent with the results of other authors but exceeds the maximum absolute change of  $G$  by a factor of about two<sup>26</sup>. Note that  $\Delta G < 0 \text{ MPa}$  for all values of the magnetic field, as a direct consequence of the averaging procedure. From  $\Delta G$  the maximum slope at a magnetic bias field of  $\mu_0 H = 0.4 \text{ mT}$  is directly obtained, resulting in a magnetic sensitivity of  $S_{\text{mag}} = 36.8 \text{ GPa/mT}$ .

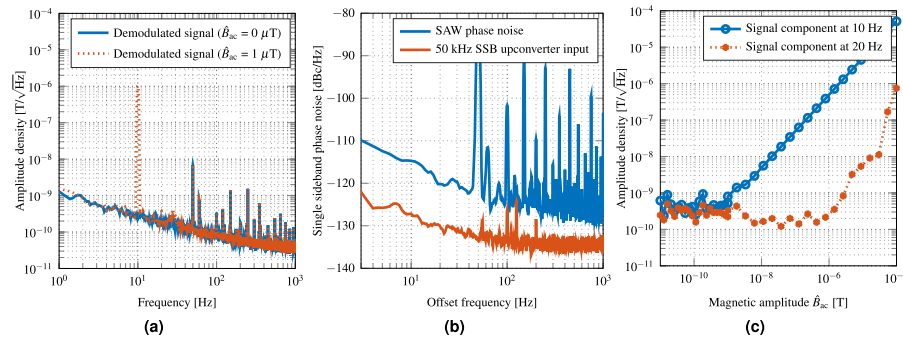
From the variation of shear modulus, the phase is calculated as a function of  $H$  using the mechanical model. For Love waves, the dominant component of  $C$  is expected to be the shear modulus  $G$ . Consequently, the functions of the modeled phase and shear modulus are of similar overall appearance, as shown in the figure. In Fig. 3c the measured phase shift of the SAW is plotted together with the insertion loss. This loss can be attributed to periodic changes of the magnetization by magnetoelastic coupling to the surface wave. The magnetization changes lead to the formation of eddy currents that dissipate the energy by Joule heating. An identical maximum phase shift of  $340^\circ$  is obtained and a similar general behavior for measurement and simulation is confirmed. From the slope of the measured phase we obtain a maximum sensitivity of  $S = 504^\circ/\text{mT}$ , which is in agreement with  $S$  as calculated from the modeled data with an accuracy about 10%. Deviations are expected to arise from local stress anisotropies or stray fields that result in slightly different distribution functions.

### Sensor System

The electronic readout circuit is depicted in Fig. 4. A sinusoidal carrier signal  $s_c(t)$  is injected into the sensor with a frequency  $f_c$  within the SAW device's passband. Through the magnetic field-dependent travelling time and, thus, the phase shift of the carrier, the magnetic flux density  $B_{\text{ac}}(t)$  can be measured. The sensor's output signal is given by

$$s_{\text{sensor}}(t) \propto \cos(2\pi f_c t + S \cdot B_{\text{ac}}(t) \cdot \mu_0^{-1} + \phi_c(t) + \phi_{\text{SAW}}(t)), \quad (6)$$

where  $S$  is the sensitivity defined in Eq. (4). The measurement results in  $S = 264^\circ/\text{mT}$  which is about a factor of two smaller than what was derived from Fig. 3c. However, the deviation is within the variation between the various tested samples. The measurement is impaired by the phase noise  $\phi_c(t)$  of the carrier signal and by random phase fluctuations of the SAW device  $\phi_{\text{SAW}}(t)$ . To minimize the phase noise contribution of the sensor electronics, the carrier  $s_c(t)$  is derived from the output of a numerically controlled oscillator (NCO) at 50 kHz (phase noise at  $-128 \text{ dBc/Hz}$  at an offset frequency of 10 Hz, cf. Figure 5b), which is upconverted to the SAW device's passband by means of a single sideband (SSB) upconverter and a local oscillator  $s_{\text{LO}}(t)$ . The single sideband upconverter suppresses an undesired sideband which would fall into the passband of the SAW device. Otherwise the phase measurement after the downconversion process would be distorted. Sufficient sideband suppression is achieved by adjustment of amplitude and phase of the SSB drive signals in the digital domain. The sensor output signal  $s_{\text{sensor}}(t)$  is amplified and downconverted to the original frequency of 50 kHz by means of a double sideband mixer (DSB) using the same local oscillator  $s_{\text{LO}}(t)$ . Thus, the phase noise  $\phi_c(t)$  of the carrier is largely suppressed. The degree of suppression depends on the delay time of the SAW device  $\tau_{\text{SAW}}$ <sup>34</sup>. For the Love wave SAW sensor with typical delay times between  $1 \mu\text{s}$  and  $2 \mu\text{s}$  presented here, LO phase noise is reduced by approximately 80 dB for an offset frequency of 10 Hz and by approximately 60 dB for an offset frequency of 100 Hz, respectively<sup>35</sup>. The local oscillator utilized here has a phase noise of  $-80 \text{ dBc/Hz}$  and  $-95 \text{ dBc/Hz}$ , respectively, and is therefore — after downconversion — well below the phase noise of the low-frequency 50 kHz signal. Final phase detection is carried out digitally. The bidirectional conversion between the analog and the digital domain is performed by high resolution 24-bit converters at a sample rate of 192 kHz.



**Figure 5.** SAW device noise and linearity characteristics. **(a)** Equivalent magnetic noise floor of the demodulated output signal shows the frequency dependent LOD. At 10 Hz an equivalent magnetic noise of 250 pT/√Hz and at 100 Hz a value of 80 pT/√Hz are achieved. The LOD is degraded by 1/f noise at low frequencies. **(b)** The measured single sideband phase noise of the 50 kHz SSB upconverter input signal reveals a 10 dB lower phase noise value at 10 Hz than the contribution of the SAW sensor itself. **(c)** The response of the phase demodulated sensor signal increases linearly over a large range of magnetic amplitudes  $B_{ac}$ . The linearity (at  $f_{ac}$ ) as well as the nonlinearity represented by the first harmonic (at  $2f_{ac}$ ) is plotted. From amplitudes of 100 μT to approximately 250 pT, a linear response is measured. The interception point of the linearity line and the progression of the first harmonic is not reached for magnetic amplitudes  $B_{ac} < 100 \mu\text{T}$ .

Due to the chosen operating frequency of 50 kHz, the bandwidth of the sensor system is limited to this frequency. In general, the SAW bandwidth permits a system bandwidth up to 2 MHz by using a higher operating frequency. However, other limiting factors can appear. A trade-off between the system noise due to the NCO and the bandwidth must be found for the chosen application.

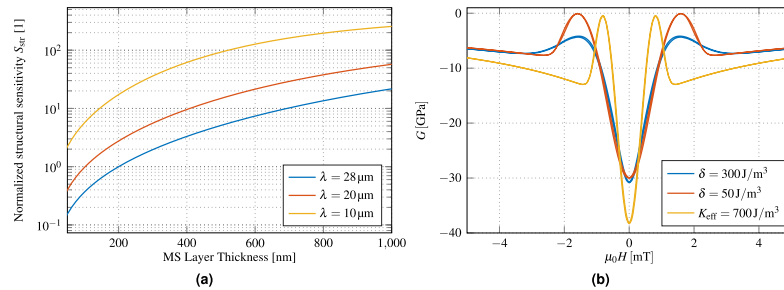
In Fig. 5a the equivalent magnetic noise floor achieved with the sensor system is shown. It was measured inside a magnetically and mechanically shielded chamber<sup>36</sup>. At 10 Hz and 100 Hz equivalent magnetic noise levels of 250 pT/√Hz and 80 pT/√Hz, are achieved, respectively. These values are well within the 100 pT/√Hz range of thin-film ΔE-effect sensors<sup>20</sup>, but the bandwidth is far higher.

Obviously, the measured equivalent magnetic noise density in Fig. 5a is degraded by 1/f noise in the low-frequency regime. This contribution originates from the SAW sensor itself, which is a common phenomenon<sup>37–39</sup>. However, the origin of this noise contribution is presently not well understood<sup>39</sup>. With the same method as proposed by Baer<sup>39</sup> the phase noise of the SAW sensor presented here was measured for  $B_{bias} = 0\text{ T}$  after the measurement setup was carefully calibrated<sup>40</sup>. The result is shown in Fig. 5b. Power line spurs and subharmonics can be seen and must be disregarded when analyzing the data. The measurement reveals a single sideband phase noise level of −115 dBc/√Hz for an offset frequency of 10 Hz. The value is 10 dB<sup>40</sup> to 20 dB<sup>38</sup> higher than phase noise densities previously reported in the literature. However, these values are not directly comparable due to different structures, delay times, and operating frequencies of the various SAW devices. Further investigation with respect to the phase noise properties of Love wave SAW sensors is required. A lower phase noise would directly result in an improved LOD.

In many applications the dynamic field range is of extreme importance. Biomagnetic measurements without magnetic shielding, which is, e.g., mandatory for any long-term monitoring, would require differential measurements to extract the biomagnetic signals from the million-times higher noise background. Thus, a dynamic range of at least 120 dB is required for these measurements. In the case of current sensors, such as for electro-mobility applications, there is again the need to measure both very small leakage currents and very high currents under full load using the same sensor. Figure 5c shows the linear response of the phase demodulated signal of the Love wave SAW sensor. Across a range of 120 dB (approximately from 100 pT to 100 μT) linear behaviour is achieved. The intercept point of the linear response at  $f_{ac} = 10\text{ Hz}$  and the nonlinear response, measured by the first harmonic response at  $2f_{ac} = 20\text{ Hz}$ , is not reached for magnetic amplitudes  $B_{ac} < 100 \mu\text{T}$ . Hence, the sensor is suitable for unshielded measurements since it would not be saturated by earth's magnetic field.

### Sensitivity Improvement

To improve the sensitivity of the Love wave magnetic field sensor described here, various strategies can be followed. Because the readout electronics are not the dominating noise of the sensor system, the sensitivity of the sensor has to be increased or its intrinsic noise level has to be lowered to achieve a higher SNR. A first approach in order to increase the sensitivity is to improve the structural sensitivity  $S_{str}$ , which could be achieved either with a thicker magnetic layer, a thicker guiding layer, or a shorter wavelength. According to Fig. 6a the sensitivity can be increased significantly for a magnetostrictive layer thickness of 400 nm by a factor of 3 to 20 by reducing the wavelength to 20 μm or 10 μm, respectively. A second measure to improve the structural sensitivity would be thicker



**Figure 6.** Modeling of potential sensitivity improvements. (a) Normalized structural sensitivity  $S_{str}$  for different magnetostrictive (MS) layer thicknesses and different periodicities of the IDTs. For thicker MS layers as well as for lower wavelengths the sensitivity is improved. (b) Calculated change of shear modulus  $\Delta G$  for our sensor ( $\delta = 300 \text{ J/m}^3$ ), a strongly reduced anisotropy dispersion ( $\delta = 50 \text{ J/m}^3$ ), and a reduced anisotropy dispersion with additionally reduced mean anisotropy energy density ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ).

magnetostrictive layers, although this might have conflicting influence on the magnetic properties of the film. A reduction of the wavelength by a factor of 2.8 would also multiply the geometric sensitivity by the same factor. However, all these measures might potentially increase the insertion loss of the sensor. A compromise between delay time and insertion loss has to be made. The insertion loss could potentially be reduced by structuring the magnetic film with isolating layers to reduce eddy currents<sup>27</sup>.

A third approach is to optimize the magnetic properties of the magnetostrictive layer to increase the magnetic sensitivity  $S_{mag}$ , especially the key parameters of the mean anisotropy energy density  $K_{eff}$  and the effective anisotropy distribution  $\delta$ . In Fig. 6b the calculated change  $\Delta G$  of shear modulus is plotted for the current sensor parameters ( $\delta = 300 \text{ J/m}^3$ ), a strongly reduced anisotropy distribution ( $\delta = 50 \text{ J/m}^3$ ) and an additionally reduced mean anisotropy energy density ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ). From the first two datasets of Fig. 6b, the influence of  $\delta$  is evident. A reduced dispersion of  $K_{eff}$  results in an increase of the two maxima to  $\Delta G \approx 0 \text{ GPa}$ . Additionally, decreasing  $\delta$  reduces the curvature at about  $2.5 \text{ mT}$ , which becomes a discontinuity for zero  $\delta$ . Interestingly, the region around  $0 \text{ mT}$  between the two maxima is barely influenced by the distribution. The magnetic working point for the sensor is set, where the model predicts identical maximum magnetic sensitivities for both distributions. Because smaller  $K_{eff}$  are prone to static stresses and local stray fields, they are expected to be accompanied by larger  $\delta$ . Hence, the current configuration is advantageous if small mean anisotropy energy densities can be achieved. As an example, the third dataset ( $K_{eff} = 700 \text{ J/m}^3$ ) shows the change of shear modulus with respect to magnetic field for  $K_{eff}$  additionally reduced by a factor of about two, which yields a corresponding increase in sensitivity. If  $K_{eff}$  cannot be reduced, the easy axis can be tilted by  $90$  degrees relative to the propagation direction of the wave. In this configuration we expect to approach a singularity instead of a discontinuity for vanishing  $\delta$ <sup>17</sup>. As a result, the sensitivity is dominated by  $\delta$  instead of  $K_{eff}$ . Initial estimations yield to an improvement of the magnetic sensitivity  $S_{mag}$  by a factor between 2 and 7, depending on  $\delta$ . Consequently, future sensor designs must make a compromise between small  $K_{eff}$  and small  $\delta$  depending on the axis configuration of the magnetic film. Such arguments are similarly valid for an angular distribution of the easy axis. To allow bias field-free operation, the magnetic layer could be biased using exchange coupled multilayers, as has been demonstrated for other magnetostrictive sensors<sup>41</sup>.

A fourth method to increase the SNR could be the allocation of several carrier signals within the transmission bandwidth of the sensor, provided that the respective noise signal are uncorrelated. The sensor offers enough bandwidth for approximately 50 carriers, spaced  $100 \text{ kHz}$  apart. The signals of these carriers could be processed separately and, thus, the noise should be reduced by  $\sqrt{50} \approx 7$  according to Reermann *et al.*<sup>42</sup>. Thermal cross sensitivity could be reduced with an uncoated delay line as a reference sensor to improve DC stability. A significant improvement by two orders of magnitude of the overall sensitivity might be achieved by combination of the proposed measures. Nevertheless, a higher sensitivity only increases the signal strength and the goal is always to improve the signal to noise ratio. It is possible, that trade offs will have to be made to respond to potential increase of noise.

## Conclusion

Love wave SAW delay lines present an effective means to utilize the magnetoelastic effect in thin films for magnetic field sensing. A comprehensive study of the complete sensor system is presented, including measurements and simulations of the electrical, mechanical, and magnetic properties. With a detection limit of  $\approx 100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  over a large bandwidth of  $50 \text{ kHz}$  and a dynamic range larger than  $120 \text{ dB}$ , the sensor system is a promising addition to existing sensor concepts. Additionally, there is the potential to greatly increase the bandwidth up to the MHz-range. Significant improvements of sensitivity can also be expected by further perusing the Love wave concept of wave confinement with thicker and magnetically softer layers, or higher SAW frequencies.

## Methods

**Sensor fabrication.** The Love wave sensors are based on 500  $\mu\text{m}$  ST-cut quartz wafers ( $42^\circ 45'$  Y-cut) for SAW applications. All layers, except the  $\text{SiO}_2$  guiding layer, are deposited by magnetron sputtering using a von Ardenne CS730 S sputtering system. Cr and Au are deposited by DC sputtering. The magnetostrictive layer is deposited by RF sputtering with a target composition of  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  while applying a magnetic field of 100 Oe. Lift-off of the magnetostrictive layer is performed with the negative photoresist AZ nLoF 2070 from MicroChemicals. For ion-beam etching of the IDT structures, the positive photoresist AZ 1518 also from MicroChemicals is used. The  $\text{SiO}_2$  layer is deposited by a PECVD process with a SENTECH SI 500 PPD tool and afterwards structured by an ICP-RIE etching process.

**Magnetic measurements.** The magnetic measurements of Fig. 3 are performed at a temperature of  $21^\circ\text{C}$  in the center of a pair of 10 cm Helmholtz coils. The magnetically induced phase shift is averaged from 25 measurements between 148 and 149 MHz with a lock-in amplifier (Zurich Instruments UHFLI) to compensate for small non-linearities in the device relation of phase and frequency. The non-linearities are attributed to electrical feedthrough and also cause the fine ripple in the scattering parameters.

**Model and Material Properties.** With regards to the magnetic model, the internal energy density  $h$  is minimized for each Stoner-Wohlfarth particle. It can be described using Einstein notation by<sup>15,43</sup>

$$h = K_{\text{eff}} \sin^2 [\arccos(\alpha'_i \gamma'_i)] - \mu_0 H M_s \alpha'_i \beta'_i. \quad (7)$$

Here  $\alpha'_i, \beta'_i$  and  $\gamma'_i$  denote the direction cosines of the equilibrium magnetization, the applied magnetic field with amplitude  $H$ , and the easy axis orientation vector with respect to the coordinate axes.  $K_{\text{eff}}$  is the effective anisotropy energy density constant of first order. All clamping effects and initial stress contributions are taken into account by  $K_{\text{eff}}$ . For the saturation magnetization  $M_s$ , we used  $\mu_0 M_s = 1.5 \text{ T}^{44}$ . Furthermore, we assume in-plane magnetization. The magnetoelastic coupling coefficient  $b^{7,2}$  is defined according to Callen and Callen<sup>45</sup>.

The mechanical model for the Love waves is described by Eq. (5) and is calculated using Comsol Multiphysics with the following boundary conditions: the bottom interface is clamped (displacement  $u = 0$ ) and the top interface is a free surface (stress  $\sigma_{12} = 0$ ). At the layer interfaces, continuity of displacement and stress is required. The anisotropic parameters of the ST-cut quartz substrate are reduced to the isotropic values  $G_{\text{Quartz}} = 49.2 \text{ GPa}$ ,  $\rho_{\text{Quartz}} = 2650 \text{ kg/m}^3$  for this simulation. For the mechanically isotropic magnetostrictive layer, we use  $E_{\text{MS}} = 150 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{MS}} = 0.38$  and  $\rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3$ , which results in  $G_{\text{MS}} = 54.3 \text{ GPa}$  for the shear modulus at fixed magnetization. For the amorphous, isotropic guiding layer, the following parameters are used:  $E_{\text{SiO}_2} = 77.6 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{SiO}_2} = 0.1638$ , and  $\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3$ . For the magnetic sensitivity, a value of  $S_{\text{mag}} = 36.8 \text{ GPa/mT}$  was determined from the modeled change of  $G$  depicted in 3b at the operating point of  $\mu_0 H = 0.4 \text{ mT}$ . The structural sensitivity is depicted in 1b with a value of  $S_{\text{str}} = 1.07 \frac{\text{m/s}}{\text{GPa}}$ . For the calculation of  $S_{\text{geo}}$  the following parameters were used: a delay line length  $l = 3.8 \text{ mm}$ , a frequency  $f = 147.2 \text{ MHz}$  and a wave velocity of  $v = 4220 \text{ m/s}$ . The overall sensitivity derived from model and simulations is  $S = 450^\circ/\text{mT}$ .

**Electrical properties.** To measure the scattering parameters of the Love wave SAW sensor, the vector network analyzer E8361A from Agilent Technologies is used. Prior to the measurements, both ports of the sensor are matched to  $50 \Omega$  by means of a parallel capacitor of  $22 \text{ pF}$  and a series inductor of  $202 \text{ nH}$  (as seen from the  $50 \Omega$  ports into the sensor ports).

**Readout circuit.** The readout circuit is mainly composed of various components from Mini-Circuits. The SSB upconverter consists of a 2-way- $90^\circ$  power splitter ZMSCQ-2-180+ at the input and a 2-way- $0^\circ$  combiner ZMSC-2-1W+ at the output. In-between, two level 17 mixers ZAD-1H+ perform the frequency conversion. The downconversion is realized by a level 7 mixer ZP-3+ after the output signal of the SAW is amplified by a low noise amplifier ZFL-1000LN+. For the floating LO an SMBV100A vector signal generator from Rohde & Schwarz is utilized. The bidirectional conversion between the analog and the digital domain is performed by a high resolution 24-bit converter RME Fireface UFX at a sample rate of  $192 \text{ kHz}$ . The digital signals are processed in the in-house built real-time framework KiRAT (Kiel Real-time Application Toolkit) as well as in MATLAB. The sinusoidal oscillator signals at  $50 \text{ kHz}$ , ahead referred to as NCO, are calculated in real-time by means of the CORDIC trigonometric computing technique<sup>46</sup>.

**Equivalent magnetic noise floor.** The equivalent magnetic noise floor is measured with the use of a calibrated solenoid. With the calibration information and the measured transfer function a scaling-based equalization on a scaling is performed in the time domain after the demodulation process with the help of an in-phase and quadrature (IQ) approach. Due to this processing, a signal with the unit Tesla equivalent to the applied magnetic field is generated. The length of the recorded signal is set to 30 s.

To determine the power spectral density (in units of  $\text{T}^2/\text{Hz}$ ), Welch's method<sup>47</sup> is used. Based on the utilized flattop window and the FFT order of 8 times the sample rate, the effective noise bandwidth (ENBW) is set to a value of  $0.47 \text{ Hz}$ , which is taken into account in the power spectral density estimation. The overlap is set to three quarters of the FFT order. To obtain the amplitude spectral density (in units of  $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), which represents the magnetic noise floor, the square root is taken.

## References

1. Lenz, J. & Edelstein, S. Magnetic sensors and their applications. *IEEE Sensors Journal* **6**, 631–649, <https://doi.org/10.1109/JSEN.2006.874493> (2006).
2. Sternickel, K. & Braginski, A. I. Biomagnetism using SQUIDS: status and perspectives. *Superconductor Science and Technology* **19**, S160 (2006).

3. Pasku, V., de Angelis, A., de Angelis, G., Moschitta, A. & Carbone, P. Magnetic Field Analysis for 3-D Positioning Applications. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **66**, 935–943, <https://doi.org/10.1109/TIM.2017.2682738> (2017).
4. Ripka, P. Electric current sensors: a review. *Measurement Science and Technology* **21**, 112001 (2010).
5. Hämläinen, M., Hari, R., Ilmoniemi, R. J., Knuutila, J. & Lounasmaa, O. V. Magnetoencephalography - theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain. *Rev. Mod. Phys.* **65**, 413–497, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.65.413> (1993).
6. Bazinet, R., Jacas, A., Confalonieri, G. A. B. & Vazquez, M. A low-noise fundamental-mode orthogonal fluxgate magnetometer. *IEEE Transactions on Magnetics* **50**, 1–3 (2014).
7. Uchiyama, T., Nakayama, S., Mohri, K. & Bushida, K. Biomagnetic field detection using very high sensitivity magnetoimpedance sensors for medical applications. *Physica status solidi (a)* **206**, 639–643, <https://doi.org/10.1002/pssa.200881251> (2009).
8. Shah, V. K. & Wakai, R. T. A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications. *Physics in Medicine & Biology* **58**, 8153 (2013).
9. Sensitec GmbH. *MagnetoResistive Field Sensor AFF755B* (2015).
10. Zabel, S. *et al.* Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields. *Applied Physics Letters* **107**, 152402, <https://doi.org/10.1063/1.4932575> (2015).
11. Dufay, B., Saez, S., Dolabdjian, C., Yelon, A. & Menard, D. Development of a high sensitivity giant magneto-impedance magnetometer: Comparison with a commercial flux-gate. *IEEE Transactions on Magnetics* **49**, 85–88, <https://doi.org/10.1109/TMAG.2012.2219579> (2013).
12. Lou, J. *et al.* Soft magnetism, magnetostriction, and microwave properties of fegab thin films. *Applied Physics Letters* **91**, 182504 (2007).
13. Greve, H., Woltermann, E., Quenzer, H.-J., Wagner, B. & Quandt, E. Giant magnetoelectric coefficients in (Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub>)<sub>78</sub>Si<sub>12</sub>B<sub>10</sub>-aln thin film composites. *Applied Physics Letters* **96**, 182501, <https://doi.org/10.1063/1.3377908> (2010).
14. Livingston, J. D. Magnetomechanical properties of amorphous metals. *Physica Status Solidi A* **70**, 591–596, <https://doi.org/10.1002/pssa.2210700228> (1982).
15. O'Handley, R. C. Modern Magnetic Materials: Principles and Applications, <https://doi.org/10.1109/MEI.2005.1490004> (2000).
16. Atkinson, D., Squire, P. T., Gibbs, M. R. J., Atalay, S. & Lord, D. G. The effect of annealing and crystallization on the magnetoelastic properties of Fe-Si-B amorphous wire. *Journal of Applied Physics* **73**, 3411–3417, <https://doi.org/10.1063/1.352942> (1993).
17. Sárközi, Z., Mackay, K. & Peuzin, J. C. Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph. Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph. *Journal of Applied Physics* **5827**, <https://doi.org/10.1063/1.1318388> (2000).
18. Mungle, C. S., Grimes, C. A. & Dreschel, W. R. Magnetic field tuning of the frequency-temperature response of a magnetoelastic sensor. *Sensors and Actuators A: Physical* **101**, 143–149, [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(02\)00179-6](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(02)00179-6) (2002).
19. Gojdka, B. *et al.* Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 223502, <https://doi.org/10.1063/1.3664135> (2011).
20. Zabel, S. *et al.* Multimode delta-e effect magnetic field sensors with adapted electrodes. *Applied Physics Letters* **108**, 222401, <https://doi.org/10.1063/1.4952735> (2016).
21. Nan, T., Hui, Y., Rinaldi, M. & Sun, N. X. Self-biased 215 MHz magnetoelectric NEMS resonator for ultra-sensitive DC magnetic field detection. *Sci. Rep.* **3**, 1985, <https://doi.org/10.1038/srep01985> (2013).
22. Webb, D. C., Forester, D. W., Ganguly, A. K. & Vittoria, C. Applications of amorphous magnetic-layers in surface-acoustic-wave devices. *IEEE Transactions on Magnetics* **15**, 1410–1415, <https://doi.org/10.1109/TMAG.1979.1060442> (1979).
23. Jakoby, B. & Vellekoop, M. J. Properties of love waves: applications in sensors. *Smart Materials and Structures* **6**, 668, <https://doi.org/10.1088/0964-1726/6/6/003> (1997).
24. Huang, L. *et al.* Theoretical investigation of magnetoelectric surface acoustic wave characteristics of ZnO/Metglas layered composite. *AIP Advances* **6**, <https://doi.org/10.1063/1.4939846> (2016).
25. Elhosni, M. *et al.* Magnetic field SAW sensors based on magnetostrictive-piezoelectric layered structures: FEM modeling and experimental validation. *Sensors and Actuators, A: Physical* **240**, 41–49, <https://doi.org/10.1016/j.sna.2015.10.031> (2016).
26. Zhou, H., Talbi, A., Tiercelin, N. & Bou Matar, O. Multilayer magnetostrictive structure based surface acoustic wave devices. *Applied Physics Letters* **104**, 0–4, <https://doi.org/10.1063/1.4868530> (2014).
27. Inoue, M., Fujita, N. & Fujii, T. Optimum geometrical structure of highly magnetostrictive multilayer films for horizontally polarized high frequency magneto-surface-acoustic-wave propagation. *Journal of Applied Physics* **73**, 6159–6161, <https://doi.org/10.1063/1.352735> (1993).
28. Hirst, E. R., Xu, W. L., Bronlund, J. E. & Yuan, Y. J. Surface Acoustic Wave Delay Line for Biosensor Application. In *2008 15th International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice*, <https://doi.org/10.1109/MMVIP.2008.4749504>, 40–44 (2008).
29. Baer, R. L., Flory, C. A., Tom-Moy, M. & Solomon, D. STW chemical sensors. In *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings*, 293–298 vol. 1, <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1992.275993> (1992).
30. Li, S., Sankaranarayanan, S. K. R. S., Fan, C., Su, Y. & Bhethanabotla, V. R. Achieving Lower Insertion Loss and Higher Sensitivity in a SAW Biosensor via Optimization of Waveguide and Microcavity Structures. *IEEE Sensors Journal* **17**, 1608–1616, <https://doi.org/10.1109/JSEN.2017.2651102> (2017).
31. Bou Matar, O. *et al.* Band gap tunability of magneto-elastic phononic crystal. *Journal of Applied Physics* **111**, <https://doi.org/10.1063/1.3687928> (2012).
32. Keilis-Borok, W. I. *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989).
33. McCord, J. Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy. *Journal of Physics D: Applied Physics* **48**, 333001, <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/33/333001> (2015).
34. Podesta, J. J. Phase Noise Cancellation in a Mixer Circuit: Analysis using a Random Phase Function. Tech. Rep., US Army Armament Research, Development and Engineering Center (1996).
35. Holtzman, R. Phase Noise Cancellation in RF Transceivers. Tech. Rep., Elisra Electronic Systems Ltd. - Microwave Division (2007).
36. Jahns, R. *et al.* Magnetoelectric sensors for biomagnetic measurements. In *2011 IEEE International Workshop on Medical Measurements and Applications*, 107–110 <https://doi.org/10.1109/MeMeA.2011.5966676> (2011).
37. Baer, R. L., Hoover, D. M., Molinari, D. & Herleikson, E. C. Phase Noise in SAW Filters. In *IEEE 1984 Ultrasonics Symposium* 30–35, <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1984.198258> (1984).
38. Jungerman, R. L., Baer, R. L. & Bray, R. C. Delay Dependence of Phase Noise in SAW Filters. In *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium*, 258–261, <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1985.198514> (1985).
39. Baer, R. L. Phase noise in surface-acoustic-wave filters and resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **35**, 421–425, <https://doi.org/10.1109/58.20463> (1988).
40. Breitbarth, J. & Koebel, J. Additive (Residual) Phase Noise Measurement of Amplifiers, Frequency Dividers and Frequency Multipliers. *Microwave Journal* **51**, 66–82 (2008).
41. Lage, E. *et al.* Exchange biasing of magnetoelectric composites. *Nature Materials* **11**, 523–529, <https://doi.org/10.1038/nmat3306> (2012).
42. Reermann, J. *et al.* Adaptive Readout Schemes for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the delta-E Effect. *IEEE Sens. J.* **16**, 4891–4900, <https://doi.org/10.1109/JSEN.2016.2553962> (2016).

www.nature.com/scientificreports/

43. Mudivarthi, C. *et al.* Anisotropy of constrained magnetostrictive materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **322**, 3028–3034, <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.05.024> (2010).
44. Ludwig, A. & Quandt, E. Optimization of the DeltaE effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing. *IEEE Transactions on Magnetics* **38**, 2829–2831, <https://doi.org/10.1109/TMAG.2002.802467> (2002).
45. Du, T. & Lachesserie E. *Magnetostriction: Theory and application of magnetoelasticity*, chap. 2, 62 (CRC Press, 1994).
46. Volder, J. E. The CORDIC Trigonometric Computing Technique. *IRE Transactions on Electronic Computers* EC-8, 330–334, <https://doi.org/10.1109/TEC.1959.5222693> (1959).
47. Welch, P. D. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *Audio and Electroacoustics, IEEE Transactions on* **15**, 70–73 (1967).

### Acknowledgements

This work was supported by the German Research Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG) through the Collaborative Research Centre CRC 1261 *Magnetoelectric Sensors: From Composite Materials to Biomagnetic Diagnostics* and by the Defense Advanced Research Projects Agency (DARPA) through the *Materials for Transduction (MATRIX) TĒ3* program.

### Author Contributions

All authors interpreted the data, discussed the results, reviewed, and commented on the manuscript. J.Mc., F.F., M.G., M.H., R.K., E.Q., G.S. and N.S. designed the experiments and supervised the research. A.K. prepared the sensor. A.K., S.Z. and B.S. performed the magnetic characterization. P.D. and S.Z. conducted the electric characterization. B.S. and J.S. performed the simulation. P.D. and J.R. built the readout circuit and measured the sensor system. All authors wrote the paper.

### Additional Information

**Competing Interests:** The authors declare that they have no competing interests.

**Publisher's note:** Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



**Open Access** This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2017



### **B.3 Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model**

© 2019 IEEE. Reprinted, with permission, from J. Schmalz, B. Spetzler, F. Faupel und M. Gerken, „Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model“, International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Sep. 2019.

In reference to IEEE copyrighted material which is used with permission in this thesis, the IEEE does not endorse any of Kiel University's products or services. Internal or personal use of this material is permitted. If interested in reprinting/republishing IEEE copyrighted material for advertising or promotional purposes or for creating new collective works for resale or redistribution, please go to [http://www.ieee.org/publications\\_standards/publications/rights/rights\\_link.html](http://www.ieee.org/publications_standards/publications/rights/rights_link.html) to learn how to obtain a License from RightsLink.



# Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling – from 1D to 3D Model

Julius Schmalz\*, Benjamin Spetzler†, Franz Faupel† and Martina Gerken\*

\*Institute of Electrical Engineering and Information Technology  
Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany

Email: {jusc, mge}@tf.uni-kiel.de

†Institute for Materials Science

Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany

Email: {besp, ff}@tf.uni-kiel.de

**Abstract**—Three different finite element method (FEM) models of a surface acoustic wave (SAW) based magnetic field sensor with increasing complexity from one dimensional to three dimensional model are presented and compared. These sensors are designed to measure weak biomagnetic fields in an unshielded environment at room temperature, using a magnetostrictive layer at the surface to convert a magnetic signal to a change in SAW velocity.

**Index Terms**—SAW, Love wave, magnetic field sensor, FEM

## I. INTRODUCTION

Wearable sensors for contact-free measurement of brain or cardiac magnetic signals require a linear response over many orders of magnitude for unshielded measurements, as well as room-temperature operation, low power consumption and system miniaturization. One approach of a suitable sensor is a surface acoustic wave (SAW) based magnetic field sensor [1]. Section II introduces the SAW sensor principle [1]–[4]. The change of elastic constants with magnetization is known as the delta-E effect [5], [6]. Here, Love waves are utilized because the shear modulus of the magnetostrictive layer shows a large change upon application of an external magnetic field [8]. The sensitivity of the SAW sensors are calculated using different models, as presented in section III. Section IV discusses the results and compares the models.

## II. SENSOR PRINCIPLE

The sensor consists of a piezoelectric quartz substrate with two interdigital transducers (IDT), a guiding layer consisting of fused silica ( $\text{SiO}_2$ ), and a FeCoBSi magnetostrictive layer [7] in the region between the IDTs as shown in Fig. 1. In this delay-line configuration an electric signal at the IDT causes a deformation of the piezoelectric quartz substrate and excites a Love wave, i.e., a shear surface wave. To excite only Love waves an st-cut quartz is used. The wavelength and wave velocity in the propagation region with the magnetostrictive layer depend on the applied magnetic field. The transmitted wave is detected at the second IDT and the phase change due to a magnetic field is evaluated.

As depicted in Fig. 2, a bias field is applied to tune the sensor to its operating point. An applied magnetic field causes a phase delay due to a different wave velocity. This is caused by a reduced shear modulus  $\mu$  of the magnetostrictive layer

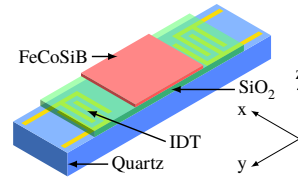


Fig. 1. The surface acoustic wave (SAW) sensor structure with substrate, interdigital transducers, guiding layer, and magnetostrictive layer is shown. The sensor dimensions are  $14 \times 2.2 \text{ mm}^2$  with a delay line length of 3.8 mm. The IDT finger pitch is  $28 \mu\text{m}$  and the finger width is  $7 \mu\text{m}$ .

due to the delta-E effect [1] and correspondingly a changed wave velocity of shear waves, which is given by  $v_s = \sqrt{\mu/\rho}$  with the density  $\rho$ .

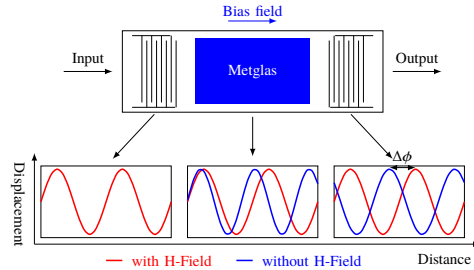


Fig. 2. Sensor principle using a delay line configuration. Due to the applied magnetic field a phase delay  $\Delta\phi$  is caused being the indicator.

## III. MODELS

Accurate simulations of the sensor are necessary for sensor design and optimization. They require a multiphysics approach and the finite element method (FEM, Comsol Multiphysics®) is used to solve the coupled electric-magnetic-mechanic problem employing different levels of simplification in the model.

There are other approaches for solving SAW devices, such as the use of an Legendre and Laguerre polynomials [9] or

solving the eigenvalue problem using the Inner-Node-Matrix and the Schur-Complement method [2]. However, these methods are less flexible to changes in the layer stack or geometry changes.

Here, the different modeling approaches with their equations and boundary conditions are presented. Common to all models, the small signal behavior is modeled using linear material equations. The effect of the magnetostrictive layer is simplified to a change in the elasticity tensor. Hence, the simulation does not contain equations for magnetic field and their coupling to the solid mechanics. For the three- and two-and-a-half-dimensional approaches there are unit cell models as well as delay line models, where the delay line of the SAW sensor is considered. The different use cases are examined in section IV.

#### A. One-dimensional (1D) model

The one-dimensional model only considers the thicknesses of the different layers and only uses isotropic material parameters. The mechanical system is described by Newton's law (1), the linear constitutive material equation (2) and the elastic relation (3).

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho\omega^2 \tilde{\mathbf{u}} \quad (1)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}\mathbf{S} \quad (2)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left[ (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T + \nabla \tilde{\mathbf{u}} \right] \quad (3)$$

Here,  $\tilde{\mathbf{u}}$  is the displacement in  $x$ ,  $y$  and  $z$  direction,  $\mathbf{T}$  is the stress tensor,  $\mathbf{S}$  the strain tensor,  $\mathbf{c}$  the elasticity tensor,  $\omega$  is the angular frequency and  $\rho$  the mass density.

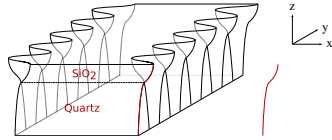


Fig. 3. Simplified view of the sensor with indicated Love wave displacement. The red line represents the one-dimensional approximation of the sensor which is considered for the calculation.

For an approximate calculation, the anisotropic parameters of the st-cut quartz substrate and the magnetostrictive layer are reduced to the isotropic values (Appendix A). In this isotropic approximation, the material parameters are only  $z$  dependent and the displacement is described by

$$u_2(k, z, \omega) = U(k, z, \omega)e^{i(kx - \omega t)} \quad (4)$$

with the wave vector  $k$ . After transformations and substitutions, we get the differential equation for Love waves [10]:

$$\frac{d}{dz} \left[ c_{66}(z) \frac{dU}{dz} \right] = [k^2 c_{66}(z) - \omega^2 \rho(z)] U(k, z, \omega) \quad (5)$$

The boundary conditions are given as follows: The displacement must vanish for  $z \rightarrow \infty$  and the mechanical stress  $T_{12}$  should be zero at the surface.

$$T_{12} = 2c_{66}S_{12} = c_{66} \frac{\partial u_1}{\partial u_2} \quad (6)$$

At the interface, continuity of displacement and continuity of stress are required. The  $c_{66}$  component is the corresponding shear modulus  $\mu$  of this Love wave.

#### B. Three-dimensional (3D)

The three-dimensional model uses the full set of partial differential equations. Hence, anisotropic material parameters are incorporated. To reduce the computational complexity, only a thin slice of the geometry is modeled in a 3D model with only one mesh element in the third direction.

The 3D simulation of the ME-Sensor is performed using COMSOL Multiphysics® by implementing the following linear equations in the "general form partial differential equation" interface as a small-signal approximation.

Newton's law and Maxwell's equations are given by:

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = -\rho\omega^2 \tilde{\mathbf{u}} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}} = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{B}} = 0, \quad (9)$$

where  $\mathbf{T}$  is the stress tensor,  $\rho$  the mass density,  $\omega$  the angular frequency,  $\tilde{\mathbf{u}}$  the displacement vector and  $\tilde{\mathbf{D}}, \tilde{\mathbf{B}}$  are the electric and magnetic flux density.

The linear constitutive material equations are:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{EH} \mathbf{S} - \mathbf{e} \tilde{\mathbf{E}} - \mathbf{e}_m^T \tilde{\mathbf{H}} \quad (10)$$

$$\tilde{\mathbf{D}} = \mathbf{e} \mathbf{S} + \epsilon \tilde{\mathbf{E}} + \alpha \tilde{\mathbf{H}} \quad (11)$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{e}_m \mathbf{S} + \alpha \tilde{\mathbf{E}} + \mu^S \tilde{\mathbf{H}}, \quad (12)$$

where  $\mathbf{S}$  is the strain tensor,  $\mathbf{c}^{EH}$  the stiffness tensor,  $\mathbf{e}, \mathbf{e}_m$  the strain to field coupling constants,  $\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}$  the electric and magnetic field,  $\epsilon, \mu$  the permittivity and permeability,  $V$  the electric potential and  $V_m$  the magnetic potential.

The elasticity relations and scalar potentials are:

$$\mathbf{S} = 1/2 \left[ (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T + \nabla \tilde{\mathbf{u}} \right] \quad (13)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\nabla V \quad (14)$$

$$\tilde{\mathbf{H}} = -\nabla V_m. \quad (15)$$

With these equations, the resonance frequency, the stress distribution and the electrical voltage of the piezoelectric layer due to a magnetic excitation are calculated.

#### C. Two-and-a-half-dimensional (2.5D)

Compared to the interdigital electrode size, the width of the sensor is assumed as infinitely long. Hence, a plane strain approximation, assuming the out-of-plane strain to be zero, is an appropriate assumption. In contrast to a pure 2D model, a displacement in out-of-plane direction is allowed for the 2.5D model, which is the main component of the Love wave. This two-and-a-half-dimensional model reduces the amount of mesh knots and therefore the computational time significantly.

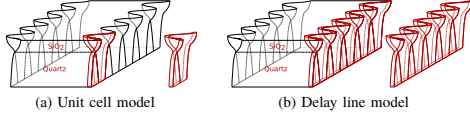


Fig. 4. Simplified view of the sensor with indicated Love wave displacement. The red line represents the three-dimensional approximation of the sensor which is considered for the calculation.

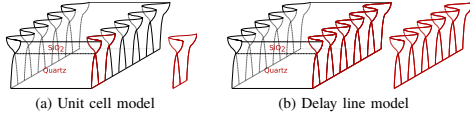


Fig. 5. Simplified view of the sensor with indicated Love wave displacement. The red line represents the two-and-a-half-dimensional approximation of the sensor which is considered for the calculation.

#### IV. RESULTS AND COMPARISON

For the comparison of the different models, a constant mesh size of  $1\mu\text{m}$  is used for the FEM models. Nevertheless, the amount of elements increases with increased dimensionality. All simulations are performed on a server equipped with an Intel® Xeon® E5-2697A v4 processor running at 2.60 GHz and with 512 GB RAM. Table I shows an overview of the different models and Fig. 6 shows an overview of typical simulation results.

The main benefit of the one-dimensional model is its very fast computational time of 200ms. This is achieved by the reduced complexity of the differential equations as shown in III-A. The drawback is the reduced accuracy due to the approximation of the material parameters to isotropic values. Fig. 6a shows the wave velocity for a given frequency range.

The elasticity tensor of the quartz substrate and the magnetostrictive layer are both anisotropic. Hence, it is necessary to use either an enhanced two-dimensional model or a three-dimensional model to consider this. Both, unit cell and delay line configuration of a three-dimensional model have relatively long simulation times compared to the one-dimensional model. A unit cell model takes 1000 ms and a delay line model with a length of 3.8 mm takes 100 min and needs 250 GB of memory. This large amount of memory and time consumption is caused by the high number of degrees of freedom. Another aspect of the delay line model is the post-processing to extract the wave velocity. A sine equation has to be fitted to the displacement to get the wavelength to calculate the phase velocity. In a three dimensional unit cell model on the other hand, the frequency has to be swept to get the resonant frequency for the given width of the cell.

A three-dimensional model simulating the full delay line length takes up to several hours using hundreds of GB of RAM due to a drastic increase of the complexity. However, the full three-dimensional model provides a very detailed view of the wave propagation including reflections at position of

layer changes, interference effects and more. This gives such a detailed simulation that the benefit of getting a deeper understanding of secondary wave propagation effects outweighs the costs of higher simulation times.

A two-and-a-half-dimensional model is a compromise between a three-dimensional and a one-dimensional model considering anisotropic material parameters. A unit cell model takes only 200 ms compared to 1000 ms for the three-dimensional case. This reduction in time is achieved by the reduction of mesh elements due to the reduced dimensionality, but with the ability to obtain a displacement field in the out of plane direction.

A delay line model takes 3200 ms to calculate and its specialty to show wave propagation effects along the delay line. In Fig. 6c a whole sensor of input interdigital transducer, delay line with magnetostrictive layer on top and output interdigital transducer is shown. The reflections and interferences are seen at each boundary change.

The use of fully anisotropic material parameters allows the investigation of the influence of the changed tensor elements of the magnetostrictive layer due to a magnetic field. Fig. 6b shows that for zero magnetic field the wave is a pure shear wave but for 1.36 mT there is a significant  $e_{yz}$ -component as shown in Fig. 6b. This influences the performance of the sensor and is only considered using a three- or two-and-a-half-dimensional model.

#### V. CONCLUSIONS

We presented different modeling approaches to calculate a surface acoustic wave sensor with a magnetostrictive layer on top of the delay line. Starting with a simple one-dimensional model with fast computation time but less accuracy to an optimized two-and-a-half-dimensional model with anisotropic material parameters. Whether a unit cell model or a delay line model should be used depends on the use case of the simulation. To investigate interference patterns at boundary discontinuities along the delay line or the inter digital transducers, a delay line model needs to be used. To calculate the sensitivity of the sensor, a unit cell model is sufficient.

#### APPENDIX A MATERIAL PARAMETERS

For one-dimensional model

$$\begin{aligned}\mu_{\text{Quartz}} &= 41.75 \text{ GPa}, \rho_{\text{Quartz}} = 2200 \text{ kg/m}^3, \\ \mu_{\text{SiO}_2} &= 33.35 \text{ GPa}, \rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3, \\ \mu_{\text{MS}} &= 52.50 \text{ GPa}, \text{ and } \rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3.\end{aligned}$$

For 2.5D and 3D

St-cut quartz ( $\text{SiO}_2$ ) rotated from [11]:

$$\begin{aligned}e_{\text{Quartz}}^{EH} &= \begin{pmatrix} 86.74 & 27.49 & -8.60 & 1.05 & 0.00 & 0.00 \\ 27.49 & 96.64 & -4.81 & 13.44 & 0.00 & 0.00 \\ -8.60 & -4.81 & 130.74 & -1.84 & 0.00 & 0.00 \\ 1.05 & 13.44 & -1.84 & 41.22 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 30.35 & 7.58 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 7.58 & 67.50 \end{pmatrix} \text{ GPa}, \\ e_{\text{Quartz}} &= \begin{pmatrix} 0.17 & -0.04 & -0.13 & 0.08 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.07 & -0.10 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & -0.07 & 0.11 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},\end{aligned}$$

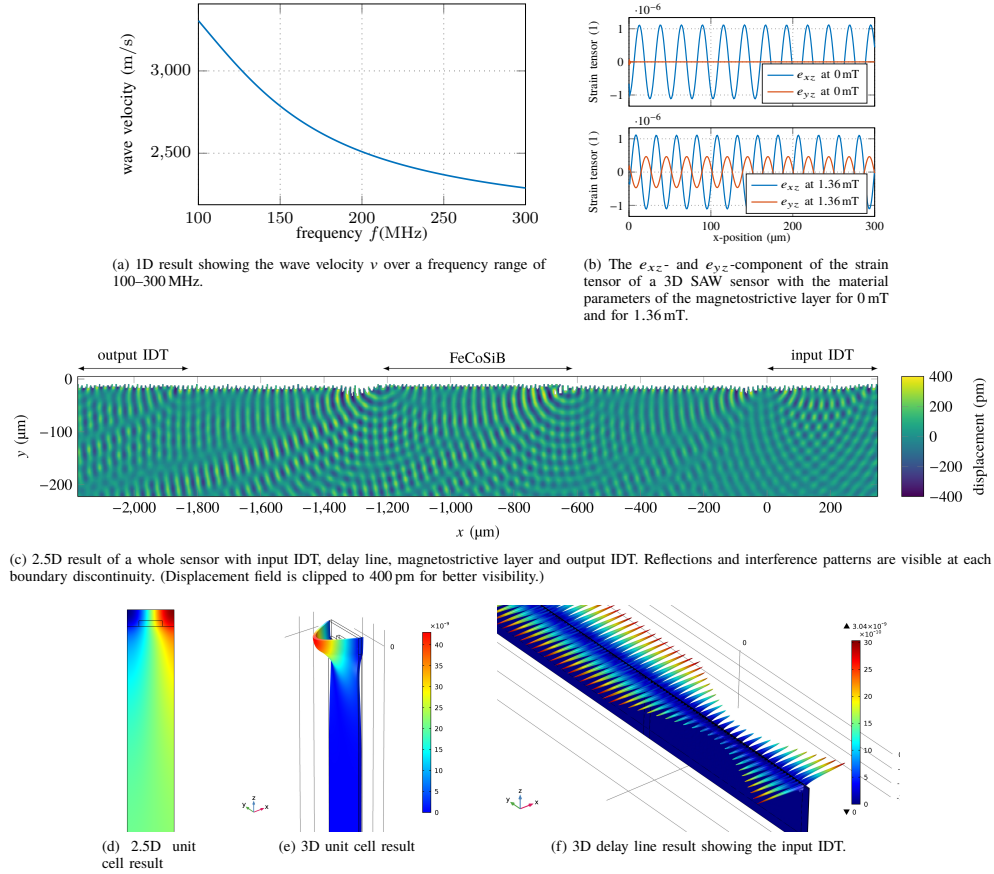


Fig. 6. Overview of typical results of the described models.

TABLE I  
COMPARISON OF SIMULATION METHODS FOR LOVE WAVE BASED MAGNETIC FIELD SENSORS.

Method	Mat. Prop.	Comp.time	Memory usage	Pros	Cons
Love wave Eq.	1D isotropic	200 ms	1.5 GB	no post processing necessary	no delay line or other geometries
Unit cell FEM	2.5D anisotropic	200 ms	2.8 GB	fastest anisotropic model	freq sweep necessary to get $f_{res}$
	3D anisotropic	1000 ms	5.5 GB	-	freq sweep necessary to get $f_{res}$
Delay Line FEM	2.5D anisotropic	3200 ms	140 GB	wave propagation effects can be observed	sine fit of displacement necessary to get wave velocity
	3D anisotropic	100 min	220 GB	wave propagation effects can be observed	sine fit of displacement necessary to get wave velocity

$$\epsilon_{r, \text{Quartz}} = \begin{pmatrix} 4.43 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 4.54 & 0.10 \\ 0.00 & 0.10 & 4.52 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{Quartz}} = 2651 \text{ kg/m}^3.$$

Silica glass (SiO<sub>2</sub>) [12]:

$$\epsilon_{\text{SiO}_2}^{EH} = \begin{pmatrix} 77.46 & 15.6 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 77.46 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 15.6 & 77.46 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\epsilon_{\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{r, \text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 2.2 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 2.2 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 2.2 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3.$$

Metglas (MG) [7]:

$$\epsilon_{\text{MG}}^{EH} = \begin{pmatrix} 202 & 86.5 & 86.5 & 0 & 0 & 0 \\ 86.5 & 202 & 86.5 & 0 & 0 & 0 \\ 86.5 & 86.5 & 202 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 57.7 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 57.7 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 57.7 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\epsilon_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{r, \text{MG}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{MG}} = 7250 \text{ kg/m}^3.$$

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the German Research Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG) through the Collaborative Research Centre CRC 1261 *Magnetoelectric Sensors: From Composite Materials to Biomagnetic Diagnostics*.

#### REFERENCES

- [1] A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, B. Spetzler, D. Meyners, N. X. Sun, J. McCord, M. Gerken, G. Schmidt, M. Höft, R. Knöchel, F. Faupel, and E. Quandt, "Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System," *Scientific Reports*, vol. 8, no. 1, p. 278, dec 2018.
- [2] S. Zaglmayr, J. Schöberl, and U. Langer, "Eigenvalue Problems in Surface Acoustic Wave," *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2004*, pp. 74–98, 2006.
- [3] J. Schmalz, S. Zabel, E. Yazar, A. Kittmann, F. Faupel, E. Quandt, and M. Gerken, "Influence of a magnetostrictive layer on the mode shape and wave velocity of a Love-wave based SAW-device," in *3rd Euro Intelligent Materials*, 2017.
- [4] M. Inoue, S. Yamamoto, N. Fujita, and T. Fujii, "Local detection of magneto-surface-acoustic-wave in highly magnetostrictive amorphous film by light probing technique," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 23, no. 5, pp. 3334–3336, 1987.
- [5] J. D. Livingston, "Magnetomechanical properties of amorphous metals," *physica status solidi (a)*, vol. 70, no. 2, pp. 591–596, apr 1982. [Online]. Available: <http://doi.wiley.com/10.1002/pssa.2210700228>
- [6] E. W. Lee, "Magnetostriction and Magnetomechanical Effects," *Reports on Progress in Physics*, vol. 18, no. 1, p. 305, jan 1955. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0034-4885/18/i=1/a=305?key=crossref.a61b9abd3c8c20db2592051c27f0944e>
- [7] A. Ludwig and E. Quandt, "Optimization of the ΔE-effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing," in *IEEE International Digest of Technical Papers on Magnetics Conference*. IEEE, 2002, p. AE2. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1000626/>
- [8] Z. Sárközi, K. Mackay, and J. C. Peuzin, "Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 10, pp. 5827–5832, nov 2000. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1318388>
- [9] O. Bou Matar, N. Gasmí, H. Zhou, M. Goueygou, and A. Talbi, "Legendre and Laguerre polynomial approach for modeling of wave propagation in layered magneto-electro-elastic media," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, no. 3, pp. 1415–24, 2013.
- [10] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity*, 2nd ed., ser. Course of theoretical physics. Oxford: Pergamon, 1970.
- [11] R. Bechmann, "Elastic and Piezoelectric Constants of Alpha-Quartz," *Physical Review*, vol. 110, no. 5, pp. 1060–1061, jun 1958. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.110.1060>
- [12] W. Pabst and E. Gregorová, "Elastic properties of silica polymorphs - A review," *Ceramics-Silikáty*, vol. 57, no. 3, pp. 167–184, 2013. [Online]. Available: [http://www.ceramics-silikaty.cz/2013/2013\\_03\\_167.htm](http://www.ceramics-silikaty.cz/2013/2013_03_167.htm)
- [13] J. L. Gugat, M. C. Krantz, and M. Gerken, "Two-Dimensional Versus Three-Dimensional Finite-Element Method Simulations of Cantilever Magnetoelectric Sensors," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 10, pp. 5287–5293, 2013. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2013.2260346>

## **B.4 Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors**

J. Schmalz, A. Kittmann, P. Durdaut, B. Spetzler, F. Faupel, M. Höft, E. Quandt und M. Gerken, „Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors“, *Sensors*, Jg. 20, Nr. 12, S. 3421, Juni 2020. DOI: 10.3390/s20123421

„Creative Commons“ von Schmalz et al. [138], verwendet unter CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).



sensors



Letter

## Multi-Mode Love-Wave SAW Magnetic-Field Sensors

Julius Schmalz <sup>1,\*</sup>, Anne Kittmann <sup>2</sup>, Phillip Durdaut <sup>3</sup>, Benjamin Spetzler <sup>4</sup>,  
Franz Faupel <sup>4</sup>, Michael Höft <sup>3</sup>, Eckhard Quandt <sup>2</sup> and Martina Gerken <sup>1</sup>

<sup>1</sup> Integrated Systems and Photonics, Institute of Electrical Engineering and Information Technology, Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany; mge@tf.uni-kiel.de

<sup>2</sup> Inorganic Functional Materials, Institute for Materials Science, Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany; anki@tf.uni-kiel.de (A.K.); eq@tf.uni-kiel.de (E.Q.)

<sup>3</sup> Chair of Microwave Engineering, Institute of Electrical Engineering and Information Technology, Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany; pd@tf.uni-kiel.de (P.D.); mh@tf.uni-kiel.de (M.H.)

<sup>4</sup> Multicomponent Materials, Institute for Materials Science, Kiel University, Kaiserstraße 2, 24143 Kiel, Germany; besp@tf.uni-kiel.de (B.S.); ff@tf.uni-kiel.de (F.F.)

\* Correspondence: jusc@tf.uni-kiel.de; Tel.: +49-431-880-6262

Received: 19 May 2020; Accepted: 14 June 2020; Published: 17 June 2020



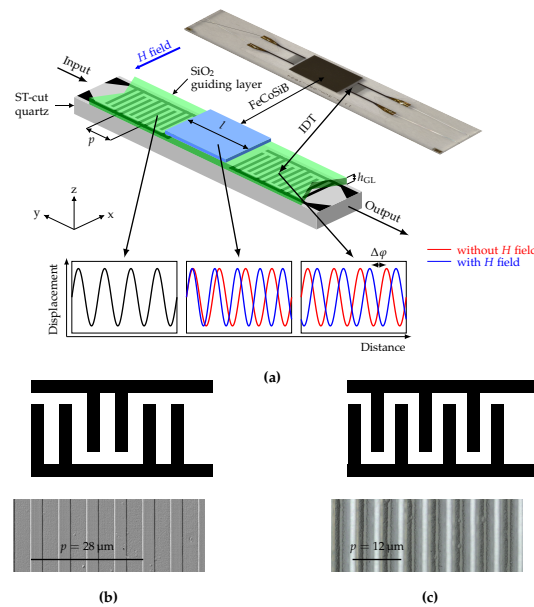
**Abstract:** A surface-acoustic-wave (SAW) magnetic-field sensor utilizing fundamental, first- and second-order Love-wave modes is investigated. A 4.5  $\mu\text{m}$  SiO<sub>2</sub> guiding layer on an ST-cut quartz substrate is coated with a 200 nm (Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub>)<sub>78</sub>Si<sub>12</sub>B<sub>10</sub> magnetostrictive layer in a delay-line configuration. Love-waves are excited and detected by two interdigital transducers (IDT). The delta-E effect in the magnetostrictive layer causes a phase change with applied magnetic field. A sensitivity of 1250 °/mT is measured for the fundamental Love mode at 263 MHz. For the first-order Love mode a value of 45 °/mT is obtained at 352 MHz. This result is compared to finite-element-method (FEM) simulations using one-dimensional (1D) and two-and-a-half-dimensional (2.5 D) models. The FEM simulations confirm the large drop in sensitivity as the first-order mode is close to cut-off. For multi-mode operation, we identify as a suitable geometry a guiding layer to wavelength ratio of  $h_{\text{GL}}/\lambda \approx 1.5$  for an IDT pitch of  $p = 12 \mu\text{m}$ . For this layer configuration, the first three modes are sufficiently far away from cut-off and show good sensitivity.

**Keywords:** SAW; FEM; Love-wave; higher modes; multi-mode; magnetic-field sensing; delta-E effect

### 1. Introduction

Within the last 30 years, Love-wave-based SAW sensors have been proposed for (bio)chemical measurements [1–3]. These sensors use shear-wave surface modes (Love-waves) supported by a guiding layer. Recently, Love-wave SAW sensors have been developed for highly sensitive magnetic-field sensing [4–6] using either resonant [7,8] or delay-line structures [5,9–11]. In Love-wave magnetic-field sensors, the delay line of the SAW device is coated with a magnetostrictive (MS) layer as shown in Figure 1. The propagation delay line is between two interdigital electrodes (IDT), a transmitter and a receiver electrode. The wavelength of the wave generated at the transmitter IDT is given by the IDT finger pitch  $p$ , while the wave velocity depends on the layer thicknesses and material parameters. Due to the different layer stack of the delay-line region with the MS layer, the wave velocity and the wavelength decrease, before returning to its original velocity and wavelength at the receiver IDT. Applying a magnetic field changes the effective mechanical stiffness of the MS material via the delta-E effect [12–15]. This results in a change of the wave velocity and thereby in a magnetic field dependent phase change  $\Delta\varphi$  as illustrated in Figure 1. From the phase change  $\Delta\varphi$  the magnetic-field strength can be calculated. Besides other SAW sensors [5–7,16–18], the delta-E effect is used for magnetic-field sensing with magnetoelectric composite resonators operating in bending or

bulk modes [19–22]. In contrast to such sensors, the sensitivity of Love-wave magnetic-field sensors is expected to benefit from shear-resonance, as the elastic modulus change of the magnetostrictive material was reported to be largest for shear stress [14]. A focus of current research is to maximize the sensitivity, which is essential to overcome thermal phase noise, thus allowing measurements of small amplitude magnetic fields. An increase in sensitivity can be achieved, e.g., with smaller wavelengths by adjusting the sensor geometry. With decreased wavelength and thus increased frequency, the wave energy concentrates further at the surface. By this, higher energies within the MS layer result in increased sensitivity, as the influence on the wave velocity of a magnetically induced elastic modulus change is increased. Because changing the sensor geometry implies production of new sensor types, modifications of existing sensors in terms of excitation is beneficial to increase the sensitivity. Higher harmonics can be used to excite waves with smaller wavelengths resulting in an increase in velocity variation [23]. As the sensitivity rises with decreased wavelength and increased frequency, an alternative approach is to investigate higher order Love-modes, optionally combined with multi-mode operation, to maximize the sensor sensitivity. In the present study, we analyze whether the use of higher order Love-modes increases the sensitivity and if multi-mode operation is possible with this approach. Here, we experimentally demonstrate magnetic-field sensor operation in the fundamental (0th order) mode and in the 1st order mode of a single sensor device and investigate the respective sensitivities. Furthermore, we compare the experimental results to finite-element-method (FEM) simulations of the 0th, 1st, and 2nd order mode. The results are of high importance for the development of SAW sensors for multi-mode operation.



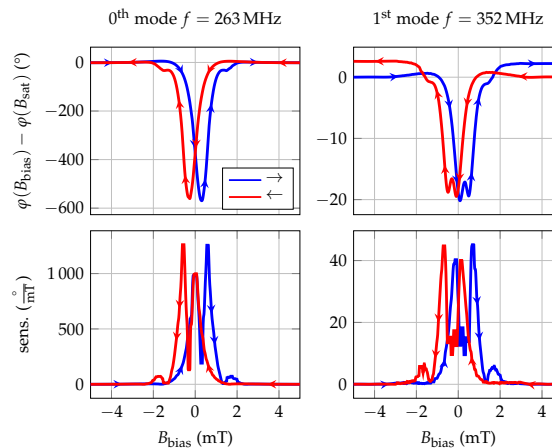
**Figure 1.** (a) Sensor schematic of a SAW-based magnetic-field delay-line sensor and photograph of fabricated sensor including the materials of the different layers and important design parameters. Microscope image and schematic overview of the interdigital transducer (IDT) structure (b) for a 28 μm pitch with double-finger electrodes and (c) for a 12 μm pitch with single-finger electrodes. The experimental data in this study is based on the 12 μm IDT pitch design. The 28 μm design is included for comparison and described in more detail in [5].



## 2. Experimental Data

For sensor fabrication, first interdigital transducer (IDT) electrodes are structured by ion-beam etching on a 500  $\mu\text{m}$  ST-cut quartz substrate. The electrodes consist of 300 nm Au with 12 nm Cr adhesion layer to the substrate and to the guiding layer on top and are deposited via magnetron sputtering onto the quartz substrate. The sputter deposition rate is determined for all layers prior final sensor fabrication by profilometry. The IDT electrodes have 25 pairs in a single-finger structure with a periodicity of 12  $\mu\text{m}$  and a finger width of 3  $\mu\text{m}$ . For comparison, IDTs with 25 pairs of double-finger electrodes with a periodicity of 28  $\mu\text{m}$  are used. Apart from the IDT structure, the fabrication process of the sensors is identical. The propagation direction is aligned orthogonal to the  $x$ -axis of the ST-cut quartz wafer for shear-wave excitation. A 4.5  $\mu\text{m}$  thick  $\text{SiO}_2$  guiding layer is deposited with a PECVD process covering the IDT electrodes. Finally, a 200 nm  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  (FeCoSiB) magnetostrictive layer is deposited by magnetron sputtering from a single target with composition of  $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$  and structured using a lift-off process [24] to yield the geometry shown in Figure 1. To promote adhesion and prevent oxidation, 10 nm Ta layers on both sides of the FeCoSiB layer were deposited. During deposition, a magnetic field is applied along the  $y$ -axis to saturate the film and introduce an easy axis of magnetization [11]. The total stack thicknesses for IDTs and MS layer (Cr/Au/Cr and Ta/FeCoSiB/Ta) are controlled by profilometer after structuring. The IDT pitch is chosen supporting the fundamental Love-wave mode and the 1st order mode in the guiding layer with 4.5  $\mu\text{m}$  thickness. This permits excitation of both modes in the same device, while keeping all other material and geometry parameters the same. To achieve this, the IDT pitch and thus the wavelength need to be chosen sufficiently small to enable the wave guide to support higher order Love-wave modes. Hence, the smallest IDT pitch according to the manufacturing limits  $p = 4 \mu\text{m}$  was chosen and the presence of the 1st mode for this was verified using the 2.5D FEM model described in Section 3.

For the determination of the magnetically induced phase shift, the sensor is placed in a homogeneous magnetic field of a solenoid, which in turn is placed in a magnetic-field shielding mu-metal cylinder ZG1 (Aaronia AG) to avoid significant offsets due to the earth's magnetic field. The calibrated solenoid is driven by a programmable current source (KEPCO BOP20-10ML) to successively generate magnetic flux densities  $B_{\text{bias}}$  between negative and positive saturation. Due to the expected hysteresis of the magnetic material, the measurement is performed for increasing ambient fields from  $-5 \text{ mT}$  to  $5 \text{ mT}$  and vice versa. The static phase response of the sensor is determined with a lock-in amplifier UHFLI (Zurich Instruments) at a sensor input power of 0 dBm. The resulting phase responses are shown in Figure 2, in which blue lines correspond to a change of the magnetic flux density from negative to positive values and red lines from positive to negative values. Due to the significant group delay of the sensor  $> 1 \mu\text{s}$ , a single-frequency measurement of the phase leads to an ambiguity of  $n \cdot 2\pi$ . Therefore, the depicted phase responses (Figure 2) are each normalized to the value in magnetic saturation. The measured phase shift results from the delta-E effect, dominated here by the change of the shear modulus. The bias field dependent sensitivity  $S$  is given by the derivative of the measured phase change (Figure 2). The fundamental mode is at 263 MHz, exhibiting a maximum sensitivity of  $1250^\circ/\text{mT}$  at a bias field of 0.6 mT. The 1st order mode is at 352 MHz and has a much lower maximum sensitivity of only  $45^\circ/\text{mT}$  at a bias field of 0.7 mT. To explain this strong reduction in sensitivity, finite-element-method (FEM) simulations were carried out.



**Figure 2.** Experimental phase change and sensitivity derived from phase change for 0th and 1st order mode of a delay-line SAW sensor with IDT pitch  $p = 12 \mu\text{m}$ , guiding layer thickness  $h_{\text{GL}} = 4.5 \mu\text{m}$  and magnetostrictive layer thickness  $h_{\text{MS}} = 200 \text{ nm}$ . The arrow marks represent the direction of the magnetization process starting from a magnetically saturated state. The phase of the sensor in the magnetically saturated state is chosen as phase reference for the measurement.

The sensitivity of the fundamental mode measured here is only outperformed by the sensors described by Schell et al. [11] with  $2000^\circ/\text{mT}$  using a magnetic anisotropy controlled magnetostrictive layer or sensors with higher MS layer thicknesses [24]. Potentially, using these more enhanced layers, the overall sensitivity of the sensor geometry in this study could even surpass the one described there due to its enhanced magnetic sensitivity. In the literature, various sensor types with lower performance have been described. Ganguly et al. [25] and Robbins and Simpson [26] started the development of SAW-based magnetically tunable phase shifters and did not provide a sensitivity value. To be able to classify their devices anyway, the sensitivities of up to  $5^\circ/\text{mT}$  were extracted from the phase responses. Forester et al. [9] reported an enhanced SAW device with to  $240^\circ/\text{mT}$  (value extracted from phase response), while Li et al. [27] describe the performance by giving the maximum phase change of  $0.64\%$  and Yokokawa et al. [4] mention a phase shift normalized to the delay-line length of  $1500^\circ/\text{cm}$ . With  $6944^\circ/\text{cm}$ , the sensitivity of the sensors described here is significantly higher using a delay-line length of  $1.8 \text{ mm}$ . Hanna [16] and Wang et al. [28] describe the limit of detection (LOD) of their sensors to be  $1 \mu\text{T}$  and  $140 \text{ nT}$ , respectively. As only the sensor dimension and the frequency is changed and the same layer thicknesses and material deposition processes were used, the sensor investigated here with  $p = 12 \mu\text{m}$  can be expected to have a similar LOD than the sensor described in a previous study with  $250 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  at  $10 \text{ Hz}$  [5]. Nevertheless, the main problem remains that the comparison of these sensors using different surface waves, materials, geometries and ambiguous specifications of the sensor performance is difficult. However, within this study, the sensitivity measured in  $^\circ/\text{mT}$  is used for comparison, as this value can be specified for the measurement, as well as for our FEM simulations.

For completeness, the limit of detection results from this sensor are shown in Figure A2 in the Appendix C, as the focus of this study is based on sensitivities. The fundamental mode reaches an LOD of  $700 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  and the first mode  $3 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  both at  $10 \text{ Hz}$ .

As the noise increases with the sensitivity due to the magnetic layer properties (see Appendix C), an LOD-improvement of the sensors described here was not observed. However, the improvement of the sensor sensitivity will be beneficial for the development of future sensors with more sophisticated magnetic layers.

### 3. FEM Modelling

For FEM simulations, 1D and 2.5D unit cell models were implemented as described in [29] and solved using Comsol Multiphysics®. For the 1D model, the geometry of the device is reduced to a stack of layers with different thicknesses assuming isotropic material parameters. By this, the displacement  $u_1$  in  $x$ -direction is only  $z$ -dependent and is described by

$$u_1(k, z, \omega) = U(k, z, \omega) e^{i(ky - \omega t)} \quad (1)$$

with the wave vector  $k$ , the time  $t$  and the angular frequency  $\omega$ . After transformations and substitutions, the differential equation for Love-waves [30] is obtained:

$$\frac{d}{dz} \left[ G(z) \frac{dU}{dz} \right] = \left[ k^2 G(z) - \omega^2 \rho(z) \right] U(k, z, \omega). \quad (2)$$

with the shear modulus  $G$  and the density  $\rho$ . This equation is solved using a partial differential equation interface in Comsol Multiphysics® with the following boundary conditions: The bottom interface is clamped (displacement  $u_1 = 0$ ) and the top interface is a free surface (stress  $T_{13} = 0$ ). At the layer interfaces, continuity of displacement and stress is required. The stress component  $T_{13}$  must be continuous at the interfaces of the different layers, which is executed automatically by the program.

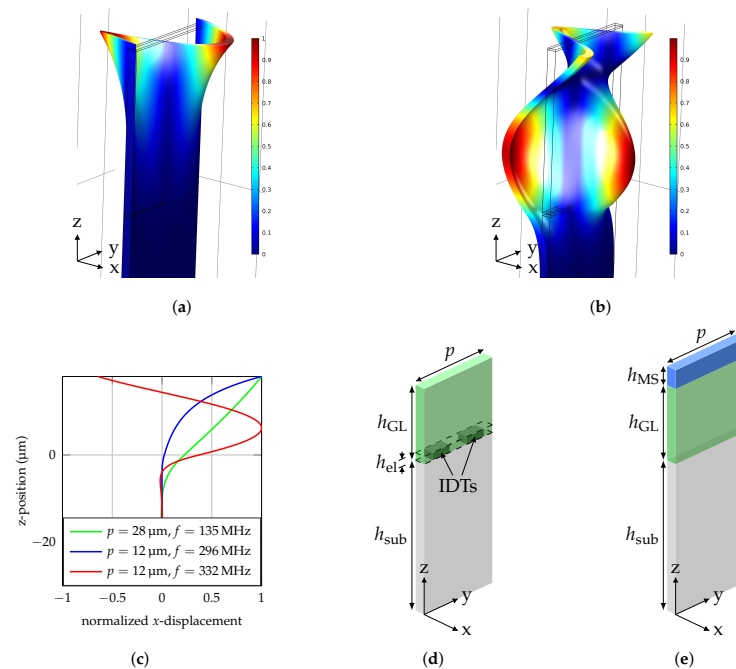
The 2.5D simulation solves the 3-dimensional problem assuming that the stress and strain distributions do not depend on the  $x$ -coordinate and no stress in  $x$ -direction, using a so-called plain-strain conditions. As the width of our device is large compared to the wavelength, these conditions can be assumed. In  $y$ -direction periodic boundary conditions are used. The 2.5D model reduces the amount of mesh knots and therefore the computational time significantly in contrast to a full 3D model. The used material parameters for both models are described in Appendix A and the delta-E effect is represented by a linear approximation at the sensor operating point. A linear approximation of the delta-E effect was considered, because the targeted magnetic fields are significantly low and thus, a small signal approximation is suitable. While the 1D model only considers different layer thickness using isotropic material parameters, the 2.5D model additionally includes the IDT structure as shown in Figure 3d and uses anisotropic material parameters to obtain more realistic results.

The simulation setup consists of an ST-cut quartz substrate with a thickness of  $h_{\text{sub}} = 200 \mu\text{m}$ , a guiding layer of varying thickness  $h_{\text{GL}}$  and a magnetostrictive layer with a thickness of  $h_{\text{MS}} = 200 \text{ nm}$ . The electrode thickness  $h_{\text{el}}$  is  $300 \text{ nm}$ . The wave is excited using single-finger IDTs at the top of the substrate by applying an electric potential.

#### 3.1. Mode Profile

The mode profiles showing the amplitude of the displacement for all positions  $z$  in the layer are evaluated for IDT pitches of  $12 \mu\text{m}$  and  $28 \mu\text{m}$ . The IDT pitch corresponds to the mode wavelength. Figure 3a,b show the displacement profiles in the  $x$ -direction for 0th and 1st order Love-wave modes propagating along the  $y$ -direction for a pitch of  $12 \mu\text{m}$  obtained with the 2.5D model. From the graphs, the displacement profiles shown in Figure 3c are extracted. For comparison, the fundamental mode for a pitch of  $28 \mu\text{m}$  is additionally shown. Only the top  $200 \text{ nm}$  region consists of magnetostrictive material, while the guiding layer has a thickness of  $18 \mu\text{m}$  in Figure 3. This guiding layer thickness was chosen for better visibility of the wave concentration effect.

Of the three modes, the 0th mode at  $p = 12 \mu\text{m}$  has the highest concentration at the surface, because the largest fraction of the area between the displacement graph and the zero line is localized in the MS layer. For the 1st order mode at  $332 \text{ MHz}$ , a large part of the displacement is in the guiding layer and not only at the surface. Thus, a significantly reduced sensitivity is expected already from this qualitative analysis.



**Figure 3.** Normalized displacement of a delay-line SAW device with  $\lambda = 12 \mu\text{m}$  and  $h_{\text{GL}} = 4.5 \mu\text{m}$  for the (a) 0th mode and (b) 1st mode calculated using a frequency domain study. (c) Mode profile of Love-waves at different wavelengths with a  $500 \mu\text{m}$  thick quartz substrate for  $z < 0$  and a  $18 \mu\text{m}$  thick guiding layer above  $z = 0$ . Schematic simulation setup of the unit cell for the excitation region (d) and the delay-line region (e). With a width of  $p$ , substrate thickness  $h_{\text{sub}}$ , guiding layer thickness  $h_{\text{GL}}$ , electrode thickness  $h_{\text{el}}$ , magnetostrictive layer thickness  $h_{\text{MS}}$  and the interdigital transducers (IDTs).

### 3.2. Two-Part Simulation

Since the Love-wave is generated at the IDT without a magnetostrictive layer on top before propagating through the delay line, the simulation must take into account the altered layer structure with the magnetostrictive layer. This is done by dividing the simulation into two parts: the wave excitation and propagation. Neglecting the changed layer structure by using the same wavelength for both simulations parts, with and without an MS layer, respectively, would lead to a drastic frequency shift and thus, distort sensitivity results. The frequency of a sensor with  $h_{\text{GL}} = 4.5 \mu\text{m}$  is, e.g., reduced from 329 MHz without an MS layer to 300 MHz with an MS layer of 200 nm thickness. To avoid the influence of this effect on the sensitivity, we implemented the two-part study.

In the excitation region (Figure 3d), the wavelength is given by the IDT pitch, as the waves are constructively interfering with a periodicity of  $p$ . The resonance frequency is given by the different layer thicknesses and their properties. Hence, the first part calculates the mode frequency for the given guiding layer thickness without an MS layer, but with IDTs to address the wave's excitation at the IDT structure. This is achieved by a frequency sweep using a frequency domain study and the 2.5D model. The resonance frequency is identified, where the displacement of the Love-wave is maximized.

After the excitation, the wave is propagating through the delay line with an MS layer on top and without IDTs (Figure 3e). This change in the layer stack leads to an altered wavelength of the Love-wave. Since the frequency of the wave cannot change after excitation, it is set to the resonance

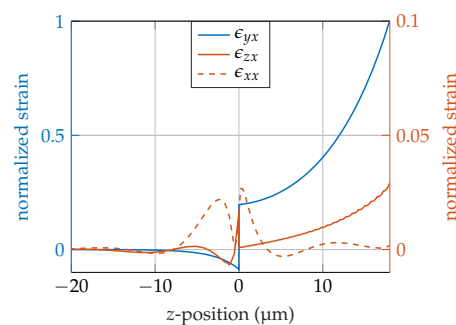
frequency of the first part. Hence, the second part uses the excitation frequency from the first part to calculate the influence of the changed layer stack. Using unit cell models, this is only possible using a sweep, until the unit cell width fits to the mode's wavelength at that given frequency. In particular, a frequency domain study is carried out for unit cell widths near the expected wavelength and the resonance wavelength is identified at the point of maximum displacement.

### 3.3. 1D vs. 2.5D

For model verification, we compared the 1D and 2.5D results. The 1D model uses isotropic material parameters. Therefore, we used an isotropic material tensor for the 2.5D simulation. This enables a comparison of the models using the same material parameters. For comparison, the resonance frequency from the 1D model is used in the 2.5D model. Comparing the 1D model with the 2.5D model with isotropic material parameters, reveals a deviation between the two models of  $< 0.2\%$  for our parameter sets (results exemplary shown for  $p = 12\ \mu\text{m}$  and  $h_{\text{GL}} = 18\ \mu\text{m}$  for the 0th and 1st order mode, Table 1). Comparing the 2.5D model with isotropic material parameters with the same model with anisotropic material parameters, there is a deviation  $< 2\%$ . The wavelength as well as the wave velocity are clearly reduced, as the wave is not at the IDT resonance wavelength. At the resonance frequency of 295 MHz, the wavelength reaches approximately  $12\ \mu\text{m}$ , again. The anisotropic material parameters used in the 2.5D model cause a frequency shift in the resonance frequency and there are other strain components than the targeted shear component  $\epsilon_{yx}$  caused by the anisotropy of the material parameters (Figure 4).

**Table 1.** Comparison of results from 1D and 2.5D model with isotropic parameters, 2.5D model with anisotropic parameters for  $p = 12\ \mu\text{m}$  and  $h_{\text{GL}} = 18\ \mu\text{m}$  for the 0th and 1st order mode.

	0th			1st		
	$p/\mu\text{m}$	$f/\text{MHz}$	$v/\text{m/s}$	$p/\mu\text{m}$	$f/\text{MHz}$	$v/\text{m/s}$
1D isotropic	12.000	304.1	3648.0	12.000	336.7	4040.0
2.5D isotropic	12.012	304.1	3652.8	12.019	336.7	4046.8
2.5D anisotropic	11.682	304.1	3552.5	11.826	336.7	3981.8
2.5D anisotropic resonant	12.022	295.0	3546.5	11.995	332.0	3982.3



**Figure 4.** Comparison of strain tensor components of a SAW sensor at the first mode with  $18\ \mu\text{m}$  guiding layer thickness and substrate for  $z < 0$ . The components are normalized to the maximum of the main shear component  $\epsilon_{yx}$ . The magnitude of the components  $\epsilon_{zx}$  and  $\epsilon_{xx}$  are shown on the right axis.

#### 4. Sensitivity Calculation

With the use of the FEM models, the influence of the concentration of the energy at the surface on the sensitivity is investigated. In a previous study, we showed that the sensitivity  $S$  of the present SAW sensors can be separated into three parts: the magnetic sensitivity  $S_{\text{mag}}$ , the structural sensitivity  $S_{\text{str}}$  and the geometrical sensitivity  $S_{\text{geo}}$  [5]. The sensitivity  $S$  is calculated using Equation (3) with the shear modulus  $G$  and the magnetic field  $H$ .

$$S = \frac{\partial \varphi}{\partial H} = \frac{\partial G}{\partial H} \cdot \frac{\partial v}{\partial G} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} = S_{\text{mag}} \cdot S_{\text{str}} \cdot S_{\text{geo}} \quad (3)$$

The magnetic sensitivity  $S_{\text{mag}}$  describes the shear modulus change for a given magnetic-field change and depends on the magnetic properties of the material. It is also highly dependent on the bias magnetic-field  $B_{\text{bias}}$ , which is chosen to get maximal shear modulus change. The structural sensitivity  $S_{\text{str}}$  describes the amount of wave velocity change per shear modulus change and depends on the amount of wave energy propagating through the MS layer and is mainly determined by the layer structure of the sensor. The geometric sensitivity  $S_{\text{geo}}$  describes phase change per velocity change and depends on the excitation frequency and length  $l$  of the delay line. The magnetic sensitivity  $S_{\text{mag}}$  is approximated by Equation (4) at the operating point of 0.6 mT. For this operating point, the bias field  $B_{\text{bias}}$  was used, where the sensitivity reaches its maximum. The magnetic material properties were obtained by an iterative fit, until the phase change derived from the measurement and the FEM simulation using the assumed magnetic properties calculated by a micro-magnetic model [22] matched. As this process requires several iterations and the determination of the magnetic parameters is not trivial, this fit was carried out using the 1D and not the 2.5D model because of the faster computation time. The magnetic sensitivity at the operating point with the two shear moduli  $G_{\text{MS}}^+$  and  $G_{\text{MS}}^-$  for a magnetic flux density change of  $\Delta B = 0.1$  mT is given by:

$$S_{\text{mag}} = \frac{G_{\text{MS}}^+ - G_{\text{MS}}^-}{\Delta B} = \frac{29.8605 \text{ GPa} - 26.3380 \text{ GPa}}{0.1 \text{ mT}} = 35.225 \frac{\text{GPa}}{\text{mT}}. \quad (4)$$

The differential quotient of the structural sensitivity  $S_{\text{str}}$  is approximated by a difference quotient:

$$S_{\text{str}} = \frac{\partial v}{\partial G} = \frac{f \Delta \lambda}{\Delta G}. \quad (5)$$

For this, two simulations around the operating point  $G = 28.1$  GPa are carried out. These two values of the elasticity tensor  $c_{\text{MG}}^{\text{EH}}$  of the magnetostrictive layer (surrounding the operating point) are  $c_{\text{MG}}^{\text{EH}+}$  and  $c_{\text{MG}}^{\text{EH}-}$  being 0.1 mT apart from each other.

For this simulation, the frequency from the first part of the simulation was used to calculate the wave propagation constants. The eigen-wavelength of the mode is calculated for a respective geometry with the material parameters  $c_{\text{MG}}^{\text{EH}+}$  and  $c_{\text{MG}}^{\text{EH}-}$  at a given frequency.

The results of this two-stage approach are values for the wavelength and the frequency for the two different points near the operating point. With these, the structural sensitivity is calculated using (5), with the wave velocity  $v = \lambda f$  with constant  $f$  and  $\Delta G = 29.8605 \text{ GPa} - 26.3380 \text{ GPa}$ . The wave propagates through the delay line with the length  $l = 150p$  and according to its wave constant  $k$ , the phase shift accumulates to  $\varphi = kl$ . With this, the geometric sensitivity is given by Equation (6).

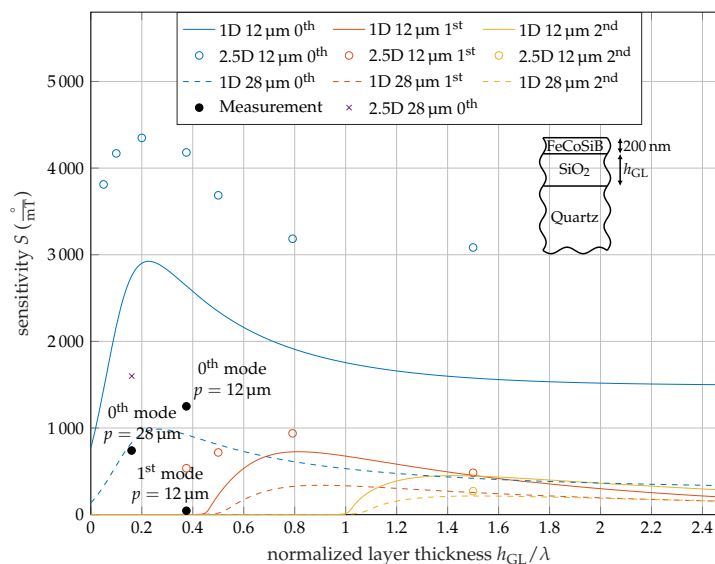
$$S_{\text{geo}} = \frac{\partial \varphi}{\partial v} = \frac{\partial kl}{\partial v} = \frac{\partial}{\partial v} \frac{2\pi fl}{v} = -\frac{2\pi fl}{v^2} \quad (6)$$

Using these equations, the overall sensitivity is calculated for different guiding layer thicknesses and IDT pitches for the fundamental, 1st, and 2nd mode. The 2.5D simulation results are added for several points in Figure 5, showing the sensitivity for different  $h_{\text{GL}}/\lambda$ -ratios. For comparison, results from a 1D setup with same layer thicknesses but isotropic material parameters are additionally shown. Similar to

the 2.5D simulation described above, the 1D simulation is split into two parts as well including the first part to determine the resonance frequency. In the second part, two simulations near the operating point are carried out using the values  $G_{MS}^+$  and  $G_{MS}^-$  as the shear modulus of the magnetostrictive layer. In contrast to the 2.5D simulation, there are no parameter sweeps necessary to find the resonances, as the differential equation [29] can be solved directly. The 1D results are shown as continuous lines, since the computation time is a fraction of the 2.5D simulation.

### 5. Results and Discussion

The sensitivity curve for the Love-wave magnetic-field sensors at different  $h_{GL}/\lambda$ -ratios is shown in Figure 5 for  $p = 12 \mu\text{m}$  and  $p = 28 \mu\text{m}$ . The sensitivity curve starts with an axial intercept for the 0th mode, because even with no guiding layer ( $h_{GL} = 0 \mu\text{m}$ ), there is still a layer of 200 nm thick MS material. Due to the material properties this layer acts as a guiding layer itself and by this supports Love-waves. With increasing guiding layer thickness, the sensitivity reaches a maximum. Here, the highest part of the wave energy is at the surface. Thus, an additional guiding layer improves the performance. With even higher guiding layer thicknesses, the wave starts to concentrate within the guiding layer and less at the surface and the sensitivity decreases.



**Figure 5.** Comparison of sensitivity results for isotropic (1D) and anisotropic (2.5D) calculation for  $p = 12 \mu\text{m}$  and  $p = 28 \mu\text{m}$  for the fundamental, first- and second-order modes. Due to the fixed MS layer thickness, the normalized data are not entirely wavelength independent. For comparison, the measurement results are included.

Above a cut of ratio of  $h_{GL}/\lambda \approx 0.5$  and  $h_{GL}/\lambda \approx 1$  the 1st and 2nd order modes are supported and with further increasing guiding layer thickness, the sensitivity increases to a maximum similar to the fundamental mode (Figure 5).

The overall behavior of less sensitive higher modes is similar to the one published by Kovacs et al [31], where a Love-wave sensor with a silicon substrate and a  $\text{SiO}_2$  guiding layer was examined. The authors described a sensor using the frequency shift due to mass absorption as detection mechanism, which is contrary to the sensor analyzed here using an MS layer causing a phase shift.

For the calculation, only isotropic material parameters are used and the higher 2.5D results were not predicted.

### 5.1. Qualitative Results

The 0th order modes sensitivity is significantly larger than the 1st and 2nd order modes sensitivity, as the wave is more concentrated at the surface. Figure 3 confirms this, as the displacement of the 1st order mode at the surface is lower than the maximal displacement resulting in an reduced influence of the MS layer to the wave propagation. Hence, the sensitivity is reduced.

The curve shapes of the 1D and 2.5D simulation results are similar, but with an offset. The overall shape of both the 1D and 2.5D simulations indicates a maximum near  $h_{CL}/\lambda = 0.3$ ,  $h_{CL}/\lambda = 0.7$  and  $h_{CL}/\lambda = 1.5$  for the fundamental, 1st and 2nd mode. Regarding the isotropic material parameters for the 1D and 2.5D simulation, the results are in good agreement in terms of the propagation constants. The sensitivities match with an error below 3% according to Table 2. Consequently, the only difference between the models is the anisotropy of the quartz substrate. The 2.5D simulation takes more details of the materials into account and the results have a significant offset in the sensitivity. The frequency of the 2.5D simulation with anisotropic material parameters is lower than the isotropic results. This emphasizes the importance of using 2.5D models to get higher accuracy of SAW magnetic-field sensors.

According to Figure 5, multi-mode operation of the fundamental, 1st, and 2nd modes is possible and a ratio of  $h_{CL}/\lambda = 1.5$  for  $p = 12 \mu\text{m}$  is preferred, because all three modes have a reasonable high sensitivity level. Regarding overall sensitivity, the choice of the operating point is not optimal, since the fundamental mode's sensitivity is not at its maximum. Nevertheless, it still surpasses the maximal sensitivity of a sensor with  $p = 28 \mu\text{m}$  and by this facilitates multi-mode operation.

### 5.2. Quantitative Results

Because the 1D and the 2.5D simulation uses the same values for the magnetic sensitivity according to Equation (4), which was fit to the 1D model, the 1D simulation results correspond better to the experimental data than the 2.5D simulation, especially the fundamental mode.

A surprisingly strong reduction of the 1st order modes sensitivity in the measurement was observed. The FEM simulation confirmed an overall lower performance of the higher modes, although the experimental values were even lower. This data point for the 1st order mode is extremely close to the cut-off ratio. Due to the steep curve near the cut-off ratio, small deviations between measurement and simulation can cause a significant influence on the sensitivity. One effect not considered in the simulation is the frequency dependency of the delta-E effect that might result in a slightly reduced magnetic sensitivity in higher frequency modes according to theoretical considerations [22].

Additionally, a lower  $S_{\text{mag}}$  due to fabrication variations, internal stress and material inhomogeneities probably causes the lower performance of the measurement in general, as even the fundamental modes sensitivity is lower than in the simulation. Because  $S_{\text{mag}}$  of the sensor with  $p = 28 \mu\text{m}$  was used in the simulation a difference between simulation and measurement is expected for  $p = 12 \mu\text{m}$ . The magnetization curves (Figure A1) of the sensor with  $p = 12 \mu\text{m}$  show a significant tilt of the mean easy axis (Figure A1a) compared to the sensor with  $p = 28 \mu\text{m}$  (Figure A1c) [5]. It also exhibits a higher coercivity along the hard axis that might result from inhomogeneous magnetic anisotropies or shape effects. Both the easy axis tilt and the inhomogeneity are expected to reduce the delta-E effect and thereby  $S_{\text{mag}}$  [32–34].



**Table 2.** Comparison of the measured and simulated sensitivities for different wavelengths  $\lambda$  and guiding layer thicknesses  $h_{GL}$ .

$\lambda/\mu\text{m}$	$h_{GL}/\mu\text{m}$		0th		1st	
			$f/\text{MHz}$	$S^\circ/\text{mT}$	$f/\text{MHz}$	$S^\circ/\text{mT}$
28	4.5	measurement	148	740	—	—
		1D isotropic	162	750	—	—
		2.5D anisotropic	150	1600	—	—
12	4.5	measurement	263	1250	352	45
		1D isotropic	320	2640	420	0.6
		2.5D anisotropic	304	4180	368	530
	9.5	1D isotropic	306	1916	382	725
		2.5D anisotropic	297	3184	368	938
18		1D isotropic	304	1574	336	453
		2.5D isotropic	304	1534	336	449
		2.5D anisotropic	295	3084	332	483

## 6. Conclusions

We investigated a Love-wave-based magnetic-field sensor operated in different modes in experiment and simulation. Our fabricated sensor with  $p = 12 \mu\text{m}$  show a 250 % higher sensitivity compared to  $p = 28 \mu\text{m}$  for the fundamental mode, corresponding to the prediction from [5]. The significant reduction of the first mode sensitivity is explained with the generally reduced sensitivity of the higher modes according to Figure 5 caused by the easy axis tilt and increased mean anisotropy (Figure A1) and in particular with this mode being close to cut-off. We also showed the necessity to use more detailed FEM models, as the one-dimensional model does not satisfy the anisotropy of the used materials and excitation effects due to the electrodes. This results in significant deviations, hence this model can only be used as an approximation.

We proposed a sensor with  $h_{GL}/\lambda = 1.5$  for multi-mode operation possessing fundamental, 1st, and 2nd order Love-wave modes with sufficient sensitivity. Although the higher-mode sensitivity is generally reduced compared to the fundamental mode, the choice of this operating point enables the reduction of noise and distortions using signal processing approaches with mode- instead of time-domain averaging of the signal. Assuming an equal sensitivity of each mode, the sensitivity increases linearly with the number of averaged modes [35]. For non-identical values, the overall sensitivity is given by the sum of the individual sensitivities. Thus, for the proposed multi-mode operating point, the combined sensitivity is not increasing linearly with the number of modes, but is a result of the addition of the individual sensitivities. Since almost the entire wave energy is trapped in the guiding layer for higher  $h_{GL}$ , the material choice of the guiding layer is important in terms of loss minimization.

**Author Contributions:** Conceptualization, J.S., M.G., A.K. and E.Q.; validation, J.S. and B.S.; investigation, J.S., A.K. and P.D.; methodology, J.S., M.G., A.K. and E.Q.; writing—original draft preparation, J.S.; writing—review and editing, J.S., A.K., P.D., B.S., F.F., M.H., E.Q. and M.G.; visualization, J.S.; supervision, M.G., E.Q., F.F. and M.H.; funding acquisition, M.G., E.Q., F.F. and M.H. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

**Funding:** This research was funded by the German Research Foundation (DFG) via the collaborative research center CRC 1261.

**Acknowledgments:** The authors would like to thank the group of Nanoscale Magnetic Materials-Magnetic Domains from Kiel University, especially C.M. (Cai Müller), for helping us out with the characterization of the FeCoSiB layer in their laboratory. We acknowledge financial support by DFG within the funding programme Open Access Publizieren.

**Conflicts of Interest:** The authors declare no conflict of interest. The funders had no role in the design of the study; in the collection, analyses, or interpretation of data; in the writing of the manuscript, and in the decision to publish the results.

## Appendix A. Material Parameters

### Appendix A.1. For One-Dimensional Model

$$\begin{aligned} G_{\text{Quartz}} &= 67.50 \text{ GPa}, \rho_{\text{Quartz}} = 2200 \text{ kg/m}^3, \\ G_{\text{SiO}_2} &= 33.35 \text{ GPa}, \rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3, \\ G_{\text{MS}}^+ &= 29.8605 \text{ GPa}, G_{\text{MS}}^- = 26.3380 \text{ GPa}, \text{ and } \rho_{\text{MS}} = 7250 \text{ kg/m}^3. \end{aligned}$$

### Appendix A.2. For 2.5D and 3D

ST-cut quartz ( $\text{SiO}_2$ ) rotated from [36]:

$$c_{\text{Quartz}}^{EH} = \begin{pmatrix} 86.74 & 27.49 & -8.60 & 1.05 & 0.00 & 0.00 \\ 27.49 & 96.64 & -4.81 & 13.44 & 0.00 & 0.00 \\ -8.60 & -4.81 & 130.74 & -1.84 & 0.00 & 0.00 \\ 1.05 & 13.44 & -1.84 & 41.22 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 30.35 & 7.58 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 7.58 & 67.50 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$e_{\text{Quartz}} = \begin{pmatrix} 0.17 & -0.04 & -0.13 & 0.08 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.07 & -0.10 \\ 0.00 & 0.00 & 0.00 & 0.00 & -0.07 & 0.11 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{r,\text{Quartz}} = \begin{pmatrix} 4.43 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & 4.54 & 0.10 \\ 0.00 & 0.10 & 4.52 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{Quartz}} = 2651 \text{ kg/m}^3.$$

Silica glass ( $\text{SiO}_2$ ) [37]:

$$c_{\text{SiO}_2}^{EH} = \begin{pmatrix} 77.46 & 15.6 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 77.46 & 15.6 & 0 & 0 & 0 \\ 15.6 & 15.6 & 77.46 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 30.91 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$e_{\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{r,\text{SiO}_2} = \begin{pmatrix} 2.2 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 2.2 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 2.2 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{\text{SiO}_2} = 2200 \text{ kg/m}^3.$$

FeCoSiB [38]:

$$c_{\text{MG}}^{EH+} = \begin{pmatrix} 104.512 & 44.7907 & 44.7907 & 0 & 0 & 0 \\ 44.7907 & 104.512 & 44.7907 & 0 & 0 & 0 \\ 44.7907 & 44.7907 & 104.512 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 29.8605 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 29.8605 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 29.8605 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$c_{MG}^{EH} = \begin{pmatrix} 92.1830 & 39.5070 & 39.5070 & 0 & 0 & 0 \\ 39.5070 & 92.1830 & 39.5070 & 0 & 0 & 0 \\ 39.5070 & 39.5070 & 92.1830 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 26.3380 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 26.3380 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 26.3380 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

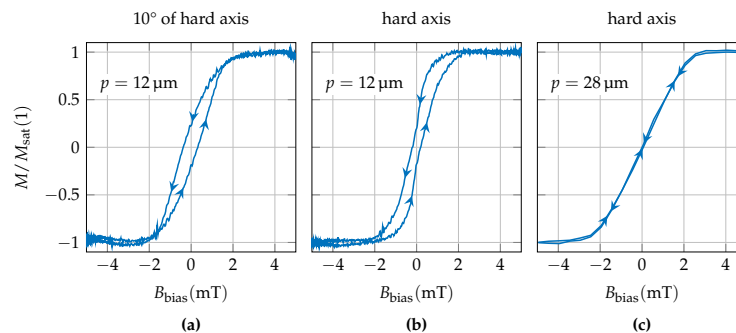
$$e_{MG} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\varepsilon_{rMG} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\rho_{MG} = 7250 \text{ kg/m}^3.$$

#### Appendix B. B-H Loops

The magnetization curve of the SAW device with  $p = 12 \mu\text{m}$  are measured by a hysteresis loop tracer model 108 (Shb Instruments). The anisotropy is tilted by approximately  $10^\circ$  with respect to the propagation direction. The normalized magnetization parallel to the delay line is shown in Figure A1a and the normalized magnetization of the hard axis is depicted in Figure A1b. Figure A1c shows the magnetization curve of a SAW device with  $p = 28 \mu\text{m}$  [5]. A small opening of the hysteresis curve can be seen, which is also visible in the phase change and sensitivity curves plotted in Figure 2.

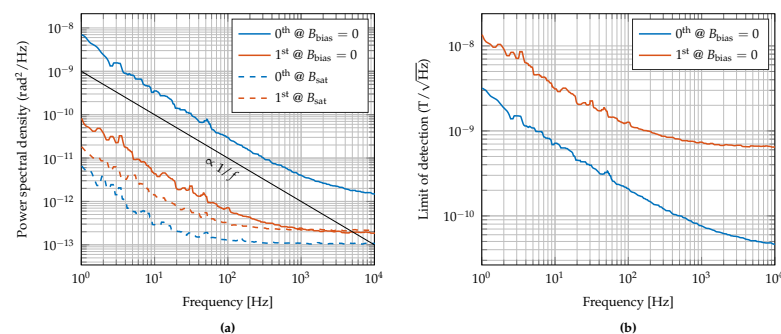


**Figure A1.** Magnetization curve of the SAW device with  $p = 12 \mu\text{m}$  measured by a hysteresis loop tracer model 108 (Shb Instruments). The normalized magnetization parallel to the delay line (a) and to the hard axis (b) are shown. (c) Shows the Magnetization curve of a SAW device with  $p = 28 \mu\text{m}$  [5]. The arrow marks represent the direction of the magnetization process starting from a magnetically saturated state.

#### Appendix C. Limit of Detection and Phase Noise Measurements

The frequency dependent noise floor of the SAW magnetic-field sensor in units of  $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ , often referred to as equivalent magnetic noise floor, detectivity, or limit of detection (LOD) is given by the ratio of the square root of the power spectral density of the sensor's random phase fluctuations in units of  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  and the (phase) sensitivity in units of  $\text{rad}/\text{T}$  [39]. For the first two discussed modes of the sensor under investigation the power spectral densities of the sensor's random phase fluctuations were measured using a phase noise analyzer FSWP (Rohde & Schwarz) at an input power of 10 dBm. During these measurements, the sensor was placed inside an electrically, magnetically (ZG1 from Aaronia AG), and acoustically shielded measurement chamber. For each mode, the noise measurements were

performed twice: one measurement in the sensor's magnetic operating point and one measurement in magnetic saturation using a strong permanent magnet. The magnetic operating point was chosen at  $B_{\text{bias}} = 0$ . Compared to maximum possible sensitivities (Figure 2), this operating point is associated with only slightly reduced values for the sensitivities but offers the great advantage that during noise measurements, no additional, and with regard to its additional noise extremely critical, current source is required to generate the magnetic bias flux density. To ensure a largely comparable magnetic operating point for both modes, the sensor was magnetically initialized before each measurement. Using a coil surrounding the sensor and a current source (B2962A from Keysight), the magnetic bias flux density was gradually increased from  $-10$  mT to  $0$  mT over a period of about  $15$  s. Subsequently, the current source was switched off before the actual noise measurement was performed. Due to high mismatch losses and corresponding high insertion losses of about  $55$  dB to  $65$  dB, two amplifiers (ZFL-1000LN+ from Mini-Circuits) with a total gain of  $50$  dB were additionally connected between the sensor and the input of the phase noise analyzer. Contrary to the determined sensitivities based on numerically differentiating the static phase responses (Figure 2), values for the sensitivities necessary for calculating the LOD were re-determined in the chosen magnetic operating point of  $B_{\text{bias}} = 0$  by means of a dynamic sensitivity measurement as described in [24]. Values of  $26.2 \text{ rad/mT} = 1504^\circ/\text{mT}$  (0th mode) and  $0.67 \text{ rad/mT} = 38.2^\circ/\text{mT}$  (1st mode) were achieved. The results of the phase noise measurements are shown in Figure A2a. As already observed in a previous study [39], at low frequencies at which the thermal noise, i.e., the white phase noise, is negligible the power spectral density not only progresses proportional to  $1/f$  but is also higher than for the magnetically saturated device indicating a magnetic origin for the increased noise. Recently, it was found [24] that the  $1/f$  flicker phase noise in the sensor's magnetic operating point is associated with hysteresis losses in the magnetic layer which increase with the sensitivity. In fact, it could be shown that the magnetically induced flicker phase noise is directly proportional to the sensitivity, leading to a LOD theoretically being independent of the sensitivity. The determined limits of detection for both modes are depicted in Figure A2b yielding values of  $700 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  (0th mode) and  $3 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , each at an exemplary frequency of  $10$  Hz. Although the sensitivities of both modes differ by a factor of about  $39$ , the difference in LOD in the flicker noise regime is only a factor of about  $4.3$ . Even if, from a theoretical point of view, an identical LOD could have been expected in principle, the discrepancy can be easily explained. The hysteresis losses, represented by the imaginary part of the magnetic material's complex permeability, generally increase with higher excitation frequencies approaching ferromagnetic resonance [40–42], thus leading to a worse flicker phase noise-to-sensitivity ratio in the higher frequency 1st mode.



**Figure A2.** (a) Measured power spectral densities of random phase fluctuations in the magnetic operating point (continuous lines) and in magnetic saturation (dashed line) of the sensor with  $p = 12 \mu\text{m}$  for fundamental and first-order mode. (b) Calculated limit of detection for both modes.

## References

- Gizeli, E.; Stevenson, A.; Goddard, N.; Lowe, C. A novel Love-plate acoustic sensor utilizing polymer overlayers. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **1992**, *39*, 657–659. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
- Kovacs, G.; Lubking, G.; Vellekoop, M.; Venema, A. Love waves for (bio)-chemical sensing in liquids. In Proceedings of the IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings, Tucson, AZ, USA, 20–23 October 1992; pp. 281–285. [\[CrossRef\]](#)
- Schlenz, M.D.; Gronewold, T.M.; Tewes, M.; Famulok, M.; Quandt, E. A Love-wave biosensor using nucleic acids as ligands. *Sens. Actuators B Chem.* **2004**, *101*, 308–315. [\[CrossRef\]](#)
- Yokokawa, N.; Tanaka, S.; Fujii, T.; Inoue, M. Love-type surface-acoustic waves propagating in amorphous iron-boron films with multilayer structure. *J. Appl. Phys.* **1992**, *72*, 360–366. [\[CrossRef\]](#)
- Kittmann, A.; Durdaut, P.; Zabel, S.; Reermann, J.; Schmalz, J.; Spetzler, B.; Meyners, D.; Sun, N.X.; McCord, J.; Gerken, M.; et al. Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System. *Sci. Rep.* **2018**, *8*, 278. [\[CrossRef\]](#)
- Mazzamurro, A.; Dusch, Y.; Pernod, P.; Bou Matar, O.; Addad, A.; Talbi, A.; Tiercelin, N. Giant Magnetoelastic Coupling in a Love Acoustic Waveguide Based on TbCo<sub>2</sub>/FeCo Nanostructured Film on ST-Cut Quartz. *Phys. Rev. Appl.* **2020**, *13*, 044001. [\[CrossRef\]](#)
- Liu, X.; Tong, B.; Ou-Yang, J.; Yang, X.; Chen, S.; Zhang, Y.; Zhu, B. Self-biased vector magnetic sensor based on a Love-type surface acoustic wave resonator. *Appl. Phys. Lett.* **2018**, *113*, 082402. [\[CrossRef\]](#)
- Mishra, H.; Streque, J.; Hehn, M.; Mengue, P.; M'jahed, H.; Lacour, D.; Dumesnil, K.; Petit-Watlot, S.; Zhgoon, S.; Polewczyk, V.; et al. Temperature compensated magnetic field sensor based on love waves. *Smart Mater. Struct.* **2020**, *29*, 045036. [\[CrossRef\]](#)
- Forester, D.W.; Vittoria, C.; Webb, D.C.; Davis, K.L. Variable delay lines using magnetostrictive metallic-glass film overlays. *J. Appl. Phys.* **1978**, *49*, 1794–1796. [\[CrossRef\]](#)
- Yamaguchi, M.; Naoe, M.; Kogo, H. Variable saw delay line using amorphous TbFe<sub>2</sub> film. *IEEE Trans. Magn.* **1980**, *16*, 916–918. [\[CrossRef\]](#)
- Schell, V.; Müller, C.; Durdaut, P.; Kittmann, A.; Thormählen, L.; Lofink, F.; Meyners, D.; Höft, M.; McCord, J.; Quandt, E. Magnetic anisotropy controlled FeCoSiB thin films for surface acoustic wave magnetic field sensors. *Appl. Phys. Lett.* **2020**, *116*. [\[CrossRef\]](#)
- Livingston, J.D. Magnetomechanical properties of amorphous metals. *Phys. Status Solidi* **1982**, *70*, 591–596. [\[CrossRef\]](#)
- Lee, E.W. Magnetostriction and Magnetomechanical Effects. *Rep. Prog. Phys.* **1955**, *18*, 229. [\[CrossRef\]](#)
- Sárközi, Z.; Mackay, K.; Peuzin, J.C. Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph. *J. Appl. Phys.* **2000**, *88*, 5827–5832. [\[CrossRef\]](#)
- Bou Matar, O.; Robillard, J.F.; Vasseur, J.O.; Hladky-Hennion, A.C.; Deymier, P.A.; Pernod, P.; Preobrazhensky, V. Band gap tunability of magneto-elastic phononic crystal. *J. Appl. Phys.* **2012**, *111*, 054901. [\[CrossRef\]](#)
- Hanna, S.M. Magnetic Field Sensors Based on SAW Propagation in Magnetic Films. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **1987**, *34*, 191–194. [\[CrossRef\]](#)
- Wang, W.; Jia, Y.; Liu, X.; Liang, Y.; Xue, X.; Du, Z.; Wang, W.; Jia, Y.; Liu, X.; Liang, Y.; et al. Enhanced sensitivity of temperature-compensated SAW-based current sensor using the magnetostrictive effect. *SMA* **2017**, *26*, 025008. [\[CrossRef\]](#)
- Polewczyk, V.; Dumesnil, K.; Lacour, D.; Moutaouekkil, M.; Mjahed, H.; Tiercelin, N.; Petit Watlot, S.; Mishra, H.; Dusch, Y.; Hage-Ali, S.; et al. Unipolar and bipolar high-magnetic-field sensors based on surface acoustic wave resonators. *Phys. Rev. Appl.* **2017**, *8*, 024001. [\[CrossRef\]](#)
- Nan, T.; Hui, Y.; Rinaldi, M.; Sun, N.X. Self-biased 215 MHz magnetoelectric NEMS resonator for ultra-sensitive DC magnetic field detection. *Sci. Rep.* **2013**, *3*, 1985. [\[CrossRef\]](#)
- Zabel, S.; Reermann, J.; Fichtner, S.; Kirchhof, C.; Quandt, E.; Wagner, B.; Schmidt, G.; Faupel, F. Multimode delta-E effect magnetic field sensors with adapted electrodes. *Appl. Phys. Lett.* **2016**, *108*, 222401. [\[CrossRef\]](#)
- Li, M.; Matyushov, A.; Dong, C.; Chen, H.; Lin, H.; Nan, T.; Qian, Z.; Rinaldi, M.; Lin, Y.; Sun, N.X. Ultra-sensitive NEMS magnetoelectric sensor for picotesla DC magnetic field detection. *Appl. Phys. Lett.* **2017**, *110*, 143510. [\[CrossRef\]](#)

22. Spetzler, B.; Golubeva, E.V.; Müller, C.; McCord, J.; Faupel, F. Frequency Dependency of the Delta-E Effect and the Sensitivity of Delta-E Effect Magnetic Field Sensors. *Sensors* **2019**, *19*, 4769. [\[CrossRef\]](#) [\[PubMed\]](#)
23. Zhou, H.; Talbi, A.; Tiercelin, N.; Bou Matar, O. Multilayer magnetostrictive structure based surface acoustic wave devices. *Appl. Phys. Lett.* **2014**, *104*. [\[CrossRef\]](#)
24. Kittmann, A.; Müller, C.; Durdaut, P.; Thormählen, L.; Schell, V.; Niekiet, F.; Lofink, F.; Meyners, D.; Knöchel, R.; Höft, M.; et al. Sensitivity and Noise Analysis of SAW Magnetic Field Sensors with varied Magnetostrictive Layer Thicknesses. *Sens. Actuators A Phys.* **2020**, *311*, 111998. [\[CrossRef\]](#)
25. Ganguly, A.K.; Davis, K.L.; Webb, D.C.; Vittoria, C.; Forester, D.W. Magnetically tuned surface-acoustic-wave phase shifter. *Electr. Lett.* **1975**, *11*, 610–611. [\[CrossRef\]](#)
26. Robbins, W.; Simpson, E. Surface Acoustic Wave Properties of RF Sputtered Nickel Films on Lithium Niobate. In Proceedings of the 1978 Ultrasonics Symposium, Cherry Hill, NJ, USA, 25–27 September 1978; pp. 658–661. [\[CrossRef\]](#)
27. Li, W.; Dhagat, P.; Jander, A. Surface acoustic wave magnetic sensor using galferol thin film. *IEEE Trans. Magnet.* **2012**, *48*, 4100–4102. [\[CrossRef\]](#)
28. Wang, W.; Jia, Y.; Xue, X.; Liang, Y.; Du, Z. Grating-patterned FeCo coated surface acoustic wave device for sensing magnetic field. *AIP Adv.* **2018**, *8*, 015134. [\[CrossRef\]](#)
29. Schmalz, J.; Spetzler, B.; Faupel, F.; Gerken, M. Love Wave Magnetic Field Sensor Modeling—From 1D to 3D Model. In Proceedings of the 2019 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Granada, Spain, 9–13 September 2019; pp. 765–769. [\[CrossRef\]](#)
30. Landau, L.D.; Lifshitz, E.M. *Theory of Elasticity*, 2nd ed.; Course of Theoretical Physics: Oxford, UK, 1970; p. 101.
31. Kovacs, G.; Venema, A. Theoretical comparison of sensitivities of acoustic shear wave modes for (bio)chemical sensing in liquids. *Appl. Phys. Lett.* **1992**, *61*, 639–641. [\[CrossRef\]](#)
32. Atkinson, D.; Squire, P.T.; Gibbs, M.R.; Atalay, S.; Lord, D.G. The effect of annealing and crystallization on the magnetoelastic properties of Fe-Si-B amorphous wire. *J. Appl. Phys.* **1993**, *73*, 3411–3417. [\[CrossRef\]](#)
33. Gutiérrez, J.; Muto, V.; Squire, P.T. Induced anisotropy and magnetoelastic properties in Fe-rich metallic glasses. *J. Non-Cryst. Solids* **2001**, *287*, 417–420. [\[CrossRef\]](#)
34. Spetzler, B.; Kirchhof, C.; Quandt, E.; McCord, J.; Faupel, F. Magnetic Sensitivity of Bending-Mode Delta-E-Effect Sensors. *Phys. Rev. Appl.* **2019**, *12*, 064036. [\[CrossRef\]](#)
35. Reermann, J.; Zabel, S.; Kirchhof, C.; Quandt, E.; Faupel, F.; Schmidt, G. Adaptive Readout Schemes for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the delta-E Effect. *IEEE Sens. J.* **2016**, *16*, 4891–4900. [\[CrossRef\]](#)
36. Bechmann, R. Elastic and Piezoelectric Constants of Alpha-Quartz. *Phys. Rev.* **1958**, *110*, 1060–1061. [\[CrossRef\]](#)
37. Pabst, W.; Gregorová, E. Elastic properties of silica polymorphs—A review. *Ceramics-Silikáty* **2013**, *57*, 167–184.
38. Ludwig, A.; Quandt, E. Optimization of the  $\Delta E$ -effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing. In Proceedings of the IEEE International Digest of Technical Papers on Magnetism Conference, Amsterdam, The Netherlands, 28 April–2 May 2002; p. AE2. [\[CrossRef\]](#)
39. Durdaut, P.; Kittmann, A.; Rubiola, E.; Friedt, J.M.; Quandt, E.; Knöchel, R.; Höft, M. Noise Analysis and Comparison of Phase- and Frequency-Detecting Readout Systems: Application to SAW Delay Line Magnetic Field Sensor. *IEEE Sens. J.* **2019**, *19*, 8000–8008. [\[CrossRef\]](#)
40. Chen, L.H.; Klemmer, T.J.; Ellis, K.A.; Van Dover, R.B.; Jin, S. Soft-magnetic properties of Fe-Co-B thin films for ultra-high-frequency applications. *J. Appl. Phys. Am. Inst. Phys.* **2000**, *87*, 5858–5860. [\[CrossRef\]](#)
41. Frommberger, M.; McCord, J.; Quandt, E. High-frequency properties of FeCoSiB thin films with crossed anisotropy. *IEEE Trans. Magnet.* **2004**, *40*, 2703–2705. [\[CrossRef\]](#)
42. Glasmachers, S.; Frommberger, M.; McCord, J.; Quandt, E. Influence of strain on the high-frequency magnetic properties of FeCoSi thin films. *Phys. Status Solidi* **2004**, *201*, 3319–3324. [\[CrossRef\]](#)



© 2020 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

## **B.5 Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters**

R. B. Holländer, C. Müller, J. Schmalz, M. Gerken und J. McCord, „Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters“, *Scientific Reports*, Jg. 8, Nr. 1, S. 13 871, Dez. 2018. DOI: 10.1038/s41598-018-31689-8

„Creative Commons“ von Holländer et al. [165], verwendet unter CC BY 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

# SCIENTIFIC REPORTS

OPEN

## Magnetic domain walls as broadband spin wave and elastic magnetisation wave emitters

Rasmus B. Holländer<sup>1</sup>, Cai Müller<sup>1</sup>, Julius Schmalz<sup>2</sup>, Martina Gerken<sup>1</sup> & Jeffrey McCord<sup>1</sup>

Received: 21 May 2018

Accepted: 23 August 2018

Published online: 17 September 2018

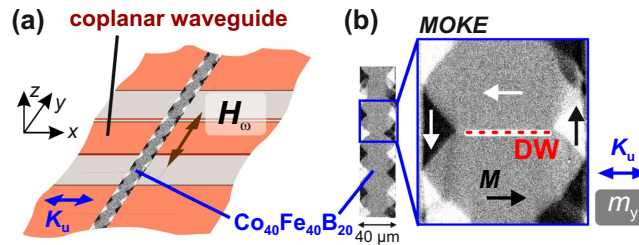
**We report on the direct observation of spin wave and elastic wave emission from magnetic domain walls in ferromagnetic thin films. Driven by alternating homogeneous magnetic fields the magnetic domain walls act as coherent magnetisation wave sources. Directional and low damped elastic waves below and above the ferromagnetic resonance are excited. The wave vector of the magnetoelastically induced acoustic waves is tuned by varying the excitation frequency. The occurrence of elastic wave emission is proved by a combination of micromagnetic and mechanical finite element simulations. Domain wall emitted magnetostatic surface spin waves occur at higher frequencies, which characteristics are confirmed by micromagnetic simulations. The distinct modes of magnetisation wave excitation from micromagnetic objects are a general physical phenomenon relevant for dynamic magnetisation processes in structured magnetic films. Magnetic domain walls can act as reconfigurable antennas for spin wave and elastic wave generation. The wave orientation can be controlled separately via the domain wall orientation for elastic waves and via magnetization orientation for magnetostatic surface spin waves.**

Relying on local excitation, spin waves offer the possibility to substitute modern day electronics by wave-computing<sup>1–3</sup>. Different kinds of applications like spin wave logic devices, signal processors, and devices involving spin wave mediated spin currents are projected. Spin wave excitation in magnetic films is generally based on small lateral antennas for the local excitation of spin waves. One approach towards application oriented spin wave technology focusses on the interaction between spin waves and naturally occurring magnetic microstructures at edges<sup>4,5</sup> and magnetic domain walls<sup>6</sup>. In that context, symmetric Bloch type domain walls and their spin wave eigenmodes have long been studied<sup>7</sup>. Theoretical predictions include numeric and analytical models in uniaxial<sup>8</sup> and cubic ferromagnetic materials<sup>9</sup>. Beyond regular Bloch walls, in patterned magnetic thin films different types of magnetic domain walls form. Dynamic spin wave experiments involving magnetic textures range from Néel domain walls for mode localization and guidance of spin wave modes<sup>10,11</sup> to magnetic domain walls as a delimiter for spin waves<sup>12</sup> to excited magnetic vortex cores<sup>13</sup>. Numerical studies suggest the utilisation of domain walls as directional spin wave emitters<sup>14,15</sup>. An evidence of such a behaviour was shown only once<sup>16</sup>. In general, for magnetic thin films dynamic domain wall effects maximize at excitation frequencies around the specific domain wall resonance, which fundamentally is below the ferromagnetic resonance of the magnetic host material<sup>17–19</sup>.

The possible generation of elastic magnetisation waves from local elastic strains was investigated numerically<sup>20</sup> by solving the Landau-Lifshitz-Gilbert equation together with the elastodynamic equations using finite element simulations. A piezoelectric element generates local dynamic strain which is transferred to a magnetostrictive material. The simulations predict low loss characteristics for the elastic waves leading to enhanced magnetisation wave propagation lengths as compared to conventional field generated spin waves. The elastic magnetisation wave<sup>21</sup> excitation from local piezoelectric antennas due to excitation of alternating strain induced anisotropy in magnetostrictive ferromagnetic layers was shown experimentally<sup>22</sup>. Alternatively, it was suggested that magnetic domain walls in magnetostrictive materials may also radiate elastic waves from domain walls through magnetoelastic coupling of a moving or vibrating domain wall<sup>23</sup>. Changes of magnetisation inside the domain wall are directly transferred to local modulation of strain through magnetostriction. Yet, the theoretical study was limited to the MHz-regime. No direct experimental proof for the described modes of wave radiation are reported so far.

<sup>1</sup>Institute of Materials Science, Kiel University, Kiel, 24143, Germany. <sup>2</sup>Institute of Electrical and Information Engineering, Kiel University, Kiel, 24143, Germany. Correspondence and requests for materials should be addressed to R.B.H. (email: [rh@tf.uni-kiel.de](mailto:rh@tf.uni-kiel.de)) or J.M. (email: [jmc@tf.uni-kiel.de](mailto:jmc@tf.uni-kiel.de))





**Figure 1.** Excitation scheme and experimental evidence. (a) Amorphous  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  stripe with the easy axis of magnetisation  $K_u$  perpendicular to the long axis of the stripe excited by the homogeneous Oersted field on top of a coplanar waveguide with a  $160\text{ }\mu\text{m}$  wide and  $17.5\text{ }\mu\text{m}$  thick centre conductor. The sample is flipped upside-down with the magnetic structure facing the wave guide. (b) Static ferromagnetic domain configuration after application of a saturating bias field along the  $x$ -axis, exhibiting a wide domain state (WDS). The position of the high angle domain wall (DW) is indicated.

The inverse magnetoelastic behaviour, the coupling from elastic waves to magnetisation dynamics has also been investigated. It was shown that elastic waves can interact with magnetic textures, such as magnetic vortices<sup>24</sup>. In<sup>25</sup> it was shown that elastic waves induce precessional motion of magnetisation in a magnetostrictive thin film deposited on a piezoelectric substrate through strain mediation.

Here, we focus on the excitation of spin waves and elastic magnetisation waves from magnetic domain walls. Domain walls with nanometer core width offer the opportunity for local and reconfigurable spin wave devices, by flexible positioning of the domain walls. We prove the antenna free emission of magnetostatic spin waves and, in particular, elastic magnetisation waves in ferromagnetic films from asymmetric Bloch and Néel type domain walls<sup>26</sup> by direct time-resolved magneto-optical imaging in conjunction with complementary simulations. We show that domain walls offer an alternative and flexible excitation scheme for elastic magnetisation waves and spin waves.

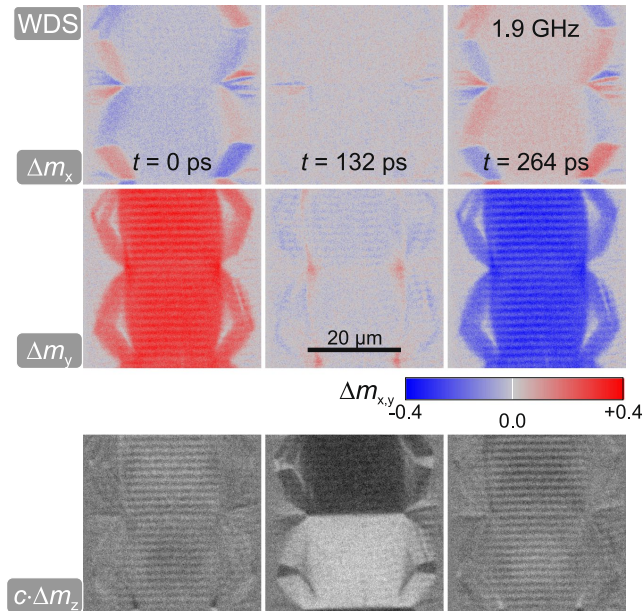
## Results

**Experimental evidence of magnetisation wave emission.** The investigated model system consists of a magnetostrictive amorphous ferromagnetic  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  film with a thickness of  $d_{\text{CoFeB}} = 120\text{ nm}$  deposited on a transparent glass substrate. To ensure the reproducible generation of domain walls the film is patterned into elongated stripes. Asymmetric  $180^\circ$  Bloch walls form for this ferromagnetic layer thickness<sup>26</sup>. With the application of a magnetic bias field aligned perpendicular to the domain wall, the domain wall angle is reduced and asymmetric Néel walls form. For the standard experiment (Fig. 1(a)), the axis of uniaxial anisotropy  $K_u$  is aligned perpendicular to the stripe axis along the  $x$ -direction. In Fig. 1(b) a typical static remanent magnetisation state imaged by magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscopy<sup>27</sup> is shown, displaying a wide domain state (WDS). In the centre of the magnetic stripe, a periodic pattern of domains aligned parallel and antiparallel to the  $x$ -direction is obtained in the remanent state after applying a magnetic field along  $x$ .

Dynamic magnetisation component-selective MOKE response<sup>28</sup> images are displayed in Fig. 2. The differential time evolution of the individual magnetisation components  $\Delta m_x$ ,  $\Delta m_y$  and  $\Delta m_z$  are shown for three different times  $t$ . The excitation frequency of the sinusoidal varying field  $H_{\omega y}$  was set to the domain resonance  $\omega_{\text{ref}}/2\pi = 1.9\text{ GHz}$ . While  $\Delta m_y$  and  $\Delta m_z$  indicate a strong uniform precession of the domains around the easy axis of magnetisation,  $\Delta m_x$  shows only small deviations in time. The main features at the boundary to the closure domains visible in  $\Delta m_x$  correspond to the nature of a magnetically charged domain state at the edges. In  $\Delta m_y$  and  $\Delta m_z$  small periodic features appear inside the excited domains parallel to the domain wall. In the following, we focus on the magnetisation waves emitted by the central domain walls. As we show, these correspond to coherent elastic wave superpositions resulting from wave emission from the dynamically excited domain walls.

**Domain wall dependent emission.** To prove the direct connection of the elastic wave generation to the magnetic domain walls we investigated the dependence of wave excitation on the domain and domain wall configuration. To ensure comparability each domain state was measured at its ferromagnetic resonance. Figure 3(a) shows the wave generation in a canted domain state (CDS). The CDS was created from the zero field WDS state by applying a bias field  $H_y = 640\text{ A/m}$  along the  $y$ -direction. The magnetisation in the centre domains is tilted by  $10^\circ$  relative to  $K_u$  as indicated in Fig. 3(a). Here, the domain walls transform from asymmetric Bloch to asymmetric Néel wall<sup>26</sup>, confirmed by MOKE imaging with the sensitivity aligned perpendicular to the domain wall (not shown). The time evolution of the out-of-plane MOKE contrast  $c \cdot \Delta m_z$  displays wavefronts aligned parallel to the domain wall at the same excitation frequency of  $\omega/2\pi = 1.9\text{ GHz}$  as used for the experiments shown in Fig. 2. With the altered domain wall characteristics, the orientation and characteristics of the elastic waves remain. The wave vector does not follow the rotation of magnetisation.

By changing the domain width and field excitation frequency the elastic waves remain excited. Figure 3(b) shows a narrow domain state (NDS) generated by saturating the stripe along the  $y$ -direction and reducing the



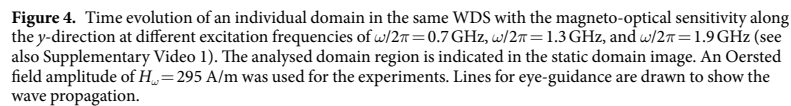
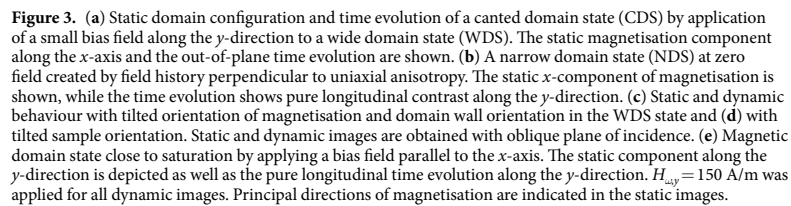
**Figure 2.** Differential dynamic magnetisation response images along three different magneto-optical sensitivity directions at  $t = 0$  ps,  $t = 132$  ps, and  $t = 264$  ps driven at the domain precessional frequency at 1.9 GHz with an amplitude of  $H_{ay} \approx 150$  A/m.

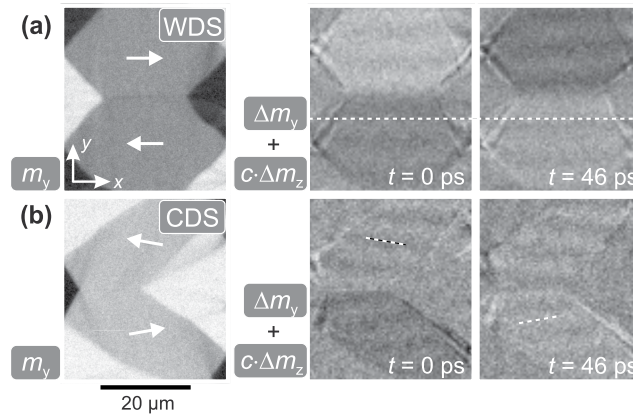
external field  $H_x$  to zero. The narrow domain width leads to different effective fields as compared to Fig. 1(b), giving rise to a higher domain resonance frequency<sup>29,30</sup> of  $\omega_{\text{res}}/2\pi = 2.5$  GHz. From the time evolution of  $\Delta m_x$ , it is directly apparent that the periodicity of the elastic waves shifted to smaller wavelengths. The static NDS shows various domain widths, leading to locally varying effective fields. The wavelength of the elastic wave is unaffected by the local effective fields.

A dependency on geometric factors like stripe orientation is excluded by changing the orientation of the domain walls relative to the excitation field and stripe axis. Figure 3(c) depicts a WDS with slightly tilted anisotropy. Statically the  $m_x$  component is shown, while the time evolution was recorded with oblique plane of incidence resulting in a superposition of longitudinal and polar magneto-optical contrast ( $\Delta m_y + c \cdot \Delta m_z$ ). Due to the alignment of the anisotropy the domain wall is oriented with an angle of  $4.5^\circ$  to the  $x$ -axis. It is directly evident that the wave pattern follows the domain wall orientation and not the orientation of the magnetic track. In order to exclude the possibility of purely microwave field generated waves, an additional control experiment was performed, where the magnetic sample was turned with reference to the excitation source. Figure 3(d) displays these results for a WDS. Here, the static image displays the  $m_x$  component of magnetisation and the time evolution of magnetisation changes shows a superposition of longitudinal and polar contrast ( $\Delta m_y + c \cdot \Delta m_z$ ). The axis of oscillating magnetic field resided along the  $y$ -axis, while the long axis of the magnetic stripe was oriented  $17^\circ$  compared to the  $y$ -axis.

Finally, no magnetization waves form in the absence of magnetic domain walls. An additional configuration without high-angle domain walls is depicted in Fig. 3(e), where a bias field of  $H_x = 3$  kA/m was applied along the  $x$ -direction to obtain a nearly saturated domain state. In contrast to the examples before and in the absence of magnetic domain walls no elastic waves are excited. The experiments prove that the wave source is not the microwave field. The elastic wave generation and orientation is directly bound to the existence and orientation of the magnetic domain walls and independent of the alignment of magnetisation.

The ability to tune the emission of domain wall bound waves is demonstrated by measuring the elastic magnetisation wave characteristics in an identical WDS configuration with the excitation frequency ranging from  $\omega/2\pi = 0.7$  GHz to  $\omega/2\pi = 2.5$  GHz. Exemplary results extracted from the centre domain at three different excitation frequencies are displayed in Fig. 4. To clearly exhibit the wave character at these selected frequencies, the precession of the domain was removed by subtracting the spatial average over an individual time frame, i.e.  $\Delta m_y - \langle \Delta m_y \rangle_{xy}$  is depicted. The change in wavelength of the elastic magnetisation waves, and thus, the dispersion relation of the excited coherent elastic waves are directly imaged. From the images it is evident that the wavelength of the superimposed elastic waves decreases with increasing excitation frequency. We interpret



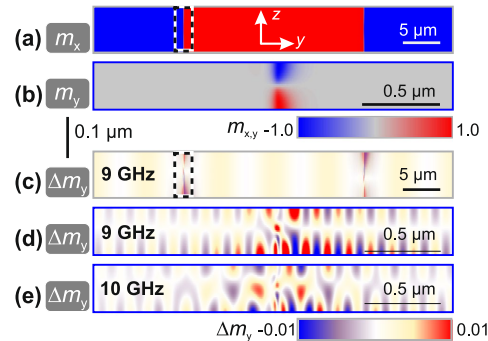


**Figure 5.** Static configuration and time evolution of magnetisation at  $\omega/2\pi = 9$  GHz excitation for (a) a remanent domain configuration (WDS) with field history along the axis of uniaxial anisotropy (see also Supplementary Video 2 for  $c \cdot \Delta m_z$ ) and (b) a canted domain state (CDS) by application of a small bias field along the  $y$ -direction. Principal directions of magnetisation are indicated. The time evolution shows the qualitative magneto-optical magnetisation response as superposition of longitudinal and polar contrast. An excitation amplitude of  $H_{\omega} \approx 100$  A/m was used for the shown time evolutions.

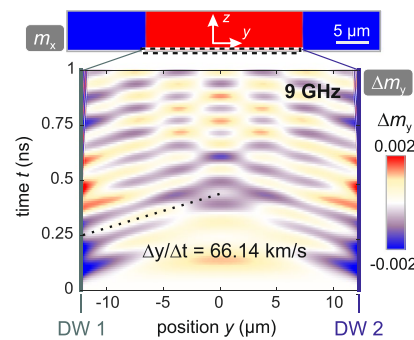
this as neighboring  $180^\circ$ -walls emitting waves with the same wavelength, which create standing wave characteristics inside the domains. For better clarity, reference lines along the wavefronts are drawn in Fig. 4. In the case of  $\omega/2\pi = 0.7$  GHz the reference line remains on the node indicating standing wave characteristics. At  $\omega/2\pi = 1.3$  GHz and  $\omega/2\pi = 1.9$  GHz the elastic magnetisation waves exhibit propagating wave characteristics. In the obtained overall set of data, there appears to be no systematic correlation of gradual propagation or standing wave behaviour. Since the same unaltered domain and domain wall structure exhibits, both propagating and standing waves in Fig. 4, an influence of the domain wall substructure is excluded. It should be noted that the magnetisation configuration cannot inhibit elastic waves from traveling across the magnetic boundaries formed by the magnetic domain walls. Therefore, an influence of elastic waves propagating from other domains into the domain shown here cannot be excluded.

**Magnetostatic surface spin wave emission.** Beforehand, we showed that the elastic waves follow the domain wall orientation and not the orientation of magnetisation. Now, we compare our results to regular magnetostatic surface spin waves in the Damon-Eshbach-configuration (magnon wavevector  $\mathbf{k}$  and effective field  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  both in-plane and  $\mathbf{H}_{\text{eff}} \perp \mathbf{k}$ ). Two different states of magnetisation are compared in Fig. 5. Figure 5(a) displays a remanent WDS domain configuration (as in Figs 1(b) and 4). The exemplary images from the temporal response at  $\omega/2\pi = 9$  GHz show the corresponding dynamic response. A line indicates the orientation of the standing spin wave nodes. Figure 5(b) shows a qualitative repetition of the experiment in Fig. 3(a) (CDS), but for magnetostatic surface spin waves obtained at the excitation frequency of  $\omega/2\pi = 9$  GHz. It is directly evident that the detected spin waves, and unlike to the elastic waves, now follow the orientation of magnetisation. The magnetostatic spin waves generated at increased frequency are not tied to the domain wall orientation but to the alignment of magnetisation (see Fig. 5). In contrast, the directionality of the elastic wave emission depends on the existence and orientation of the magnetic domain wall (compare Figs 3 and 5).

**Modelling of magnetisation wave emission.** Micromagnetic simulations<sup>31</sup> were used to clarify the origin of occurring magnetisation waves. Selected simulation results are depicted in Fig. 6. Figure 6(a,b) show the two dimensional static domain and domain wall configuration, where Fig. 6(a) displays the simulated full cross-section as  $m_x$  and Fig. 6(b) the close circumference of one  $180^\circ$  asymmetric Bloch wall as  $m_y$ . Figure 6(c) shows the differential magnetisation response along the  $y$ -direction at an excitation frequency of  $\omega/2\pi = 9$  GHz. Standing magnetostatic surface spin waves are visible inside the domains. The waves are in phase on both surfaces. Apart from the standing magnetostatic surface spin waves in the simulations, the domain walls emit low wavelength ( $\lambda < 300$  nm) propagating spin waves. Examples are depicted in Fig. 6(d,e) for a frequency of  $\omega/2\pi = 9$  GHz and  $\omega/2\pi = 10$  GHz, respectively. As the wavelengths of these spin waves are below the optical limit of detection, they do not have an experimental counterpart in this work. At frequencies below  $\omega/2\pi = 5$  GHz the low wavelength spin waves are found to be oscillating at higher harmonics of the excitation frequency. At frequencies exceeding  $\omega/2\pi = 5$  GHz this first low wavelength mode is excited directly at the excitation frequency. In addition, a second low wavelength mode is emitted at frequencies equal or higher than  $\omega/2\pi = 10$  GHz, as evident by comparison of Fig. 6(d,e). The data presented in Fig. 6(c to e) was simulated in dynamic equilibrium.



**Figure 6.** Static and dynamic micromagnetic simulation of a periodic pattern consisting of two  $180^\circ$  asymmetric Bloch walls separated by  $25 \mu\text{m}$  wide domains. (a) Static cross-section in  $m_x$  and (b) static cross-section in  $m_y$  from the direct circumference of the left domain wall (as indicated in (a)). (c) Differential dynamic response along  $\Delta m_y$  at  $\omega/2\pi = 9 \text{ GHz}$ , and local differential dynamic response  $\Delta m_y$  at (d)  $\omega/2\pi = 9 \text{ GHz}$  (see also Supplementary Video 3) and (e) at  $\omega/2\pi = 10 \text{ GHz}$ .

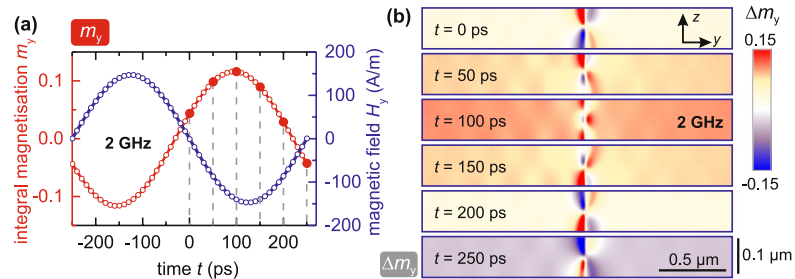


**Figure 7.** Dynamic micromagnetic simulation of the transient effect in the top layer ( $z = 120 \text{ nm}$ ) and central domain (red in Fig. 6(a)) at an excitation frequency of  $\omega/2\pi = 9 \text{ GHz}$ . The position of the two domain walls (DW 1 and DW 2) is indicated at the left and right axes. The phase velocity of the magnetostatic surface spin wave can be determined by following the wave profile along the propagation direction.

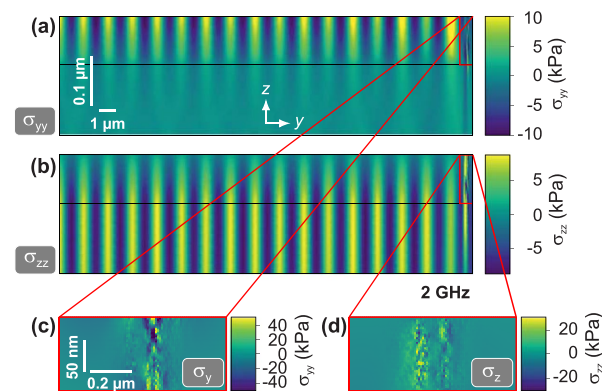
In order to determine the location, where the magnetostatic surface spin waves originate, we simulated the transient effect. The corresponding data for an excitation frequency of  $\omega/2\pi = 9 \text{ GHz}$  (compare to Fig. 6(c)) is presented in Fig. 7. Here, the evolution of dynamic magnetisation response  $\Delta m_y$  is shown for the bottom layer normal to the  $z$ -axis and in the central domain of the simulated pattern (compare to Fig. 6(a)). At  $t = 0 \text{ ns}$  the application of the sinusoidal microwave field was started. No wavefronts appear in the domain at the beginning. With increasing time, wavefronts from the domain walls propagate into the central domain and start to form superposition patterns. By following the phase of one wavefront, the phase velocity can be obtained to be  $v_{9\text{GHz}} = \Delta y/\Delta t = 66.14 \text{ km/s}$ . Our calculations prove that the spin waves originate from domain walls emitting spin waves with the same wavelength. The underlying mechanism of spin wave emission from domain walls can be understood by means of local effective fields present in the domain wall<sup>32</sup>.

Figure 8 displays the results obtained by micromagnetic simulation at a low excitation frequency of  $\omega/2\pi = 2 \text{ GHz}$  in dynamic equilibrium. The integral magnetisation along the  $y$ -axis and the external magnetic field are shown as a function of time in Fig. 8(a). A large phase shift between excitation and magnetisation is exhibited, since the excitation frequency is above the resonance frequency of the central domains in the simulation. The close circumference of the domain wall is shown in Fig. 8(b). The precession of the two domains around the domain wall can be seen directly by the change of magnetization  $\Delta m_y$  of the domains with time. Low wavelength spin waves are visible in close proximity to the domain wall, oscillating at higher harmonics of the excitation frequency. The presumed elastic magnetisation wave branch is not reproduced by the micromagnetic calculations. As the micromagnetic modelling does not include magnetoelastic effects, this provides further





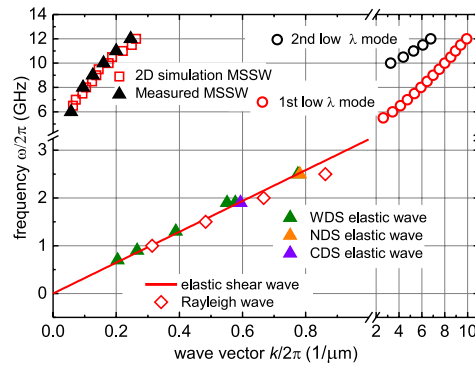
**Figure 8.** Dynamic micromagnetic simulation of the time evolution of Fig. 6(b) at  $\omega/2\pi = 2$  GHz. (a) Integral magnetisation and external field as a function of time. The zero-point corresponds to  $t = 5.25$  ns of applied sinusoidal field in the simulation. (b) Half a period of differential magnetisation  $\Delta m_y$  around the domain wall at selected time steps (red filled circles in (a)).



**Figure 9.** Mechanical simulation of elastic wave emission originating in the domain wall region with an excitation frequency of 2 GHz (compare to magnetisation response in Fig. 8). (a) Elastic stress along the  $y$ -direction  $\sigma_{yy}$  as a function of  $y$ - and  $z$ -coordinate. (b) Elastic stress along the  $z$ -direction  $\sigma_{zz}$  as a function of  $y$ - and  $z$ -coordinate. The horizontal black lines indicate the interface between the ferromagnet and the substrate. (c) Magnification of (a) in proximity to the excited domain wall. (d) Magnification of (b) in proximity of the excited domain wall.

evidence for the concluded alternative mechanism of magnetisation wave generation. The data clearly shows high dynamic magnetic activity  $\Delta m_y$  experienced at the domain walls. The dynamic tensioning inside the domain wall, via magnetoelastic coupling, generates elastic waves. As a result, the wavering domain wall acts as a localized alternating body force inside the (magneto)elastic material from which elastic waves penetrate the material. In the region of the domain wall the magnetisation rotates by  $\pi$ , meaning that there is at least one point in this region where the lateral magnetostriction curve has the highest possible slope. At these points the highest dependence of the dynamic strain on the varying magnetisation is expected. Magnetoelastic coupling leads to a coherent dependence of the elastic response on the dynamic magnetisation response in the domain wall.

The experimentally obtained product of wavelength and frequency leads to the assumption that the oscillating domain wall generates either a shear wave or a combination of shear and longitudinal wave. In the following we evaluate the analytical shear wave velocity and the numerical results from finite element analysis with the input from the micromagnetic modelling. Based on the calculated magnetisation response at 2 GHz (Fig. 8), the resulting local magnetostrictive strain is obtained and this local strain is transformed into an external force density acting in the elastic material. By using finite element method (FEM), this force density can be used as an input parameter for solely mechanical simulations. Figure 9 displays exemplary results of an FEM simulation at an excitation frequency of 2 GHz. Figure 9(a) shows the obtained stress along the  $y$ -direction. Clear wavefronts can be seen in the magnetic layer. In the substrate the wave amplitude decays rapidly, indicating a surface wave. In



**Figure 10.** Wave vector to excitation frequency dependence of emerging wave fronts parallel to the  $x$ -axis for elastic waves and magnetostatic surface spin wave (MSSW) modes together with numerical data on the magnetostatic surface spin waves, the linear dispersion of an elastic shear wave in  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ , and the calculated dispersion behavior of the Rayleigh wave. Also shown are two low wavelength modes, originating at the domain walls in the micromagnetic simulations (see Fig. 6).

contrast, Fig. 9(b) shows the stress along the  $z$ -direction. The shown wave pattern is undisturbed in the substrate, but decays in the magnetic layer with positive  $z$ -direction. This can be attributed to the free deformation exhibited at the surface of the magnetic film, leading to a reduction in stress along the out-of-plane direction. The excited surface wave profile corresponds to a Rayleigh wave. The resulting stress along  $y$ - and  $z$ -axis is consistent with the experiment, showing the magnetisation wave response only along these axes. From the stress along the  $y$  and  $z$ -axis in close circumference to the domain wall (Fig. 9(c,d)), it is directly visible that the elastic material reacts on the external stimulus given by the excited domain wall. This proves the mechanism of elastic tensioning in the domain wall region to be dominant for the generation of coherent elastic waves in the GHz-regime.

**Dispersion of distinct mode emission.** By analysing the MOKE images inside a central domain by averaging along the wavefront and subsequent fast Fourier transformation in time and space, the characteristic dependencies between excitation frequency  $\omega$  and wave vector  $k$  of the emitted spin waves are extracted. The results are directly compared to simulation results. A complete analysis of the magnetisation wave dispersion from dynamic imaging and micromagnetic simulation is displayed in Fig. 10.

The experimentally found magnetostatic spin wave dispersion is reproduced by the micromagnetic simulations. In addition, a characteristic dispersion of magnetostatic surface spin waves at low wave vector  $k$  is found at frequencies ranging from  $\omega/2\pi = 6$  GHz to  $\omega/2\pi = 12$  GHz. In the same frequency range, in the vicinity of the DWs two additional low wavelength modes are found in the simulations exhibiting a characteristic parabolic dispersion and different node number along the  $z$ -axis (one node for first low wavelength mode and two nodes for the second low wavelength mode for  $k/(2\pi) \approx 5 \mu\text{m}^{-1}$ ). When looking at the simulated integral susceptibility spectrum, no peaks are visible for these modes. No experimental evidence for such spin waves is found as the smaller wavelength spin wave modes are not accessible by MOKE imaging due to the limited spatial resolution of the optical experiment. The regime of elastic (spin) wave generation is not confirmed by the purely micromagnetic modelling.

Experimentally, the elastic magnetisation wave branch is not affected by small changes of the domain configuration. Elastic waves are observed for frequencies ranging from  $\omega/2\pi = 0.55$  GHz up to  $\omega/2\pi = 2.5$  GHz, the upper bound limited by the spatial optical resolution. The extracted  $\omega$ - $k$  dependence reveals that WDS, NDS, and CDS share a single linear dispersion relation. The dispersion is independent of the state of magnetisation. In an analytical approach, the dispersion relation is compared to the expected linear dependence for an elastic shear wave. For this the velocity of sound  $c$  was calculated using

$$c = \sqrt{\frac{G_{\text{CoFeB}}}{\rho_{\text{CoFeB}}}}, \quad (1)$$

where  $G_{\text{CoFeB}} = 70$  GPa is the shear modulus of CoFeB<sup>33</sup>. With the volumetric mass density<sup>33</sup>  $\rho_{\text{CoFeB}} = 7050 \text{ kg/m}^3$ , a shear wave propagation velocity of  $c = 3.151 \text{ km/s}$  is calculated. The corresponding dispersion relation is added to Fig. 10. It perfectly coincides with the dispersion of the experimentally found elastic wave modes. No adjustment of parameters was performed. The domain wall tied dispersion relation derived from the dynamic MOKE images corresponds to a sound velocity of  $c = 3.159 \text{ km/s}$ .

Furthermore, mechanical finite element calculations were conducted for four excitation frequencies from 1 GHz to 2.5 GHz using the micromagnetically obtained magnetisations to calculate the local force densities.

Both, the elastic shear wave and the extracted Rayleigh wave, display good agreement with the measured wave dispersion. This confirms the presumed elastic wave mechanism. Moreover, the dispersion relation of the elastic waves provides proof for the domain wall mediated generation of elastic waves.

### Conclusions

Distinct modes of magnetisation waves are generated from domain wall dynamics. The existence of the waves is confirmed by direct time resolved magneto-optical imaging. Standing magnetostatic surface spin waves in the Damon-Eshbach configuration and elastic magnetisation waves are excited by magnetic domain walls acting as antennas. The experimental investigation shows that the magnetostatic surface spin waves follow the alignment of magnetisation orientation in the domains. In contrast, the elastic waves are independent of the alignment of the excitation field and the state of magnetisation inside the domains. The orientation of the elastic waves is purely bound to the orientation of the domain walls. They are solely and directly connected to the dynamically excited domain walls. The direction of elastic wave propagation can be tuned with the orientation of the domain walls.

Together with the experimental evidence, our analysis of the linear dispersion relation clearly shows that the origin of the elastic mode stems from coherent elastic waves generated at the domain walls in the magnetostrictive thin films through magnetoelastic coupling. Origin is a dynamic tensioning inside the excited domain walls of the magnetostrictive material as confirmed by finite element simulations.

The discovery of the alternative mode of acoustic wave generation from domain walls could help building broadband and reconfigurable sources of low damped magnetoelastic spin waves for future applications without the need for piezoelectric substrates or elements. The magnetostatic and elastic magnetisation waves emitted by high angle domain walls show that magnetic domain walls can be used as reconfigurable sources for coherent emission of magnetisation waves up to high frequencies into the GHz-regime.

### Methods

**Magnetostrictive CoFeB thin film stripe arrays.** A Ta(5 nm)/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>(120 nm)/Ru(3 nm) layer was prepared by sputter deposition on a glass SiO<sub>2</sub> wafer with a thickness  $t = 800 \mu\text{m}$ . The Ru covering layer forms a protective layer over the ferromagnetic structures to avoid oxidation and corrosion. Saturation polarisation of the ferromagnetic material is  $J_s = 1.5T$ . An induced uniaxial magnetic anisotropy of  $K_u = 1300 \text{ J/m}^3$  is introduced by applying a magnetic field of  $H_{\text{dep}} = 8 \text{ kA/m}$  during magnetic layer deposition<sup>40</sup>. The saturation magnetostriction is  $\lambda_s \approx 25 \times 10^{-6}$ <sup>34</sup>. To ensure the generation of periodic domain walls the film is patterned into elongated stripes with the dimension of  $40 \mu\text{m} \times 10 \text{ nm}$  via standard photolithography and selective ion beam etching. Substrate pieces of  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  were cut by wafer sawing from the full wafer.

**Dynamic magnetisation characterisation.** The dynamic magnetic characteristics, e.g. magnetic permeability spectra, were obtained by pulsed inductive microwave magnetometry (PIMM)<sup>35</sup> with an in-plane magnetic field pulse of  $H_{\text{pulse}} \approx 3.0 \text{ A/m}$  and a rise time of  $t_{\text{rt},10-90} \leq 50 \text{ ps}$  (see Supplementary Fig. 1). The measurements were performed with varying bias field  $H_{\text{ext}}$ . The time domain data was transferred into the frequency domain by fast Fourier transformation, from which the dynamic magnetic permeability spectra were obtained. From the experiments the individual domain resonance in the stripes and the effective damping parameter  $\alpha = 0.008$  of the material were obtained.

**Component selective time resolved magneto-optical wide-field imaging.** To experimentally probe wave emission, we apply time-resolved magneto-optical wide field imaging<sup>27</sup> based on the magneto-optical Kerr effect (MOKE) to a ferromagnetic thin film structure. For all magneto-optical images a specialized magneto-optical wide-field microscope is used that allows not only for static domain imaging, but also for time-resolved observations by using a pulsed Nd:YVO<sub>4</sub> laser illumination system with 7 ps pulse width and a repetition rate of 50 MHz for stroboscopic imaging. The laser wavelength is  $\lambda = 532 \text{ nm}$  and the numerical aperture of the used long-distance objective lens is  $\text{NA} = 0.6$ . This transfers to a spatial resolution of about 450 nm.

A motorised stage is implemented in the setup allowing for precise and reproducible positioning of a lens, resulting in automatic control of the angle of incidence and magneto-optical sensitivity. A coplanar waveguide is utilised to generate a homogeneous high frequency magnetic field  $H_{\text{ext}}$ . The central wave guide consists of a  $160 \mu\text{m}$  wide and  $17.5 \mu\text{m}$  thick centre conductor. The sample is positioned with the magnetic surface down on top of the waveguide and the sample direction relative to the dynamic magnetic field can be freely adjusted. To influence the domain pattern, and thus the domain wall determined magnetisation dynamics, the magnetic field history is varied in angle and strength.

The dynamic change of individual magnetisation components is probed by a component selective imaging process<sup>28</sup>. It allows for direct measurement of in-plane and out-of-plane magnetisation components by dynamic MOKE microscopy. In order to measure only dynamic magnetisation contrast each dynamic MOKE image at a phase  $\phi$  is subtracted by an image of phase  $\phi - \pi$ . The measurement process involves the measurement using two non-zero angles of incidence differing by a sign change and subtraction of those two magneto-optical sensitivities. By following this procedure the polar magneto-optical contrast cancels out, leading to pure magnetic in-plane response. By this also a possible birefringence or photo-elastic effect resulting from the magnetoelastic interaction cancels for the detection of the pure in-plane magnetisation components, as the reflection coefficients are symmetric for two opposing angles of incidence<sup>36</sup>. Only magnetic contrast changes are visible in the quantitative dynamic in-plane images ( $\Delta m_x$ ,  $\Delta m_y$ ).

**Micromagnetic modelling.** Two-dimensional micromagnetic simulations using mumax<sup>3</sup><sup>31</sup> were used to explain the experimental results. In accordance with the experiments, in the numerical simulations a two-dimensional two domain state of domain width  $w = 25 \mu\text{m}$  was simulated in the  $y,z$  cross-section plane. Periodic boundary conditions along  $x$ - and  $y$ -directions were applied. A grid size of  $1 \times 12500 \times 30$  with a cell



size of  $4 \times 4 \times 4 \text{ nm}^3$  was used. Calculations were performed with an exchange constant  $A = 15 \text{ pJ/m}^{37}$ , a damping constant  $\alpha = 0.008$ , an uniaxial anisotropy  $K_u = 1300 \text{ J/m}^3$ , a saturation magnetisation of  $M_s = 1200 \text{ kA/m}$  and at a temperature of  $T = 0 \text{ K}$ . The domain wall was excited with a magnetic field amplitude of  $H_{\text{exc}} = 145 \text{ A/m}$ . The homogeneous high frequency field was applied at frequencies ranging from  $\omega/2\pi = 0.5 \text{ GHz}$  to  $\omega/2\pi = 12 \text{ GHz}$ . In order to gain comparable results and gain purely dynamic magnetisation response  $\Delta m$ , each simulated time frame at excitation phase  $\phi$  is subtracted by the corresponding time frame at excitation phase  $\phi - \pi$ .

**Mechanical finite element modelling.** The components of the magnetostrictive strain tensor  $\varepsilon^{\text{mag}}$  are given by<sup>36</sup>

$$\varepsilon_{ik}^{\text{mag}} = \frac{3}{2} \lambda_s \left( m_i m_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad (2)$$

where  $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$  is the saturation magnetostriction,  $m_{ik}$  are the components of the magnetisation vector and  $\delta_{ik}$  is the Kronecker delta. In order to calculate the elastic response of the material on the domain wall excitation, we calculated the force density  $\mathbf{f}$  caused by magnetostriction<sup>38</sup>:

$$\mathbf{f} = \nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^{\text{mag}}. \quad (3)$$

Here,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  denotes the stiffness tensor. By using the two-dimensional data set of magnetisation response obtained from micromagnetic simulations, we calculated the local force density distribution in the circumference of the domain wall due to magnetostriction. Then a fast Fourier transformation is applied in the time domain. For each local data point the complex force density on the excitation frequency is selected. This local complex force density is then used as an input parameter for a mechanical COMSOL Multiphysics<sup>39</sup> calculation.

The COMSOL Multiphysics<sup>39</sup> model consists of a  $116 \text{ nm}$  thick layer of a magnetostrictive amorphous ferromagnetic  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$  with a length of  $50 \mu\text{m}$ . To reduce the computation time, the substrate was assumed to be infinitely thick, hence after  $10 \mu\text{m}$  of the substrate low reflecting boundary conditions are applied. These conditions are as well applied for the left and right boundary of the simulation area to avoid standing waves due to reflection. The excitation area around the domain wall is placed in the middle of the magnetostrictive layer with a size of  $808 \times 116 \text{ nm}^2$  with a cell size of  $4 \times 4 \text{ nm}^2$ , where the calculated forces are applied as a boundary load. Due to the numerical gradient evaluation, the force input was reduced by one cell along the  $z$ -direction compared to the micromagnetically simulated magnetisation distribution. For the calculation the following isotropic material parameters were used a Young's modulus of  $E_{\text{CoFeB}} = 182 \text{ GPa}$ , a Poisson's ratio of  $\nu_{\text{CoFeB}} = 0.3$ , and a density of  $\rho_{\text{CoFeB}} = 7050 \text{ kg/m}^3$ <sup>33</sup>, and respectively  $E_{\text{glass}} = 82 \text{ GPa}$ ,  $\nu_{\text{glass}} = 0.206$ , and  $\rho_{\text{glass}} = 2510 \text{ kg/m}^3$ <sup>40</sup>.

The datasets generated during and/or analysed during the current study are available from the corresponding author on reasonable request.

## References

- Chumak, A. V., Vasyuchka, V. I., Serga, A. A. & Hillebrands, B. Magnon spintronics. *Nat. Phys.* **11**, 453–461 (2015).
- Kruglyak, V., Demokritov, S. & Grundler, D. Magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
- Lenk, B., Ulrichs, H., Garbs, F. & Münzenberg, M. The building blocks of magnonics. *Phys. Reports* **507**, 107–136 (2011).
- Mushenok, F. B. *et al.* Broadband conversion of microwaves into propagating spin waves in patterned magnetic structures. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 042404 (2017).
- Lohman, M., Mozooni, B. & McCord, J. Homogeneous microwave field emitted propagating spin waves: Direct imaging and modeling. *J. Magn. Magn. Mater.* **450**, 7–12 (2018).
- Whitehead, N. J., Horsley, S. A. R., Philbin, T. G., Kuchko, A. N. & Kruglyak, V. V. Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall. *Phys. Rev. B* **96**, 064415 (2017).
- Winter, J. M. Bloch wall excitation. application to nuclear resonance in a Bloch wall. *Phys. Rev.* **124**, 452–459 (1961).
- Shimokhin, I. A. On the Gilinskii branch of the spectrum of excitations of a domain wall in uniaxial ferromagnetics. *physica status solidi (b)* **167**, 243–250 (1991).
- Alekseev, A. M., Dötsch, H., Kulagin, N. E., Popkov, A. F. & Synogach, V. T. Microwave excitations of a domain wall in a cubic magnet with induced anisotropy. *Tech. Phys.* **44**, 657–663 (1999).
- Trützschler, J., Sentosun, K., Mozooni, B., Mattheis, R. & McCord, J. Magnetic domain wall gratings for magnetization reversal tuning and confined dynamic mode localization. *Sci. Reports* **6**, 30761 (2016).
- Wagner, K. *et al.* Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels. *Nat. Nanotechnol.* **11**, 432–436 (2016).
- Pirro, P. *et al.* Experimental observation of the interaction of propagating spin waves with n'el domain walls in a Landau domain structure. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 232405 (2015).
- Wintz, S. *et al.* Magnetic vortex cores as tunable spin-wave emitters. *Nat. Nanotechnol.* **11**, 948–953 (2016).
- Roy, P. E., Trypiniotis, T. & Barnes, C. H. W. Micromagnetic simulations of spin-wave normal modes and the resonant field-driven magnetization dynamics of a  $360^\circ$  domain wall in a soft magnetic stripe. *Phys. Rev. B* **82**, 134411 (2010).
- Van de Wiele, B., Hämmäläinen, S. J., Baláz, P., Montoncello, F. & van Dijken, S. Tunable short-wavelength spin wave excitation from pinned magnetic domain walls. *Sci. Reports* **6**, 21330 (2016).
- Mozooni, B. & McCord, J. Direct observation of closure domain wall mediated spin waves. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 042402 (2015).
- Yuan, S. W. & Bertram, H. N. Magnetic thin film domain wall motion under dynamic fields. *J. Appl. Phys.* **72**, 1033–1038 (1992).
- Mozooni, B., von Hofe, T. & McCord, J. Picosecond wide-field magneto-optical imaging of magnetization dynamics of amorphous film elements. *Phys. Rev. B* **90**, 054410 (2014).
- Mullenix, J., El-Ghazaly, A., Lee, D. W., Wang, S. X. & White, R. M. Spin-wave resonances in the presence of a Bloch wall. *Phys. Rev. B* **89**, 224406 (2014).
- Barra, A., Mal, A., Carman, G. & Sepulveda, A. Voltage induced mechanical/spin wave propagation over long distances. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 072401 (2017).
- In literature the exhibited waves are often discussed in terms of magnetoelastic spin waves. To distinguish between traditional spin waves and the elastically excited spin waves we refer to them as elastic or elastic magnetization waves. Acoustic waves would also be a possible term.

www.nature.com/scientificreports/

22. Cherepov, S. *et al.* Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 082403 (2014).
23. Lord, A. E. Elastic wave radiation from simply-vibrating  $180^\circ$  magnetic domain walls. *Acta Acustica united with Acustica* **18**, 187–192 (1967).
24. Foerster, M. *et al.* Direct imaging of delayed magneto-dynamic modes induced by surface acoustic waves. *Nat. Commun.* **8**, 407 (2017).
25. Weiler, M. *et al.* Elastically driven ferromagnetic resonance in nickel thin films. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 117601 (2011).
26. Hubert, A. & Schäfer, R. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures* (Springer Science & Business Media, 2008).
27. McCord, J. Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 333001 (2015).
28. Holländer, R. B., Müller, C., Lohmann, M., Mozzoni, B. & McCord, J. Component selection in time-resolved magneto-optical wide-field imaging for the investigation of magnetic microstructures. *J. Magn. Magn. Mater.* **432**, 283–290 (2017).
29. Queitsch, U. *et al.* Domain wall induced modes of high-frequency response in ferromagnetic elements. *J. Appl. Phys.* **100**, 093911 (2006).
30. Hengst, C., Wolf, M., Schäfer, R., Schultz, L. & McCord, J. Acoustic-domain resonance mode in magnetic closure-domain structures: A probe for domain-shape characteristics and domain-wall transformations. *Phys. Rev. B* **89**, 214412 (2014).
31. Vansteenkiste, A. *et al.* The design and verification of mumax3. *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
32. Schlömann, E. Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. i. conversion of electromagnetic power into spin-wave power and vice versa. *J. Appl. Phys.* **35**, 159–166 (1964).
33. Graczyk, P. & Krawczyk, M. Coupled-mode theory for the interaction between acoustic waves and spin waves in magnonic-phononic crystals: Propagating magnetoelastic waves. *Phys. Rev. B* **96**, 024407 (2017).
34. O'Handley, R. C. *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (John Wiley & Sons, Inc., 2000).
35. Silva, T. J., Lee, C. S., Crawford, T. M. & Rogers, C. T. Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film permalloy. *J. Appl. Phys.* **85**, 7849–7862 (1999).
36. Silverman, M. P. & Badoz, J. Light reflection from a naturally optically active birefringent medium. *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 1163–1173 (1990).
37. Conca, A. *et al.* Low spin-wave damping in amorphous Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> thin films. *J. Appl. Phys.* **113**, 213909 (2013).
38. Liang, C.-Y. *et al.* Modeling of magnetoelastic nanostructures with a fully coupled mechanical-micromagnetic model. *Nanotechnol.* **25**, 435701 (2014).
39. COMSOL Multiphysics® v. 5.2. [www.comsol.com](http://www.comsol.com). COMSOL AB, Stockholm, Sweden.
40. Crystran. N-BK7 glass. <https://www.crystran.co.uk/optical-materials/optical-glass-n-bk7-and-others> (2018).

#### Acknowledgements

Funding through the German Research Council (DFG, MC9/10-2) is highly appreciated. J.M. thanks the DFG for support through their *Heisenberg Programme* (DFG, MC9/9-1, MC9/9-2). J.S. and M.G. thank the DFG for support through the Collaborative Research Centre CRC 1261 *Magnetoelectric Sensors: From Composite Materials to Biomagnetic Diagnostics*. We thank Roland Matheis for thin film preparation and Ingolf Mönch for help with the sample preparation. We further thank Mathis Lohman for assistance with the initial imaging experiments.

#### Author Contributions

J.M. proposed and supervised the study. R.B.H. and C.M. performed the imaging experiments. R.B.H. conducted the micromagnetic simulations. J.S. and M.G. devised the FEM simulations. J.S. carried out the simulations. J.M. and R.B.H. wrote the main manuscript with assistance from C.M. and J.S. R.B.H. wrote the supplementary information. All authors interpreted the data, discussed the results, reviewed, and commented on the manuscript.

#### Additional Information

**Supplementary information** accompanies this paper at <https://doi.org/10.1038/s41598-018-31689-8>.

**Competing Interests:** The authors declare no competing interests.

**Publisher's note:** Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



**Open Access** This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2018

# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die Doktorarbeit mit dem Titel

## **Analyse von magnetoelektrischen Sensoren zur Verwendung bei höheren Moden mittels der Finite-Elemente-Methode**

selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe angefertigt habe und dass ich alle von anderen Autoren wörtlich übernommenen Stellen wie auch die sich an die Gedankengänge anderer Autoren eng anlehnenden Ausführungen meiner Arbeit besonders gekennzeichnet und die entsprechenden Quellen angegeben habe. Weiterhin wurde die Arbeit bisher nicht im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt, jedoch wurden Teile in Form von Beiträgen in Fachzeitschriften und Tagungsbänden veröffentlicht beziehungsweise zur Veröffentlichung eingereicht (siehe Abschnitt zu Publikationen). Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden. Ein akademischer Grad wurde mir nicht entzogen.

Kiel, den 1. März 2021

---

(Julius Alexander Schmalz)