

DISSERTATION

# Sensoranwendungen für amorphe weichmagnetische Materialien

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der technischen Wissenschaften**

eingereicht von

**Dipl.-Ing. Thomas Huber**

Matrikelnummer 0126393

Alt-Ossiach 101, 9570 Ossiach

an der

Fakultät für Physik der Technischen Universität Wien

Betreuung:

Privatdoz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Dieter Süss,

Institut für Festkörperphysik – E138

Diese Dissertation haben begutachtet:

---

(Privatdoz. Dipl.-Ing.  
Dr.techn. Dieter Süss)

---

(Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing.  
Dr.techn. Franz Keplinger)

Wien, 7. April 2015

---

(Dipl.-Ing. Thomas Huber)



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN  
Vienna University of Technology

DISSERTATION

# Sensoranwendungen für amorphe weichmagnetische Materialien

submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of

**Doktor der technischen Wissenschaften**

by

**Dipl.-Ing. Thomas Huber**

Registration Number 0126393

Alt-Ossiach 101, 9570 Ossiach

to the Faculty of Physics  
at the Vienna University of Technology

Advisor:

Privatdoz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Dieter Süss  
Institute of Solid State Physics – E138

The dissertation has been reviewed by:

---

(Privatdoz. Dipl.-Ing.  
Dr.techn. Dieter Süss)

---

(Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing.  
Dr.techn. Franz Keplinger)

Wien, 7. April 2015

---

(Dipl.-Ing. Thomas Huber)

# Erklärung zur Verfassung der Arbeit

Dipl.-Ing. Thomas Huber  
Alt-Ossiach 101, 9570 Ossiach

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe, dass ich die verwendeten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben habe und dass ich die Stellen der Arbeit — einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen —, die anderen Werken oder dem Internet im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht habe.

---

(Ort, Datum)

---

(Unterschrift Dipl.-Ing. Thomas  
Huber)

# Kurzfassung

Im ersten Teil der Arbeit werden akustomagnetische Sensoren behandelt. Diese, auch magnetoelastische Resonanzsensoren (MRS) genannten Sensoren, bestehen aus zumindest einem weichmagnetischen Plättchen und einem Magneten. Der Magnet definiert den Arbeitspunkt des Systems („Biasmagnet“). Das weichmagnetische Plättchen ist im Normalfall eine metallische Legierung, welche entweder als amorphes Metall (metallisches Glas) oder in einer nanokristallinen Modifikation Verwendung findet. Die metallischen Gläser zeichnen sich durch eine hohe Magnetostriktion aus, dadurch ist es möglich über die Kopplung an eine externe magnetische Feldstärke mechanische Schwingungen zu induzieren. Diese mechanischen Schwingungen können mithilfe eines Spulensystems gemessen werden und stellen die Abbildungsgröße des Sensors dar. Das weichmagnetische, magnetostriktive Plättchen wird auf Grund seiner Funktion in weiterer Folge „Resonator“ genannt. Der Biasmagnet dient der Einstellung des Arbeitspunktes, da die mechanische Resonanzfrequenz des Resonators stark von den vor Ort statischen Magnetfeldern abhängt.

Um ein besseres Verständnis für die Resonatoren zu erlangen wurde ein mathematisches Modell entwickelt. Das mechanische Problem der Schwingung wurde unter Berücksichtigung der magnetoelastischen und magnetostatischen Einflüsse formuliert. Dieses Modell wurde in weiterer Folge in der Programmiersprache C implementiert. Eine Haupteigenschaft des Modells ist es, dass die notwendigen externen Parameter auf konstante Materialkennwerte beschränkt sind. Etwaige Abhängigkeiten der Materialkennwerte von den mechanischen Spannungen oder von den magnetischen Feldstärken sind in den Algorithmen integriert. Damit war es möglich die Abhängigkeit der mechanischen Resonanzfrequenz zweier gekoppelter Resonatoren zu simulieren und erfolgreich mit den Experimenten zu vergleichen.

In ihrer einfachsten Form sind solche Sensoren als Diebstahlsicherungen in Verwendung. Sie sind also millionenfach erprobt und, auf Grund der Möglichkeit der großtechnischen Erzeugung, günstig in der Herstellung. Im Speziellen beschäftigt sich diese Dissertation mit Temperaturgrenzwertsensoren auf der Basis der magnetischen Resonanzsensoren. Dabei wird angestrebt die Abbildungsgröße des Sensors (Resonanzfrequenz) bei Erreichen einer Grenztemperatur nicht reversibel um einen möglichst ho-

hen Betrag zu verschieben. Dies wird dadurch erreicht, dass ein System von magnetischen Materialien so zueinander angeordnet wird, dass eine Verschiebung oder Rotation der Materialien mit einer Änderung des Streufeldes einhergeht. Das magnetische System wird durch ein Material mit einem definierten fest-flüssigen Phasenübergang (Phasenübergangsmaterial PTM) in einem energetisch ungünstigen Zustand „eingefroren“. Beim Überschreiten der Schmelztemperatur des PTM schmilzt dieses auf und die magnetischen Materialien können sich innerhalb der geometrischen Randbedingungen frei bewegen. Das magnetische System minimiert seine Streufeldenergie. Dadurch wird das Streufeld des Systems sowie die Resonanzfrequenz verändert. Anwendungsmöglichkeiten finden sich dort, wo die Einhaltung von Temperaturgrenzwerten kritisch ist und wo deren Überschreitung mit hohen Kosten beziehungsweise gesundheitlicher Gefährdung einhergeht. Mögliche Anwendungen sind die Überwachung von Kühlketten bei verderblichen Gütern, speziellen Medikamenten oder Blutkonserven sowie die Dokumentation von Grenzwertüberschreitungen bei technischen Einrichtungen wie Fernwärmerohre oder thermische Solaranlagen.

Weiters wurden Prototypen in einer Kleinserie hergestellt.

Das zweite Sensorkonzept verwendet die Analyse der harmonischen Frequenzanteile, welche beim Ummagnetisieren eines weichmagnetischen Materials entstehen, um eine Identifikation und Unterscheidung einzelner Sensoren möglich zu machen. Dabei wird eine sinusförmige magnetische Erregung durch eine Spule erzeugt. Die dadurch erzeugte Änderung der Magnetisierung eines weichmagnetischen Plättchens wird mithilfe eines weiteren Spulensystems gemessen. Die Fourieranalyse des induzierten Signals liefert Informationen über das Material, die geometrischen Verhältnisse des Systems und die statischen magnetischen Gegebenheiten am Ort des Sensors. Unter Verwendung dieses Wissens kann das Magnetfeld am Ort des Sensors durch das Kombinieren eines weichmagnetischen Plättchens mit hartmagnetischen Elementen (Biasmagneten) eingestellt werden. Dadurch kann die Anzahl der unterscheidbaren Sensorkonfigurationen drastisch erhöht werden. Diese Sensoren wurden entwickelt um eine preisgünstige Möglichkeit zu schaffen, bei Maschinen (zum Beispiel Heißgetränkautomaten) die Art der Bestückung (Kaffee-/Teekapsel) zu bestimmen. Mit dieser Information können die Prozessparameter (zum Beispiel Dauer oder Temperatur des Brühvorgangs) optimiert werden.

Das Konzept wurde mathematisch beschrieben und die prinzipiellen Abhängigkeiten im System für verschiedene Parameter untersucht. Weiters wurde ein Prototyp einer Kapselerkennung in eine Heißgetränkemaschine eines bekannten Herstellers eingebaut und mithilfe von präparierten Kapseln die Möglichkeit der Unterscheidung von

drei verschiedenen Sorten zu je drei Kapseln demonstriert.

Da die beiden Sensorkonzepte mit ähnlichen Materialien arbeiten wie die weit verbreiteten Warensicherungselemente, welche in Kaufhäusern verwendet werden, zeichnen sie sich durch die Möglichkeit einer günstigen Herstellung aus.

# Abstract

The first part of this work is dedicated to acustomagnetic sensors. These, also known as magnetoelastic resonance sensors, consist of at least one softmagnetic ribbon and an adjacent bias magnet. The softmagnetic ribbon is usually made of a metallic alloy which is either in an amorphous state (metallic glass) or in a nanocrystalline modification. Metallic glasses can be highly magnetostrictive. This allows to induce mechanical vibrations by applying a periodic external magnetic field. This mechanical oscillations can be retrieved by a system of coils. The resonance frequency of the ribbon is the mapping value of the sensor. Due to its functionality, the softmagnetic, magnetostrictive ribbon is called „resonator“. The biasmagnet is used to define the working point of the resonator, as the mechanical resonance frequency depending on external magnetic fields is very strong.

For a better understanding of the resonators a mathematical model was developed. The mechanical problem was solved with respect to magnetostatics and magnetodynamics. It was implemented by using the programming language C. One big advantage of the model is, that it only requires some constant material property values as input parameters. The dependency of the material properties on magnetic fields or mechanical strain is considered automatically. It was possible to describe the dependency of the mechanical resonance frequency of two coupled resonators successfully with this model.

In electronic article surveillance similar sensors are used. For this application they are tested and used in a huge amount. They are produced on a very large scale in an industrial process and so the production costs won't be too high. This thesis deals with temperature threshold sensors on the basis of such magnetoelastic resonance sensors. When reaching a temperature threshold the sensor response frequency (resonance frequency) should be shifted irreversible by an amount which is as big as possible. To obtain such a behavior a magnetic system is frozen within a phase-transition material (PTM) in a high energy state. When exceeding the melting point of the used PTM, the magnetic system is able to move to a lower state of energy. This changes the effective strayfield onto the resonator and changes its resonance frequency.

This kind of sensors will be useful where a temperature threshold is significant or where exceeding temperatures lead to high costs or will harm people physically. For example for long-distance heat pipelines, for pharmaceutical products or stored blood.

Also prototypes were built in small batch series.

The second concept describes a sensor using the harmonic response generated by the magnetization process of soft magnetic materials to obtain a possibility to distinguish between different sensors. A sinusoidal magnetic field is produced by a coil to magnetize the material periodically. A compensated pick-up system measures the magnetization of the ribbon. Doing a Fourier transformation with the gathered signals leads to a harmonic spectrum, which contains informations about the material, the geometric relations and the static magnetic field acting on the ribbon of the sensor. Using this fact a hard magnetic element (bias magnet) can be used to produce a defined magnetic field and so enhance manifold the number of possible distinguishable sensors. These sensors were developed to provide a method to detect the given type of capsule (example given: tea or coffee in hot beverage machines). With the knowledge of the type of capsule the process parameters (example given: brew parameters like time or temperature) can be adjusted.

The concept was mathematically described and so the dependencies of the system for some parameters determined. Also a coffee machine produced by a well known company was rebuilt as a prototype for capsule recognition. A set of three flavors with three capsules each was constructed and successfully tested.

As both concepts use very similar materials, which are already produced for electronic article surveillance systems, one can assume very reasonable production costs.

*Die Tat ist alles, nichts der Ruhm.*

Faust. Der Tragödie zweiter Teil.  
**Johann Wolfgang von Goethe** [1749–1832]

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Ziel der Arbeit . . . . .	2
1.3	Struktureller Aufbau . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Akustomagnetische Resonanzsensoren . . . . .	4
2.1.1	Grundlagen . . . . .	4
2.1.2	Synchronisation . . . . .	8
2.1.3	Stand der Technik . . . . .	9
2.2	Harmonische Sensoren . . . . .	9
2.2.1	Grundlagen . . . . .	9
2.2.2	Magnetische Hysterese . . . . .	10
2.2.3	Stand der Technik . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Vergleich Simulation und Experiment von akustomagnetischen Sensoren</b>	<b>13</b>
3.1	Simulation der Schwingung eines Resonators . . . . .	13
3.1.1	Stand der Technik - Simulationen . . . . .	13
3.1.2	Grundlagen der Simulation . . . . .	15
3.1.3	Diskretisierung der Gleichungen und des Lösungsalgorithmus . . . . .	17
3.2	Simulationen mit mehreren Resonatoren . . . . .	19
3.2.1	Beschreibung durch klassische Oszillatoren . . . . .	19
3.2.2	Beschreibung mit einer vollständigen 1-D Simulation . . . . .	23
3.2.3	Vergleich Experiment und Simulation . . . . .	27
3.2.4	Amplituden der Resonatoren . . . . .	43
3.2.5	Vergleich der analytischen Modelle mit der Simulation . . . . .	44
3.2.6	Zusammenfassung . . . . .	45
<b>4</b>	<b>Akustomagnetischer Temperaturgrenzwertsensor</b>	<b>46</b>
4.1	Sensoren zur Feststellung thermischer Grenzwertüberschreitung . . . . .	46

4.1.1	Stand der Technik . . . . .	47
4.1.2	Konzept des Überschreitungssensors . . . . .	48
4.1.3	Funktion . . . . .	49
4.1.4	Entwicklung eines Prototypen . . . . .	50
4.2	Hochtemperaturanwendungen für Grenzwertsensoren . . . . .	54
4.2.1	Servicetemperaturen von Phasentransformationsmaterialien . . . . .	56
4.3	Sensoren zur Feststellung von thermischer Grenzwertunterschreitung . . . . .	56
4.3.1	Konzept des Sensors . . . . .	57
4.3.2	Prototyp . . . . .	57
4.4	Systematische Untersuchung der Frequenzmessung . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Harmonische Sensoren</b>	<b>61</b>
5.1	Einleitung . . . . .	61
5.2	Konzept des Sensors . . . . .	61
5.2.1	Aufbau des Sensors . . . . .	62
5.3	Mathematische Beschreibung der harmonischen Sensoren . . . . .	64
5.3.1	Stand der Technik . . . . .	64
5.3.2	Beschreibung mit einer idealisierten Hysterese . . . . .	65
5.4	Praktische Umsetzung des harmonischen Sensors . . . . .	69
5.5	Prototyp für Kaffeemaschinen . . . . .	73
5.5.1	Das Spulensystem . . . . .	74
5.6	Mögliche Varianten der Messung . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>79</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	79
6.2	Ausblick . . . . .	80
<b>A</b>	<b>Konstruktionszeichnungen</b>	<b>82</b>
A.1	Konstruktionszeichnung Überschreitungssensor . . . . .	82
A.2	Konstruktionszeichnung Unterschreitungssensor . . . . .	84
<b>B</b>	<b>Datenblätter</b>	<b>85</b>
B.1	Daten der verwendeten Ferrite . . . . .	85
B.2	Daten Polyamid . . . . .	85
B.3	Daten der verwendeten weichmagnetischen Blättchen . . . . .	88
<b>C</b>	<b>Simulationsergebnisse</b>	<b>90</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Funktionelle Hauptbestandteile des EAS-Sensors. . . . .	5
2.2	Feldabhängigkeit - Biasscan. . . . .	6
2.3	Simulation: Gesamtmagnetisierung. . . . .	8
2.4	Idealisierte Magnetisierungskurve. . . . .	10
3.1	Simulation: Definition der Werte. . . . .	18
3.2	Python-Simulation zweier gekoppelter Oszillatoren. . . . .	21
3.3	Arnold-Zunge zweier gekoppelter Oszillatoren. . . . .	22
3.4	Geometrische Gegebenheiten, zwei Resonatoren. . . . .	25
3.5	1D-Simulation zweier Resonatoren. Variation des E-Moduls. . . . .	26
3.6	Messung verschiedener Resonatorkombinationen. Variation der Länge. . . . .	27
3.7	Vergleich zwischen Simulation und Messung. Gleiche Resonatoren. Biasscan. . . . .	28
3.8	Vergleich zwischen Simulation und Messung. Unterschiedliche Resonatoren. . . . .	29
3.9	Amplitude der Auslenkung im Resonatorpaar. Abstand $a = 5$ mm. . . . .	31
3.10	Magnetisierungsamplitude im Resonatorpaar. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	32
3.11	Magnetisierung im Resonatorpaar. Abstand 5 mm - Biasscan. . . . .	33
3.12	Suszeptibilität eines Resonatorpaares. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	33
3.13	Elastizitätsmodul im Resonatorpaar. Abstand $a = 5$ mm. . . . .	34
3.14	Magnetomechanische Kopplung im Resonatorpaar. Abstand $a = 5$ mm. . . . .	35
3.15	Magnetisches Feld im Resonator. Abstand 5 mm - Biasscan. . . . .	36
3.16	Vergleich Simulation und Messung - Längenvariation. . . . .	38
3.17	1D-Simulation zweier Resonatoren. Schwingungsform. . . . .	39
3.18	Streufelder der Resonatoren, Längenabhängig. . . . .	40
3.19	Magnetisierung im Resonator. Abstand $a = 5$ mm - Längenvariato. . . . .	41
3.20	Magnetisierungsamplitude. Abstand $a = 5$ mm - Längenvariation. . . . .	42
3.21	Amplitude der Auslenkung beider Resonatoren - Längenvariation. . . . .	42
3.22	Vergleich der Amplituden zwischen Simulation und Messung. . . . .	43
3.23	Vergleich: Simulation - Direkte Methode. Biasscan. . . . .	44
4.1	Prinzipskizze des Temperaturgrenzwertüberschreitungssensors, Aktivierung. . . . .	51
4.2	CheckIt Sensor - Bild. . . . .	52

4.3	Messung verschiedener Temperaturüberschreitungen. . . . .	52
4.4	Auswertung Überschreitungzeiten. . . . .	53
4.5	Hochtemperatursensor - Bild. . . . .	55
4.6	Hochtemperatur Überschreitungssensor. . . . .	55
4.7	Bild des Temperaturgrenzwertunterschreitungssensors. . . . .	57
4.8	Unterschreitungssensor - Messergebnis. . . . .	58
4.9	Reproduzierbarkeit der Frequenzmessung. . . . .	59
4.10	Reproduzierbarkeit der Frequenzmessung. . . . .	60
5.1	Funktionelle Hauptbestandteile des HHID-Sensors. . . . .	62
5.2	Prinzips der Sensorauswertung des HHID-Sensors. . . . .	63
5.3	Modell der harmonischen Simulation. . . . .	66
5.4	FFT des Modellsignals - Variation von $H_a/H_{max}$ . . . . .	68
5.5	FFT des Modellsignals - Variation von $H_{dc}/H_{max}$ . . . . .	68
5.6	Verlauf der 2. harmonische des ungebiaseden Sensors. . . . .	70
5.7	Verlauf der 3. harmonische des ungebiaseden Sensors. . . . .	71
5.8	Verlauf der 2. harmonische des gebiaseden Sensors. . . . .	72
5.9	Verlauf der 3. harmonische des gebiaseden Sensors. . . . .	72
5.10	Spulen in der Kaffeemaschine - schematisch. . . . .	74
5.11	Prototyp einer Kapselerkennung. . . . .	76
5.12	Induktionssignal Kaffeemaschine. . . . .	76
5.13	Induktionssignal Kaffeemaschine. . . . .	77
C.1	Amplitude der Auslenkung beider Resonatoren. Abstand 5 mm. . . . .	90
C.2	Magnetisierung im Resonator. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	91
C.3	Dehnung im Resonator. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	92
C.4	Effektives Feld im Resonator. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	93
C.5	Effektives Feld im Resonator. Abstand $a = 5$ mm - Biasscan. . . . .	93
C.6	Amplitude der Auslenkung beider Resonatoren. Längenvariation. . . . .	94
C.7	Magnetisierung beider Resonatoren. Längenvariation. . . . .	95
C.8	Dehnung im Resonator. Abstand $a = 5$ mm. Längenvariation. . . . .	96
C.9	Mechanische Spannung im Resonator. Abstand $a = 5$ mm. Längenvariation. . . . .	97
C.10	Streufeld im Resonator. Abstand $a = 5$ mm. Längenvariation. . . . .	98

# Tabellenverzeichnis

2.1	Permeabilität für ferromagnetische Werkstoffe. . . . .	11
4.1	Phasentransformationsmaterialien. . . . .	56
5.1	Test des HHID Sensors. Liste der Sensoren.. . . . .	69
5.2	Zusammenfassung der relevanten Messwerte. . . . .	73
B.1	Materialdaten Ferritmagnete. . . . .	85
B.2	Mechanische Eigenschaften - PA6. . . . .	86
B.3	Elektrische Eigenschaften - PA6. . . . .	86
B.4	Thermische Eigenschaften - PA6. . . . .	86
B.5	Sonstige Eigenschaften - PA6. . . . .	87

# Einleitung

## 1.1 Motivation

Sensorik ist aus der modernen Zeit nicht mehr wegzudenken. Immer mehr Prozesse müssen auf Grund wachsender Qualitätsansprüche beziehungsweise Komplexität überwacht oder zumindest kontrolliert werden. Diese Aufgaben werden im Allgemeinen von elektronischen Systemen erledigt. Automatisierte Steuer- und Kontrollaufgaben können jedoch nur dann sinnvoll erledigt werden, wenn der steuernde/kontrollierende Algorithmus ausreichend gesicherte Informationen für seine Entscheidungsprozesse erhält. Diese Informationen werden von Sensoren geliefert. Im Bereich der Sensorik sind in der nahen Vergangenheit kabellose Sensoren allgemein und im speziellen sogenannte RFID (**R**adio **F**requency **I**dentification) Sensoren stark weiterentwickelt worden und können schon in vielen Einsatzbereichen verwendet werden. Es gibt jedoch auch alternative Systeme, welche ohne elektronische Bauteile auskommen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, neue Möglichkeiten der Anwendung für nicht-elektrische kabellose Sensoren aufzuzeigen. Dabei werden grundlegende physikalische Eigenschaften, wie etwa die mechanische Resonanzfrequenz oder die magnetische Hysterese der verwendeten Materialien ausgenutzt um gewisse Aufgaben zu erfüllen. Eine Klasse von geeigneten Materialien sind metallische Gläser. In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Sensorkonzepte vorgestellt: (i) akustomagnetische Sensoren, welche die mechanische Resonanzfrequenz weichmagnetischer metallischer Gläser ausnutzen und (ii) elektromagnetische Sensoren, welche den nicht linearen Zusammenhang zwischen externer Feldstärke und Magnetisierung in weichmagnetischen Materialien verwenden um harmonische Oberwellen zu erzeugen.

## 1.2 Ziel der Arbeit

Im ersten Teil werden alternative Möglichkeiten zur Speicherung eines Zustandes in drahtlos auslesbaren Systemen und der Informationsübertragung zu einer Ausleseinheit diskutiert. Es war das Ziel einen überschrittenen Temperaturgrenzwert zu erkennen, zu speichern und elektronisch auslesbar abzubilden. Eine Aufgabe für die ein rein elektronisches System ständig den thermischen Ist-Zustand mit einem Grenzwert vergleichen müsste um eine Überschreitung feststellen zu können.

Im Alarmfall müsste dieser Wert und Zeitpunkt in einem Speicher permanent festgehalten werden. Das Prinzip des neu vorgestellten Sensors lässt im Gegensatz zu elektronischen Lösungen keine Speicherung des genauen Zeitpunktes der Überschreitung zu, ermöglichen aber eine einfache Konstruktion bei geringem Materialeinsatz. Anwendungsmöglichkeiten finden sich dort, wo die Einhaltung von Temperaturgrenzwerten kritisch ist und wo deren Überschreitung mit hohen Kosten beziehungsweise gesundheitlicher Gefährdung einher geht. Dies ist zum Beispiel bei technischen Einrichtungen wie Fernwärmerohren, speziellen Medikamenten oder Blutkonserven der Fall.

Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Sensor zur Identifizierung von Dingen. In [1] findet sich eine gute Zusammenfassung der bereits in Verwendung befindlichen Systeme. Dabei wird bewusst auf komplexe Datenübertragung und elektronische Bausteine verzichtet. Das Ziel war es, einen kostengünstigen zur Serienproduktion geeigneten Sensor zu entwickeln, welcher auf Einweg-Basis verwendet werden kann. Im Vergleich zu den Möglichkeiten einer elektronisch kodierten Nummer eines RFID Sensors lassen die magnetisch kodierten Zustände eines elektromagnetischen Sensors zwar nur eine beschränkte Anzahl von Unterscheidungen zu, ermöglichen aber eine einfache Konstruktion und einen geringen Materialeinsatz.

Anwendungsmöglichkeiten finden solche Sensoren in Systemen, bestehend aus wenigen Gruppen vieler nicht unterscheidbarer Objekte wobei die Zugehörigkeit eines Objekts zu einer Gruppe festgestellt werden soll (wie zum Beispiel bei der Erkennung der Sorte einer eingelegten Kapsel bei Heißgetränkeautomaten). Auf Grund seiner Funktion wird dieser Sensor im Folgenden HHID (**H**igher **H**armonics **I**dentification) Sensor genannt.

Die entwickelten Sensoren sollen praktisch erprobt und theoretisch, auch mithilfe von Simulationen, beschrieben werden.

### 1.3 Struktureller Aufbau

Der strukturelle Aufbau dieser Arbeit setzt sich wie folgt zusammen:

In Kapitel 2 sollen einige physikalische Grundlagen der Sensorkonzepte vorgestellt werden. Es ist als kurze Einführung in das Thema gedacht und erläutert bereits die Grundlagen der entwickelten Sensorkonzepte.

In Kapitel 3 wird ein Simulationsprogramm vorgestellt, welches das akustomagnetische System beschreibt und gewisse Vorhersagen über das Verhalten der Sensoren erlaubt. Die berechneten Simulationsergebnisse werden mit Messungen verglichen und überprüft. Die mathematische Beschreibung der harmonischen Sensoren erfolgt als Teil von Kapitel 5.

Kapitel 4 beschreibt die Konstruktion des Temperaturüberschreitungssensors. Dabei werden unterschiedliche Temperaturbereiche und deren Verwendungsmöglichkeiten für solche Sensoren vorgestellt. Die Konstruktion des Sensors im Hinblick auf die Kleinserienfertigung ist ebenso Teil dieses Kapitels. Ein Temperaturunterschreitungssensor wurde gebaut und getestet um diese Möglichkeit zu dokumentieren.

Kapitel 5 ist zum großen Teil die Übersetzung der in [2] veröffentlichten Arbeit. Diese beschreibt das Prinzip und die ersten Ergebnisse des HHID-Sensors. Weiters wird ein Prototyp vorgestellt, welcher in eine Maschine zur Bereitung von Heißgetränken eingebaut wurde. Dabei wird der praktische Beweis für die Funktion des Systems erbracht.

Konstruktionszeichnungen, ergänzende Ergebnisse und wesentliche Materialkennwerte werden im Anhang zusammengefasst.

# Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der beiden Sensorkonzepte vorgestellt. Es beinhaltet die konzeptionelle Funktion von akustomagnetischen und elektromagnetischen Sensoren und stellt die zugrunde liegenden physikalischen Konzepte vor. Weiters werden terminologische Begriffe erläutert.

## 2.1 Akustomagnetische Resonanzsensoren

### 2.1.1 Grundlagen

Diese ergeben sich aus der Kombination eines weichmagnetischen, magnetostriktiven Plättchens mit einem „Biasmagneten“ nach dem englischen Wort *bias*: die Vormagnetisierung, die Vorspannung, die Tendenz. Es beschreibt einen magnetischen Bauteil, der dazu dient einen definierten Arbeitspunkt einzustellen beziehungsweise eine Brechung der Symmetrie des Systems zu bewirken.

Bei akustomagnetischen Resonanzsensoren wird mit einem oszillierenden Magnetfeld durch Magnetostriktion eine mechanische Schwingung im Plättchen erzeugt. Das durch diese Schwingung erzeugte Magnetfeld wird als Abbildungsgröße detektiert.

Zur Zeit wird dieses Konzept in erster Linie in Warenhäusern als Diebstahlsicherungen eingesetzt. Man spricht von elektronischer Warensicherung (electronic article surveillance - EAS). Die Sicherheitsetiketten selbst beinhalten keine Elektronik. Eine kurze Zusammenfassung zum Thema EAS kann der interessierte Leser unter [3] finden.

Ausschlaggebend für die Weiterentwicklung ist das Verstehen der Funktion eines solchen Sensors. Die für die Funktion notwendigen Komponenten werden in Abbildung 2.1 dargestellt.

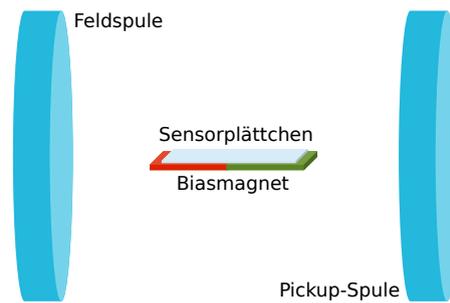


Abbildung 2.1: Funktionelle Hauptbestandteile einer Diebstahlsicherung (EAS-Sensor). Das zentrale Element ist das akustomagnetische Sensorplättchen (Resonator). Dieses weichmagnetische Material wird durch einen Biasmagneten auf den gewünschten Arbeitspunkt eingestellt. Die dargestellten Spulen können sich räumlich entfernt befinden. Die Feldspule erzeugen ein magnetisches Wechselfeld und regt über Magnetostriktion das Sensorplättchen zur mechanischen Schwingung an. Diese mechanische Schwingung wiederum sendet über den Villari-Effekt ein magnetisches Wechselfeld mit der Frequenz der mechanischen Schwingung aus. Die mechanische Resonanzfrequenz ist die detektierte Abbinungsgröße des untersuchten Zustandes.

Der Biasmagnet magnetisiert den Resonator (das weichmagnetische Plättchen) und stellt damit den Arbeitspunkt des Materials ein. Durch ein externes magnetisches Wechselfeld kann der Resonator auf Grund von Magnetostriktion in mechanische Oszillationen versetzt werden. Diese mechanische Schwingung erzeugt durch eine Umkehrung der Magnetostriktion ihrerseits ein magnetisches Wechselfeld (Villari-Effekt). Im Falle eines EAS-Sensors werden diese Wechselfelder von den Kontrollspulen am Eingang erzeugt und detektiert. Soll ein Sensor nach dem Bezahlen der Ware deaktiviert werden, wird der Biasmagnet entmagnetisiert. Dieser Vorgang verstimmt die mechanische Resonanzfrequenz soweit, dass kein Alarm mehr ausgelöst wird.

### Resonanzfrequenz

Die Resonanzfrequenz lässt sich mit der in [4] angegebenen Formel beschreiben:

$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu)}}. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $f$  die mechanische Resonanzfrequenz des beschriebenen weichmagnetischen Plättchens.  $l$  entspricht der (charakteristischen) Länge des Plättchens,  $E$  dem Elastizitätsmodul,  $\rho$  der Dichte des Materials und  $\nu$  der Querdehnungszahl. In dieser Schreibweise fällt sofort die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz  $f$  vom Elastizitätsmodul  $E$  auf.

**$\Delta E$  - Effekt**

Dieser Zusammenhang wird von Livingston [5] und Herzer [6] beschrieben. Demnach ergibt sich der sogenannte  $\Delta E$  - Effekt eines magnetostriktiven, weichmagnetischen Plättchens (Resonator) wie folgt:

$$\frac{1}{E(H)} = \frac{1}{E_s} + 9 \frac{\lambda_s^2 \mu_0}{J_s^2} \chi m^2. \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt  $E(H)$  die Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls vom magnetischen Feld  $H$ .  $\lambda_s$  ist der Wert der Magnetostriktion bei magnetischer Sättigung,  $J_s$  beschreibt die Sättigungspolarisation,  $\chi$  die Suszeptibilität und  $m$  die Magnetisierung.  $\mu_0$  ist eine Konstante und beschreibt die Permeabilität im Vakuum. Mit dieser Formulierung wird der Einfluss des magnetischen Feldes auf den Elastizitätsmodul und dadurch auf die Resonanzfrequenz deutlich. Die Beschreibung des Umstands mit Formeln (2.2) und (2.1) zeigt eine Vielzahl von Möglichkeiten, wie die mechanische Resonanzfrequenz eines weichmagnetischen, magnetostriktiven Plättchens verändert werden kann. Den größten Einfluss auf die Resonanzfrequenz hat jedoch der  $\Delta E$  - Effekt und damit das externe magnetische Feld (dargestellt in Abbildung 2.2). Diese Art der Messung der Resonanzfrequenz über das externe Magnetfeld wird als „Biasscan“ bezeichnet.

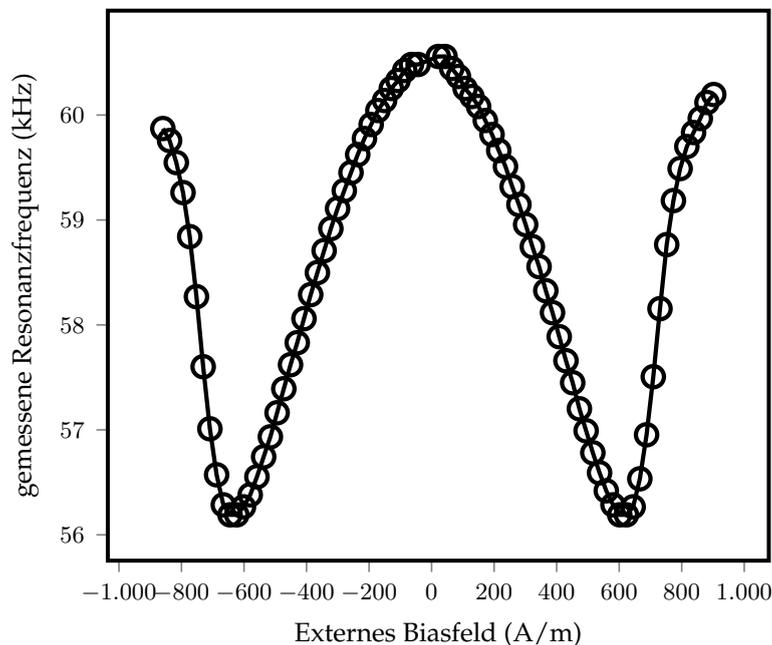


Abbildung 2.2: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom extern angelegten Biasfeld. Erkennbar ist die Symmetrie der Frequenzabhängigkeit (ein wenig gebrochen durch etwaige Störungen wie dem Erdmagnetfeld, Remanenzen in Material und umliegenden Strukturen). Die Symmetrie gegenüber dem externen Feld ergibt sich aus dem Umstand, dass die Magnetostriktion in beide Magnetisierungsrichtungen gleich ist.

### Villari- Effekt

Der Villari-Effekt<sup>1</sup> beschreibt den umgekehrten Fall und wird durch die Maxwell-Relation beschrieben [7]:

$$\left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial H} \right|_{\sigma} \equiv \left. \frac{\partial J}{\partial \sigma} \right|_H =: d(\sigma, H). \quad (2.3)$$

Eine Änderung des Spannungszustandes bewirkt eine Änderung der Magnetisierung des Materials. Diese Änderung der Magnetisierung kann mithilfe der Pickup-Spulen aufgenommen werden. Anders formuliert: durch den Villari-Effekt kann die Resonanzfrequenz eines schwingenden, weichmagnetischen und magnetostriktiven Plättchens kabellos mithilfe von Magnetfeldsensoren gemessen werden. Berechnet man Formel (2.3) für einen gegebenen Fall so erhält man den sogenannten Kopplungsfaktor  $d$ .

### Magnetostriktion

Durch eine Veränderung des Magnetisierungszustands kann es in magnetischen Materialien zu mechanischen Spannungen kommen. Diese führen zu magnetisch induzierten Dehnungen. In einem ferromagnetischen Material können diese Dehnungen durch den Mittelwert der Richtungen der Magnetisierungen der verschiedenen Körner oder Domänen berechnet werden. [8]

$$\varepsilon^m = \frac{3\lambda_s}{2} \left( \langle \cos(\Theta)^2 \rangle - \frac{1}{3} \right) \quad (2.4)$$

Dabei beschreibt  $\Theta$  den Winkel der Magnetisierung des betrachteten Bereichs (Korn oder Domäne) zu der Richtung in welche die Magnetostriktion gemessen wird. Der Term  $-1/3$  ergibt sich aus dem Umstand, dass ein Material mit zufällig orientierten Spins eine verschwindende Magnetostriktion besitzt. Weiters ergibt eine gleichförmige Magnetisierung aller Körner, dass  $\cos(\Theta)$  konstant ist. Deshalb gilt:

$$\langle \cos(\Theta)^2 \rangle = \langle \cos(\Theta) \rangle^2 = \left( \frac{J_x}{J_s} \right)^2 =: m^2 \quad (2.5)$$

Dieser Umstand kann mit der in Abbildung 2.3 gezeigten Struktur erklärt werden. Dabei bewirkt einerseits das Anlegen eines Feldes in Bandrichtung das Drehen der Magnetisierung und damit eine Verformung des Materials, andererseits führt eine Dehnung (beziehungsweise Stauchung) des Materials zu einer Änderung des magnetischen Streufeldes. Je nach Material kann die Magnetostriktionskonstante sowohl positiv als auch negativ sein. Für die verwendeten Resonatoren ist die Sättigungsmagnetostriktion  $\lambda_s$  in der Größenordnung zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-5}$ .

<sup>1</sup>Beschrieben 1865 vom italienischen Physiker E. Villari (1836-1904)

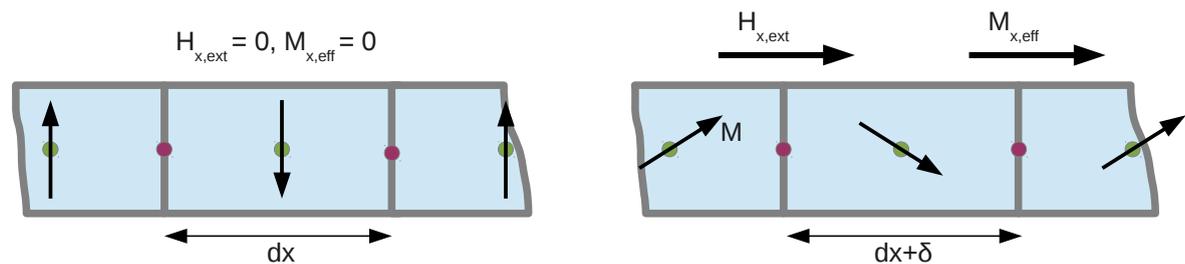


Abbildung 2.3: Die Darstellung zeigt die verwendete Mittelung der Weiss'schen Bezirke auf die Elemente der Simulation. Die weichmagnetischen Resonatoren werden mit einer magnetischen Anisotropie normal auf die Längsachse versehen. Die abwechselnde Richtung der Magnetisierung bei verschwindender magnetischer Erregung ergibt sich aus der Streufeldminimierung der Domänen. Bei idealen Weichmagneten besteht keine von außen messbare Magnetisierung. Durch eine magnetische Erregung drehen sich die effektiven Magnetisierungen in Feldrichtung und tragen so zur Magnetisierung bei. In diesem Modell werden nur Rotationsprozesse beschrieben. Etwaige Verschiebungen von Domänenwänden werden nicht berücksichtigt.

### 2.1.2 Synchronisation

Nach [9] gibt es verschiedene Möglichkeiten der Synchronisation von gekoppelten Oszillatoren:

#### Frequenzkopplung - frequency locking

Dies ist der allgemeine Fall einer Kopplung von Oszillatoren. Das Frequenzverhältnis der beiden Oszillatoren kann mit einem rationalen Wert angegeben werden. Es gilt:  $\nu = \frac{\omega_2}{\omega_1}$  mit  $\nu \in \mathbb{Q}$ . Diese allgemeine Formulierung erlaubt Frequenzkopplung zwischen allen Oszillationen deren Frequenzen ein rationales Verhältnis bilden. Werden nun die Differenzen der Frequenzen der gekoppelten Oszillatoren gegen die Differenzen der Frequenzen der ungekoppelten Resonatoren aufgetragen, ergibt sich daraus eine Linie mit unregelmäßigen Stufen deren Breite wiederum von der Stärke der Kopplung bei diesem Frequenzverhältnis abhängt. Diese unregelmäßige Treppe wird in der englischen Literatur als Teufelstreppe - „devil's staircase“ - bezeichnet.

#### „Einrasten“ der Frequenzen im Verhältnis 1:1:1... - entrained frequency locking

Dabei kommt es im allgemeinen Fall zu *keiner konstanten Phasenverschiebung* zwischen den beteiligten Oszillatoren. Die Phasenverschiebung bleibt aber beschränkt. Es gilt:  $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1| < \varphi_{max}$ . Den Zustand der Frequenzkopplung ohne Phasenkopplung wird „Phasenbeschränkt“ (englisch: phase-trapped) genannt.

#### Phasenkopplung - phase locking

Wird die Phasenverschiebung der Oszillatoren konstant, so tritt Phasenkopplung auf. Dabei nimmt die Phasenverschiebung der beteiligten Oszillatoren einen über die Zeit konstanten Wert ein. Es gilt:  $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1| = \varphi_{max}$  mit  $\varphi_{max} \in [0, 2\pi[$ .

Der Zustand von gleichzeitiger Phasenkopplung und eingerasteter Frequenzkopplung wird als **Synchronisation** bezeichnet.

### **Phasenkopplung mit speziellen Werten der Phasenverschiebung**

Im Spezialfall einer verschwindenden Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  spricht man von einer Kopplung „in Phase“, bei  $\Delta\varphi = \pm\pi$  von einer „gegenphasigen“ Kopplung.

### **2.1.3 Stand der Technik**

Zusätzlich zu den oben erwähnten 1-Bit Transpondern wurde versucht die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von anderen Parametern zu nutzen um kontinuierlich Messende Sensoren zu entwickeln. Die Resonanzfrequenz wurde unter anderem verwendet, um in Echtzeit atmosphärischen Druck [10], mechanische Spannungen [11], Korrosion [12], Temperatur [13] und Luftfeuchtigkeit [14, 15], Fließgeschwindigkeit von Flüssigkeiten [16, 17], Ammoniakkonzentration in Luft [18] und Konzentrationen verschiedener Lösungen (wie zum Beispiel Glukose in Blut [19]) zu messen.

Die beiden Veröffentlichungen [20] und [21] liefern einen Überblick über bereits bekannte Anwendungsmöglichkeiten für akustomagnetische Resonanzsensoren.

## **2.2 Harmonische Sensoren**

### **2.2.1 Grundlagen**

Diese Sensoren sind im Aufbau den akustomagnetischen Sensoren ähnlich. Sie ergeben sich aus der Kombination eines weichmagnetischen Plättchens optional kombiniert mit einem Biasmagneten. Dabei wird im Gegensatz zum akustomagnetischen Konzept ein oszillierendes Magnetfeld dazu verwendet, das weichmagnetische Plättchen im Sensor magnetisch zu sättigen. Das Sensorprinzip basiert auf der Messung der Magnetisierung des Materials. Es ist in diesem Fall keine Magnetostriktion erforderlich. Ein Umstand der es erlaubt, diese Sensoren ohne Zwischenraum in einem Gehäuse einzubetten. Da die verwendeten Materialien sehr weichmagnetisch sind, werden diese bereits von einem geringen Feld magnetisiert. Die Änderung der Magnetisierung induziert in einem kompensierten Messsystem Spannungsspitzen, die proportional zur Änderung der Magnetisierung sind. Diese Spannungen werden als Abbildungsgröße detektiert und ausgewertet.

Die Auswertung harmonischer Signale wird unter anderem unter dem Namen „elektromagnetische“ Sensoren zur Warensicherung verwendet. [1]. Im Falle dieser Anwendung ist immer von weichmagnetischen Materialien die Rede.

## 2.2.2 Magnetische Hysterese

Die magnetische Hysterese beschreibt den Umstand, dass die Magnetisierung eines Materials von seiner magnetischen Vorgeschichte abhängt. Graphisch dargestellt durch das Auftragen der Magnetisierung  $M$  über das erregende magnetische Feld  $H$ . Die in

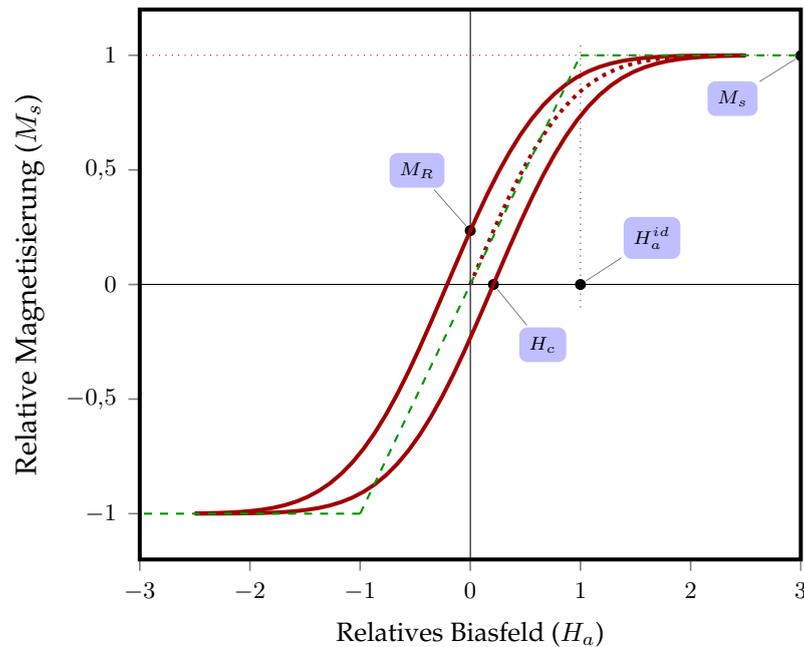


Abbildung 2.4: Idealierte Magnetisierungskurve. Diese wurde durch die Integration einer Gauss-Verteilung konstruiert. Das Ergebnis der Integration ist die Fehlerfunktion. Damit kann die magnetische Hysterese kurve angenähert werden. Die speziellen Werte Anisotropiefeld einer idealisierten Hysterese  $H_a^{id}$ , Remanenz  $M_R$ , Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  und Koerzitivfeld  $H_c$  sind eingezeichnet. Die gepunktete Kurve ergibt sich beim Magnetisieren des entmagnetisierten Materials (Neukurve des Materials). Die grüne gestrichelte Linie zeigt die idealisierte weichmagnetische Hysterese.

Abbildung 2.4 dargestellten Parameter werden kurz erläutert.

### Suszeptibilität

Die Suszeptibilität  $\chi$  und die relative Permeabilität  $\mu$  werden durch

$$\chi = \frac{dM}{dH} \quad \text{und} \quad \mu = 1 + \chi \quad (2.6)$$

beschrieben. In Tabelle 2.1 seien plakativ einige Werte für ferromagnetische Stoffe aufgelistet. Die Suszeptibilität gibt also an, wie stark die Magnetisierung durch eine externe magnetische Feldstärke verändert werden kann. Ihr Wert ist vom Feld und dem zeitlichen Verlauf desselben abhängig.

### Das Koerzitivfeld

Spricht man vom Koerzitivfeld, sind zwei Definitionen möglich:

Stoff	$\mu(-)$		
Kobalt	80	-	200
Eisen, je nach Vorbehandlung	500	-	10000
Permalloy - Ni <sub>78</sub> Fe <sub>19</sub> Mo <sub>3</sub>	10 <sup>4</sup>	-	10 <sup>5</sup>
Supermalloy - Ni <sub>79</sub> Fe <sub>16</sub> Mo <sub>5</sub>	10 <sup>5</sup>	-	10 <sup>6</sup>

Tabelle 2.1: Beispiele der Permeabilität  $\mu$  gegeben für ferromagnetische Werkstoffe aus [22]. Die Materialzusammensetzungen wurden ergänzt.

**Koerzitivfeldstärke der Polarisation ( $iH_c$ ):** Entspricht jenem Feld, bei dem die Polarisation eines vormals gesättigten Materials verschwindet.

**Koerzitivfeldstärke der Flussdichte ( $bH_c$ ):** Entspricht jenem Feld, bei dem Flussdichte  $B$  in einem geschlossenen magnetischen Kreis verschwindet.

Die Koerzitivfeldstärke der Polarisation ( $iH_c$ ) ist auf Grund seiner Definition von der Form des Probenkörpers unabhängig. Mit einem formabhängigen Entmagnetisierungsfaktor  $N$  kann man  $H_{int} = H_{ext} - NM$  definieren. Damit ist der Einfluss des formabhängigen Terms  $NM$  mit verschwindender Magnetisierung null. Die Koerzitivfeldstärke der Flussdichte ( $bH_c$ ) ist auf Grund ihrer Definition einfach zu bestimmen, da ein geschlossener Ring im Allgemeinen einfach aus einem zu untersuchenden Material hergestellt werden kann.

### Magnetisierung

Durch eine externe magnetische Feldstärke  $H$  werden atomare magnetischen Dipolmomente  $\mathbf{p}$  ausgerichtet oder erzeugt. Sie werden makroskopisch durch die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  als Vektorsumme der atomaren Momente pro Einheitsvolumen beschrieben. Sind alle Momente durch das äußere Feld ausgerichtet, spricht man von der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$ .

### Remanenz

Sie beschreibt die Magnetisierung eines Materials die, nachdem das Material gesättigt wurde, ohne externes Feld zurückbleibt.

### 2.2.3 Stand der Technik

Das Messprinzip basiert darauf, dass ein weichmagnetisches Plättchen von einem magnetischen Wechselfeld in die Sättigung getrieben wird. Durch die Hysterese des Materials ist das Frequenzspektrum des induzierten Signals mit harmonische Frequenzen überlagert.

Beim Einsatz als Warensicherungssensor werden meist nicht einfach die höheren harmonischen Frequenzen überwacht, sondern das Anregesignal aus einer Mischung

von unterschiedlichen Frequenzen zusammengesetzt. Vom Alarmsystem werden dann Summen- oder Differenzfrequenzen des gemischten Anregesignals überwacht. Die Methode der überlagerten Frequenzen soll die Störungssicherheit erhöhen. [1]

Zusätzlich zur einfachen Verwendung der Sensoren in EAS Systemen werden diese auch für andere Zwecke entwickelt. Elektromagnetische Sensoren wurden schon eingesetzt werden um kleine magnetische Felder [23] zu messen, zur Temperaturmessung [24], zur Messung von mechanischen Spannungen [25] beziehungsweise Druck, zur Feststellung von Korrosion [12] oder der Konzentration verschiedener Stoffe in Lösungen (zum Beispiel NaClO [26]).

# Vergleich Simulation und Experiment von akustomagnetischen Sensoren

## 3.1 Simulation der Schwingung eines Resonators

Um ein detailliertes Verständnis der physikalischen Vorgänge im Resonator zur erlangen und festzustellen welche Möglichkeiten sich durch Variationen in Konstruktion und Materialauswahl bieten, wurden verschiedene Simulationen des Systems durchgeführt. Dies ist sinnvoll da alle magnetischen Eigenschaften der Resonatoren unter anderem von der Materialauswahl, Wärmebehandlung mit und ohne angelegten magnetischen Feldstärken, eingebrachten mechanischen Spannungen und ähnlichen Parametern abhängen und stark variiert werden können. Dadurch bieten Simulationsprogramme eine gute Möglichkeit, Parameter zu variieren, zu denen man im praktischen Versuch nur aufwändig Zugang hätte. Teile der im Kapitel 3.1 dargestellten Formeln und Herleitungen wurden in [27] veröffentlicht und weiters in der Dissertation von Herrn Bernhard Bergmair [28] verwendet.

### 3.1.1 Stand der Technik - Simulationen

Es wurden bereits einige Versuche unternommen um akustomagnetische Schwingungen in Festkörpern zu beschreiben. Im Folgenden sollen bereits bestehende Ansätze kurz erklärt werden und der Unterschied zur hier beschriebenen Implementierung hervorgehoben werden.

Engdahl [29] modellierte die magnetoelastische Schwingung mit einem eindimensionalen Finite Differenzen Modell. Die magnetfeldabhängigen Materialkennwerte Ma-

gnetostriktion und Elastizitätsmodul, beziehungsweise allgemeiner die effektive Steifigkeit, des Oszillators und deren Verlauf werden in diesem Modell als Eingabeparameter benötigt. Die Wirkung statischer magnetischer Felder wird gänzlich vernachlässigt.

Peréz-Aparaicio und Sosa [30] formulierten einen vollständigen Ansatz, welcher elastische, elektrische und magnetische Effekte berücksichtigt. Die Magnetostriktion wird, in Abhängigkeit von der piezomagnetischen Kopplung, der Permeabilität bei konstanter Spannung und dem Elastizitätsmodul bei konstantem magnetischen Feld, durch einen Satz von konstanten Werten beschrieben. Die Abhängigkeit der Materialkennwerte von verschiedenen Parametern muss experimentell bestimmt und vorgegeben werden.

Bañas [31] verwendete einen mikromagnetischen Ansatz. Dabei wird die Magnetostriktion als zusätzlicher Term in die Landau-Lifshitz Gleichung eingebunden. Statische magnetische Felder werden gänzlich vernachlässigt.

Cao und andere [32] verwendeten ein modifiziertes Jiles-Atherton Modell um die dynamische Hysterese des schwingenden Plättchens zu beschreiben. Die Kräfte im Material werden vernachlässigt, innere Spannungen über die Schwingung eines Feder-Masse-Systems am Ende des Resonators berechnet. Die Modellparameter werden durch einen Algorithmus bestimmt, welcher die Simulationsergebnisse mit der gemessenen spannungs- und feldabhängigen Hysterese vergleicht.

Bottauscio und andere [33] verwendeten ein modifiziertes Preisach-Modell. Die Daten dafür stammen aus gemessenen Hysteresekurven. Diese werden bei verschiedenen, konstanten Spannungen gemessen. Es werden in diesem Modell auch Wirbelströme berücksichtigt. Wie im vorangegangenen Algorithmus wird die Spannung über ein Feder-Masse-System am Stabende modelliert.

Ein 3D-Modell wird von Evans and Dapino [34] vorgestellt. Dieses basiert auf den Maxwell'schen Gleichungen und berücksichtigt den linearen Anteil der Strukturdynamik. In [35] wird das Modell von Chakrabarti und Dapino um den nicht-linearen Anteil erweitert. Dabei wird eine Energiemittelungsmethode [36] verwendet.

Jin und andere [37] berücksichtigten Spannung, Magnetfelder und die Temperatur. Ansatzpunkt ist eine Taylorentwicklung der Gibbs'schen Energie um einen Referenzpunkt. Die Magnetisierungskurve wird durch eine Langevin-Funktion beschrieben. Das magnetische und elastische Problem wird iterativ gelöst.

Im Folgenden soll ein Code entwickelt werden, dessen notwendige externe Parameter möglichst auf konstante Materialkennwerte beschränkt bleiben.

### 3.1.2 Grundlagen der Simulation

Das Problem lässt sich in verschiedene Teilbereiche zerlegen. Hier werden diese identifiziert und in eine für den Lösungsalgorithmus verwertbare Form gebracht.

#### Das mechanische (elastische) Problem

Ausgehend vom dynamischen Kräftegleichgewicht in einer Dimension stellt Formel (3.1) eine Schwingungsgleichung dar und beschreibt einen harmonischen, ungedämpften Oszillator.

$$\frac{\partial}{\partial x} \sigma(x, t) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x, t), \quad (3.1)$$

wobei  $\rho$  die Dichte,  $\sigma$  die mechanische Spannung und  $u$  die Auslenkung des Materials ist. Die mechanische Spannung ist weiters:

$$\sigma = E \varepsilon^e. \quad (3.2)$$

Mit  $E$  dem Elastizitätsmodul und  $\varepsilon^e$  der elastischen Dehnung des Materials. Gleichung (3.3) beschreibt den Umstand, dass sich nur der Anteil der elastischen Dehnung  $\varepsilon^e$  mit dem Faktor  $E$  proportional zur Spannung verhält. Ein weiterer Anteil an der gesamten Dehnung wird durch die Magnetisierung des Materials induziert. Dieser nennt sich Magnetostriktion und wird in Kapitel 2.1.1 genauer behandelt. Es gilt:

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^m \quad (3.3)$$

wobei  $\varepsilon^m$  die magnetisch induzierte Dehnung beschreibt. Für die gesamte Dehnung  $\varepsilon$  gilt weiters

$$\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x} u(x, t). \quad (3.4)$$

Die Verwendung der Formeln (3.2), (3.4) und (3.3), (2.4) mit 2.5 ergibt:

$$\sigma = E_s \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{3\lambda_s}{2} \left( m^2(H, \sigma) - \frac{1}{3} \right) \right) \quad (3.5)$$

In Formel (3.5) ist  $\sigma$  implizit definiert.

#### Das magnetoelastische Problem

Das Problem besteht darin, die Spannungsabhängigkeit der Materialparameter zu modellieren. Dazu wird ein Ansatz aus einer Arbeit von Livingston [5] verwendet. Dieser verwendet jedoch eine idealisierte Magnetisierungskurve.

Bei einer idealisierten Magnetisierungskurve steigt die Magnetisierung linear mit dem externen Feld. Sie weist keine Koerzitivfeldstärke auf, besteht also nur aus einer Linie (vergleiche Abbildung 2.4 grüne, strichlierte Linie). Im Speziellen zeigt sie eine

konstante Suszeptibilität bis zur Sättigungsmagnetisierung. Beim Erreichen des Anisotropiefeldes  $H_a$  sättigt das Material und die Suszeptibilität wird null. Einen solchen scharfen knick-artigen Übergang zeigen reale Materialien im Allgemeinen nicht. Reale Materialien weisen einen Übergangsbereich auf, wie in Abbildung 2.4 durch die roten, durchgezogenen Linien dargestellt.

In magnetostriktiven Materialien gilt  $H_a = H_{a\sigma}$ . Livingston [5] beschreibt die Änderung der Magnetisierung beim Einwirken von äußeren Spannungen folgendermaßen:

$$m(H, \sigma) = \begin{cases} \frac{H}{H_{a\sigma}}, & 0 < H < H_{a\sigma} \\ 1, & H_{a\sigma} \leq H \end{cases} \quad (3.6)$$

wobei:

$$\begin{aligned} H_A &:= \frac{2K_u}{J_s}, \\ \sigma_c &:= \frac{2K_u}{3\lambda_s}, \\ H_{a\sigma} &:= \frac{2K_u - 3\lambda_s\sigma}{J_s} = \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_c}\right) H_A \end{aligned} \quad (3.7)$$

gilt. Damit wird das spannungsabhängige magnetische Feld  $H_t$  zu:

$$H_t := \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_c}\right)^{-1} H. \quad (3.8)$$

Mit Formeln 3.8 und 3.7 wird Formel 3.6:

$$m(H, \sigma) = \begin{cases} \frac{H_t}{H_A}, & 0 < H_t < H_A \\ 1, & H_A \leq H_t \end{cases} \quad (3.9)$$

Obige Formel führt den Einfluss der Spannung auf folgende Transformation zurück:

$$m(H, \sigma) = m(H_t, 0) =: m_0(H_t). \quad (3.10)$$

Dieser Ansatz erlaubt es eine Magnetisierungskurve für beliebige, im Definitionsbereich liegende Spannungswerte ( $\sigma < \sigma_c$ ) zu skalieren.

### Das magnetostatische Problem

Für das innere Feld  $\mathbf{H}$  eines Resonators gilt:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_S. \quad (3.11)$$

Dabei ist  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  das externe Feld (=Biasfeld) und  $\mathbf{H}_S$  das Streufeld des magnetisierten Resonators.

Durch die Verwendung von Resonatoren mit einer räumlichen Längenausdehnung von etwa  $l = 40$  mm ergeben sich Resonanzfrequenzen im Bereich von einigen 10 Kilohertz. Bei diesen Frequenzen können dynamische Prozesse in der magnetischen Domänenstruktur sowie Wirbelströme vernachlässigt werden. Daher kann die Magnetostatik durch folgende homogene Maxwell'schen Gleichungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= 0\end{aligned}\tag{3.12}$$

Weiters gilt:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}\tag{3.13}$$

Die Lösung ist laut [38]:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{1}{4\pi} \nabla \left( \int_V \frac{\rho_m(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \oint_{\partial V} \frac{\sigma_m(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' \right)\tag{3.14}$$

Dabei wird die magnetische Volumenladungsdichte  $\rho_m$  und die Oberflächenladungsdichte  $\sigma_m$  verwendet:

$$\rho_m = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{J}}{\mu_0}\tag{3.15}$$

$$\sigma_m = \mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{J}}{\mu_0}\tag{3.16}$$

### 3.1.3 Diskretisierung der Gleichungen und des Lösungsalgorithmus

Für die Simulation werden die in den oben hergeleiteten Formeln, verwendeten Materialkennwerte und Parameter auf eine diskrete Würfelkette mit  $n$  Elementen lokalisiert.

#### Diskretisierung in der $y$ - $z$ -Ebene

Da es sich um ein 1D-Modell handelt geht die  $y$  und  $z$ -Dimension nur in die Berechnung von Werten ein, welche auf Fläche oder Volumen bezogen werden. Diese werden für das Volumen oder die Fläche jedes Elements berechnet und danach auf den jeweiligen Mittelpunkten konzentriert angenommen. Weiters werden für alle extensiven Größen nur Komponenten in Richtung  $x$  zugelassen und ausgewertet. Aus diesem Grund sind alle Gleichungen nur entlang der  $x$ -Achse ( $y = 0, z = 0$ ) erfüllt. Als nächstes wird die  $x$ -Achse mit einem Finiten-Differenzen-Ansatz diskretisiert.

#### Diskretisierung der $x$ -Achse

Abbildung 3.1 zeigt die Definition und Position der physikalischen Größen auf dem stilisierten Plättchen. Definiert werden auf dem Element  $dx$  die Auslenkung  $u$ , die Geschwindigkeit  $v$ , das magnetische Feld  $h$  und die treibende Kraft  $d\sigma/dx$ . Auf den Knoten zwischen den Elementen wird die Dehnung  $du/dx$  und die Spannung  $\sigma$ . Es gibt  $n$  Elemente und  $n - 1$  Knoten zwischen den Elementen.

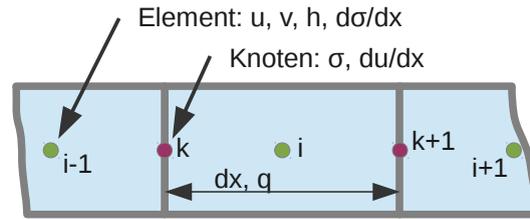


Abbildung 3.1: Die Darstellung zeigt ein stilisiertes eindimensionales Plättchen. Es wurde in Elemente zerlegt und diese mit Eigenschaften belegt. Manche der Eigenschaften sind am Element selber definiert, manche am Knoten (der Grenzfläche) zwischen den Elementen.  $u$  bezeichnet die Auslenkung,  $v$  die Geschwindigkeit,  $h$  das Magnetfeld und  $\sigma$  die mechanische Spannung.

Die partiellen Ableitungen werden durch ihre Differenzenquotienten ersetzt:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial x}\right)[i] \rightarrow \frac{\sigma[i] - \sigma[i-1]}{q} \quad (3.17)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)[k] \rightarrow \frac{u[k+1] - u[k]}{q} \quad (3.18)$$

Dabei gilt für die auf den Elementen definierten Werte  $i \in \{1, 2, \dots, (n-1), n\}$  und auf den Knoten definierten Werte  $k \in \{0, 1, \dots, (n-1), n\}$ . Diese sind zwischen den Elementen definiert. Die Länge eines diskreten Würfels ist mit  $q = l/n$  definiert. Für das erste und das letzte Element ist am Rand kein Knoten definiert. Beim Resonator mit freien Enden ist die Spannung  $\sigma$  am Rand null:

$$\sigma[k] := 0 \quad \text{für } k = 0, n \quad (3.19a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}[k] := 0 \quad \text{für } k = 0, n \quad (3.19b)$$

Freie, ungedämpfte Oszillatoren schwingen selbst beim Anlegen einer Auslenkung, sofern dies nicht unendlich langsam geschieht. Um das zu verhindern wird ein Dämpfungsfaktor  $D$  proportional zur Geschwindigkeit eingeführt. Der verwendete mathematischen Lösungsalgorithmus ist für Differentialgleichungssysteme erster Ordnung definiert. Durch das Einführen der Geschwindigkeit  $v$  lässt sich die Schwingungsgleichung (Formel (3.1)) als Differentialgleichung erster Ordnung umschreiben.

$$0 = \dot{u}[i] - v[i] \quad (3.20)$$

$$0 = \rho \dot{v}[i] - a_1 \frac{\sigma[i+1] - \sigma[i]}{q} + Dv[i] \quad (3.21)$$

Aus Formel 3.5 wird mit Formel 3.17 und 3.18:

$$0 = -\frac{\sigma[i+1]}{\lambda_s E_s} - \frac{u[i+1] - u[i]}{q} + \frac{3}{2}m \left( \frac{H[i] + H[i+1]}{2}, \sigma[i+1] \right)^2 - \frac{1}{2} \quad (3.22)$$

Das magnetische Feld in einem Element kann mithilfe von Formel (3.14) unter der Annahme, dass die Magnetisierung in den diskreten Würfeln homogen ist und nur in  $x$ -Richtung zeigen darf ( $\nabla \mathbf{J} \xrightarrow{1D} \frac{\partial J_x}{\partial x}$ ), angegeben werden.

$$0 = H[i] - \frac{J_s}{4\pi\mu_0} \sum_{j=1}^n \sum_{\Delta j=\pm 1/2} \operatorname{sgn}(\Delta j) m(H[j], \frac{\sigma[j] + \sigma[i+1]}{2}) C^{x[i]-x[j+\Delta j]} - H_{\text{ext}}[i] \quad (3.23)$$

Wobei

$$C^{x-x'} := \int_{y'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \int_{z'=-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{x-x'}{[(x-x')^2 + y'^2 + z'^2]^{\frac{3}{2}}} dy' dz'. \quad (3.24)$$

ist. Die Lösung basiert auf den von Akoun und Yonnet [39] und Engel-Herbert und Hesjedal [40] dargestellten Lösungen für die Berechnung des Streufeldes eines homogen magnetisierten Körpers. Formel (3.23) enthält eine Summe über alle Elemente  $j$ , welche zum Streufeld auf das Element  $i$  beitragen. Hierbei sei noch erwähnt, dass durch die vollständige Summe inklusive  $i = j$  auch das „entmagnetisierende Feld“ berücksichtigt wird. Es wird also ein inneres Feld des Resonators berechnet.

$\sigma$  ist auf den Knoten definiert. Das magnetische Feld (3.22) muss auf die Knoten, beziehungsweise die Spannung (3.22) auf den Mittelpunkt der Elemente umgelegt werden.  $x$  und  $x'$  stellt die Abstände für die Feldbestimmung dar.  $\Delta j$  zieht den halben Elementabstand zwischen Knoten und Element in Betracht.

## 3.2 Simulationen mit mehreren Resonatoren

Da die bekannten Diebstahlsicherungen in den meisten Fällen zwei Resonatoren enthalten, soll deren Verhalten beschrieben werden. Zwischen zwei weichmagnetischen Plättchen erwartet man eine magnetische Wechselwirkung.

Zur Abschätzung des Erfolges einer solchen Simulation wurde zuerst ein einfaches Modell gewählt.

### 3.2.1 Beschreibung durch klassische Oszillatoren

Ausgehend von der Gleichung für den harmonischen Oszillator soll ein System zweier Oszillatoren beschrieben werden. Weiters soll eine nicht näher definierte Kopplung  $\kappa$  zwischen den Auslenkungen der beiden Oszillatoren eingeführt werden. Diese entspricht der, auf Grund der Magnetisierung des zweiten Resonators, geänderten effektiven magnetischen Feldstärke.

Die Gleichung des harmonischen, ungedämpften Oszillators (mit  $x$  der Auslenkung und  $\omega$  der Eigenfrequenz des Systems):

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (3.25)$$

wird durch das Einführen eines zweiten Oszillators und eines Koppelfaktors  $\kappa$  zwischen den beiden Oszillatoren zu einem gekoppelten, homogenen Gleichungssystems 2. Ordnung. Das Gleichungssystem reduziert auf gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung ist:

$$\dot{x}_1 = y_1 \quad (3.26a)$$

$$\dot{y}_1 = -\omega_1^2 x_1 - \kappa x_2 \quad (3.26b)$$

$$\dot{x}_2 = y_2 \quad (3.26c)$$

$$\dot{y}_2 = -\omega_2^2 x_2 - \kappa x_1 \quad (3.26d)$$

Der Index unterscheidet die Oszillatoren. Gelöst wird dieses Anfangswertproblem durch eine von Python zur Verfügung gestellte Routine namens *odeint*.<sup>1</sup> Diese greift auf die Routine *lsoda* aus der FORTRAN Bibliothek *odepack* zurück. Der Algorithmus *lsoda* (a - für Automatik) ist eine Erweiterung des *lsode*<sup>2</sup> - Algorithmus und wechselt automatisch zwischen den Lösungsmethoden für steife und nicht-steife Systeme [41–43].

Simuliert werden die Resonanzfrequenzen der beiden Oszillatoren für verschiedene Koppelfaktoren. Dabei wird bei Oszillator 1 die Resonanzfrequenz  $\omega_1$  konstant gehalten und beim zweiten Oszillator  $\omega_2$  variiert. Von den simulierten Schwingungen wird jede für sich und die Summe der beiden mithilfe der Fouriertransformation ausgewertet. Das Auswerten des summierten Signals ist von der Tatsache inspiriert, dass ein entferntes Pickup-System nur die Summe der beiden schwingenden Resonatoren aufnehmen kann.

### Simulationsergebnisse

Abbildung 3.2 zeigt das Ergebnis der Simulation von verschieden gekoppelten Oszillatoren. Oszillator 1 (blaue Linie, x) zeichnet sich durch eine konstante Frequenz  $\omega = \omega_1 = 1$  aus. Bei Oszillator 2 (rote Linie, +) wird  $\omega = \omega_2$ , wie durch die  $x$ -Achse angegeben, variiert. Die dominante Frequenz (grüner Kreis) markiert den (Frequenz-)Kanal der Fouriertransformation welcher den höheren Wert anzeigt. Dieser Wert ergibt sich durch die Fouriertransformation der zeitrichtigen Summe der Schwingungen beider Oszillatoren. Die Schwingungen der Oszillatoren werden mit 10 Punkten pro Zeiteinheit für die Dauer von 100 Zeiteinheiten simuliert. Abbildung 3.2-a) zeigt das Ergebnis der Simulation ohne Kopplung und kann als Test für das aufgestellte Gleichungssystem gelten. In den weiteren Abbildungen wird dieses Ergebnis als blasse Kurven im Hintergrund zum Vergleich gezeigt.

Die beiden Schwingungen beeinflussen sich nicht und die errechneten Frequenzen entsprechen dem als Anfangswert gegebenen. Abbildung 3.2-b) bis d) zeigen die Ergeb-

<sup>1</sup>scipy.integrate.odeint()

<sup>2</sup>Livermore Solver for Ordinary Differential Equations

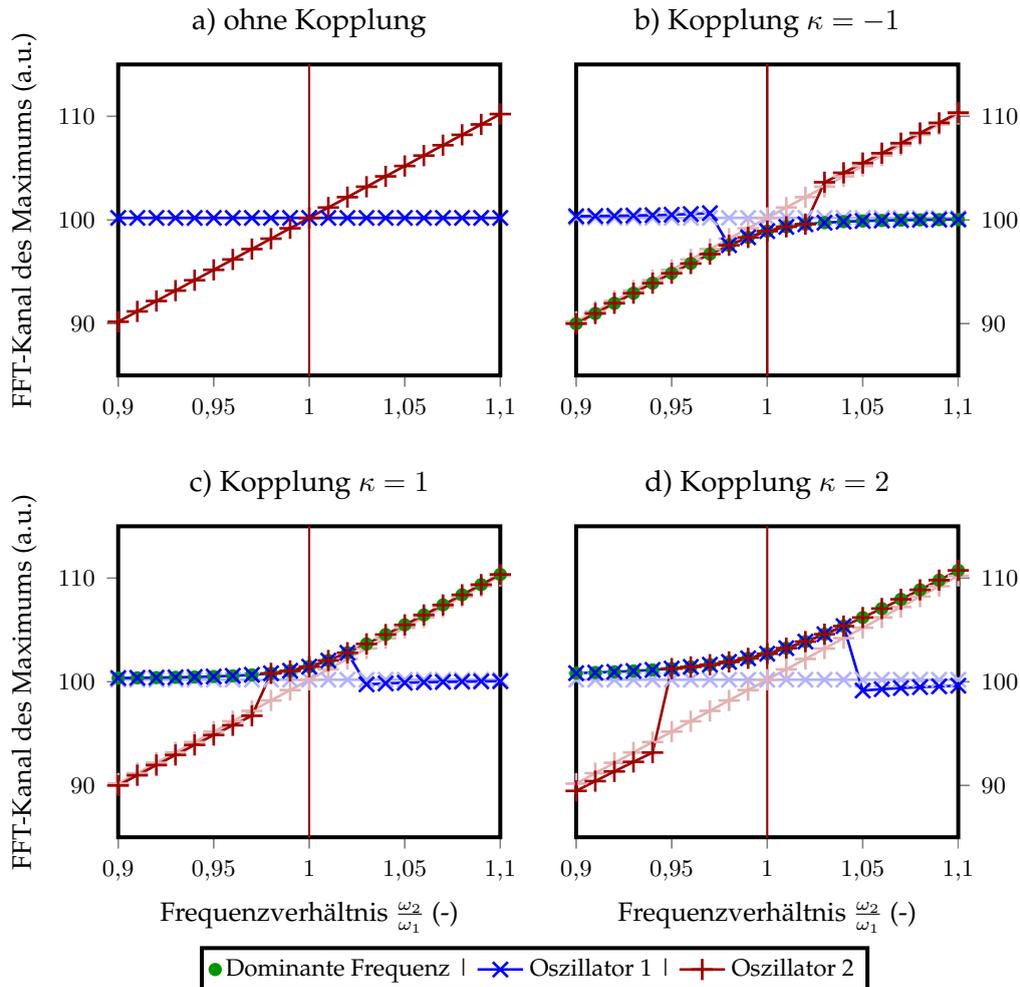


Abbildung 3.2: Python-Simulation zweier gekoppelter Oszillatoren mit unterschiedlichen Koppelfaktoren. Oszillator 1 (blaue Linie, x) zeichnet sich durch ein konstantes  $\omega_1 = 1$  aus. Bei Oszillator 2 (rote Linie, +) wird  $\omega_2$  wie durch die x-Achse angegeben variiert. Die dominante Frequenz (grüner Kreis) markiert den Wert des Kanals der Fouriertransformation mit dem höheren Wert der zeitrichtigen Summation der Schwingungen beider Oszillatoren. Teilbild a) stellt die Oszillatorfrequenz im ungekoppelten Fall dar. Teilbild b) stellt einen negativen Koppelfaktor dar. Teilbilder c) und d) stellen unterschiedliche positive Koppelfaktoren dar. Dabei zeigt sich der sogenannte Lock-In Effekt. Dabei schwingen zwei schwach gekoppelte Oszillatoren, wenn ihre Frequenzen ähnlich genug sind, mit der selben Frequenz. Die blassen Linien zeigen den ungekoppelten Fall zum Vergleich.

nisse für unterschiedliche Kopplungsfaktoren  $\kappa$ . Es zeigt sich, dass die einzelnen jedoch gekoppelten Oszillatoren, sobald sich ihre Resonanzfrequenzen genügend nahe kommen, auf derselben Frequenz schwingen. Dieser Synchronisationseffekt wurde erstmals von Christiaan Huygens 1673 bei der Beobachtung zweier auf demselben Holzbalken befestigten Pendeluhren auf richtige Weise interpretiert und beschrieben.<sup>3</sup> Diese Schrift wurde im Jahre 1913 in deutscher Sprache von Heckscher und anderen [44] neu aufgelegt.

<sup>3</sup>Horologium oscillatorium sive de motu pendularium, 1673

Der Bereich in welchem zwei gekoppelte Oszillatoren mit einer gemeinsamen Frequenz  $\Omega_g$  schwingen, hängt von der Stärke der Kopplung  $\kappa$  ab. Trägt man den Frequenzbereich  $\Delta\omega_g$  in Abhängigkeit von der Kopplung  $\kappa$  auf, erhält man die sogenannte Arnold-Zunge [45]. Diese bildet sich für schwach gekoppelte Oszillatoren aus zwei symmetrischen Geraden. Bei stärkerer Kopplung hängt die Form signifikant von den speziellen Eigenschaften der Oszillatoren und der Kopplung ab. Bei konstanter Kopplung tritt im Zentrum der Arnold-Zunge (Verstimmung  $\Delta\omega = 0$ ) eine Phasendifferenz auf, welche per Definition auf  $\varphi^0 := 0$  gesetzt wird (Abbildung 3.3 grüne Linie). Diese Phasendifferenz steigt bei steigender Verstimmung, bleibt jedoch innerhalb der Arnold-Zunge in ihrem Wert über die Zeit beschränkt.

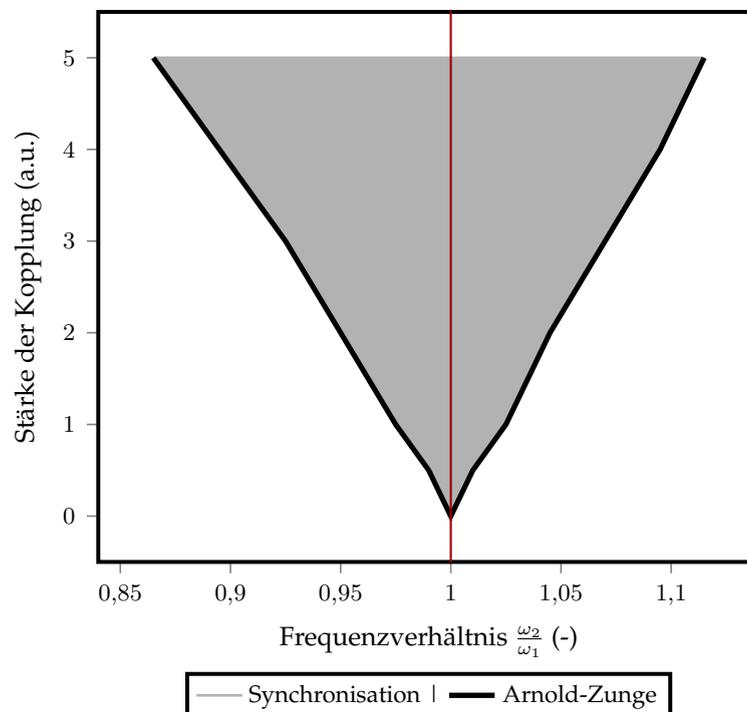


Abbildung 3.3: Arnold-Zunge, benannt nach Wladimir Igorewitsch Arnold, russischer Physiker. Diese beschreibt den Bereich der Synchronisation von Oszillatoren in Abhängigkeit der Stärke der Kopplung. Hierbei ist ersichtlich, dass Synchronisation der Oszillatoren mit einer gemeinsamen Frequenz  $\Omega_g$  bei stärkerer Kopplung auch bei einer höheren Verstimmung  $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$  möglich ist.

Abbildung 3.3 zeigt die Arnold-Zunge der simulierten Wechselwirkung für ein Frequenzverhältnis von etwa eins. Dafür wurde Abbildung 3.2 und zusätzlich simulierte Kurven ausgewertet. Innerhalb der Arnold-Zunge befinden sich die beiden Oszillatoren in einem Zustand der Frequenzsynchronisation (frequency locking). Dieser Zustand bedeutet jedoch nicht notwendigerweise eine über die Zeit konstante Phasenverschiebung.

Genauer zum Thema Synchronisation findet sich in Kapitel 2.1.2

### 3.2.2 Beschreibung mit einer vollständigen eindimensionalen Simulation

Es soll ein zweiter Resonator in das oben beschriebene eindimensionale Modell implementiert werden. Um die Kopplung zweier benachbarter Resonatoren beschreiben zu können wurde das Modell aus Kapitel 3.1 erweitert. Dabei ist zu beachten:

1. Es verdoppelt sich die Anzahl der Elemente und Knoten des Systems.
2. Auf Grund der gewählten reduzierten Einheiten, sind die reduzierten Zeiten für jedes Plättchen anders.
3. Die Wechselwirkung zwischen den Resonatoren muss modelliert werden.
4. Auf Grund der gewählten reduzierten Einheiten, sind die reduzierten Abstände für jedes Plättchen anders.
5. Die Rücktransformation der Ergebnisse muss überarbeitet werden.
6. Überprüfen, ob die Annahmen aus Kapitel 3.1 für die eindimensionale Reduktion noch gelten.

#### Anpassen des Modells

Der verwendete SUNDIALS<sup>4</sup> *ida* - Lösungsalgorithmus integriert die gegebenen Gleichungen vorwärts in der Zeit bis zum gegebenen Zeitpunkt. Durch das Verwenden von reduzierten Einheiten sollen numerische Probleme vermieden werden. Die Reduzierung erfolgte nach folgenden Gleichungen:

$$\tilde{x}_k = x_{0,k}x \quad \text{mit} \quad x_{0,k} = l, \quad k \in 1, 2, \quad (3.27a)$$

$$\tilde{u}_k = u_{0,k}u \quad \text{mit} \quad u_{0,k} = \lambda l, \quad k \in 1, 2, \quad (3.27b)$$

$$\tilde{\sigma}_k = \sigma_{0,k}\sigma \quad \text{mit} \quad \sigma_{0,k} = \frac{2K_{1k}}{3\lambda_s}, \quad k \in 1, 2, \quad (3.27c)$$

$$\tilde{h}_k = h_{0,k}h \quad \text{mit} \quad h_{0,k} = \frac{2K_{1k}}{J_s}, \quad k \in 1, 2, \quad (3.27d)$$

$$\tilde{t}_k = t_{0,k}t \quad \text{mit} \quad t_{0,k} = l_k \sqrt{\frac{\rho_k}{E_k}}, \quad k \in 1, 2. \quad (3.27e)$$

Wobei  $k$  den Resonator beschreibt,  $l_k$  die Länge des  $k$ -ten Resonators,  $\rho_k$  die Dichte,  $E_k$  den Elastizitätsmodul,  $\lambda_s$  die Magnetostriktion bei magnetischer Sättigung,  $\sigma$  die Spannung und  $h$  das magnetische Feld beschreiben.

Zum Beispiel würde für einen zweiten Resonator mit unterschiedlichen Längen  $l_2 \neq l_1$ , derselbe reduzierten Zeitschritt einen anderen realen Zeitschritt bedeuten. Deshalb

<sup>4</sup>SUite of Nonlinear and Differential/ALgebraic equation Solvers. Bestehend aus *cvode*, *kinsol*, and *ida*, und den Varianten der vorhin Genannten, *cvodes* und *idas*. (Aus: User Documentation for *idas* v1.1.0; Radu Serban, Cosmin Petra, and Alan C. Hindmarsh; Center for Applied Scientific Computing; Lawrence Livermore National Laboratory; March 6, 2012)

wurden die Formeln (3.20) bis (3.23) mit  $t_{0,diff} = t_{0,2}/t_{0,1}$  entsprechend angepasst. Aus Gründen der Anschaulichkeit wird im Folgenden die Tilde weggelassen, es gilt also  $X_k$  ersetzt  $\tilde{X}_k$  (wobei  $X \in \{x, u, \sigma, h, t\}$ ).

$$0 = \frac{du_1}{dt_1}[i] - v_1[i] \quad (3.28a)$$

$$0 = \frac{du_2}{dt_1}[j]t_{0,diff} - v_2[j] \quad (3.28b)$$

$$0 = \frac{dv_1}{dt_1}[i] - a_{11} \frac{ds_1}{dx_1}[i] \quad (3.29a)$$

$$0 = \frac{dv_2}{dt_1}[j]t_{0,diff} - a_{12} \frac{ds_2}{dx_2}[j] \quad (3.29b)$$

$$0 = s_1[i] - a_{21} \left[ \frac{du_1}{dx_1}[i] - \frac{3}{2}((m_1[i])^2 - \frac{1}{3}) \right] \quad (3.30a)$$

$$0 = s_2[j] - a_{22} \left[ \frac{du_2}{dx_2}[j] - \frac{3}{2}((m_2[j])^2 - \frac{1}{3}) \right] \quad (3.30b)$$

$$0 = h[i] - \sum_{i,l} A_1[i, l]h[l] - h_{\text{ext}}[i] \quad (3.31a)$$

$$0 = h[j] - \sum_{j,l} A_2[j, l]h[l] - h_{\text{ext}}[j] \quad (3.31b)$$

$i$  inkrementiert über die Elemente des Resonators 1,  $j$  über die des Resonators 2 und  $l$  über beide.  $A_2[j, l]$  beschreibt die Feldstärke des Streufeldes am Element  $j$  erzeugt durch Element  $l$  und wird im wesentlichen durch Formel 3.24 beschrieben. Die Abkürzungen

$$(3.32)$$

werden verwendet. Dabei ist  $K_{u_k}$  die Anisotropiekonstante des jeweiligen Resonators.

In den Formeln (3.31a) und (3.31b) wird jeweils das Streufeld mit der Summe über die Elemente beider Resonatoren berechnet. Analog zur Anpassung des Zeitschritts ist gegebenenfalls eine Transformation der jeweiligen Längen in den reduzierten Raum des anderen Resonators mit  $x_{0,diff}$  notwendig. Die obigen Formeln erlauben es, zwei unterschiedliche Resonatoren gleichzeitig in einem Lösungsschritt zu berechnen, auch wenn diese unterschiedlich reduziert wurden.

### **Einfluss des zweiten Resonators auf die eindimensionale Reduktion**

Durch die Reduzierung des Problems auf eine Dimension muss der Einfluss eines zweiten Resonators auf die Güte der Beschreibung des Systems untersucht werden. Es werden in der eindimensionalen Beschreibung alle Werte, welche auf der Querschnittfläche definiert sind, auf den Knoten beziehungsweise auf den Mittelpunkt des Elements

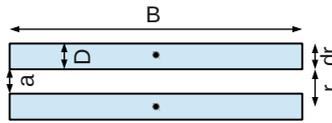


Abbildung 3.4: Geometrische Gegebenheiten bei der Verwendung von zwei Resonatoren. Das Verhältnis zwischen Breite ( $B = 6 \text{ mm}$ ) und Dicke ( $D = 0.03 \text{ mm}$ ) ist bei den verwendeten Resonatoren ungefähr  $B/D = 200$ . Durch die schematische Darstellung wird klar, dass das Verhältnis zwischen  $D$ ,  $B$ ,  $a$ ,  $r$  und  $dr$  entscheidend für die Homogenität der für die Schwingung relevanten Parameter ist. Bei den vorgestellten Simulationen spielen die Inhomogenitäten über die Dicke im Falle übereinander liegender Resonatoren nur bei geringen Abständen eine Rolle.

lokalisiert behandelt. Diese Beschreibung würde versagen, sollten diese Werte nicht symmetrisch um den Flächenschwerpunkt sein, da dies zu Zuständen führen würde, die durch ein eindimensionales Modell nicht abgebildet werden können. Ein Beispiel dafür solche Zustände sind Biegeschwingungen.

Die geometrischen Gegebenheiten sind schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt. Das Streufeld des zweiten Resonators würde bei nebeneinander angeordneten Resonatoren und typischen Abständen im Millimeterbereich zu einer signifikant asymmetrischen Verteilung des Streufelds führen. Die typische Breite der Resonatoren ist 1 bis einige 10 mm. Diese Asymmetrie würde durch die Magnetostriktion zu einem asymmetrischen Spannungszustand führen und damit Biegeschwingungen begünstigen. Die Resonatoren in den Sensoren sind übereinander angeordnet. Diese sind sehr dünn (typische Dicke der Resonatoren: einige  $10 \mu\text{m}$ ). Inhomogenitäten des Streufelds spielen aus diesen Gründen erst bei sehr geringen Abständen eine Rolle.

### Simulationsergebnisse - Variation des Elastizitätsmoduls

Da eine Änderung des Elastizitätsmoduls auf die räumliche Reduzierung keinen Einfluss hat, wird als erstes die Resonanzfrequenz eines der beiden Resonatoren mithilfe dieses Parameters verändert.

Abbildung 3.5 zeigt die simulierten Frequenzen eines Systems mit zwei Resonatoren, wobei sich einer durch einen konstanten Elastizitätsmodul auszeichnet (Resonator 1: blaue Linie,  $\times$ ). Bei Resonator 2 (rote Linie,  $+$ ) wurde der Elastizitätsmodul geändert und als Parameter auf der  $x$ -Achse aufgetragen. Dabei ändert sich die Resonanzfrequenz von Resonator 2 laut Formel (2.1) mit  $f \propto \sqrt{E}$  (mit  $f$  ... Frequenz,  $E$  ... Elastizitätsmodul). Die Ergebnisse werden bei einem Biasfeld von  $800 \text{ A/m}$  für vier verschiedene Abstände der übereinander liegenden Resonatoren dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Erhöhung des Abstandes der beiden Resonatoren mit einem Abnehmen der magnetischen Kopplung einhergeht. Dies ist erkennbar durch das Absinken der Frequenzen, da durch ein reduziertes Streufeld ein höheres effektives Biasfeld wirksam wird (vergleiche Abbildung 2.2). Abbildung (3.5)-d) zeigt eine deutlich zu erkennende Desynchronisation. Diese tritt bei dieser Simulation erst bei kleiner Kopplung der Re-

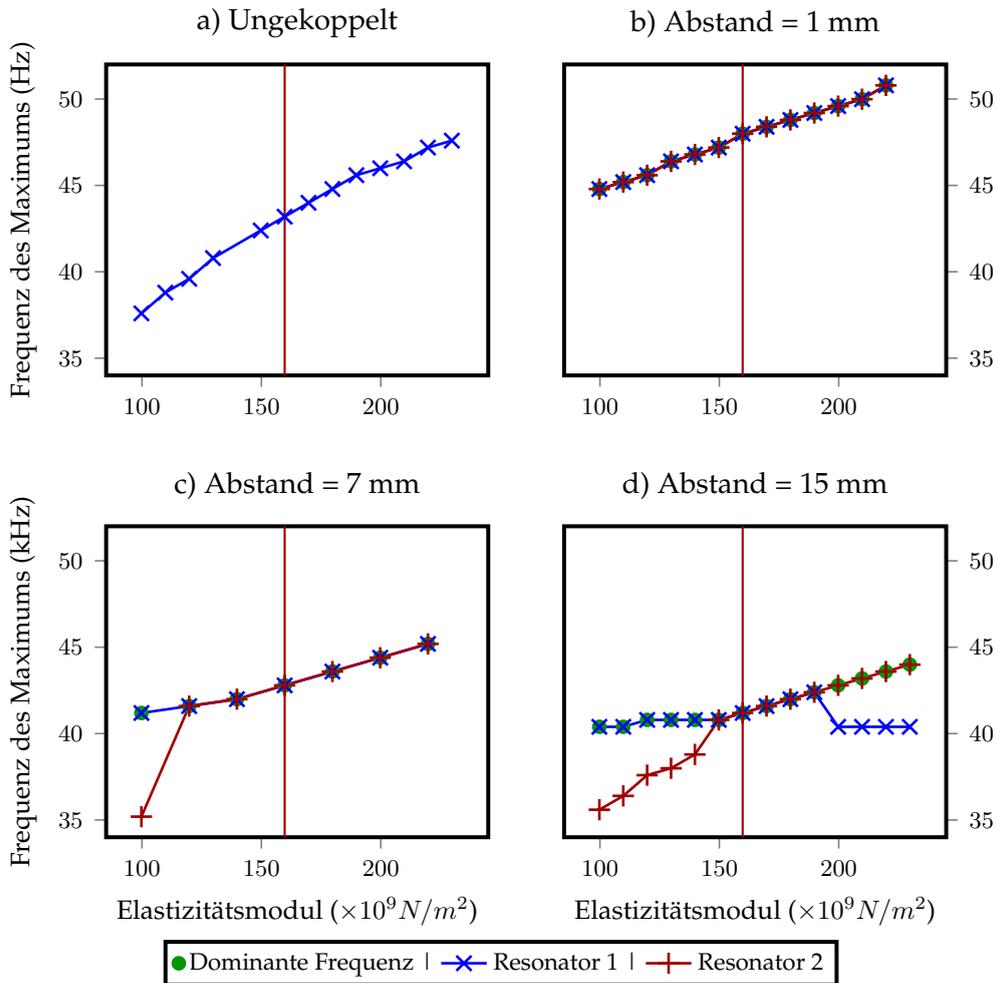


Abbildung 3.5: Teilbild a): Variation des Elastizitätsmoduls eines ungekoppelten Resonators. Teilbilder b) bis d): 1D-Simulation zweier Resonatoren. Bei Resonator 1 (blaue Linie, x) wurde der Elastizitätsmodul auf einem Wert von  $159,762 \times 10^9$  Newton pro Quadratmeter (markiert durch die vertikale Linie) konstant gehalten. Beim zweiten Resonator (rote Linie, +) wurde der Elastizitätsmodul variiert. Dieser entspricht dem auf der x-Achse aufgetragenen Wert. Berechnet wird die Resonanzfrequenz bei einem Biasfeld von 800 A/m. Dabei zeigt sich, dass die Kopplung durch das magnetische Feld so stark ist, dass erst größere Abstände bei Änderung des Elastizitätsmoduls (entspricht einer Abnahme des Koppelfaktors) zu einer Ausprägung einer Lock-In-Schwelle führen. Das Ergebnis stimmt jedoch qualitativ mit dem Ergebnis der Python-Simulation (Abbildung 3.2) überein.

sonatoren auf. Damit konnte gezeigt werden, dass die Simulation zweier magnetisch gekoppelter Resonatoren zumindest qualitativ ähnlich der Simulation zweier schwach gekoppelter, klassischer Oszillatoren ist.

Als nächster Schritt soll ein Vergleich zwischen Simulation und Experiment angestellt werden. Damit soll die Anwendbarkeit der Simulation auf praktische Beispiele verifiziert werden.

### 3.2.3 Vergleich Experiment und Simulation

Da Resonatoren mit unterschiedlichem Elastizitätsmodul aber sonst identischen Eigenschaften nicht zu beschaffen sind, wurden Messungen und Simulationen mit Resonatoren unterschiedlicher Länge durchgeführt. Diese Änderung der Länge sollte laut Formel (2.1) wiederum zu unterschiedlichen Resonanzfrequenzen der Resonatoren mit  $f \propto 1/l$  führen (mit  $f$  ... Frequenz und  $l$  ... charakteristische Länge). Wie sich Paarungen unterschiedlich langer Resonatoren verhalten, zeigt die Zusammenfassung unterschiedlicher Messungen in Abbildung 3.6. Das Messsystem wird in Veröffentlichungen [28] und [46] dargestellt und beschrieben.

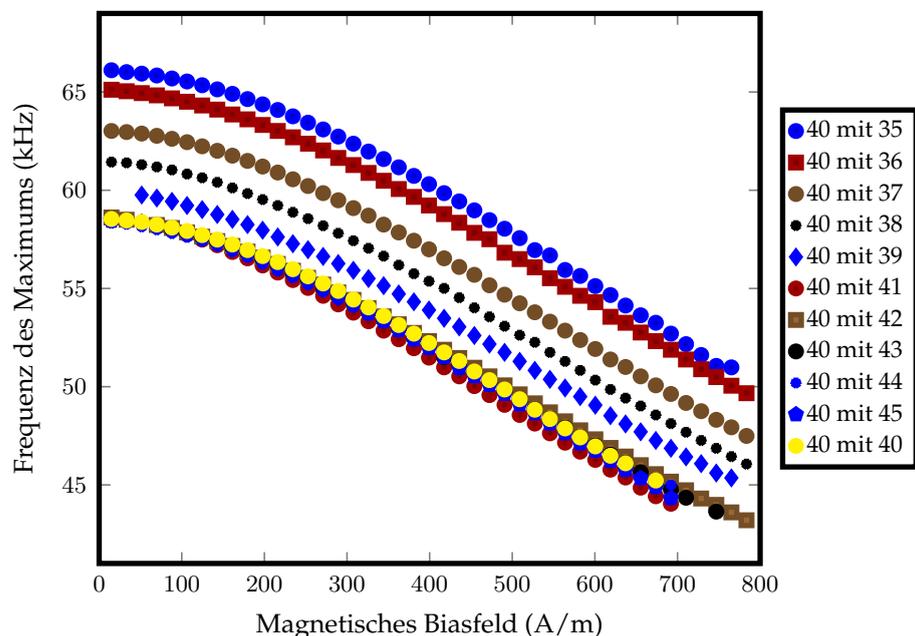


Abbildung 3.6: Messung verschiedener Resonatorkombinationen. Dabei ist ein Resonator  $l_1 = 40$  mm lang. Die Länge des zweiten Resonators  $l_2$  variiert. Der Abstand der beiden Resonatoren zueinander beträgt  $a = 5$  mm. Hier ist zu sehen, dass die gemessene Resonanzfrequenz maßgeblich vom kürzeren Resonator bestimmt wird. Ist der zweite Resonator kürzer als der erste ( $l_2 < l_1 = 40$  mm), so nimmt die Resonanzfrequenz der Kombination der beiden Resonatoren mit abnehmender Länge  $l_2$  zu. Ist der zweite Resonator länger als der erste  $l_2 > l_1 = 40$  mm), bleiben die Messungen mit zunehmender Länge  $l_2$  des zweiten Resonators fast unverändert auf dem Wert der Kombination zweier gleich langer Resonatoren ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Die Amplituden der Frequenzen im Bereich von 800 bis etwas 1100 A/m sind für dieses Material kleiner als die Nachweisgrenze.

Abbildung 3.6 zeigt gemessene Biasscans für unterschiedliche Längen der Resonatoren. Resonator 1 ist konstant  $l_1 = 40$  mm lang. Resonator 2 variiert in der Länge wie in der Legende angegeben. Dabei ist erkennbar, dass bei der gewählten Konfiguration der kürzere Resonator die dominante Frequenz erzeugt. Dies sieht man daran, dass in dem Bereich wo die Länge von Resonator 2 kürzer als jene von Resonator 1 ist, die gemessene Frequenz bei steigender Länge von Resonator 2 abnimmt. Wird jedoch Resonator 2 länger als Resonator 1, bleibt die gemessene Frequenz konstant, da in dieser Konstellation Resonator 1 (konstante Länge  $l_1 = 40$  mm) der kürzere Resonator ist.

### Simulationsergebnisse - Variation der Länge, Feldabhängigkeit

Die Messwerte aus Abbildung 3.6 werden in Abbildungen 3.7 und 3.8 mit der Simulation verglichen. Dabei zeigt sich, dass bei zwei gleich langen Resonatoren (Abbildung 3.7), genauso wie bei unterschiedlich langen Resonatoren (Abbildung 3.8) eine gute Übereinstimmung mit der Simulation besteht.

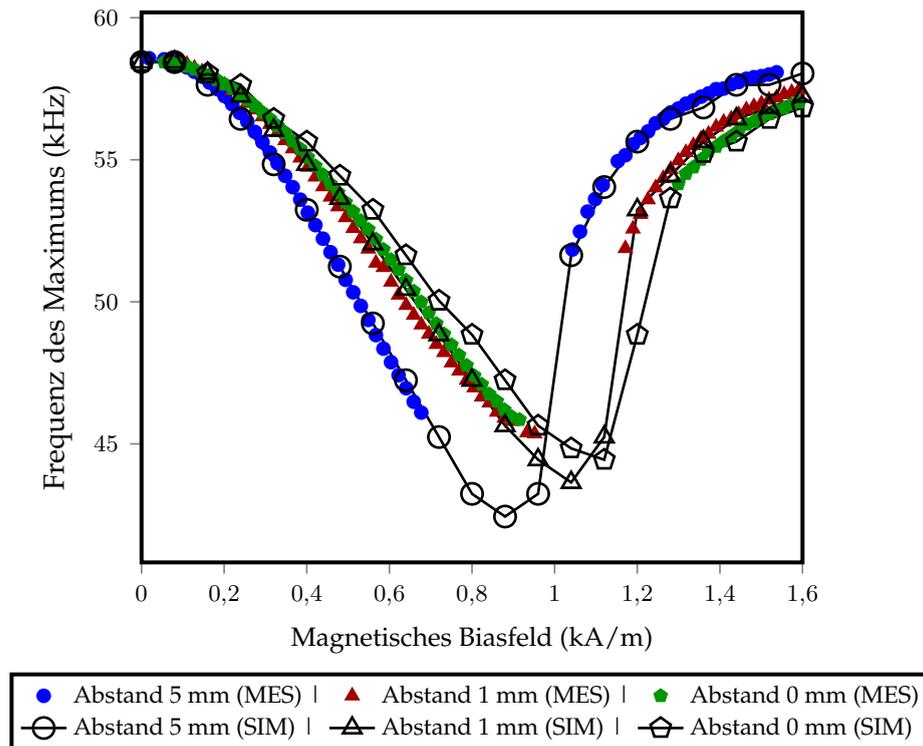


Abbildung 3.7: Vergleich der 1D-Simulation (SIM) zweier Resonatoren mit gemessenen Biasscans (MES) bei unterschiedlichen Abständen der Resonatoren untereinander. Beide Resonatoren sind gleich lang ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Es zeigt sich, dass der einfache Streufeldansatz in der Lage ist, das System gut zu beschreiben. Einzig bei geringen Abständen zwischen den beiden Resonatoren kommt es zu Abweichungen. Dies erklärt sich am geringen Abstand der Enden der Resonatoren. Das Streufeld ist in diesem Bereich stark abhängig vom Abstand. Experimentell sind die direkt aufeinander liegenden Resonatoren schwer genau einzurichten und zu fixieren, ohne ihre freie Schwingung zu beeinträchtigen. Die Amplituden der Frequenzen im Bereich um 1000 A/m sind für dieses Material kleiner als die Nachweisgrenze.

Abbildung 3.7 zeigt den Vergleich einer Simulation zweier gleich langer Resonatoren mit den entsprechenden Messungen. Beides wird bei unterschiedlichen Abständen dargestellt. Messungen werden als gefüllte, farbige Punkte gezeichnet. Die Simulationen, dargestellt durch die schwarzen Linien kombiniert mit Symbolen der zugehörigen Messung, passen sehr gut bei großen Abständen. Bei kleinen Abständen spielen Inhomogenitäten durch die Abmessungen des Resonators eine Rolle (wie bereits in Kapitel 3.2.2 dargestellt). Da die Länge der Resonatoren nie genau gleich sein kann und diese in der Länge nicht fix eingespannt sind, liegen bei geringen Abständen die Enden nicht genau übereinander. Im Bereich, wo die Resonatoren in die magnetische Sätti-

gung gehen ist kein signifikantes Signal messbar. Das Signal des Resonators wird in diesem Bereich kleiner als das Rauschen.

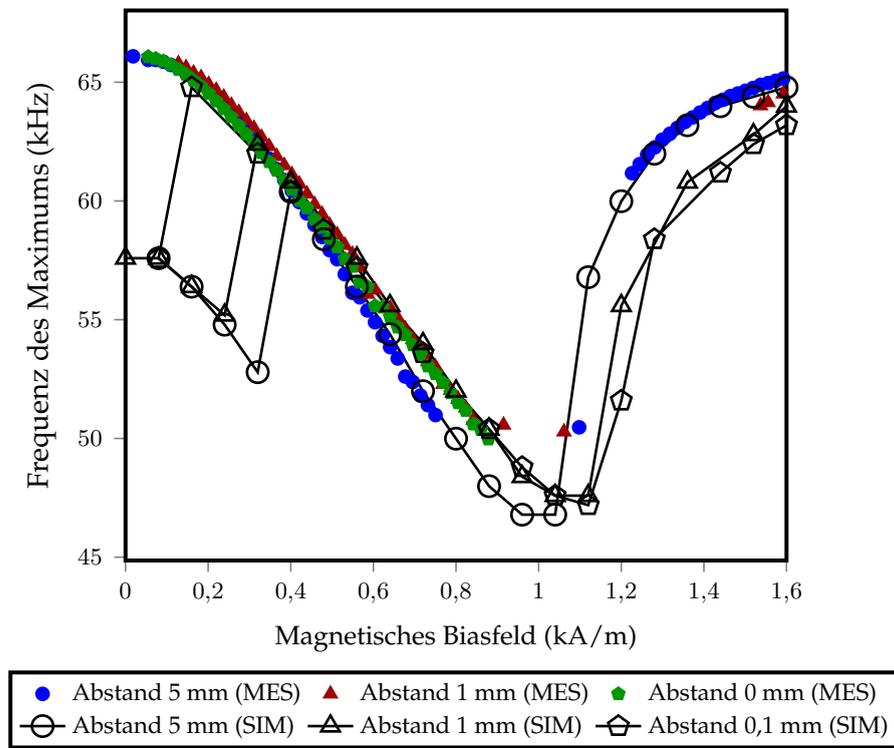


Abbildung 3.8: Vergleich der 1D-Simulation (SIM) zweier Resonatoren mit gemessenen Biasscans (MES) bei unterschiedlichen Abständen der Resonatoren untereinander. Die Resonatoren ist  $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm lang. Es zeigt sich, dass der einfache Streufeldansatz in der Lage ist, das System gut zu beschreiben. Bei geringen Abständen zwischen den beiden Resonatoren kommt es zu geringeren Abweichungen, als bei gleich langen Resonatoren. Die Enden der Resonatoren, wo das meiste Streufeld herrscht, sind weit voneinander entfernt. Daher ist eine Ungenauigkeit bei der Positionierung der Resonatoren weniger dominant. Der Sprung in den simulierten Daten ergibt sich daraus, dass der längere Resonator im Bereich des niedrigen Biasfeldes dominanter schwingt, als der kürzere. Dies ist jedoch bei den Messungen nicht zu beobachten. Bei den Simulationen kam es zu nicht behebbaren Fehlern wenn der Abstand der beiden Resonatoren auf null reduziert wurde, deshalb wurde dieser auf ein hundertstel Millimeter vergrößert. Die Amplituden der Frequenzen im Bereich um 1000 A/m sind für dieses Material kleiner als die Nachweisgrenze.

Abbildung 3.8 zeigt den oben beschriebenen Vergleich noch einmal mit unterschiedlich langen Resonatoren. Die Längen der Resonatoren waren  $l_1 = 40$  mm und  $l_2 = 35$  mm. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist hier noch besser als bei der Verwendung von zwei gleich langen Resonatoren (Abbildung 3.7). Dies liegt daran, dass die Enden der weichmagnetischen Resonatoren, welche die Quelle des koppelnden Streufelds sind, schon von Anfang an weit voneinander entfernt sind. Ein etwaiges Verschieben eines Resonators in Längsrichtung beziehungsweise eine Längenungenauigkeit wirkt sich auf das Streufeld weniger aus, als wenn die Enden der Resonatoren in geringem Abstand direkt übereinander liegen.

Bei den Simulationen der unterschiedlich langen Resonatoren kam es zu nicht behebbaren Fehlern bei einem Abstand  $a = 5$  mm. Deshalb wurde der Abstand zwischen

den beiden Resonatoren auf ein hundertstel Millimeter vergrößert. Der Frequenzverlauf zeigt im Bereich kleiner Biasfelder einen Sprung. Dieser entsteht offensichtlich dann, wenn in diesem Feldbereich der längere Resonator die dominantere Schwingung liefert. Dieses Verhalten konnte in den Messungen nicht beobachtet werden.

Im Folgenden sollen einige Parameter, welche im Schwingungsprozess eine Rolle spielen genauer untersucht werden.

Diese sind:

- Die Amplitude der Auslenkung der einzelnen Elemente.
- Die Magnetisierung und ihre Amplitude während der Schwingung.
- Die lokale Suszeptibilität des Materials.
- Der effektive Elastizitätsmodul.
- Der magnetoelastische Koppelfaktor.
- Das koppelnde Magnetfeld zwischen den Resonatoren.
- Die Dehnungen im Material.
- Die mechanischen Spannungen.
- Die Abhängigkeit der Frequenz vom Magnetfeld.

Dabei wird besonders auf unterschiedlich lange Resonatoren eingegangen. Als Ergänzung dazu werden die Simulationsergebnisse für die gleich langen Resonatoren zum Zwecke des Vergleichs im Appendix C dargestellt.

In den unten folgenden Abbildungen werden die in einem Diagramm dargestellten Werte auf das Maximum des jeweilig gezeigten Wertes normiert. Dadurch kann der Unterschied zwischen den beiden Resonatoren leicht erkannt werden. Da alle Parameter der Resonatoren aus Gründen der Symmetrie in beiden Hälften gleich sind wird jeweils nur die Hälfte je eines der beiden Resonatoren dargestellt. Die Resonatoren wurden zu Simulationszwecken in 80 Elemente unterteilt. Es sind die darzustellenden Parameter von Resonator 1 im Bereich der Elemente 0 oder 1 bis 39 und der betrachtete Parameter von Resonator 2 im Bereich der Elemente 40 bis 79 auf der Ordinate dargestellt. In Abbildung 3.9 sind die relativen Werte der Amplitude der Auslenkung der Elemente dargestellt. Schwarz umrahmt sind die Werte für eine Biasfeldstärke von 1280 A/m. Im unteren Teil ist der halbe Resonator 1 dargestellt. Im oberen Teil der halbe Resonator 2.

Abbildung 3.9 stellt die maximale Amplitude der Auslenkung der einzelnen Elemente in den beiden Resonatoren dar. Dabei wird in der unteren Hälfte der Abbildung

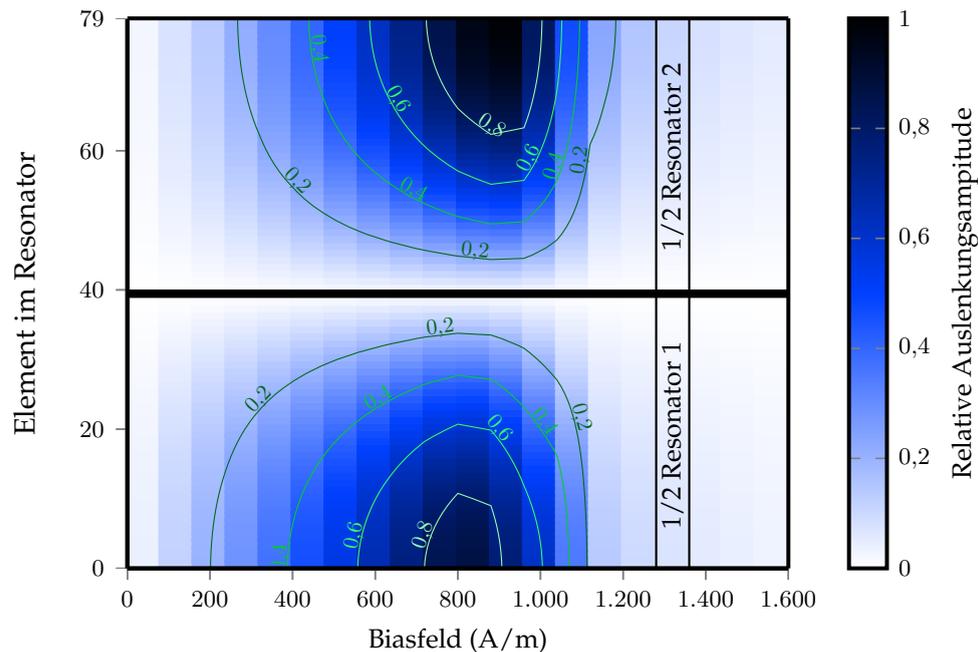


Abbildung 3.9: Simulation zweier Resonatoren im Abstand von  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Amplitude der Auslenkung der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40 bis 79. Das schwarze Rechteck zeigt die Werte der Amplitude für Resonator 1 (im unteren Bereich) und Resonator 2 (im oberen Bereich) bei einem Biasfeld von 1280 A/m. Resonator 1 ist  $l_1 = 40$  mm und Resonator 2  $l_2 = 35$  mm lang. Dabei ist ersichtlich, dass der obere Teil (entspricht Resonator 2) eine höhere Amplitude der Auslenkung aufweist. Damit ist auch klar, wieso der kürzere der Resonatoren die gemessene Frequenz dominiert. Auch sind die Maximalwerte der Auslenkungen im Biasfeld zueinander verschoben.

die maximale Amplitude der Auslenkung eines jeden Elementes einer Hälfte von Resonator 1 dargestellt. Die obere Hälfte wird durch die Werte der maximalen Amplitude der Auslenkung jedes Elementes einer Hälfte des Resonators 2 gebildet. Resonator 1 ist  $l_1 = 40$  und Resonator 2  $l_2 = 35$  mm lang. Durch die Normierung ist der Unterschied der Amplituden der Auslenkungen im Resonator leicht vergleichbar. Der kürzere Resonator (Resonator 2 - obere Hälfte der Abbildung) erzeugt beim Schwingen höhere Amplituden. Hierfür spricht auch der in Abbildung 3.6 zu beobachtende Effekt, dass die kürzeren Resonatoren die Resonanzfrequenz dominierend bestimmen. Selbiges ist für zwei gleiche lange Resonatoren in Abbildung C.1 dargestellt.

Abbildung 3.10 zeigt die maximale Amplitude der Magnetisierung während der Schwingungen. Jeweils wieder dargestellt für zwei unterschiedlich lange Resonatoren. Dabei ist zu beobachten, dass der kürzere Resonator eine größere Amplitude der Schwingung der Magnetisierung aufweist. Ein Umstand auf den schon die Interpretation des Ergebnisses der Amplitude der Auslenkung (Abbildung 3.9) Hinweis gab. Ein Vergleich mit dem Mittelwert der Magnetisierung (Abbildung 3.11) zeigt, dass das Maximum in Auslenkungs- und Magnetisierungsamplitude beim Übergang zur ma-

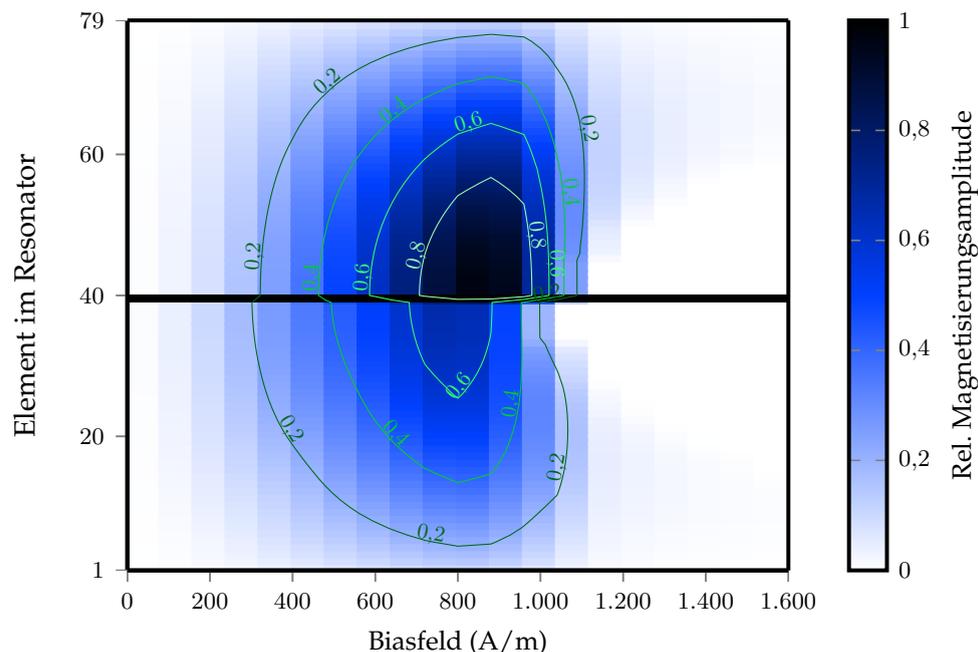


Abbildung 3.10: Simulation zweier Resonatoren im Abstand von  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Amplitude der Magnetisierung der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) Element 40 bis 79. Dabei ist gut zu sehen, dass sich die die größte Magnetisierungsamplitude mit dem Bereich der maximalen Amplitude der Auslenkung der Elemente und dem Bereich des Feldes, an dem die magnetisch Sättigung beginnt (Abbildung 3.11) überschneidet. Die maximale Amplitude der Magnetisierung ist im kürzeren Plättchen höher und nach höheren Feldern hin verschoben.

gnetischen Sättigung auftritt. Selbiges ist für zwei gleich lange Resonatoren in Abbildung C.2 dargestellt.

Abbildung 3.11 zeigt den Einfluss der Streufeder auf die Magnetisierung der einzelnen Resonatoren. Die Magnetisierung ist, im linearen Bereich, mit  $\chi$  proportional zum inneren Feld. Das innere Feld setzt sich aus dem Biasfeld reduziert vom eigenen Streufeld und reduziert vom Streufeld des zweiten Resonators zusammen. Die Enden der Resonatoren weisen eine geringere Magnetisierung auf als das Zentrum. Dies ist eine direkte Konsequenz aus der Berechnung des inneren Feldes. Man erkennt, dass der kürzere der Resonatoren später in Sättigung geht, als der Längere.

Zum besseren Verständnis stellt man sich zuerst einen einzelner Resonator vor: Ein längerer Resonator hat ein geringeres entmagnetisierendes Feld. Dadurch ergibt ein gleiches externes Feld je nach Geometrie eine unterschiedliche Magnetisierung. Zusätzlich kommt das Streufeld des zweiten Resonators ins Spiel, welches wiederum von seiner Magnetisierung (und damit von seiner Geometrie) abhängt. Abbildung 3.15 zeigt die berechneten Felder. Zusammenfassend ist zu sagen, dass der kürzere der beiden Resonatoren durch die geometrischen Gegebenheiten in einem geringeren effektiven Biasfeld liegt.

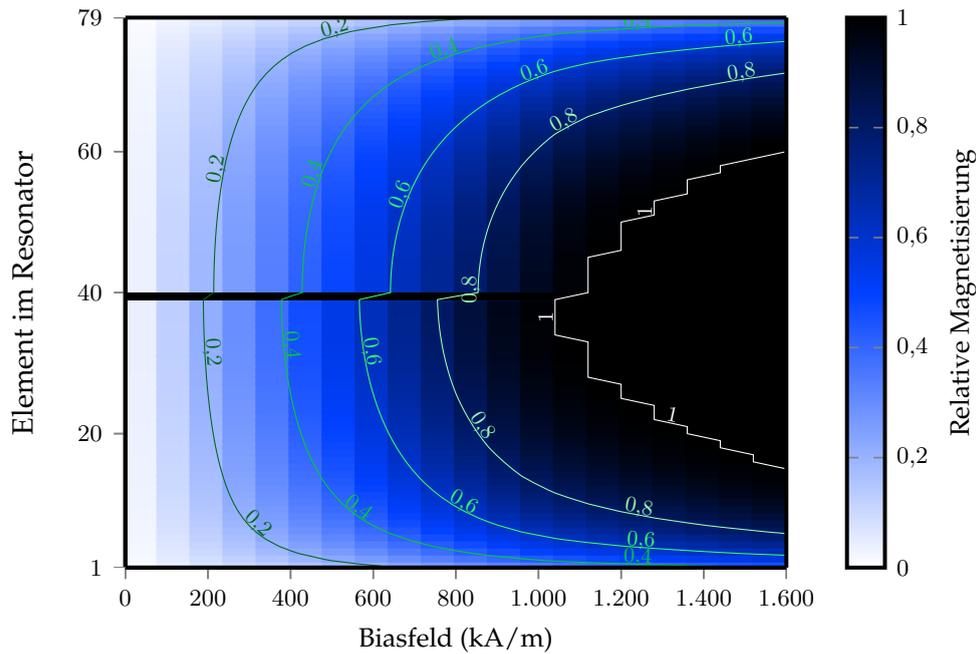


Abbildung 3.11: Simulation zweier Resonatoren im Abstand von  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Magnetisierung der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) Element 40 bis 79. Der Bereich der beginnenden Sättigung fällt mit dem Bereich der maximalen Auslenkung der Amplitude der Schwingung und dem Bereich der maximalen Amplitude der Magnetisierung des Materials (Abbildungen 3.10 und 3.9) zusammen.

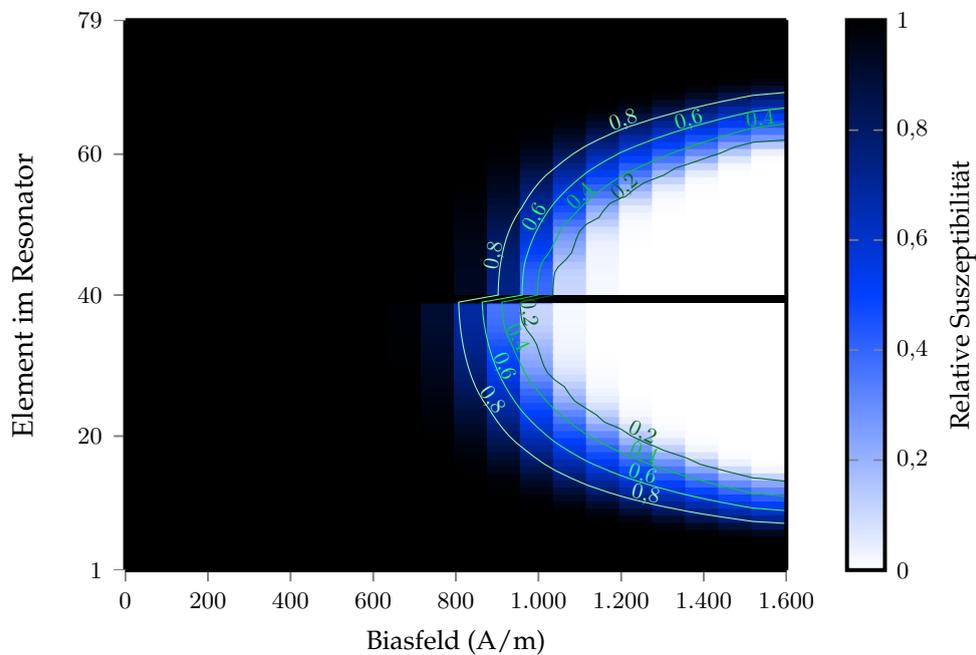


Abbildung 3.12: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die mittlere Suszeptibilität der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) Element 40 bis 79. Dabei ist gut zu sehen, dass sich die Suszeptibilität in erwarteter Weise mit steigendem Biasfeld von ihrem Maximum zu null ändert. Gleichzeitig geht die Magnetisierung in die Sättigung.

Abbildung 3.12 zeigt die Suszeptibilität des Materials. Die dargestellten Wert wurden nachträglich aus dem effektiven inneren Feld und der daraus resultierenden Magnetisierung errechnet.

$$\left. \frac{\partial J}{\partial H} \right|_{\sigma} =: \mu_0 \chi_{\sigma}(\sigma, H) \quad (3.33)$$

Die Suszeptibilität  $\chi$  ist konstant mit steigendem Feld bis erste Sättigungseffekte auftreten. Da ein reales Material nicht schlagartig sättigt, sondern im ausgedehnten Material Bereiche existieren, welche bei unterschiedlichen Feldstärken sättigen nimmt der Wert der Suszeptibilität monoton fallend vom Maximalwert auf null ab. Weiters unterliegt die Anisotropie der Materialien gewissen Schwankungen.

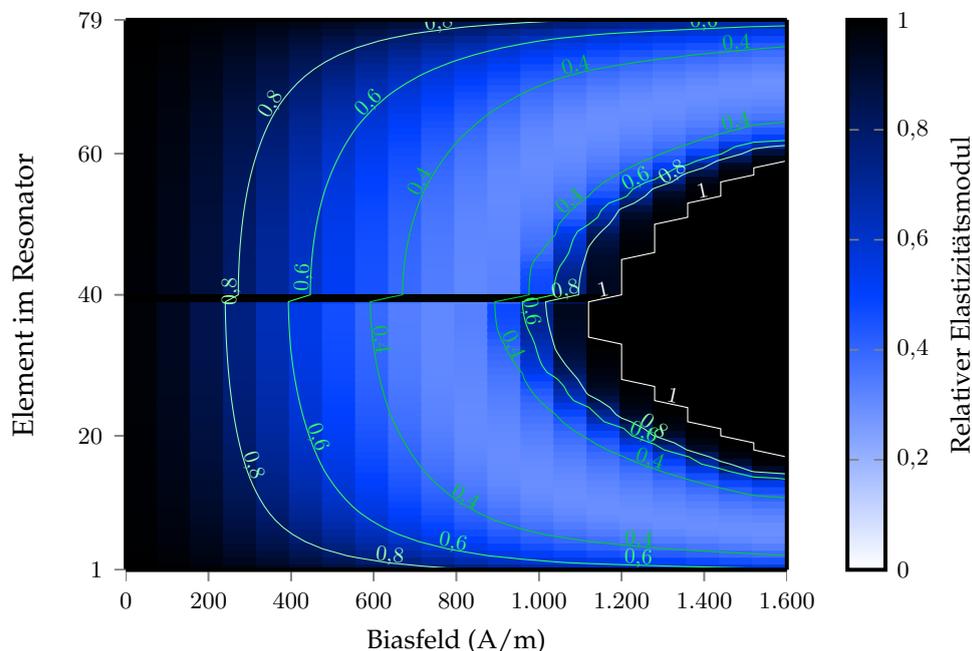


Abbildung 3.13: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist der auf sein Maximum bezogene Elastizitätsmodul der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) Element 40 bis 79. Die Änderung des Elastizitätsmoduls wird als  $\Delta E$ -Effekt von G. Herzer durch Formel 2.2 proportional zur Suszeptibilität und dem Quadrat der Magnetisierung beschrieben. Die Resonanzfrequenz hängt von der Steifigkeit des Materials ab. Die Steifigkeit eines Materials hängt weiters vom Elastizitätsmodul  $E$  ab. (Formel (2.1)).

Abbildung 3.13 zeigt die räumliche Verteilung des  $\Delta E$ -Effekts. Dieser ist proportional zum Quadrat der Magnetisierung multipliziert mit der Suszeptibilität und wird nachträglich aus den obigen Ergebnissen berechnet. Der Elastizitätsmodul beschreibt die Kraft die notwendig ist um einen Festkörper um einen gewissen Betrag zu dehnen. Formel (2.2) beschreibt den sogenannten  $\Delta E$ -Effekt, Dabei wird der Elastizitätsmodul eines Materials durch ein magnetisches Feld verändert (siehe Kapitel 2.1.1). Die Abbildung zeigt, dass der Elastizitätsmodul für dieses Material in manchen Bereichen des Resonators auf weniger als 40% seines Wertes bei magnetischer Sättigung reduziert

wird. Je geringer der Elastizitätsmodul eines Materials, desto geringer sind die Rückstellkräfte bei der Auslenkung. Für die mechanische Schwingung bedeutet ein geringerer Elastizitätsmodul ein Absinken der Resonanzfrequenz.

Der Fragestellung, ob ein einfacher analytischer Zusammenhang zwischen Mittelwert des Elastizitätsmoduls und dessen Resonanzfrequenz erlaubt ist, soll in Kapitel 3.2.5 nachgegangen werden.

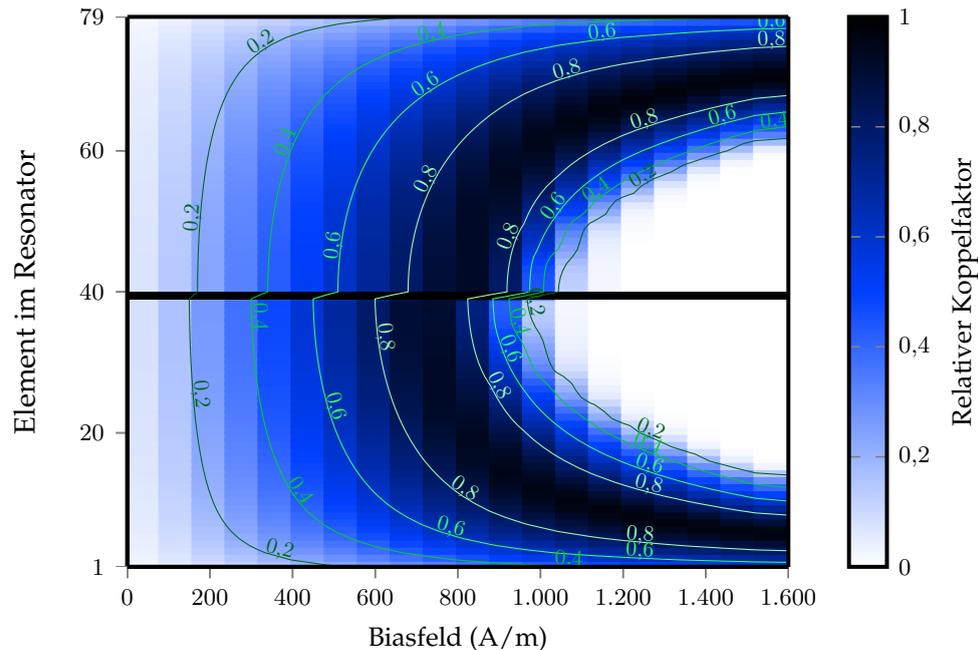


Abbildung 3.14: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist der auf sein Maximum bezogene Kopplungsfaktor  $d$  der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) Element 40 bis 79. Der Kopplungsfaktor  $d$  ist in Formel 2.3 definiert. Er beschreibt wie gut die mechanischen an die magnetischen Schwingungen koppeln.

Abbildung 3.14 zeigt die Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist der Kopplungsfaktor  $d$  der diskreten Elemente. Der Kopplungsfaktor  $d$  ergibt sich direkt aus Formel (2.3). Er beschreibt wie stark die mechanischen an die magnetischen Schwingungen koppeln (et vice versa). Hier erklärt sich auch der Verlauf der Amplitude der gemessenen Resonanzfrequenz. Der Mittelwert des Koppelfaktors über die Länge des Resonators ist klein bei kleinen externen Felder. Steigt mit steigendem Biasfeld an, bis Sättigungseffekte auftreten. Wie der helle Bereich in Abbildung 3.14 im Zentrum der Resonatoren zeigt, wird  $d$  mit steigender Feldstärke in immer größer werdenden Teilen des Resonators sehr klein. Damit wird ein Teil des Resonators für die Kopplung an das externe Feld deaktiviert. Dies ist eine Erklärung für die Reduktion der Amplitude der Resonanzfrequenz bei hohen Feldern.

Aus der Simulation ausgewertet zeigt Abbildung 3.15 die magnetischen Felder in den Resonatoren. Dabei wird in der linken Spalte das Feld gemittelt über die Elemente

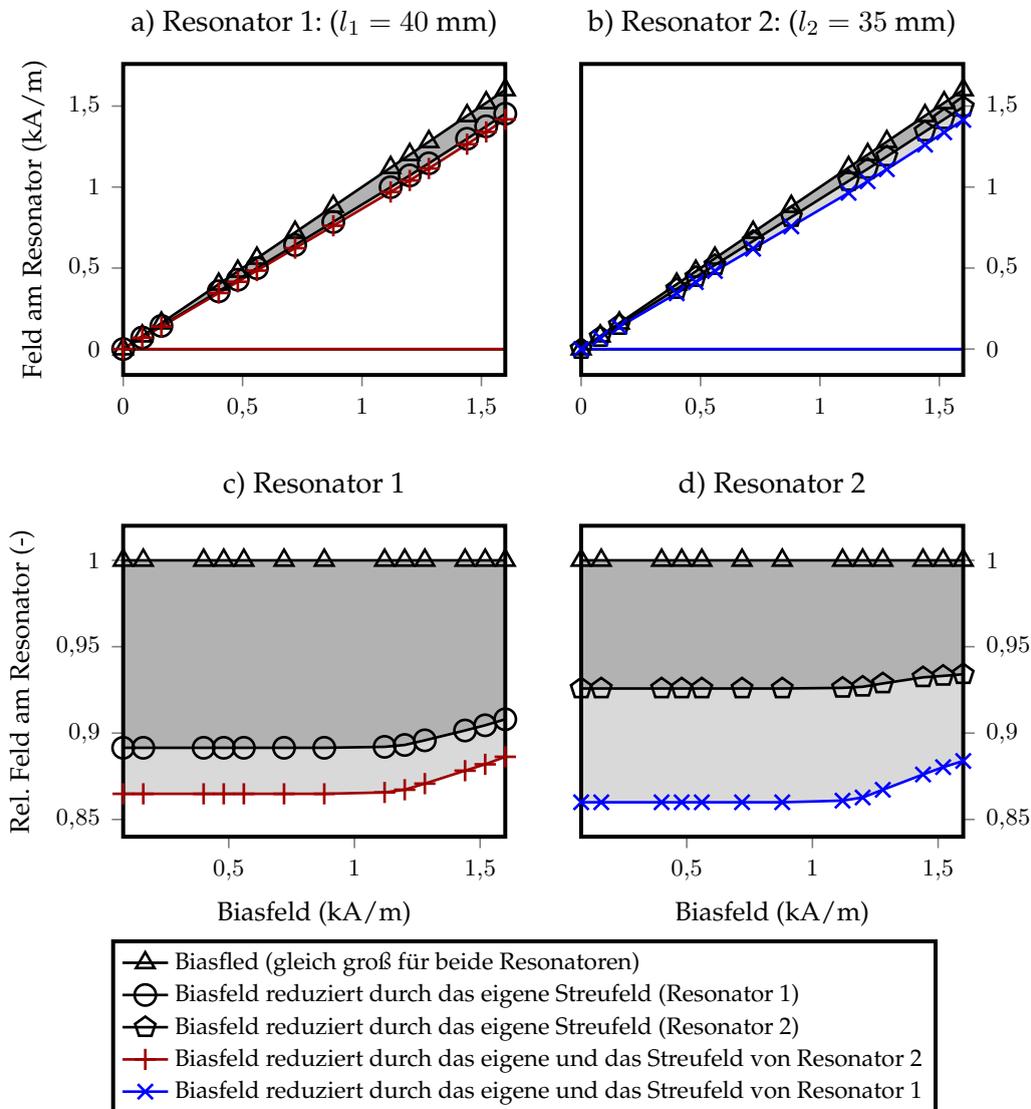


Abbildung 3.15: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist das zeitlich gemittelte (Teilbilder a) und b)) und die relative zeitlich gemittelte magnetische Feldstärke bezogen auf das Biasfeld (Teilbilder c) und d)). Gezeichnet ist das Biasfeld (schwarze Linie mit Dreiecken) welches durch das entmagnetisierende Streufeld des Plättchens selber reduziert wird (schwarze Linie mit Kreisen/Pentagone). Weiters wird das Biasfeld durch das Streufeld des anderen Plättchens reduziert. Das effektiv wirkende Biasfeld ist für Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) links dargestellt (rote Linie, +; Teilbilder a) und c)) und für Resonator 2 ( $l_2 = 35$  mm) rechts (blaue Linie, x; Teilbilder b) und d)) dargestellt. In Darstellung c) und d) bleibt bei kleinen Feldern das Streufeld eines Resonators auf sich selbst relativ zum Biasfeld gleich. Erst wenn Sättigungseffekte auftreten ist die Magnetisierung (und damit das Streufeld) nicht mehr linear abhängig vom angelegten Feld. Es bleibt die Magnetisierung des Resonators trotz steigender Feldstärke konstant.

von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm), in der rechten das Feld des zweiten Resonators ( $l_2 = 35$  mm) dargestellt. Die obere Reihe zeigt die absoluten Feldwerte, die untere bezieht die Feldwerte jeweils auf das angelegte externe Biasfeld. Der Abstand zwischen den beiden Resonatoren ist  $a = 5$  mm. Der Wert der angelegten Feldstärke (das Biasfeld) wird mit schwarzen Dreiecken dargestellt. Dieses wird für jeden Resonator reduziert durch das Streufeld der eigenen Elemente und das Streufeld der Elemente des anderen Resonators. Dargestellt wird die Summe von Biasfeld und eigenem Streufeld durch die schwarzen Kreise/schwarzen Pentagone. Weiters wird das Biasfeld noch durch das Streufeld des zweiten Resonators verringert. Das effektiv wirkende Feld für den längeren Resonator 1 wird links durch die rote Linie (Symbol +) gekennzeichnet. Das effektiv wirkende Feld für den kürzeren Resonator 2 wird rechts durch die blaue Linie (Symbol x) gekennzeichnet.

Das Streufeld des jeweils anderen Resonators ist in der Umgebung seiner Enden am stärksten und wechselwirkt mit dem betrachteten Resonator. Die nichtlineare Abhängigkeit des Streufeldes vom Abstand erklärt, wieso die gemessenen und berechneten Frequenzen bei gleich langen Resonatoren und geringen Abständen nicht gut übereinstimmen. Die Materialparameter Dehnung und Spannung in den Resonatoren und Ergebnisse für gleich lange Resonatoren werden für den interessierten Leser im Anhang ab Seite 92 dargestellt.

### Simulationsergebnisse - Variation der Länge, Längenabhängigkeit

Bisher wurde ein Vergleich der 1D-Simulation zweier Resonatoren mit der Messung bei unterschiedlichen Abständen der Resonatoren untereinander angestellt. In diesem Kapitel wird der Abstand zwischen den Resonatoren auf  $a = 5$  Millimeter konstant gehalten, jedoch die Länge eines der beiden variiert.

Abbildung 3.16 zeigt einen Vergleich zwischen Simulation (SIM) und Experiment (MES). Dabei wurden unterschiedlich lange Resonatoren kombiniert. Bei Resonator 1 (blaue Linie, x) wurde die Länge auf einem Wert von 40 mm (markiert durch die rote, vertikale Linie) konstant gehalten. Beim zweiten Resonator (rote Linie, +) wurde die Länge variiert. Dieser Wert ist auf der  $x$ -Achse aufgetragen. Berechnet wird die Resonanzfrequenz bei einem Biasfeld von 400 A/m. Die „Lock-In-Schwelle“ ist bei beiden Teildiagrammen gut zu sehen. Die schwarzen Kreise zeigen die aus den gemessenen Daten (Biasscans, Abbildung 3.6) gewonnenen Frequenzen für ein Biasfeld von 421 A/m. Die Messwerte werden mit den Simulationen verglichen. Dabei ist eine gute Übereinstimmung zu sehen. Graue Pentagone zeigen die Frequenz abhängig von der Länge von einem einzelnen, ungekoppelten Resonator. Dass die Frequenz im gekoppelten Fall höher ist, bedeutet im gewählten Arbeitspunkt eine Reduzierung des effektiven Biasfeldes. Dies bestätigt alle vorhergehenden Erkenntnisse.

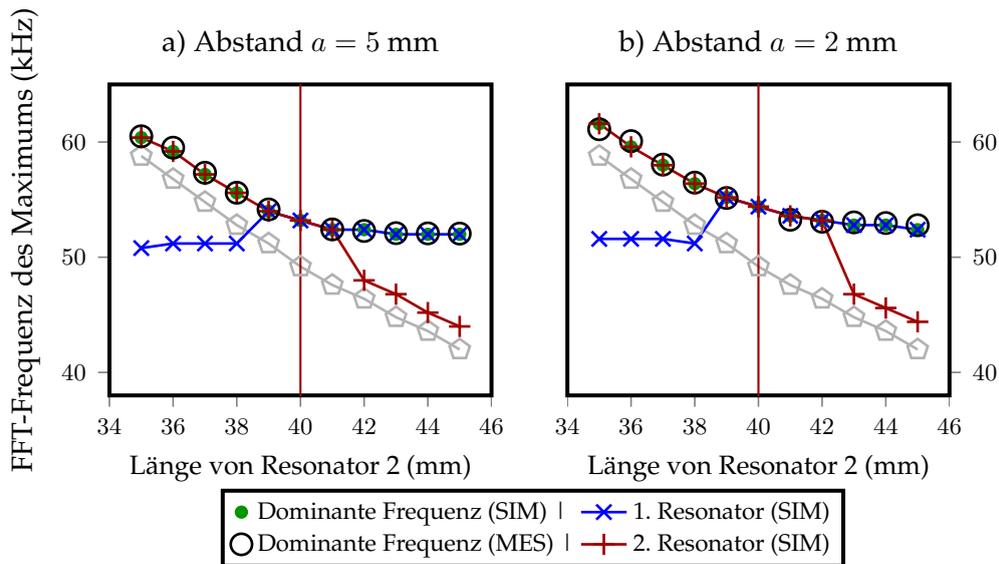


Abbildung 3.16: Vergleich zwischen der 1D-Simulation zweier Resonatoren und deren Messung. Bei Resonator 1 (blaue Linie,  $\times$ ) wurde die Länge auf einem Wert von  $l_1 = 40$  mm (markiert durch die rote, vertikale Linie) konstant gehalten. Beim zweiten Resonator (rote Linie,  $+$ ) wurde die Länge variiert. Der Wert von  $l_2$  ist auf der x-Achse aufgetragen. Berechnet wird die Resonanzfrequenz bei einem Biasfeld von 400 A/m. Die Lock-In-Schwelle ist bei beiden Teildiagrammen ausgeprägt. Die schwarzen Kreise markieren die aus den gemessenen Daten (Biasscans, Abbildung 3.6) gewonnene Frequenzen für ein Biasfeld von 421 A/m. Bei den Messungen wird die Frequenz mit dem größten Anteil im Fourier-Spektrum automatisch bestimmt. Die gemessene Frequenz (schwarzer Kreis) liegt immer auf der Kurve der Frequenzen des kürzeren der beiden Resonatoren. Für beide getesteten Abstände stimmen die gemessenen gut mit den Simulationsergebnissen überein. Graue Pentagone zeigen die Frequenz abhängig von der Länge von einem einzelnen, ungekoppelten Resonator. Da die Frequenz im gekoppelten Fall höher ist, bedeutet eine Reduzierung des effektiven Biasfeldes.

Abbildung 3.17-a) ist dieselbe wie Abbildung 3.16-a). Zwei Resonatoren ( $l_1 = 40$  mm und  $l_2$  zwischen 35 und 34 mm) im Abstand  $a = 5$  mm. Der Wert von  $l_2$  ist auf der x-Achse aufgetragen. Teilbilder b) bis d) zeigen die Auslenkung eines Randelementes eines der beiden Enden je eines Resonators. Teilbild b) für den Fall, dass die Resonanzfrequenz der Resonatoren weit auseinander liegen (Fall I).  $l_1 = 40$  mm und  $l_2 = 35$  mm. Hier findet eine Schwingung außerhalb der Arnold-Zunge statt. Die Phasenlage zwischen den beiden Resonatoren ändert sich kontinuierlich und ist nicht beschränkt. Teilbild c) zeigt die Schwingungen nahe an der Lock-In Schwelle (Fall II -  $l_1 = 40$  mm,  $l_2 = 38$  mm). Hier zeigt sich auch eine kontinuierliche Phasenverschiebung. Teilbild d) zeigt eine Schwingung innerhalb der Lock-In Schwelle (Fall III -  $l_1 = 40$  mm,  $l_2 = 39$  mm). Dabei heben sich die Phasenverschiebungen im zeitlichen Mittel vollständig auf. Eine Fouriertransformation über eine genügend lange Zeit stellt somit für beide Schwingungen dieselbe Frequenz fest. Der triviale Fall mit zwei gleich langen Resonatoren ( $l_1 = l_2 = 40$  mm) wird nicht dargestellt. Dabei schwingen beide Resonatoren „in Phase“ bei gleicher Amplitude.

In Abbildung 3.17 ist die Phasenbeschränkung innerhalb der Arnold-Zunge erkennbar. Außerhalb verändert sich die Phasenverschiebung zwischen den beiden schwin-

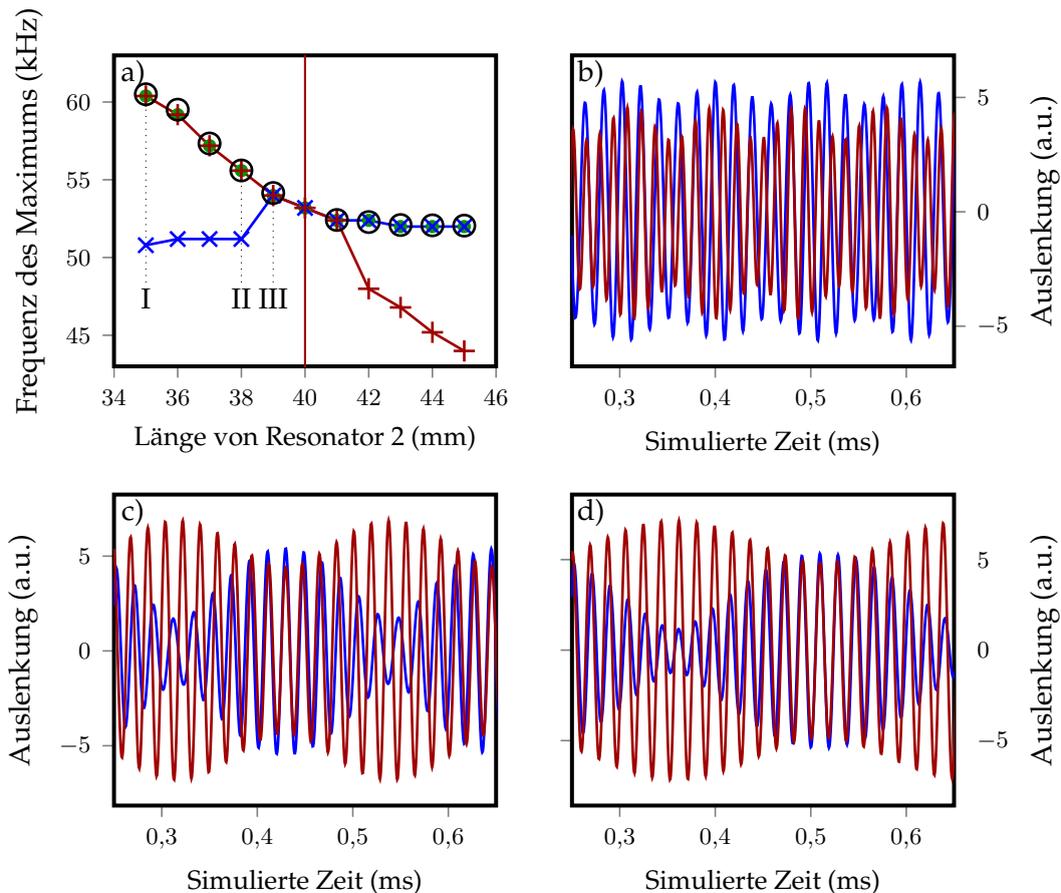


Abbildung 3.17: Vergleich der Schwingungsformen. Teilbild a) zeigt das selbe wie Abbildung 3.16-a). Bei einem Resonator (blaue Linie, x) ist die Länge konstant ( $l_1 = 40$  mm). Beim zweiten Resonator (rote Linie, +) wurde die Länge variiert.  $l_2$  ist auf der x-Achse aufgetragen. Berechnet wird die Resonanzfrequenz bei einem Biasfeld von 400 A/m. Die Lock-In-Schwelle ist in Teilbild a) sehr gut zu sehen. Der schwarze Kreis zeigt die aus den gemessenen Daten (Biasscans) gewonnenen Frequenzen für ein Biasfeld von 421 A/m. Teilbilder b) bis d) zeigen die Auslenkung eines Endes von jeweils einem der beiden Resonatoren. Teilbild b): Hier findet eine Schwingung außerhalb der Lock-In Schwelle statt. Die Phasenlage zwischen den beiden Resonatoren ändert sich kontinuierlich. Dieser Fall ist in Teilbild a) mit I markiert. Teilbild c) zeigt die Schwingungen nahe an der Lock-In Schwelle. Hier zeigt sich noch eine kontinuierliche Phasenverschiebung. (Fall II) Teilbild d) zeigt eine Schwingung innerhalb der Lock-In Schwelle (Fall III). Es bleiben die Phasenverschiebungen beschränkt und mitteln sich über die Zeit zu null.

genden Resonatoren kontinuierlich. Die Grenzlinie der Arnold-Zunge wird als Lock-In Schwelle bezeichnet

Abbildung 3.18 zeigt die effektiven Streufelder der beiden Resonatoren. Dabei wird das Feld jedes Elements in den Resonatoren aufsummiert. Das Feld welches von den einzelnen, magnetisierten Elementen eines Resonators auf sich selbst wirkt wird als „eigenes“ Streufeld bezeichnet. Ein in der Länge konstanter Resonator wird hierbei mit je einem Resonator unterschiedlicher Länge kombiniert. Die Länge von Resonator 2 ist auf der  $x$ -Achse aufgetragen. Abbildung 3.18-a) zeigt die einzelnen Feldstärken auf die Elemente von Resonator 1. Das Biasfeld (extern angelegt) wird durch die schwarzen Dreiecke dargestellt. Das eigene Streufeld reduziert das Biasfeld und die effektiv

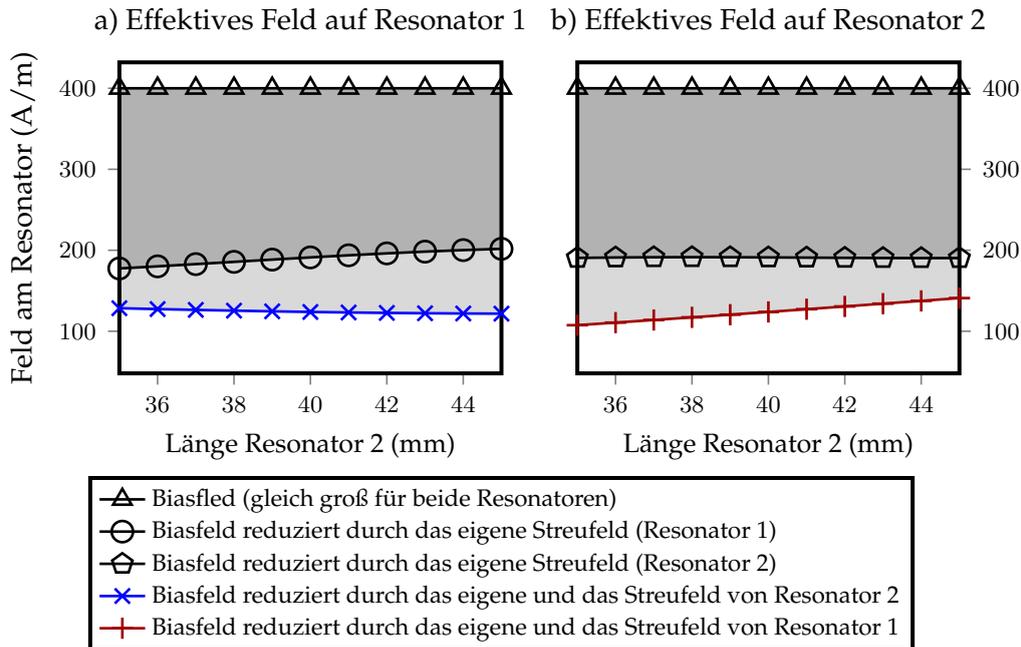


Abbildung 3.18: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt sind die inneren Feldstärken. Da zur Bestimmung des Streufeldes auf ein Element über alle Elemente summiert wird, kann der Anteil des Streufeldes des benachbarten Resonators getrennt dargestellt werden. Teilbild a) zeigt das effektive Feld, welches auf Resonator 1 wirkt. Teilbild b) zeigt das effektive Feld, welches auf Resonator 2 wirkt. Die Gesamtmagnetisierung von Resonator 2 nimmt mit seiner Länge aufgrund des reduzierten entmagnetisierenden Feldes zu. Jedoch entfernen sich die einzelnen Elemente immer weiter voneinander. Diese konkurrierenden Prozesse führen dazu, dass das eigene Streufeld von Resonator 2 über die Längenänderung konstant bleibt. Das eigene Streufeld von Resonator 1 wird durch seine reduzierte Magnetisierung geringer.

wirkende Feldstärke wird durch die Kreise dargestellt. Davon wird noch das Streufeld des zweiten Resonator abgezogen. Daraus ergibt sich das effektiv wirkende Feld auf Resonator 1, dargestellt durch die blaue Linie (Symbol: x). In Teilbild b) gelten die obigen Verhältnisse analog für Resonator 2. Das Biasfeld vom eigenen Streufeld reduziert (schwarze Pentagone) und weiter vom Streufeld des ersten Resonators reduziert. Die effektiv wirkende Feldstärke auf Resonator 2 wird durch die rote Linie (Symbol: +).

Die Gesamtmagnetisierung (vergleiche Abbildung 3.19) des Resonators 1, und damit das Streufeld auf Resonator 2, nimmt mit zunehmender Länge des zweiten Resonators ab. Die Gesamtmagnetisierung von Resonator 2 nimmt mit seiner Länge aufgrund der reduzierten entmagnetisierenden Feldstärke zu. Jedoch entfernen sich die einzelnen Elemente immer weiter voneinander. Diese konkurrierenden Prozesse führen dazu, dass das eigene Streufeld von Resonator 2 über die Längenänderung konstant bleibt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass zwar das Dipolmoment des zweiten Resonators mit der Länge zunimmt, jedoch mit zunehmender Länge auch die Entfernung der einzelnen Punkte im Resonators 1 zu den Polen zunimmt und dabei die magnetische Feldstärke quadratisch abnimmt.

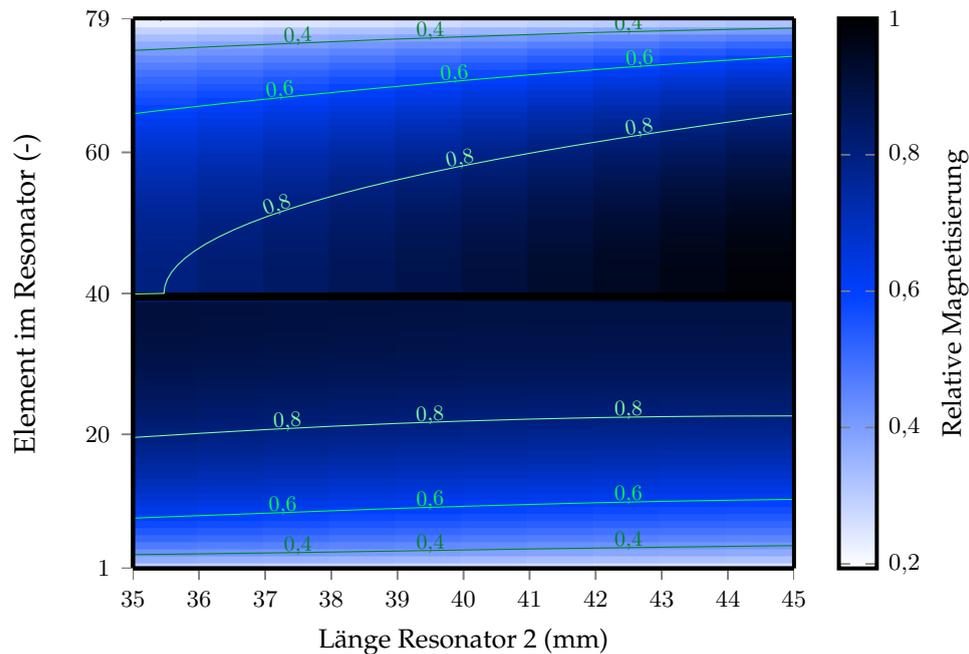


Abbildung 3.19: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Magnetisierung der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm), welcher sich durch konstante Länge auszeichnet, wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40 bis 79. Die Länge von Resonator 2 wird auf der  $x$ -Achse aufgetragen. Der Abstand der beiden Resonatoren zueinander beträgt  $a = 5$  mm. Die Magnetisierung von Resonator 2 nimmt mit seiner Länge zu, das Streufeld auf sich selbst, wie im vorigen Bild dargestellt, bleibt jedoch nahezu konstant.

Abbildung 3.19 stellt die mittlere Magnetisierung der beiden beobachteten Resonatoren dar. Dargestellt ist die relative Magnetisierung der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 (blaue Linie, +), welcher sich durch konstante Länge auszeichnet, wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 (rote Linie, x) Element 40 bis 79. Der Abstand der beiden Resonatoren zueinander beträgt  $a = 5$  mm. Die mittlere Magnetisierung von Resonator 2 nimmt mit seiner Länge zu, das Streufeld auf sich selbst (Abbildung 3.18-b), Pentagone) bleibt jedoch nahezu konstant.

Abbildung 3.20: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Magnetisierungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Gründen der Symmetrie wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40 bis 79. Die Amplitude der Magnetisierung kann auch als Richtwert für die Signalstärke herangezogen werden. Dabei zeigt sich, dass der jeweils kürzere Resonator tendenziell eine höhere maximale Amplitude der Magnetisierung aufweist.

Abbildung 3.21 zeigt eine Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Amplitude der Auslenkung der diskreten Elemente. Die Auslenkungen sind auf das globale Maximum dieser Abbildung bezogen. Die Amplitude der

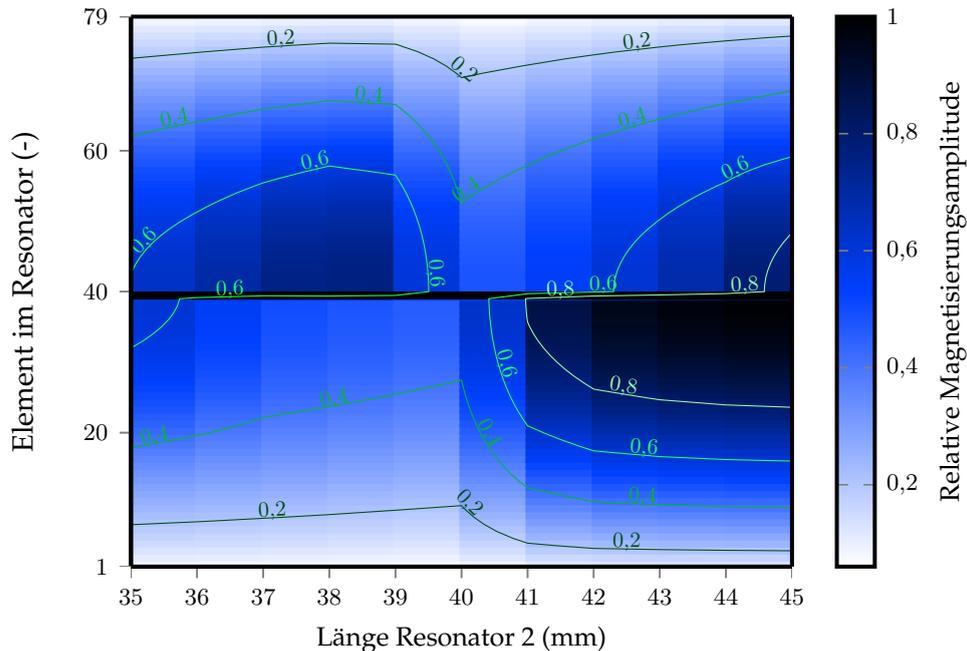


Abbildung 3.20: Simulation zweier Resonatoren im Abstand von  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Magnetisierungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 1 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40 bis 79. Die Länge von Resonator 2 wird auf der  $x$ -Achse aufgetragen. Die Amplitude der Magnetisierung kann auch als Richtwert für die Signalstärke herangezogen werden. Dabei zeigt sich, dass der jeweils kürzere Resonator (zwischen 35 und 40 Millimetern Resonator 2 und zwischen 41 und 45 Millimetern Resonator 1) tendenziell eine höhere maximale Amplitude der Magnetisierung aufweist.

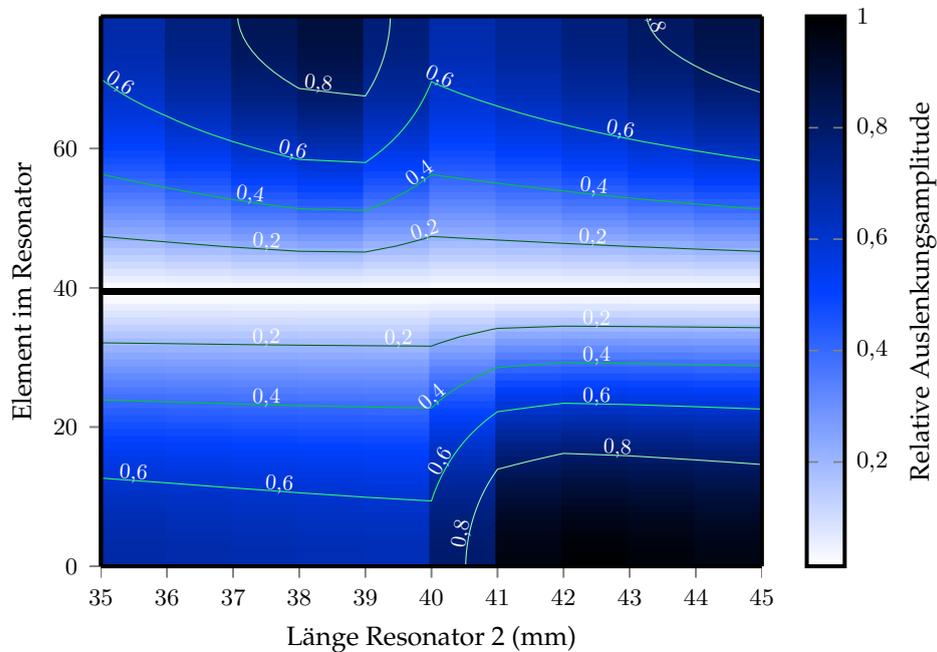


Abbildung 3.21: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Amplitude der Auslenkung der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40 bis 79. Die Länge des zweiten Resonator  $l_2$  wird, wie auf der  $x$ -Achse aufgetragen, variiert. Die Auslenkungen sind auf das globale Maximum dieser Abbildung bezogen.

Auslenkung kann auch als Richtwert für die Signalstärke herangezogen werden. Dabei zeigt sich, wie auch schon bei der Amplitude der Magnetisierung, dass der jeweils kürzere Resonator eine höhere maximale Amplitude aufweist.

### 3.2.4 Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Signalamplituden

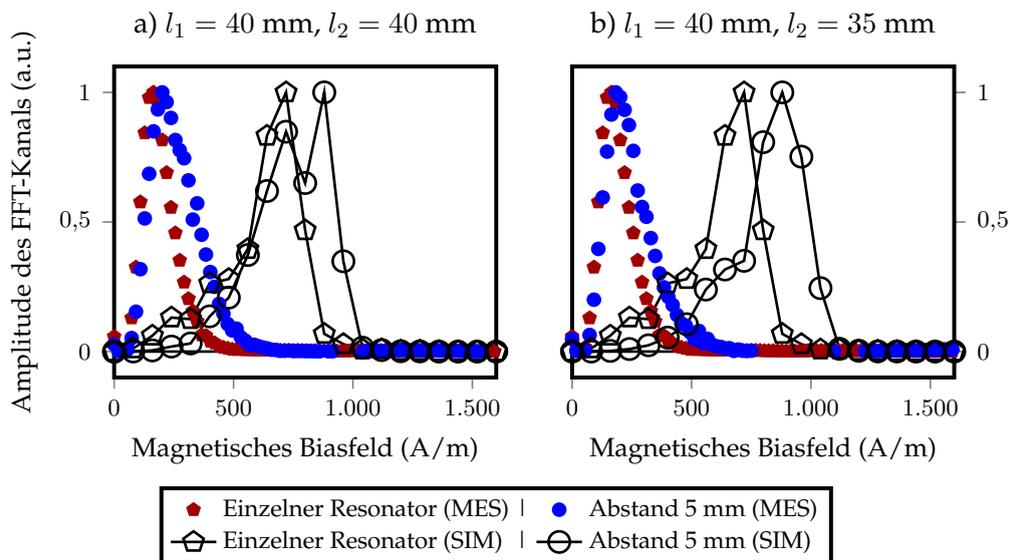


Abbildung 3.22: Vergleich der Amplituden einer 1D-Simulation (SIM) zweier Resonatoren mit gemessenen Biasscans (MES) bei unterschiedlichen Abständen der Resonatoren untereinander. Teilbild a) zeigt den Fall  $l_1 = l_2 = 40 \text{ mm}$ . Teilbild b) zeigt das Ergebnis bei unterschiedlich langen Resonatoren mit  $l_1 = 40 \text{ mm}$  und  $l_2 = 35 \text{ mm}$ . Hier ist zu sehen, dass sich die Amplitude nicht gut beschreiben lassen. Das Modell eignet sich also nur dazu die Frequenzverläufe abzubilden.

In Abbildung 3.22 wird der Verlauf der Amplituden verglichen. Die Größenordnungen der Ergebnisse der Messungen und Simulationen sind nicht direkt vergleichbar. Bei der Messung werden Induktionsspannungen gemessen und mithilfe einer Fouriertransformation ausgewertet. Dabei ist die Einheit (V/Hz). Für die Simulation wurde die Resonanzfrequenz über die relative Auslenkung eines Randelementes bestimmt indem diese einer Fouriertransformation unterzogen wurde. Die Einheiten ist in diesem Fall (1/Hz).

Die Intensität der Schwingung wurde auf den Maximalwert normiert, um den Verlauf vergleichbar zu machen. Für die Simulation im Bereich der Sättigung der Magnetisierung maximal. Die gemessenen Resonatoren haben die maximale Amplitude bei sehr kleinen Biasfeldern. Der Grund dafür dürfte darin liegen, dass die Materialien durch Wärmebehandlungen und besondere Richtungen der Anisotropie stark in ihren Eigenschaften verändert werden können. Dies ist einerseits erwünscht, da sich die Materialien dadurch für eine Vielzahl verschiedener Anwendungen einstellen lassen. Andererseits ist diese Parametervielfalt mit einer einfachen eindimensionalen Simulation schwer nachzubilden.

Ein weiterer Punkt ist die Verbreiterung des Bereichs der maximalen Intensität bei der Verwendung von zwei Resonatoren. Anwendungen, welche mit variablen Arbeitspunkt arbeiten können davon profitieren.

### 3.2.5 Vergleich der analytischen Modelle mit der Simulation

Formel 2.1 gibt einen Zusammenhang zwischen dem Elastizitätsmodul und der Resonanzfrequenz an. Da die Schwingungsberechnung hohe Anforderungen an die Rechnerleistung hat, wurde versucht die Resonanzfrequenz aus den über den Resonator gemittelten Werten für den Elastizitätsmodul zu berechnen. Diese ergeben sich nach Formel 2.2 aus der Magnetisierung und der Suszeptibilität. Durch Bildung des mittleren Elastizitätsmoduls für jedes Biasfeld in Abbildung 3.13 kann so die Resonanzfrequenz berechnet werden. Diese Methode hat den Vorteil, dass es nur notwendig wäre eine statische Lösung für die magnetischen Kenngrößen zu bestimmen.

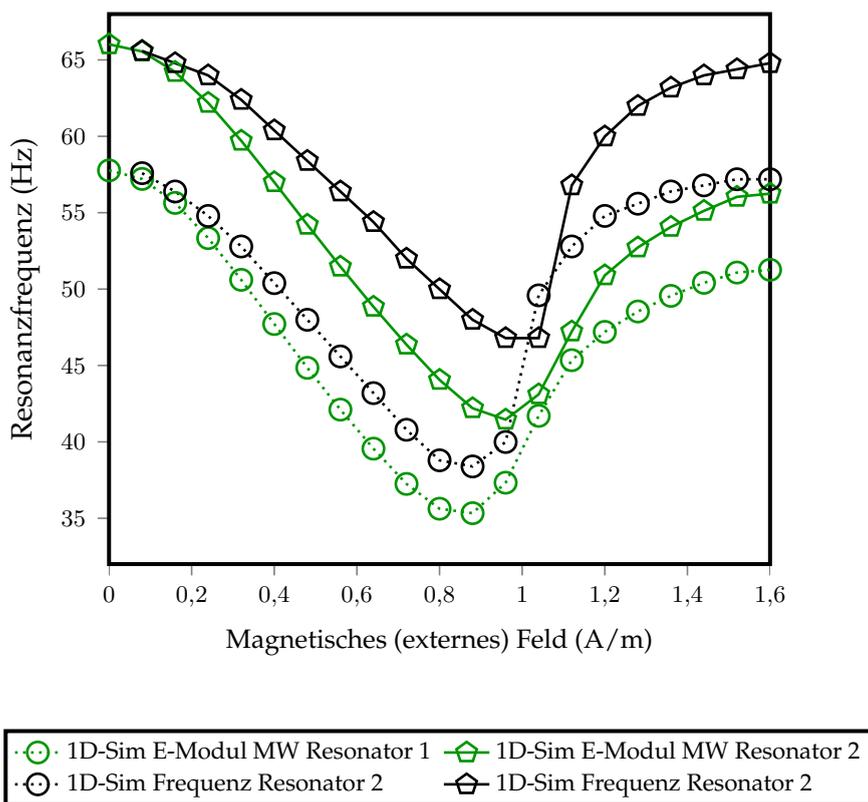


Abbildung 3.23: Vergleich der 1D-Simulation zweier Resonatoren mit der Berechnung der Resonanzfrequenz aus dem Elastizitätsmodul (2.1). Der Elastizitätsmodul wurde ebenfalls aus der Simulation bestimmt. Es wurde der Mittelwerte für jedes Biasfeld aus Abbildung 3.5 berechnet und in Formel (2.1) eingesetzt. Für die Querdehnungszahl  $\nu$  wurde Null verwendet. Die Mittelwerte der Magnetisierung lassen sich klassisch leicht berechnen. Dadurch würde der Aufwand einer langwierige Simulation ad absurdum geführt. Es kann jedoch keine zufriedenstellende Übereinstimmung ausgemacht werden.

Abbildung 3.23 zeigt den oben beschriebenen Vergleich für eine Querdehnungszahl  $\nu$  von null. Dabei beschreiben die grünen Linien den durch die Mittelwertbildung für

den Elastizitätsmodul errechneten Frequenzverlauf für zwei gekoppelte Resonatoren. Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird durch die Kreise, Resonator 2 ( $l_1 = 35$  mm) durch die Pentagone dargestellt. Die durch die Mittelwertbildung des Elastizitätsmoduls erhaltenen Kurven sind grün und gepunktet dargestellt. Die Kurven, welche durch die 1D-Simulation errechnet wurden sind schwarz und durchgehend dargestellt. Durch diese Abbildung kann belegt werden, dass die aufwändige Simulation in diesem Fall bessere Aussagen über den Frequenzverlauf zweier gekoppelten Resonatoren treffen kann.

### 3.2.6 Zusammenfassung

Die ist Simulation nicht in der Lage, die Amplituden der magnetischen Schwingung richtig wiederzugeben. In Anbetracht der verwendeten Vereinfachungen war dies zu erwarten. Dass sich dennoch die Frequenzen so gut beschreiben lassen ist ein großer Erfolg für das Modell.

# Akustomagnetischer Temperaturgrenzwertsensor

## 4.1 Sensoren zur Feststellung thermischer Grenzwertüberschreitung

In vielen modernen Anwendungen ist es notwendig, Temperaturgrenzen über einen längeren Zeitraum hinweg zu überwachen. Anwendungsgebiete finden sich in der temperaturgeführten Logistik genauso wie in der Überwachung von industriellen Anlagen oder deren Verschleißteile. In vielen Fällen kommt es beim Über- oder Unterschreiten eines Temperaturgrenzwertes zu negativen Auswirkungen auf eine Anlage, ein Betriebsmittel oder ein Produkt. Diese negativen Auswirkungen sind vom Anwendungsfeld abhängig und reichen zum Beispiel vom Verderben bei Lebensmitteln über die reduzierte Haltbarkeit bei technischen Bauteilen bis hin zum Ausfall von technischen Anlagen (Filter, Rohrleitungen, ...). Wenn ein Schadensfall negative Auswirkungen nach sich zieht, geht es oft um Fragen der Haftung. Dabei spielt die Einhaltung gewisser Betriebsparameter durch den Anwender eine Rolle.

Auch ist der Einsatz von Grenzwertüberwachungseinrichtungen im Zusammenhang mit speziellen Medikamenten oder Spenderblut sinnvoll. Einerseits lässt sich dadurch das Risiko, welches von falschen Lagerbedingungen ausgeht, bei der Verwendung solch heikler Stoffe minimieren. Andererseits wird etwaiger Ausschuss, entstehend durch eine thermische Historie während kurzer Transporte oder kurzfristiger Bereitstellung, vermieden.

Im folgenden werden die Anforderungen an ein System zur Temperaturüberwachung im Hinblick auf die, in dieser Arbeit entwickelten Sensoren zusammengefasst:

- Überwachung von Temperaturen über eine lange Zeit.

- Unabhängigkeit des Sensors von einer Energiequelle, beziehungsweise Energieversorgung.
- Unkomplizierte Handhabung, zum Beispiel durch kabellose Auslesbarkeit, auch im eingebauten Zustand.
- Einfache Handhabung beim Aktivieren, Anbringung und Auslesen.
- Niedrige Herstellungskosten, um auch als Einwegprodukte bestücken zu können.
- Möglichkeit der fälschungssicheren Aktivierung, zum gewünschten Zeitpunkt.
- Kompatibilität zu bestehenden Systemen, zum Beispiel Nutzung bestehender Überwachungsanlagen, wie handelsübliche Diebstahlsicherungsanlagen (EAS-Systeme).
- Einsatz ungiftiger Materialien, damit auch ein Einsatz im Lebensmittelbereich möglich ist.

#### 4.1.1 Stand der Technik

Hier sollen Technologien vorgestellt werden, welche auf ähnliche Weise wie der nachfolgend vorgestellte akustomagnetische Grenzwertsensor funktionieren. Also Sensoren die geeignet sind, ein Produkt während seiner Transportwege oder seiner Lebensdauer zu begleiten. Sensoren die weiters über den gesamten Zeitraum keiner Interaktion bedürfen. Zu einem fremdbestimmten Zeitpunkt sollen Information über die Temperaturhistorie abgerufen werden können.

Zur Zeit am Markt erhältliche Sensoren können in folgende Kategorien eingeteilt werden:

##### 1. Sensoren, die nur analog ausgelesen werden können.

Als Beispiel seien chemische Farbumschlagssensoren [47,48], klassische Maximum-Minimum Thermometer und Sensoren, welche beim Einfrieren spezieller Flüssigkeiten eine optisch erkennbare Änderung zeigen, genannt.

**Vorteile:** keinerlei Energieversorgung, direkt auslesbar, kostengünstig.

**Nachteile:** Auslesen nur analog möglich.

##### 2. Sensoren, welche kabelgebunden (und eventuell analog) ausgelesen werden können.

In diese Gruppe fallen zum Beispiel sogenannten „Daten-Logger“. Diese sind batteriebetriebene Thermometer. Diese ermöglichen eine Speicherung einer endlichen Anzahl von Messpunkten. Sie verfügen oft über eine der visuelle Anzeige

(rotes/grünes Licht), um das Über- oder Unterschritten eines eingestellten Grenzwerts darzustellen.

**Vorteile:** genaue zeitliche Temperaturhistorie, direkte optische Wiedergabe möglich, zusätzlich elektronisch Auslesbar.

**Nachteile:** Energieversorgung notwendig, kabelgebundenes Auslesen, begrenzter interner Speicherplatz.

### 3. Sensoren, welche kabellos (und eventuell analog) ausgelesen werden können.

Dazu zählen primär RFID-Sensoren. Diese können auch als aktive Sensoren ausgeführt sein. Weiters können sie mit Speicher-Modulen ausgestattet sein und als kabellose Daten-Logger fungieren. Diese messen die aktuelle Temperatur in regelmäßigen Abständen auf elektronischem Wege. Diese Auswertung erfordert einen gewissen Energieeinsatz. Die Energie wird durch eine interne oder externe Quelle bereit gestellt. Eine Überschreitung der Temperatur über einen Grenzwert wird dadurch dokumentiert, dass die Temperatur- und Zeitinformationen in einem elektronischen Speicher abgelegt werden.

**Vorteile:** kabellos auslesbar, relativ kostengünstig.

**Nachteile:** Energieversorgung notwendig, begrenzter interner Speicherplatz.

Der neu entwickelte Sensor gehört der dritten genannten Gruppe an, jedoch werden nach Möglichkeit alle Nachteile vermieden. Er kommt ohne elektronische Bauteile aus. Die Speicherung einer Temperaturüberschreitung erfolgt nicht-elektrisch. Die Messung benötigt keine Energiequelle, außer dem zu vermessenden Wärmebad. Geringe Kosten pro Sensor werden angestrebt. Auf Grund einer ähnlichen Funktionsweise können diese analog zu den EAS-Sensoren bei hohen Stückzahlen günstig erzeugt werden.

#### 4.1.2 Konzept des Überschreitungssensors

Basierend auf den in Kapitel 2.1 vorgestellten und in Kapitel 3.1 beschriebenen akustomagnetischen Sensoren wurde ein Temperaturgrenzwertsensor entwickelt. Da die Frequenz der akustomagnetischen Resonatoren eine hohe Abhängigkeit vom umgebenden Magnetfeld aufweist, ist es naheliegend diesen Umstand auszunutzen.

Die zwei funktionalen Bestandteile des zu entwickelnden Grenztemperatursensors sind, (i) der Resonator als Magnetfeldsensor und (ii) das Magnetfeld bestimmende System.

Ad (i): Hier wird auf das Kapitel 2.1 verwiesen, wo die prinzipielle Funktion der akustomagnetischen Sensoren vorgestellt wurde.

Ad (ii): Im Gegensatz zu einfachen EAS-Markern soll das effektive Magnetfeld am Ort des Resonators (und damit die Resonanzfrequenz) durch die Temperatur dauerhaft beeinflusst werden.

Jedes magnetische Material weist eine Änderung seines magnetischen Zustandes mit der Temperatur auf. Zum Beispiel hat jedes magnetische Material einen Curie-Punkt. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass bei einer Überschreitung desselben die Magnetisierung des Materials verschwindet. Dabei findet ein Phasenübergang 2. Ordnung statt. Das bedeutet, dass für den Phasenumwandlung vom ferromagnetischen zum paramagnetischen Zustand keine zusätzliche Energie für die Zustandsänderung notwendig ist. Diese Umwandlung ist jedoch reversibel und für jedes Material charakteristisch. Somit kann nur der aktuelle Zustand des magnetischen Systems durch einen Magnetfeldsensor ausgelesen werden. Für jedes Material eine unterschiedliche geometrische Anordnung gefunden werden um denselben magnetischen Zustand der Resonatoren zu erreichen.

Sinnvoll wäre es, ein Material zu verwenden, dessen magnetischer Zustand von seiner thermischen Vorgeschichte abhängt. Materialien die eine Art „Erinnerungsvermögen“ (an ihre Form) haben, sind seit Mitte der 1960er Jahre unter dem Namen „Formgedächtnislegierungen“ bekannt [49]. Es wurde festgestellt, dass Titan-Nickel-Legierungen Verformungen unter speziellen Umständen rückgängig machen. Die Ver- und Rückverformung basiert auf einem Phasenübergang der kristallinen Struktur. Dieser kristalline Phasenübergang kann auch mit einer abrupten Änderung des magnetischen Zustandes einhergehen. Ein Beispiel dafür ist eine von unserer Arbeitsgruppe getestete Legierung aus Nickel, Mangan, Zinn und Kobalt, welche bereits in vielen anderen Arbeiten Erwähnung findet. [50–58]. Diese wurde hergestellt und ein Temperaturgrenzwertsensor konstruiert. Ergebnisse dieser Versuche wurden in [59] und [28] veröffentlicht.

Die in der Formgedächtnislegierung vereinte Eigenschaft „Temperaturabhängigkeit des Magnetismus“ wurden im hier vorgestellten Prototypen auf verschiedene Bauteile des Sensors aufgeteilt:

- (i) Ein magnetisches System mit zwei definierten Zuständen, dessen Felder die beiden Frequenzen für den ausgelösten und den aktivierten Sensor definieren.
- (ii) Ein System, welches das Umschalten zwischen den möglichen Zuständen des magnetischen Systems ermöglicht. Die Erzeugung der magnetischen Felder wird durch Permanentmagnete bewerkstelligt. Es gibt eine Vielzahl an möglichen Magnetwerkstoffen.

### 4.1.3 Funktion

Mehrere magnetische Materialien lassen sich geometrisch so anordnen, dass die damit verknüpfte Zeeman-Energie ein Minimum erreicht. Dieses definiert das magnetische Streufeld im Zustand der Temperaturüberschreitung und damit auch die Frequenz des Resonators in diesem Zustand. Diese Frequenz definiert den „Alarmzustand“.

Um den Sensor zu aktivieren muss das magnetische System aus der Gleichgewichtslage gebracht werden. Diese energetisch ungünstigere Position stellt das Streufeld für den „aktivierten Zustand“ ein. Dazu werden die Magnete in einem Material mit einem definierten fest/flüssigen Phasenübergang eingebettet. Voraussetzung ist, dass der Phasenübergang eine große Änderung der mechanischen Festigkeit bewirkt. Der Magnet wird also in seiner Position „eingefroren“. In weiterer Folge sprechen wir von diesem Material als Phasentransformationsmaterial (PTM - phase transition material). Die Kräfte zwischen den Magneten bewegen das ausgelenkte Material bei erfolgtem Schmelzen des PTMs wieder in die Lage des geringst möglichen Energiezustandes zurück. Dabei wird das Streufeld reduziert und die Frequenz geändert. Ein exemplarisch genanntes PTM ist zum Beispiel Wasser mit einer Übergangstemperatur von null Grad Celsius. Zur Fixierung der Lage der Magnete im aktivierten Zustand sind verschiedene Methoden denkbar:

#### 1. Direkte Fixierung

Einfrieren eines radial magnetisierten Ringes in einem PTM. Dabei wird eine kraft- oder formschlüssige Verbindung zwischen PTM und Magneten bzw. einem sonstigen Magnetfeld beeinflussenden Material hergestellt.

#### 2. Indirekte Fixierung

Zeigt das Material eine hohe Änderung seiner Dichte beim Phasenübergang kann dadurch ein Aktuator betrieben werden. Dieser löst eine kraft- oder formschlüssige Verbindung eines/mehrerer Magnete oder sonstiger Magnetfelder beeinflussender Materialien.

### 4.1.4 Entwicklung eines Prototypen

Durch einige Versuche wurde eine geeignete Geometrie für die Anordnung von Resonator und Magnete gefunden. Konstruiert wurde ein System aus 3 Magneten:

- 2 Stück rechteckige Magnete ( $l \times b \times h$ ) = ( 9 x 5 x 2,5 ) mm.  
In Längsrichtung anisotropes Material (OXI 340H, Materialdaten im Anhang B.1).
- 1 Stück ringförmiger Magnet ( $D1 \times D2 \times h$ ) = ( d 8 x d 4 x 3 ) mm.  
Isotropes Material (OXI 100, Daten im Anhang B.1).

Diese werden im entmagnetisierten Zustand in die dafür vorgesehene, gefräste Hülle eingebracht. Der Ringmagnet, welcher auf Grund seiner Funktion auch Rotationsmagnet genannt, wird auf einem Dorn platziert und ist frei drehbar. Danach wird der Raum rund um den ringförmigen Magneten mit einem flüssigen PTM (im einfachsten Fall Wasser) zu etwa 75% gefüllt. Nachdem das PTM durch Kühlung verfestigt wurde,

konnte der Sensor aktiviert werden. Dafür wurde er in einem Elektromagneten mit Eisenjoch magnetisiert. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen dies in zwei Schritten zu tun. Die Richtungen der beiden magnetischen Felder sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

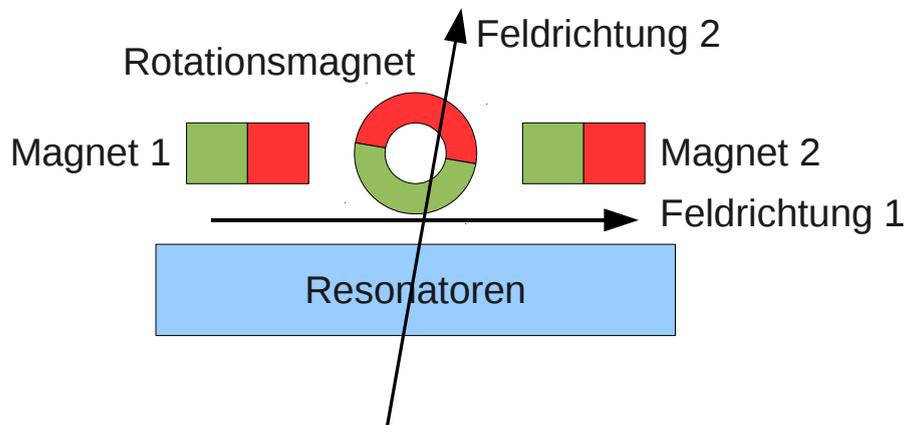


Abbildung 4.1: Funktionelle Bestandteile des Temperaturgrenzwertüberschreitungssensors. Richtungen der Magnetfelder beim Aktivieren. Magnet 1 und 2 sind quaderförmige Magnete, deren Material eine magnetische Anisotropie (OXI 340H) in Richtung der langen Achse aufweist. Diese entspricht Feldrichtung 1. Der Rotationsmagnet ist aus isotropen Material (OXI 100) gefertigt. Nachdem der Rotationsmagnet in einem Phasentransformationsmaterial (PTM) eingefroren wurde, werden die beiden Magnetfelder sequentiell angewendet. Magnetfeld 1 mit einer Stärke von 344 Kiloampere pro Meter, Magnetfeld 2 (mit einer Abweichung von 80 Grad aus der Längsrichtung) mit einer Stärke von 358 Kiloampere pro Meter. Dadurch wird dem Rotationsmagneten eine Magnetisierung aufgezwungen, welche nicht dem Minimum der magnetischen Gesamtenergie entspricht. Durch Aufschmelzen des PTM wird mittels Rotation das Streufeld minimiert und die Resonanzfrequenz der Resonatoren verändert.

1. Magnetisieren in Längsrichtung mit einem Feld von 334 Kiloampere pro Meter.
2. Magnetisieren des Rotationsmagneten mit einem Feld von 358 Kiloampere pro Meter, welches 80 Grad von der Längsrichtung abweicht.

Diese Vorgehensweise ist auf Grund des anisotropen Materials der rechteckigen Magneten möglich. Die Richtung der Magnetisierung der anisotropen, rechteckigen Magnete wird durch das Querfeld nur unwesentlich aus der leichten Richtung gedreht. Danach kann der so entstandene Sensor aufbewahrt, beziehungsweise getestet werden. Bei Überschreitung des Temperaturgrenzwertes gibt das schmelzende PTM den Rotationsmagneten frei. Dieser nimmt eine Lage entsprechend dem Minimum der potentiellen Energie des magnetischen Systems ein. Der Sensor hat somit die Überschreitung der Temperatur gespeichert.

### Ergebnisse der Prototypen

Als Abschluss der Versuche wurde eine geeignete Geometrie entworfen und der Bau eines Spritzgusswerkzeugs wurde in Auftrag gegeben. Abbildung 4.2 zeigt einen Prototypen des Sensors bevor der Deckel verschlossen wird. Der Prototyp wurde in Zusammenarbeit mit der Firma SuessCo KG, Herzogenburg, Austria entwickelt und soll

bei entsprechender Nachfrage unter dem Namen „CheckIt“ vermarktet werden. Als Spritzguss-Material wurde, auf Anraten des LKT am TGM Wien<sup>1</sup> Polyamid (PA6, Daten im Anhang B.2) verwendet. Die Konstruktionszeichnungen sind im Appendix A dokumentiert. Durch das Spritzgießen der Hüllen konnte in weitere Folge eine Kleinserie von Sensoren gebaut werden und deren Verhalten besser untersucht werden.

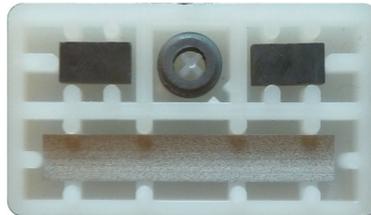


Abbildung 4.2: Bild eines CheckIt Sensor - Prototypen vor dem Verkleben. Gezeigt wird der untere Teil der Hülle bestückt mit den Magneten und den Resonatoren. Es ist jedoch noch kein Phasentransformationsmaterial (PTM) eingefüllt. Das Hüllenmaterial Polyamid (PA6) lässt sich mit Ameisensäure lösen. Dadurch konnte nach Verschließen eine Kaltverschweißung der Hülle erreicht werden. Weiters wurde das Verschweißen mithilfe einer Laserschweiß-Anlage erfolgreich getestet. Abbildung zirka in Originalgröße.

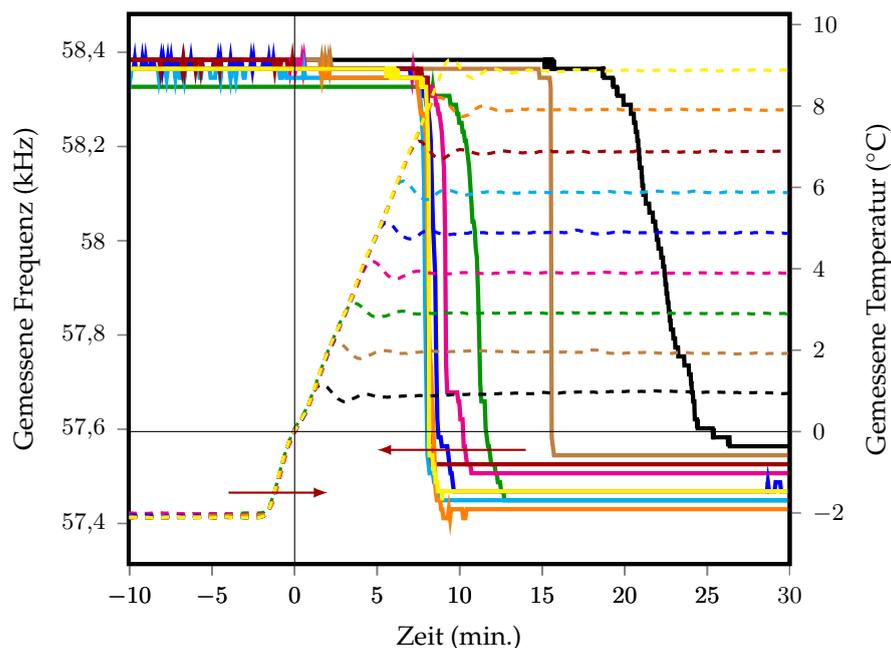


Abbildung 4.3: Zeitlicher Verlauf der Temperatur und des Sensorsignals verschiedener Temperaturgrenzwertüberschreitungen. Die strichlierten Linien stellen den Verlauf der Temperatur dar. Farblich gleich, jedoch mit durchgezogenen Linien, ist der Verlauf der dazugehörigen Frequenzen dargestellt. Hierbei ist der intuitiv logische Zusammenhang zu erkennen, dass mit steigender Temperatur der Umgebungsluft, der Sensor zeitlich früher auf die Alarmfrequenz schaltet. Als Phasentransformationsmaterial wurde Wasser verwendet.

Abbildung 4.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen Frequenz des Resonators auf eine sich ändernde Temperatur. Es zeigt sich ein Zusammenhang zwischen

<sup>1</sup>Das TGM (Technologische Gewerbemuseum in Wien) ist eine Höhere Technische Bundeslehranstalt (HTBL), der eine staatlich akkreditierte Versuchsanstalt für Kunststofftechnik (das LKT) angeschlossen ist.

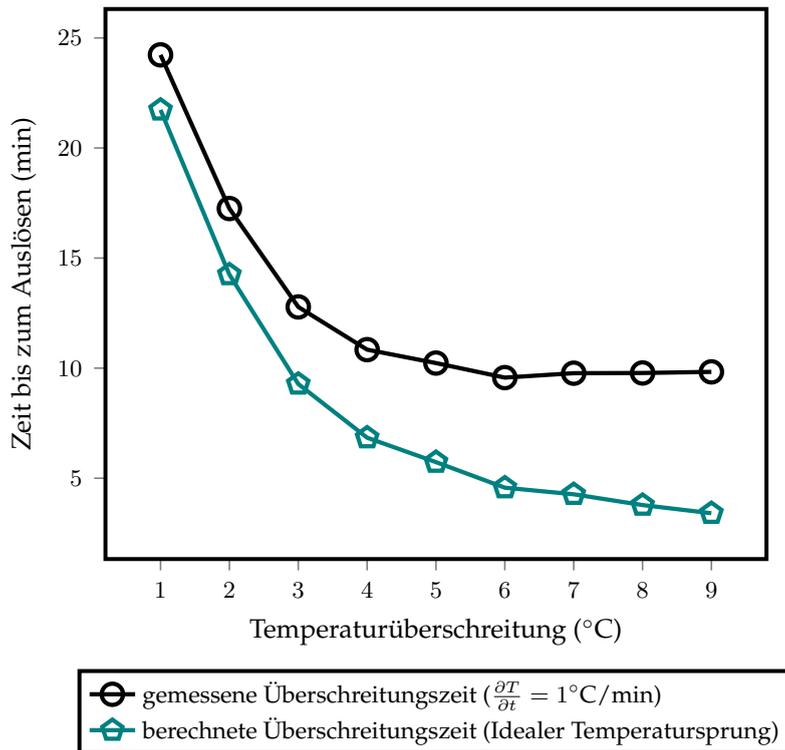


Abbildung 4.4: Zusammenhang zwischen Temperaturüberschreitung und Zeit bis zum Auslösen des Sensors. Die Kurve mit den Punkten entsteht durch Auswertung der in Abbildung 4.3 dargestellten Temperaturabhängigkeiten. Diese lassen sich auf einen idealen Temperatursprung zurückrechnen. Die Abhängigkeit der Reaktionszeit auf einen idealen Temperatursprung wird von der petrolfarbenen Kurve dargestellt.

der Temperatur und der Zeitdauer bis zum Auslösen des Sensors. Angelegt wird ein definierter Temperaturgradient von  $1^\circ\text{C}/\text{min}$ . Bei geringen Überschreitungen der Temperatur löst der Sensor erst aus, wenn die gewünschte Zieltemperatur erreicht wurde. Bei höheren Überschreitungen löst der Sensor jedoch noch im Bereich steigender Temperatur aus. Geht man davon aus, dass bis zum Sprung immer dieselbe Energiemenge an Wärme abtransportiert werden muss, so kann man die Flächen unter den Temperaturkurven nutzen um die Sensorantwort auf einen idealen Temperatursprung zu berechnen. Die transportierte Wärmemenge  $Q$  bis zum Sprung berechnet sich Anhand der Formel für den Wärmedurchgang

$$Q = kS \int_0^{t_s} \Delta T(t) dt. \quad (4.1)$$

Die transportierte Wärmemenge  $Q$  hängt vom Materialkennwert  $k$ , der Fläche  $S$  und damit der Geometrie und dem zeitlichen Verlauf der Temperaturdifferenz  $\Delta T(t)$  im betrachteten Zeitraum  $t \in [0, t_s]$  ab.

Es kann angenommen werden, dass sich das Material und die Geometrie nicht ändern. Weiters, dass die Temperatur während dem Auftauen im PTM durch die latente Wärme kaum geändert wird. Der idealisierte Sprung errechnet sich aus der gewählten, konstanten Zieltemperaturüberschreitung  $\Delta T(t) = T_s = \text{konstant}$  und der theoretischen

schen Zeit bis zum Auslösen  $t_s^{id}$ . Beim gemessenen Sprung entspricht  $\Delta T(t)$  der Rampe mit oder ohne Temperaturplateau bis zum Zeitpunkt des Auslösens  $t_s^m$ . Durch gleichsetzen der Wärmemengen des idealisierten und des gemessenen Temperaturverlaufs kann Formel(4.2) angegeben werden.

$$\int_0^{t_s^m} \Delta T(T) dt = \int_0^{t_s^{id}} T_s dt \quad (4.2)$$

Daraus kann als einzige unbekannt  $t_s^{id}$  berechnet werden.

Abbildung 4.4 zeigt die Zeit bis zum Auslösen  $t_s$  des Überschreitungssensors in Abhängigkeit von der Temperaturüberschreitung  $T_s$ . Dargestellt wird die gemessene und die idealisierte Zeit bis zum Auslösen des Sensors. Die graue Linie (Symbol: Kreis) stellt die gemessenen Reaktionszeiten  $t_s^m$  dar. Die petrolfarbene Kurve (Symbol: Pentagon) stellt die errechneten Reaktionszeiten  $t_s^{id}$  bezogen auf einen idealen Temperatursprung dar.

## 4.2 Hochtemperaturanwendungen für Grenzwertsensoren

Ein Spezialfall für akustomagnetische Grenzwertsensoren stellt deren Einsatz im hohen Temperaturbereich dar. Anwendungsbereiche für Temperaturen, bei denen die kommerziellen weichmagnetischen Materialien noch einsetzbar sind, finden sich im technischen Bereich unter anderem bei Fernwärmeleitungen, Abgasfilteranlagen und im Bereich der Solarwärme.

Um eine sichere Anwendbarkeit zu gewährleisten muss die Eignung der notwendigen Materialien im angestrebten Temperaturbereich überprüft werden. Dafür wurde ein Sensor gebaut, welcher als Phasentransformationsmaterial eine eutektische Legierung aus den Elementen Wismut, Blei und Zink<sup>2</sup> enthielt. Eutektische Mischungen zeichnen sich dadurch aus, dass Materialien in dieser speziellen Mischung keinen Schmelzbereich, sondern einen Schmelzpunkt aufweisen. Sie weisen im Allgemeinen einen niedrigeren Schmelzpunkt auf, als die an der Mischung beteiligten Materialien. Der eutektische Schmelzpunkt der Legierung S-Bi<sub>50</sub>Pb<sub>25</sub>Sn<sub>25</sub> wird mit 100 Grad Celsius angegeben.

Abbildung 4.5 zeigt den gefrästen Hochtemperatursensor. Gezeigt wird der Sensor vor und nach der Temperaturbehandlung. Ein großer Unterschied zwischen diesem und den vorhergegangenen Sensoren liegt darin, dass das PTM bei Raumtemperatur bereits fest ist. Die bisher verwendeten PTMs wurden einfach in den Raum des ringförmigen Magneten gefüllt und dort verfestigt. Ein bereits festes Material kann mechanisch bearbeitet werden und so einfach bei Raumtemperatur in den Sensor eingesetzt

<sup>2</sup>Firma CHEMET GmbH, Sonderweichlot 104, S-Bi<sub>50</sub>Pb<sub>25</sub>Sn<sub>25</sub> nach DIN EN ISO 3677

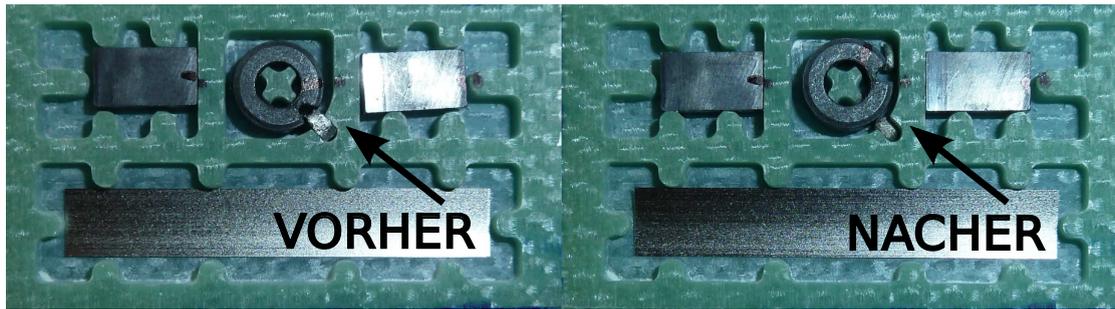


Abbildung 4.5: Bild eines Hochtemperatur - Prototypen vor und nach der Wärmebehandlung. Eindeutig erkennbar ist, dass sich die Lage der Drehmagnet im Zentrum verändert hat. Im linken Bild wird der Drehmagnet durch das eingesetzte PTM in einer nicht-Gleichgewichtslage fixiert. Das PTM bestehend aus einer Blei-Indium-Zinn Legierung hindert den Magneten an der Drehbewegung. Im rechten Bild sieht man das abgescherte PTM. Durch die Temperaturbehandlung wurde dessen Festigkeit soweit reduziert, dass sich der Magnet in seine Gleichgewichtslage bewegen konnte. In den folgenden Bildern wird die dadurch messbare Zustandsänderung dargestellt.

werden. Für diesen Fall wurde eine Nut in der Form vorgesehen. Die Nut im Magneten wurde händisch mit einer Fräse hergestellt.

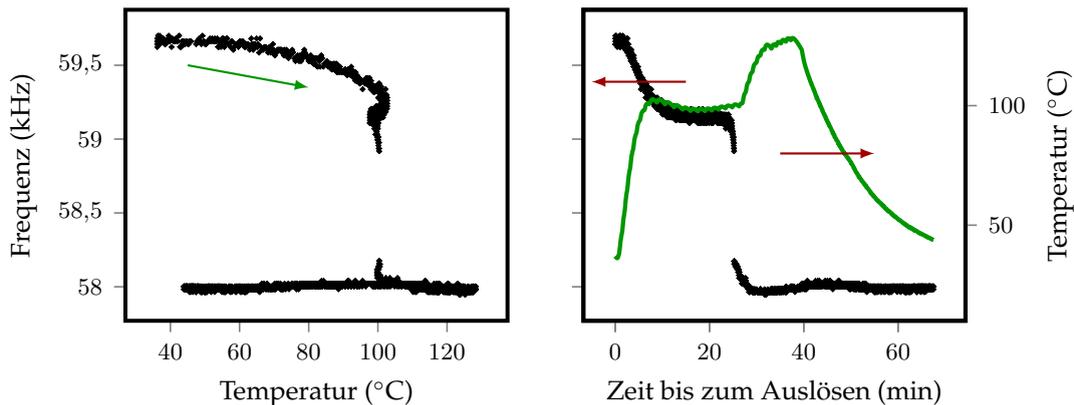


Abbildung 4.6: Überschreitungssensor für den Bereich hoher Temperatur. Dabei wird ein metallisches Phasenübergangsmaterial verwendet. Diese Legierung aus Wismut, Blei und Zink ( $\text{Bi}_{50}\text{Pb}_{25}\text{Sn}_{25}$ ) ist eine eutektische Mischung mit einem Schmelzpunkt von  $100^\circ\text{C}$ . Der grüne Pfeil in Teilbild links deutet den zeitlichen Verlauf dieser Messung an, da der Sprung nicht reversibel ist.

Abbildung 4.6 zeigt das Ergebnis eines solchen Versuches. Das linke Bild ist also die Zusammenfassung der beiden Kurven im rechten. Es zeigt sich, dass die Temperatur bei welcher der Sensor auslöst, bei den erwarteten 100 Grad Celsius liegt. Dabei zeigt der Frequenzverlauf im Bereich vor dem Aufschmelzen des PTMs eine hohe Temperaturabhängigkeit. Dies liegt daran, dass die verschiedenen Arbeitspunkte der Resonatoren, abhängig von Material und Vorbehandlung, unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten zeigen. Zum Thema Temperaturabhängigkeit von akustomagnetischen Sensoren sei auf [13,60] und [61] verwiesen.

Temperatur (°C)	Material	Art
<i>metallische Stoffe</i>		
100,0	Bi <sub>50</sub> Pb <sub>25</sub> Sn <sub>25</sub>	Eutektikum
29,78	100% Gallium	Schmelzpunkt
15,7	Ga <sub>75,5</sub> In <sub>24,5</sub>	Eutektikum
10,7	Ga <sub>62,5</sub> In <sub>21,5</sub> Sn <sub>16</sub>	Eutektikum
<i>wässrige Stoffe</i>		
3,8	D <sub>2</sub> O	Schmelzpunkt
2,2	K <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + D <sub>2</sub> O	Eutektikum
0,0	H <sub>2</sub> O	Schmelzpunkt
-1,6	K <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + H <sub>2</sub> O	Eutektikum
-10,5	KCl + H <sub>2</sub> O	Eutektikum
-15,4	NH <sub>4</sub> Cl + H <sub>2</sub> O	Eutektikum
-21,3	NaCl + H <sub>2</sub> O	Eutektikum

Tabelle 4.1: Eine Auswahl an Phasentransformationsmaterialien (PTM). Diese wurden ausgewählt, da sie einen schmalen Schmelzbereich oder ein Eutektikum zeigen. Ein weiteres Argument liefert eine möglichst geringe Giftwirkung und eine einfache Beschaffung des Materials. Weiters sollten die Materialien Schmelzpunkte aufweisen, welche mit den Temperaturanforderungen möglicher Anwendungen kompatibel sind.

#### 4.2.1 Servicetemperaturen von Phasentransformationsmaterialien

Tabelle 4.1 stellt, ohne Anspruch auf Vollständigkeit, eine Auswahl möglicher Phasenübergangsmaterialien dar. Auch ist ein in der Praxis gängiger Temperaturgrenzwert angegeben. Es wurden jedoch nicht alle Substanzen getestet. Eine weitere Klasse an möglichen Materialien besteht aus Kohlen-Wasserstoff-Verbindungen. Paraffine (gesättigte Kohlenwasserstoffe mit der Summenformel C<sub>n</sub>H<sub>2n+2</sub>) sind als Wärmespeichermedien in Verwendung, da sie eine hohe latente Wärme beim Schmelzen/Erstarren zeigen. Diese werden großtechnisch in verschiedensten Temperaturbereichen hergestellt. Sie weisen unterschiedliche mechanische Eigenschaften auf und müssten daher auf diese Eigenschaft hin für jeden Temperaturbereich neu geprüft werden. Auch sind die Diffusionseigenschaften des Materials der Hülle der Sensoren ein wichtiger Punkt beim Test neuer PTMs.

### 4.3 Sensoren zur Feststellung von thermischer Grenzwertunterschreitung

Genauso wie Überschreitungen können Unterschreitungen von Temperaturen zu Problemen führen. Das Frieren von Stoffen kann sich zum Beispiel auf deren Eigenschaften auswirken.

### 4.3.1 Konzept des Sensors

Für den thermischen Unterschreitungssensor wurde eine Machbarkeitsstudie bezüglich der Ausnutzung von Volumsänderungen bei Phasenübergängen durchgeführt. Es wurde die signifikante Dichteänderung von Wasser beim Durchschreiten des Schmelzpunktes genutzt um einen Aktuator zu bewegen. Diese Aktuatorbewegung wurde auf eine mechanische Feder übertragen, welche dadurch den Drehmagneten freigibt.

### 4.3.2 Prototyp

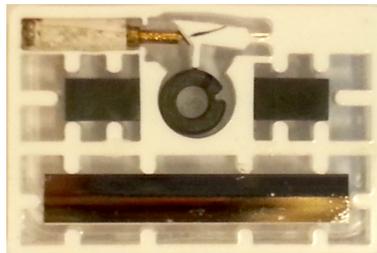


Abbildung 4.7: Bild des Temperaturgrenzwertunterschreitungssensors. Im oberen Bereich ist der Messing-Zylinder mit Kolben gut zu erkennen. Dieser wird durch die Ausdehnung des Phasentransformationsmaterials bewegt und kippt den durch die Elastizität des Materials vorgespannten Hebel nach oben. Dadurch wird der Magnet freigegeben, welcher rein durch die kraftschlüssige Verbindung mit dem Hebel gehalten wurde. Abbildung zirka Originalgröße.

Ein spezielles Problem ergibt sich bei der Verwendung von Wasser als PTM dadurch, dass bei reinem Wasser ein Effekt namens Unterkühlung (Englisch: „Supercooling“) auftritt. Unterkühlung beschreibt die Tatsache, dass möglichst reines Wasser beim Unterschreiten des Schmelzpunktes nicht sofort gefriert. Unterkühlung von Wasser ist bis zu  $-40^{\circ}\text{C}$  möglich. Diese sogenannte unterkühlte Schmelze kann durch Einwirkung von außen (mechanische Einwirkung oder einbringen von „Kondensationskeimen“) schlagartig zum Gefrieren gebracht werden. Verunreinigungen in Wasser dienen als Kondensationskeime und verringert beziehungsweise unterdrücken den Effekt [62,63]. Es sei noch erwähnt, dass das Phänomen der Unterkühlung nicht nur Wasser betrifft. Es können auch andere Flüssigkeiten als unterkühlte Schmelzen vorliegen. Als Beispiele seien aus [64] Glyzerin, Siliziumdioxid und 1,2-Diphenylbenzol genannt.

Abbildung 4.8 beschreibt die erste Messung. Da es sich um einen Unterschreitungssensor handelt, ist die zeitlich richtige Abfolge des linken Teilbildes entgegen der intuitiven Richtung von rechts nach links. Das rechte Teilbild zeigt die beiden Parameter Temperatur und Frequenz getrennt von einander im zeitlichen Verlauf. Auch hier ist der Sprung in der Frequenz gut zu sehen.

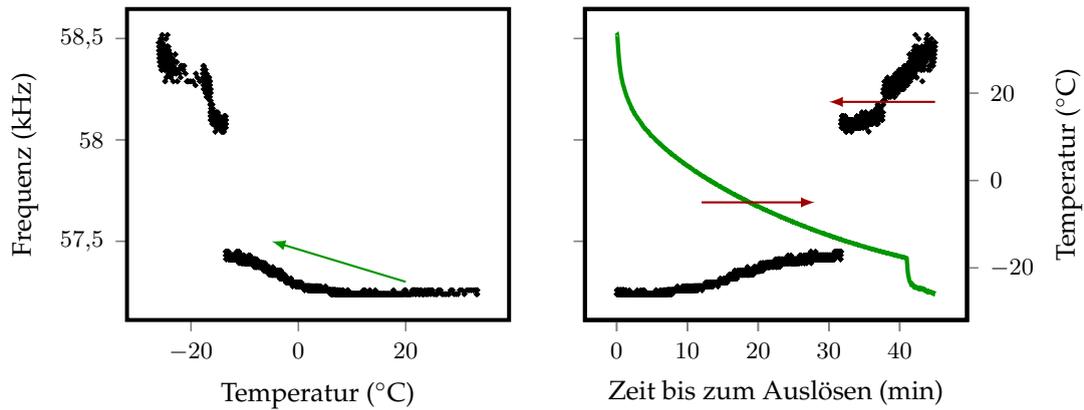


Abbildung 4.8: Unterschreitungssensor für 0 Grad Celsius. Dabei wird die signifikante Änderung der Dichte von Wasser beim thermischen queren des Schmelzpunktes genutzt um einen Aktuator zu bewegen. Der Aktuator gibt einen Magneten frei, welcher wiederum das Signal verändert. Dadurch kann ein einmaliges Einfrieren eindeutig nachgewiesen werden. Der grüne Pfeil im linken Bild zeigt die zeitliche Richtung der Abhängigkeit an, da es sich bei dem Sprung um ein nicht reversibles Ereignis handelt.

#### 4.4 Systematische Untersuchung der Frequenzmessung

Das zentrale Element in den akustomagnetischen Sensoren ist der Resonator. Dieser bildet das magnetische Feld auf eine Frequenz ab. Stellt man die Frequenz über das äußere Feld dar, erhält man einen Biasscan, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Als Test-Resonator werden Resonatoren aus den Diebstahlsicherungen Ultra Strip II<sup>TM</sup> der Firma Sensormatic verwendet. Das Messsystem bilden drei konzentrische Spulen: eine Anregespule, eine Biasfeld-Spule und eine Pickup-Spule. Genauer zu den verwendeten Spulen kann der Diplomarbeit des Verfassers entnommen werden [46].

Abbildung 4.9 zeigt Messungen durchgeführt mit ein und demselben Sensor. Dieser wurde 15 mal in das Messsystem eingebracht und wieder entfernt, ohne am äußeren System etwas zu ändern (zentrische Lage des Resonators in der Gipsspule). Danach wurde die Sensorhalterung fünf Millimeter weit über die Mitte in das Pickup-System geschoben und der Resonator vermessen. Weiters so weit, dass die Mitte des Resonators fünf Millimeter vor dem Zentrum des Pickup-Systems zu liegen kam. Die darauf folgenden Messungen wurden dadurch ausgeführt, dass das Messsystem im Erdmagnetfeld von Nord-Süd-Ausrichtung (1) um 180 Grad gedreht (2) wurde. Hier zeigt sich, dass durch die unvermeidlichen Ungenauigkeiten beim Einsetzen, keine signifikanten Änderungen der Resonanzfrequenz zu erwarten sind.

Abbildung 4.10 zeigt eine Zusammenfassung verschiedenster Messungen. Alle farbigen (= nicht schwarzen) Kurven wurden bereits in Abbildung 4.9 vorgestellt.

Alle oben beschriebenen Einflüsse erklären jedoch nicht die Streuung der schwarzen Linien. Die in Grau abgestuften Messungen wurden mit Resonatoren aus unterschiedlichen Diebstahlsicherungen der selben Charge gemessen. Dabei zeigt sich, dass alle möglichen externen Einflüsse wie Fehlpositionierungen und der Einfluss des Erd-

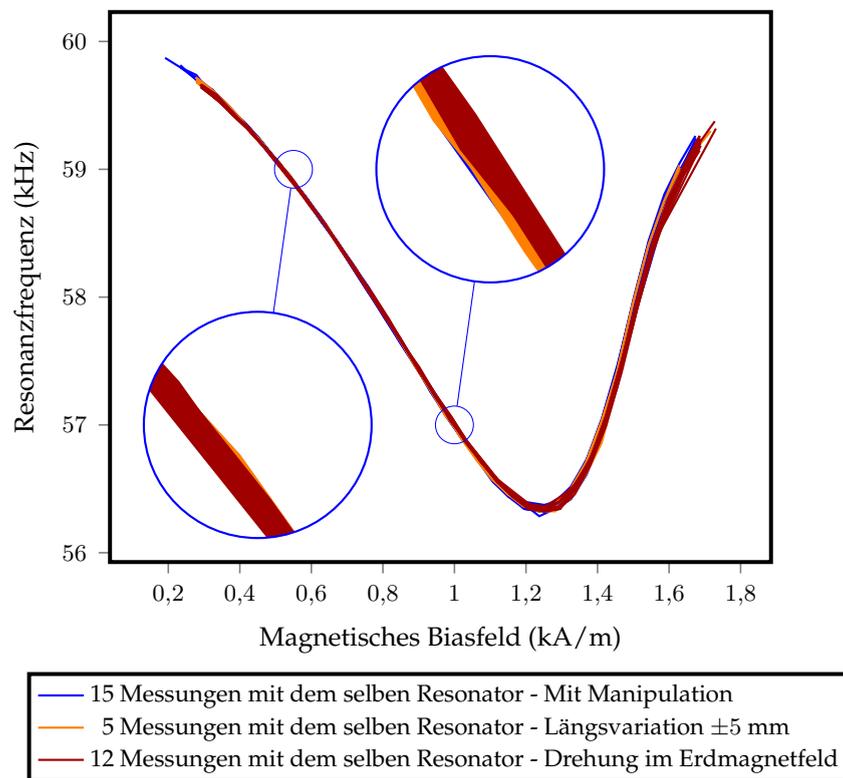


Abbildung 4.9: Bei den in dieser Abbildung dargestellten Messungen wurden ein und der selben Resonator verwendet. Dabei wurden zuerst 15 Messungen getätigt, und dabei der Resonator jeweils dazwischen aus dem Messsystem entfernt. Durch die blauen Linien ist also ein etwaiger Positionierungsfehler dargestellt. Die fünf orangenen Linien bilden eine willentliche Fehlpositionierung von  $\pm 5$  Millimetern entlang der Spulenachse ab. Bei weiteren 12 Messungen (rot) wurde das Messsystem im Erdmagnetfeld jeweils dazwischen um 180 Grad gedreht, so dass das angelegte Biasfeld einmal um das Erdmagnetfeld verstärkt ein anderes Mal jedoch geschwächt wurde. Es ist eindeutig zu sehen, dass etwaige Veränderungen am Messsystem geringe Auswirkungen auf den Biasscan haben.

magnetfeldes die Abweichung der einzelnen Resonatoren untereinander nicht erklären können. Es ist also anzunehmen, dass es technologisch sehr aufwändig wäre, genau gleiche Resonatoren herzustellen. Dies ist ein wichtiges Argument für die Entwicklung eines 1-Bit Systems.

Weiters ist sichergestellt, dass der homogene Feldbereich im Messsystem groß genug ist um verlässliche Daten über das schwingende System zu akquirieren.

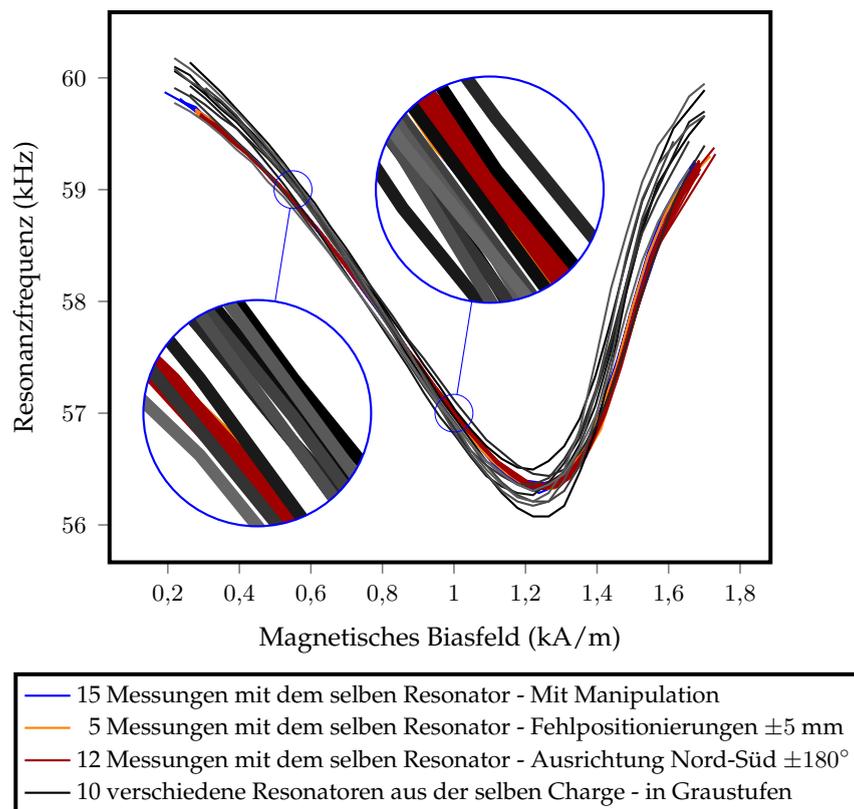


Abbildung 4.10: Hier sind alle Linien sichtbar, welche in Abbildung 4.9 schon gezeigt wurden. Zusätzlich sind jedoch Messungen unterschiedlicher Resonatoren aus der selben Charge von Diebstahlsicherungen der Firma Sensormatic vermessen worden. Diese werden durch die schwarzen Linien representiert. Es ist eindeutig zu sehen, dass etwaige Veränderungen am Messsystem geringe Auswirkungen auf den Biascan haben. Jedoch die Materialeigenschaften weichmagnetischer Blättchen herstellungstechnisch relativ hohen Schwankungen unterliegen.

# Harmonische Sensoren

## 5.1 Einleitung

Das Konzept der Auswertung des harmonischen Spektrums ist bereits für verschiedene Anwendungen bekannt. Zum Beispiel verwendet der sogenannte Fluxgate-Sensor dieses Konzept. Realisiert und veröffentlicht mit einem Ringkern von Aschenbrenner und Goubau 1936 [65]. Fluxgate-Sensoren mit stabförmigen Weichmagneten wurden in den 1930er Jahren in zwei unterschiedlichen Varianten von Victor Vacquier und Friedrich Förster [66] entwickelt. Bei der Magnetfeldmessung mittels Fluxgate-Sensoren wird ein weichmagnetischer Kern periodisch in Sättigung getrieben. Mithilfe einer oder mehrerer Pickup-Spulen am Kern wird das magnetische Feld gemessen. Durch das Sättigungsverhalten des Kerns werden harmonische Vielfache der Frequenz der Anregung erzeugt.

## 5.2 Konzept des Sensors

Der vorgestellte Sensor nutzt das erzeugte Spektrum der harmonischen Schwingungen dazu, um eine Unterscheidung zwischen einzelnen Sensor-Gruppen zu tätigen. Dabei werden als Kern amorphe, weichmagnetische Bänder verwendet. Diese bieten den Vorteil geringer Materialkosten und guter weichmagnetischer Eigenschaften. Die Anzahl der Unterscheidungsmöglichkeiten ist, durch unvermeidliche Abweichungen bei der Herstellung der Bänder und der endlichen Genauigkeit der Messung, gering. Dieses Problem wird durch eine Kombination des einfachen weichmagnetischen Plättchens mit unterschiedlichen Biasmagneten gelöst.

Die in der Menge  $W$  zusammengefassten weichmagnetischen Eigenschaften und die in der Menge  $P$  zusammengefassten hartmagnetischen Eigenschaften beeinflussen einander in erster Näherung nicht. Mit anderen Worten die Kombination der beiden

unabhängigen Mengen  $W$  und  $P$  kann durch ein kartesisches Produkt beschrieben werden.

$$W \times P = \{(w, p) \mid w \in W \text{ und } p \in P\} \quad (5.1)$$

Im praktischen Teil dieses Kapitels werden acht verschiedene Sensor-Gruppen eindeutig voneinander unterschieden. Dabei werden nur zwei Materialien in jeweils zwei verschiedenen Geometrien hergestellt und diese jeweils mit zwei verschiedenen Bias-Feldern versehen. Daraus ergeben sich  $2 \times 2 \times 2 = 8$  unterscheidbare Sensoren. Eine Liste der verwendeten Sensoren ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

### 5.2.1 Aufbau des Sensors

Im Weiteren wird der Aufbau und die Funktionsweise des oben vorgestellten Sensors erläutert.

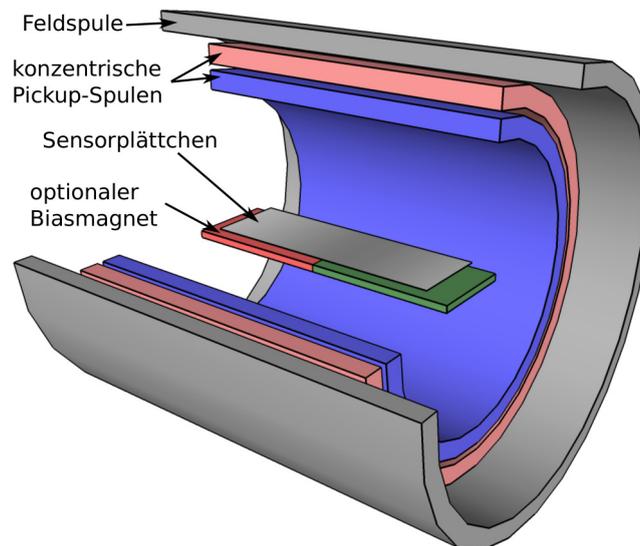


Abbildung 5.1: Funktionelle Hauptbestandteile des Sensors. Dargestellt ist das Sensorplättchen und der Biasmagnet. Die Spulen deuten ein mögliches Messsystem an. Die Verwendung von zwei Pickup-Spulen ermöglicht die Messung der Magnetisierung des Sensorplättchens und kompensiert dabei die induzierte Spannung durch die Erregerfeldstärke. Die Verwendung eines kompensierten Pickup-Systems verbessert das Signal-zu-Rausch Verhältnis (signal to noise ratio - SNR).

In Abbildung 5.1 ist der prinzipielle Aufbau dargestellt. Die funktionalen Elemente sind:

- (i) das weichmagnetische Plättchen,
- (ii) der Biasmagnet und
- (iii) das Spulensystem.

Das gezeichnete Spulensystem setzt sich aus drei konzentrischen Spulen zusammen. Die beiden inneren sind zu einem kompensierten Pickup-System verbunden. Dadurch wird die Induktionsspannung durch die sich zeitlich ändernde Erregerfeldstärke kompensiert, sodass im idealisierten Fall nur der Anteil der Magnetisierungsänderung des

Plättchens zur induzierten Spannung beiträgt. Im Anhang zu [46] wird ein kompensiertes Spulensystem mathematisch behandelt. Die äußere Spule ist die Feldspule (Erregerspule) mit der ein sinusförmiges Magnetfeld am Ort des Sensors erzeugt wird. Diese Feldstärke kann optional mit einer konstanten Feldstärke überlagert werden.

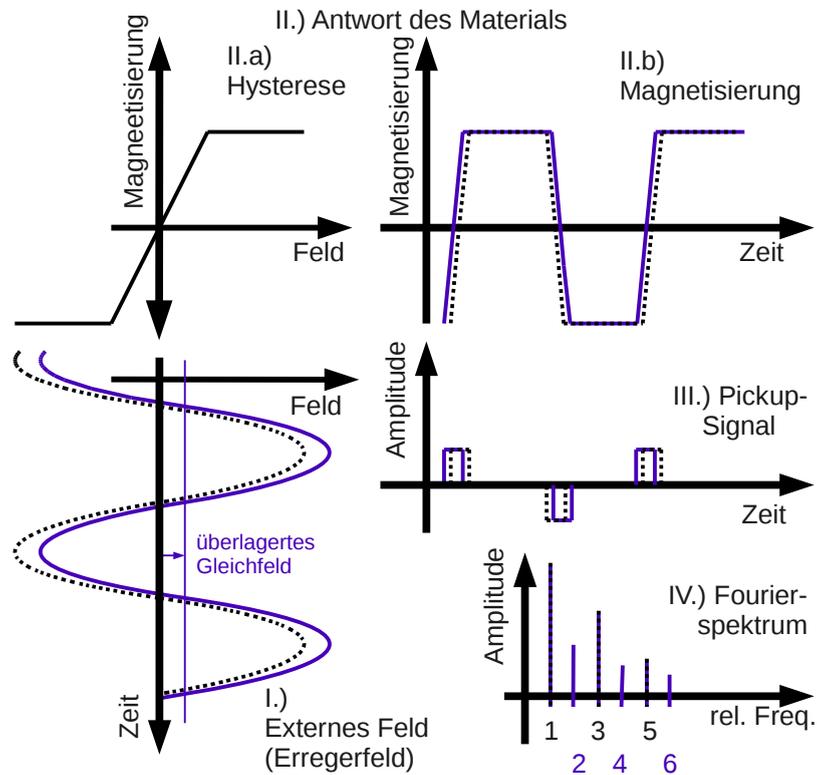


Abbildung 5.2: Graphische Erklärung des Messprinzips. Teilbilder I.) bis III.) zeigen die zwei möglichen Varianten der Signalerzeugung. Teilbild IV.) zeigt die Fouriertransformation der beiden Signale. Dabei ist der Unterschied zwischen einem symmetrischen (schwarze, gepunktete Linie) und einem unsymmetrischen (blaue, durchgezogene Linie) Signal ausschlaggebend. Das symmetrische zeigt nur ungerade Anteile, das unsymmetrische zusätzlich gerade harmonische Vielfache der Erregerfrequenz.

Abbildung 5.2 zeigt das Prinzip der Sensorauswertung. Abbildung 5.2-I.) zeigt den externen Feldverlauf am Sensorplättchen für den Fall mit und ohne konstanter, überlagertes Feldstärke. Die schwarze, gepunktete Linie stellt ein symmetrisches Anregesignal dar. Die blaue, durchgezogene Linie stellt ein von einem konstanten Feld überlagertes Anregesignal dar. Das konstante Feld wird in der Praxis von einem Biasmagneten erzeugt. Das Erregerfeld bewirkt, dass sich die Magnetisierung des Plättchens zeitlich ändert. Die aktuelle Magnetisierung des Sensors hängt vom externen Feld ab und wird mithilfe der Magnetisierungskurve (die sogenannten Hysteresekurve) beschrieben. Diese ist in idealisierter Form in Abbildung 5.2-II.a) und allgemeiner in Abbildung 2.4 dargestellt. Abbildung 5.2-II.b) zeigt den vom externen Feld erzeugten Verlauf der Magnetisierung im Sensor. Durch die Verwendung eines kompensierten Pickup-Systems trägt nur die Änderung der Magnetisierung zur induzierten Spannung bei. In Abbildung 5.2-III.) ist die induzierte Spannung für beide Fälle dargestellt. Man erkennt sofort, dass das anti-

symmetrische Signal des symmetrischen externen Feldes in einer ungeraden Funktion resultiert. Durch die Überlagerung der sinusförmigen Erregerfeldstärke mit einem konstanten Feld wird der zeitliche Verlauf des Pickup-Signals verändert. Die gemessenen Signalspitzen sind im Vergleich zum Signal ohne überlagerten konstanten Feld abwechselnd zu späteren und früheren Zeiten hin verschoben. In Abbildung 5.2-IV.) ist die prinzipielle Auswirkung dieser zeitlichen Verschiebung auf das Ergebnis der Fouriertransformation des Signals dargestellt. Ein symmetrisches Wechselfeld, welches zu einem ungeraden Signalverlauf führt benötigt zu seiner Beschreibung im Fourier-Raum nur ungerade Anteile des harmonischen Spektrums. Ein unsymmetrische Signal benötigt im Gegensatz dazu zusätzlich geradzahlige vielfache harmonische Frequenzen der Grundschwingung im Spektrum. Die Grundfrequenz, auch als erste harmonische Schwingung bezeichnet, ist immer im Spektrum vorhanden.

Da die Amplituden der höheren Frequenzen mit steigender Ordnungszahl schnell abnehmen (beim Rechteck mit  $1/k$  für alle ungerade  $k$ ), werden für die Unterscheidung die nächst höheren, nicht verschwindenden Ordnungen ausgewertet.

Als Spezialfall sei noch der Fall eines sehr kleinen Wechselfeldes am Ort des weichmagnetischen Plättchens angeführt. Ist das Wechselfeld nicht groß genug um das Plättchen in die magnetische Sättigung zu treiben, wird die Feldänderung gemäß der nahezu konstanten Steigung der Hystereseurve im Bereich kleiner Felder linear auf die Magnetisierung abgebildet. Das bedeutet, aus einem sinusförmigen Wechselfeld wird eine sinusförmige Magnetisierung. In diesem Spezialfall kommt es zu keiner Erzeugung von harmonischen vielfachen Frequenzen und das Fourierspektrum besteht nur aus der Grundfrequenz.

## 5.3 Mathematische Beschreibung der harmonischen Sensoren

### 5.3.1 Stand der Technik

Verschiedene Ansätze wurden bereits unternommen um harmonische Systeme zu berechnen.

Breth und andere [67] haben analytisch und numerisch den Schaltvorgang von magnetoresistiven Elementen unter Einfluss von Gleich- und Wechselfeldern berechnet. Dieser Fall ist auf Grund der ähnlichen Magnetisierungsprozesse gut mit dem hier diskutierten zu vergleichen. Dabei ergibt sich, dass die Amplitude der zweiten harmonischen Frequenz rund um den minimalen Punkt mit der Abweichung des Gleichfeldes in erster Näherung symmetrisch und linear ansteigt.

### 5.3.2 Beschreibung mit einer idealisierten Hysterese

Im folgenden Kapitel wird folgende Definition verwendet:  $g$  ist eine periodische Funktion der Frequenz  $f$ , der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  und der Periodendauer  $T = 1/f$ . Die Fourierreihe definiert sich wie folgt:

$$FR : t \mapsto FR(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n (a_k \cos(k\omega t) + b_k \sin(k\omega t)) \quad (5.2)$$

Die Koeffizienten der Fourierreihe ergeben sich aus:

$$a_k = \int_0^T g(t) \cos(k\omega t) dt, \quad (k = 0, 1, \dots) \quad (5.3)$$

$$b_k = \int_0^T g(t) \sin(k\omega t) dt, \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (5.4)$$

Als Ausgangspunkt der Berechnungen wird als Modellhysterese eine idealisierte Magnetisierungskurve gewählt. Diese zeigt eine konstante Suszeptibilität  $\chi$ , der Übergang zur Sättigung ist knick-artig und ihre Koerzitivfeldstärke  $H_c = 0$ . Diese idealisierte Modellhysterese wird in Abbildung 2.4 also grüne, strichlierte Linie dargestellt. Der in Abbildung 5.2-II.) dargestellte Vorgang der Magnetisierung eines weichmagnetischen Plättchens wird durch Formel(5.5) mathematisch beschrieben:

$$M(H_{ext}) = \begin{cases} -M_s & \text{für } H_{ext} < -H_a \\ M_s & \text{für } H_{ext} > H_a \\ \chi H_{ext} & \text{für } -H_a \leq H_{ext} \leq H_a \end{cases} \quad (5.5)$$

Dabei beschreibt (wie in Abbildung 2.4 dargestellt)  $H_a$  das Anisotropiefeldstärke,  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung,  $\chi = M_s/H_a$  die Suszeptibilität des Materials und  $H_{ext}$  das extern angelegte magnetische Feld.

Ist der Betrag der externe Feldstärke  $H_{ext}$  größer als  $H_a$  ist die Magnetisierung konstant  $M = M_s$ . Ist  $H_{ext}$  kleiner als der Betrag der Anisotropiefeldstärke  $H_a$  so ändert sich die Magnetisierung  $M$  linear mit der Suszeptibilität  $\chi H_{ext}$ . Da eine Änderung der Magnetisierung des Materials im Pickup-Spulensystem nach dem Induktionsgesetz Formel (5.10) eine Spannung induziert folgt diese der Ableitung des Verlaufs der Magnetisierung.

Abbildung 5.2-III.) zeigt die Entstehung der induzierten Spannungsspitzen. Abbildung 5.3 definiert die verwendeten mathematischen Symbole anschaulich. Der Abstand  $t_0$  definiert sich dadurch, dass das Anisotropiefeld  $H_a$  unterschritten wird.

$$t_0 = \frac{T}{2\pi} \arccos\left(\frac{H_a}{H_{max}}\right) \quad (5.6)$$

$\xi$  beschreibt den Wert der Verschiebung der einzelnen Peaks durch die Verschiebung des externen Feldes um einen konstanten Wert  $H_{dc}$  mit

$$\xi = \frac{T}{2\pi} \arcsin\left(\frac{H_{dc}}{H_{max}}\right). \quad (5.7)$$

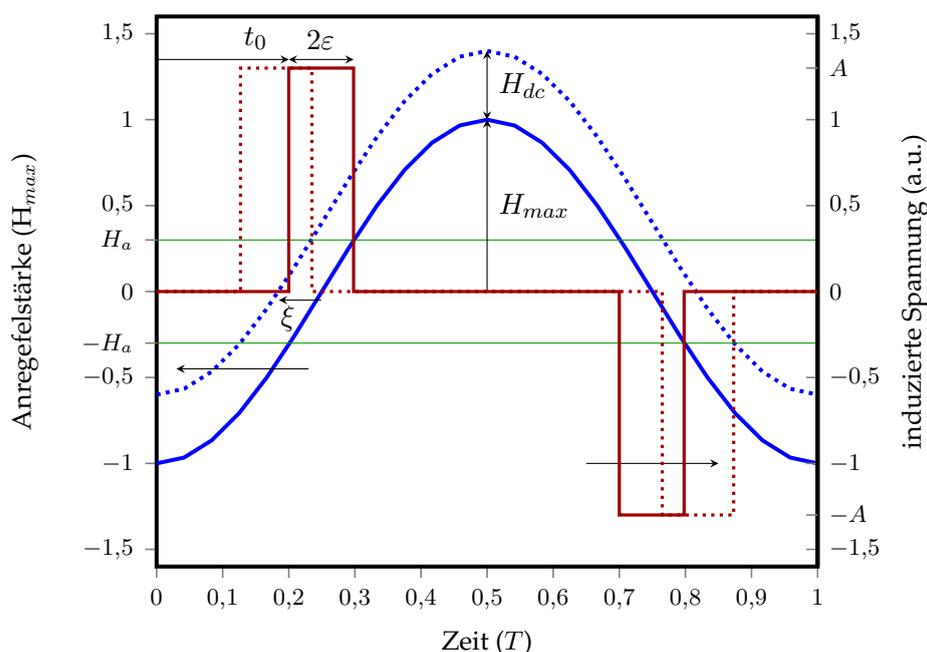


Abbildung 5.3: Modell für die harmonische Simulation. Die blaue, durchgezogene Kosinus-Funktion zeigt die ungestörte extern angelegte Feldstärke. Wenn diese Kurve die Anisotropiefeldstärke  $H_a$  (dargestellt durch die dünnen, grünen Linien) unterschreitet, wird durch die Änderung der Magnetisierung im Sensormaterial eine Spannung  $U(t)$  proportional zur Steigung  $\chi$  der Magnetisierungskurve induziert. Der Wert  $x_0$  definiert diese Punkte um sie mathematisch zu beschreiben. Zusätzlich wird ein Parameter  $\xi$  eingeführt, welcher die Verschiebung der Spannungsspitzen durch den Einfluss eines zusätzlichen, konstanten Feldes  $H_{dc}$  beschreibt.

$H_{\max}$  bezeichnet die Amplitude der externen Feldstärke. Dabei gilt für das dargestellte Anregesignal

$$H_{\text{ext}} = -H_{\max} \cos(2\pi ft) \quad (5.8)$$

mit  $t$  der Zeit und  $f$  der Frequenz des Anregesignals. Für ein kleines Anisotropiefeld  $H_a$  (charakteristisch für weichmagnetische Materialien) und genügend großer maximaler externer Feldstärke geht mit  $H_a/H_{\text{ext}} \rightarrow 0$  auch  $T/4 - t_0 = \varepsilon \rightarrow 0$ . Daher kann die Winkelfunktion des Feldes im Bereich der Nulldurchgänge durch ihr Argument ersetzt werden. Es ergibt sich ein linearer Feldverlauf im Bereich  $-H_a \leq H_{\text{ext}} \leq H_a$ , wodurch sich der Verlauf der Magnetisierung (5.5) mit der Abkürzung  $\hat{A} = 2\pi\mu_0 S f \chi H_{\max}$  zeitlich durch

$$M(t) \approx \begin{cases} \hat{A}(t - T/4) & \text{für } (t_0 - \xi) \leq t \leq (T/2 - t_0 - \xi) \\ M_s & \text{für } (T/2 - t_0 - \xi) < t < (T/2 + t_0 + \xi) \\ -\hat{A}(t - 3T/4) & \text{für } (T/2 + t_0 + \xi) \leq t \leq (T - t_0 + \xi) \\ -M_s & \text{sonst für } t \in [0; T] \end{cases} \quad (5.9)$$

beschreiben lässt. Mit dem Induktionsgesetz ergibt sich für die induzierte Spannung

$$U = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \mu_0 S \frac{\partial (H_{\text{ext}} + M)}{\partial t}. \quad (5.10)$$

$S$  bezeichnet die Fläche der Pickup-Spulen und ist konstant,  $\mu_0$  definiert die Permeabilität im Vakuum. Das Pickup Systems kompensiert den Einfluss  $H_{\text{ext}}$ .

Mit (5.9), (5.10) und  $A = \mu_0 S \hat{A}$  kann (5.5) umformuliert werden:

$$U(t) = \begin{cases} A & \text{für } (t_0 - \xi) \leq t \leq (T/2 - t_0 - \xi) \\ -A & \text{für } (T/2 + t_0 + \xi) \leq t \leq (T - t_0 + \xi) \\ 0 & \text{sonst für } t \in [0; T] \end{cases} \quad (5.11)$$

Für  $t_0 = 0$  und  $\xi = 0$  geht  $U(t)$  in eine Rechteckfunktion über, wobei dabei die Anteile der Fourierreihe kontinuierlich mit  $1/k$  für ungerade  $k$  abnehmen. Wird  $t_0$  und  $\xi$  endlich, kann folgende Fourierreihe zur Beschreibung herangezogen werden:

$$b_k = \frac{4A}{\pi} \sum_{k=1}^n \frac{1}{k} \begin{cases} \sin(kt_0)\sin(k\xi), & k \text{ gerade} \\ \cos(kt_0)\cos(k\xi), & k \text{ ungerade.} \end{cases} \quad (5.12)$$

Der Faktor  $1/k$  bleibt erhalten. Er wird nur durch Vorfaktoren modifiziert. In weiterer Folge sollen diese Vorfaktoren genauer untersucht werden.

### Auswertung ohne konstantem Feld

Mit der Annahme  $H_{\text{dc}} = 0$  und Formel (5.7) ergibt sich  $\xi = 0$ . Damit sind die geraden Anteile in Spektrum wegen  $\sin(k\xi) = 0$  null. Für ungerade  $k$  ergibt sich ein periodisch variierender Faktor  $\cos(kt_0)$ , welcher den  $1/k$ -Verlauf modifiziert. Da es sich um weichmagnetische Materialien handelt, ist  $H_a$  klein. Mit (5.6) ergibt sich für  $H_a \ll H_{\text{ext}}$

$$t_0 \approx T/4 - \frac{H_a}{H_{\text{ext}}} \approx T/4 - \varepsilon \quad (5.13)$$

Die Funktion  $U(t)$  enthält für  $\xi = 0$  nur ungerade Anteile. Für kleine  $k$  und kleine  $\varepsilon$  kann  $\cos(kt_0)$  mit  $\sin(k\varepsilon) \approx k\varepsilon$  angenähert werden.

Die niedrigste ungerade harmonische Frequenz ist in erster Näherung linear von  $H_a$  abhängig.

### Auswertung mit konstantem Feld

Für diese Betrachtung wird  $H_a$  als konstant angenommen. Weiters ist sicherzustellen dass  $t_0 \neq \{0, 1\}$  ist. Für die betrachteten Sensoren muss  $H_{\text{dc}} + H_a < H_{\text{max}}$  gelten, da die Magnetisierung in beide Feldrichtungen gesättigt werden muss. Mit  $H_{\text{dc}} \ll H_{\text{max}}$ , Formel (5.7) und (5.12) gilt

$$\xi \approx \frac{H_{\text{dc}}}{H_{\text{max}}}. \quad (5.14)$$

Im Fall ungerader  $k$  ergibt sich ein zusätzlicher Term  $\cos(k\xi)$ . Dieser ist für kleine  $k$  und kleine  $\xi$  ungefähr eins. Der  $1/k$  Verlauf wird für die gerade harmonische Frequenzen durch  $\sin(k\xi) \approx k\xi$  modifiziert.

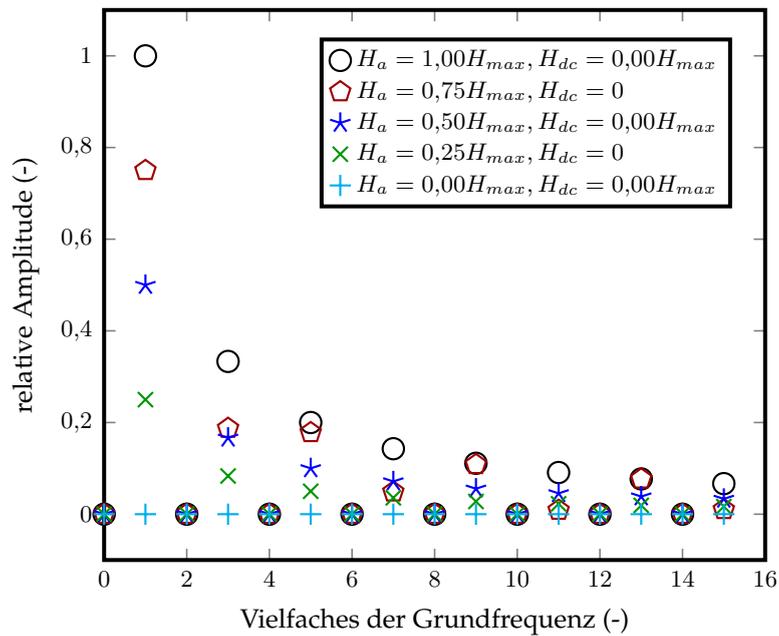


Abbildung 5.4: Die aus Abbildung 5.3 hergeleitete Formel 5.12 graphisch ausgewertet. Das konstante Feld  $H_{dc}$  wurde konstant auf den Wert null gehalten. Variiert wurde  $H_a/H_{max}$ . Dabei kann der Wert null entweder durch ein verschwindendes  $H_a$  oder durch ein unendlich hohes  $H_{max}$  erreicht werden. Dies ist nur von akademischen Interesse. Man sieht, dass sich das Spektrum alleine durch diese beiden Parameter signifikant ändert. Da es sich dabei um externe Felder handelt, spielt auch die Geometrie eine Rolle. So kann der Einfluss der weichmagnetischen Parameter  $W$  abgeschätzt werden.

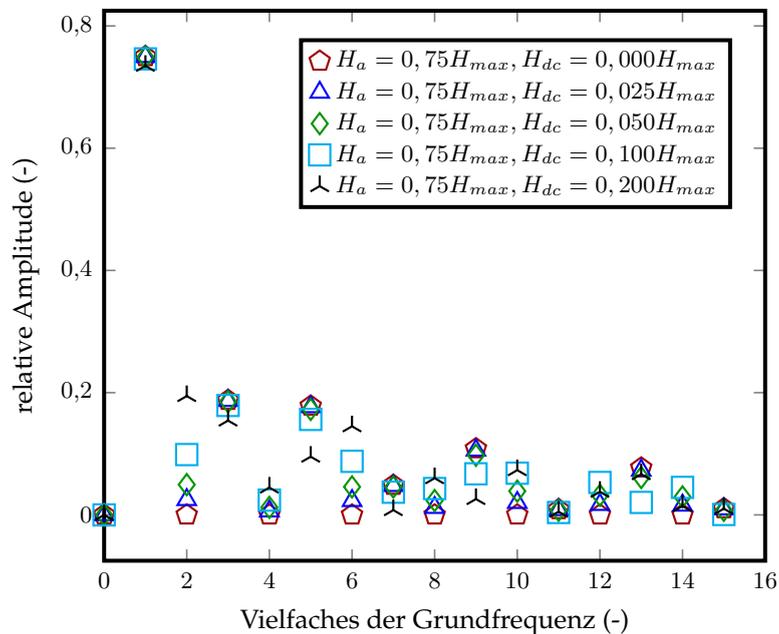


Abbildung 5.5: Wie Abbildung 5.4 mit dem Unterschied, dass  $H_a/H_{max}$  konstant auf den Wert 0,75 gehalten wurde. Variiert wurde  $H_{dc}/H_{max}$ . Da  $H_{dc}/H_{max}$  in der Praxis ein sehr kleiner Wert ist wurden auch nur solche gezeichnet. Man sieht, dass sich das im Spektrum auch gerade Anteile der Frequenzen zeigen. Zusätzlich sieht man, dass die Amplituden der zweiten harmonischen Frequenz in diesem Bereich annähernd linear von  $H_{dc}$  abhängig sind. So kann der Einfluss der hartmagnetischen Parameter  $P$  abgeschätzt werden.

Name	Material	Abmessungen (mm x mm x $\mu\text{m}$ )	Biasmagnet
UVCs	$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{16}$	37,9 x 6,6 x 20	nein
UVCb	$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{16}$	37,8 x 12,2 x 21	nein
USMs	$\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{28,5}\text{B}_{16}\text{Mo}_{10,5}$	38,0 x 6,2 x 34	nein
USMb	$\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{28,5}\text{B}_{16}\text{Mo}_{10,5}$	37,7 x 12,8 x 31	nein
BVCs	$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{16}$	37,9 x 6,6 x 20	ja
BVCb	$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{16}$	37,8 x 12,2 x 21	ja
BSMs	$\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{28,5}\text{B}_{16}\text{Mo}_{10,5}$	38,0 x 6,2 x 34	ja
BSMb	$\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{28,5}\text{B}_{16}\text{Mo}_{10,5}$	37,7 x 12,8 x 31	ja

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Test-Sensoren. Diese ergeben sich aus zwei Materialien, **VC** - Vakuumschmelze oder **SM** - Sensormatic, die jeweils in zwei verschiedenen Geometrien **s** - schmal oder **b** - breit, hergestellt werden. Diese werden jeweils mit zwei verschiedenen Bias-Feldstärken, **U** - ungebiased oder **B** - gebiased, versehen. Daraus ergeben sich  $2 \times 2 \times 2 = 8$  unterscheidbare Sensoren. Als Magnet wird ein kunststoffgebundener Ferritmagnet verwendet. Die Namen der Sensoren ergeben sich aus einer Kombination von je einer im Text genannten Eigenschaft.

Die niedrigen geraden harmonischen Frequenzen sind in erster Näherung linear von  $H_{dc}$  abhängig.

Abbildung 5.4 zeigt die Abhängigkeit von den weichmagnetischen Parametern  $W$ , in diesem Fall durch das Anisotropiefeld  $H_a$  repräsentiert in einer Veränderung der Absolutwerte im Spektrum äußert. Ist also der Abstand zum Sensor bekannt, oder werden die Anteile jeweils auf die Grundfrequenz normiert ergibt sich in den ungeraden Vielfachen eine deutliche Unterscheidung.

Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit des Spektrums von den hartmagnetischen Parametern  $P$ . Diese werden von einer überlagerten, konstanten magnetischen Feldstärke  $H_{dc}$  repräsentiert. Der Einfluss auf die ungeraden Anteile ist gering, jedoch sind zusätzlich gerade Anteile messbar.

## 5.4 Praktische Umsetzung des harmonischen Sensors

In den meisten Fällen ist die Lage des Sensors bekannt, da er zum Beispiel dafür eingesetzt wird um die Sorte einer Kaffeekapsel zu deklarieren. Das bedeutet, dass der angelegte Strom in den Spulen eindeutig einer magnetischen Feldstärke am Ort des Sensors zugeordnet werden kann.

Tabelle 5.1 definiert acht Sensoren. Mit diesen wurde die Machbarkeit des Konzepts überprüft. Das Produkt aus

- 2 verschiedenen magnetischen Zustände (**U** - ungebiased oder **B** - gebiased),
  - $\times$  2 verschiedenen Materialien (**VC** - Vakuumschmelze oder **SM** - Sensormatic),
  - $\times$  2 verschiedenen geometrischen Abmessungen (**s** - schmal oder **b** - breit) ergibt
- = 8 eindeutig unterscheidbare Sensoren.

Im ungebiaseden Fall (siehe Abbildungen 5.6 und 5.7) ist die Auswertung einfach. Eine sinusförmige magnetische Feldstärke bewirkt im Sensorplättchen eine symmetrische Magnetisierung des Materials. Das induzierte Pickup-Signal ist antisymmetrisch in der zeitlichen Betrachtung, da es abhängig vom Gradienten der Feldstärkenänderung ist. Zur Beschreibung dieser Funktion sind bei einer Fourieranalyse nur ungerade harmonische Frequenzen notwendig. Die ungeraden harmonischen beschreiben also die Form der Hysteresekurve, welche bei der Messung durchfahren wird.

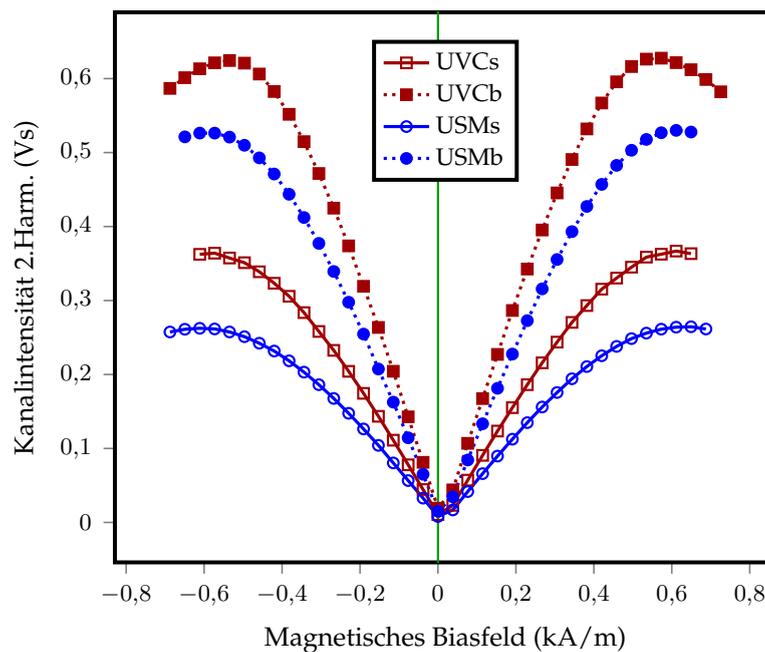


Abbildung 5.6: Die Abbildung zeigt den Wert der zweiten harmonischen Frequenz einer Messung der Prototypen für den harmonischen Identifikationssensor. Dabei wird dieser von einem externen Magnetfeld  $H_{ext} = H_{max}\sin(\omega t) + H_{dc}$  angeregt. Der Wert der Feldstärke  $H_{dc}$  an dem die Amplitude der zweiten harmonischen  $A(f_2)$  gleich null ist markiert die hartmagnetischen Eigenschaften  $P$ . Beim ungebiaseden Sensor verschwinden die Amplituden der geraden harmonischen Frequenzen  $A(f_{2k})$  für  $H_{dc}^0 = 0$  (siehe Kapitel 5.3.2). Der Wert der Feldstärke  $H_{dc}^0$  ist null. Weiters muss die dritte harmonische Frequenz in Abbildung 5.7 ausgewertet werden um den Wert für  $W$  zu erhalten.

Abbildung 5.6 zeigt den Verlauf der Amplitude der zweiten harmonischen Schwingung aufgetragen über der, dem sinusförmigen Erregerfeld überlagerten, konstanten Feldstärke  $H_{dc}$ . Hier sieht man, dass bei verschwindender externer Feldstärke die Amplitude der zweiten harmonischen für alle vier ungebiaseden Sensoren ein ausgeprägtes Minimum aufweist. Der Wert  $H_{dc} = 0$  für das Minimum in der zweiten harmonischen Frequenz definiert das erste Unterscheidungsmerkmal der Sensoren.

Abbildung 5.7 zeigt die zu Abbildung 5.6 gehörende dritte harmonische Frequenz. Diese zeigt dort, wo das externe Feld gleich null ist, einen für jeden Sensor unterschiedlichen Wert. Die absolute Höhe dieser Werte das ist das zweite Unterscheidungsmerkmal. Wird ein Biasmagnet in die Nähe des zu messenden weichmagnetischen Plättchen gebracht, so kann durch geeignetes Anlegen einer konstanten magnetischen Feldstär-

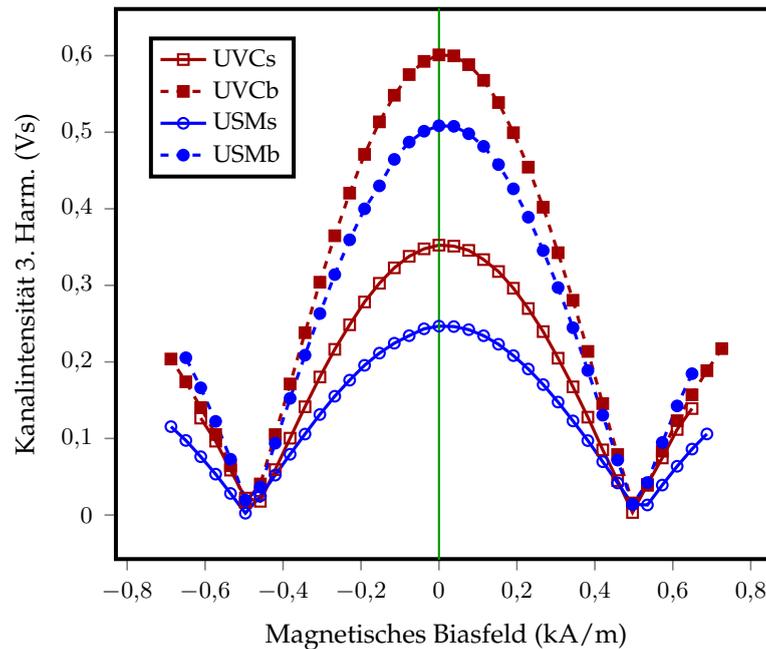


Abbildung 5.7: Die Abbildung zeigt den Wert der dritten harmonischen Frequenz einer Messung der Prototypen für den harmonischen Identifikationssensor. Die Auswertung erfolgt beim Feldwert  $H_{dc}^0$  (grüne Linie) an dem  $A(f_2) = 0$  war (siehe Abbildung 5.6 - grüne Linie). Der Wert der Amplitude für die dritte harmonische Frequenz  $A(f_3) \neq 0$  gibt den Wert für  $W$ . Es wird also für jeden Sensor ein Wertepaar aus  $H_{dc}^0(A(f_2) = 0)$  und  $A(f_3(H_{dc}^0))$  bestimmt (siehe Tabelle 5.2).

ke die Wirkung des Magneten nahezu kompensiert werden. Genauer gesagt wird dem Erregerfeld ein konstantes Feld überlagert.

Abbildung 5.8 zeigt die Amplitude der zweiten harmonischen Frequenz in Abhängigkeit der extern angelegten konstanten Feldstärke. Die überlagerte konstante Feldstärke kann die Wirkung des Biasmagneten auf das weichmagnetische Plättchen kompensiert. In diesem Fall ist die Änderung der Magnetisierung durch das Wechselfeld, äquivalent zum ungebiaseden Fall, symmetrisch. Der Wert der zweiten harmonischen wird dadurch minimal und der Wert der dritten bei dieser Feldstärke bestimmt. Der Wert der notwendigen konstanten Feldstärke, welcher durch den Biasmagneten definiert wird, liefert das erste Unterscheidungsmerkmal (Abbildung 5.8). Dieses wird durch die hartmagnetischen Eigenschaften  $P$  (siehe Formel 5.1) bestimmt.

Das zweite Unterscheidungsmerkmal ist, äquivalent zum ungebiaseden Fall, die Amplitude der dritten harmonischen am Punkt des Minimums der zweiten harmonischen (Abbildung 5.9). Dieses wird durch die weichmagnetischen Eigenschaften  $W$  (siehe Formel 5.1) bestimmt. Die Minima der zweiten harmonischen treffen sich nicht exakt im selben Punkt. Die Werte der Feldstärken an welchen die Minima auftreten fallen jeweils für Sensoren mit breiten Resonatoren (Breite zirka  $b_b = 12$  mm) und mit schmalen Resonatoren (Breite zirka  $b_s = 6$  mm) zusammen. Die breiteren Resonatoren brauchen eine geringfügig kleinere Feldstärke um den, in allen Fällen selben, Biasma-

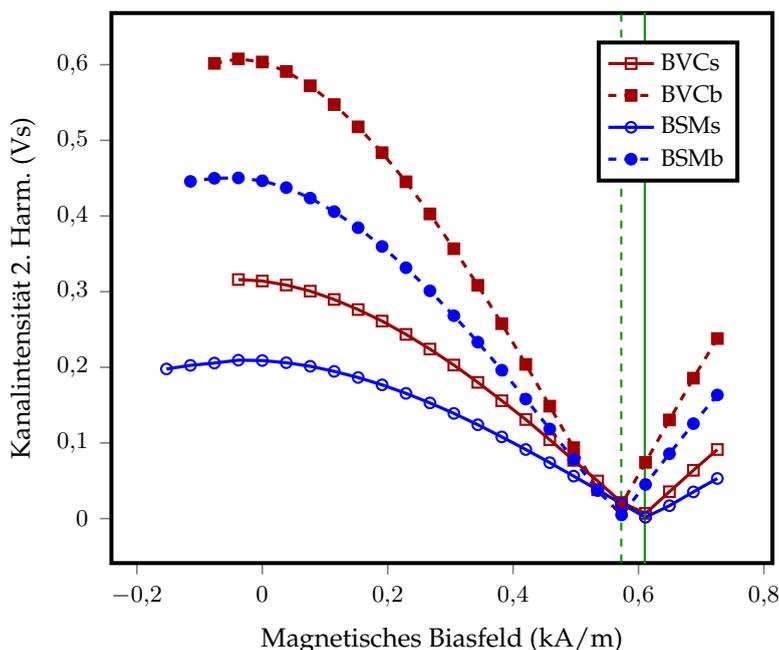


Abbildung 5.8: Die Abbildung zeigt den Wert der zweite harmonischen Frequenz einer Messung der Prototypen für den harmonischen Identifikationssensor. Dabei wird dieser von einem externen Magnetfeld  $H_{ext} = H_{max}\sin(\omega t) + H_{dc}$  angeregt. Der Wert der Feldstärke  $H_{dc}$  an dem die Amplitude der zweiten  $A(f_2) = 0$  gleich null ist markiert die hartmagnetischen Eigenschaften  $P$ . Beim gebiasteten Sensor muss das externe Feld  $H_{dc}$  die Wirkung des Biasmagneten kompensieren. Dabei spielen auch geometrische Gegebenheiten mit, wodurch die unterschiedlich breiten Sensorblättchen leicht unterschiedliche Felder zeigen. Die Amplituden der geraden harmonischen Frequenzen  $A(f_{2k})$  sind, je nach Sensor für  $H_{dc}^0 = 611$  oder  $573$  A/m null (grüne Linien). Weiters muss die dritte harmonische Frequenz in Abbildung 5.9 ausgewertet werden.

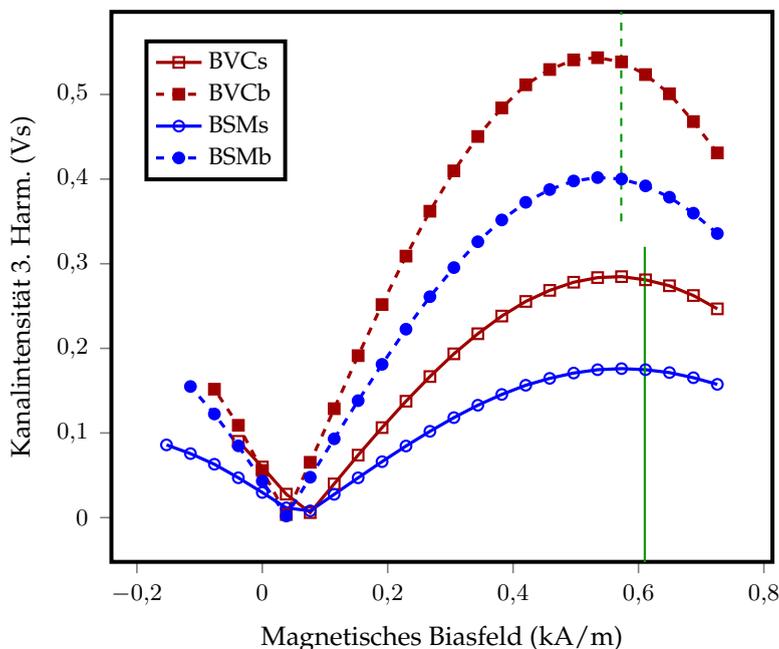


Abbildung 5.9: Die Abbildung zeigt den Wert der dritten harmonischen Frequenz einer Messung der Prototypen für den harmonischen Identifikationssensor. Die Auswertung erfolgt bei dem Feldwert  $H_{dc}^0$  an dem  $A(f_2) = 0$  war. Die beiden Werte für  $H_{dc}^0$  aus Abbildung 5.8 werden hier als grüne Linien dargestellt. Der Wert der Amplitude für die dritte harmonische Frequenz  $A(f_3) \neq 0$  gibt den Wert für  $W$ . Es wird also für jeden Sensor ein Wertepaar aus  $H_{dc0}(A(f_2) = 0)$  und  $A(f_3(H_{dc}^0))$  angegeben (siehe Tabelle 5.2).

Name	gebiased		ungebiased	
	$H_{dc}^0$	$A(f_3)$	$H_{dc}^0$	$A(f_3)$
VCb	572,0	0,538	0,0	0,601
SMb	572,0	0,400	0,0	0,508
VCs	611,0	0,281	0,0	0,352
SMs	611,0	0,175	0,0	0,247

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Werte für die dritte harmonische bei verschwindender zweiter. Dabei ist für den ungebiaseten Fall keine überlagerte konstante Feldstärke notwendig. Im gebiaseten Fall muss zusätzlich zur Anregung ein konstantes Feld angelegt werden um den Anteil der zweiten harmonischen Frequenz im Spektrum zu minimieren. Im hier gezeigten Fall ist das notwendige Gleichfeld für die gebiaseten Sensoren auf Grund der Verwendung des gleichen Biasmagneten nahezu gleich. Im Falle unterschiedlicher Biasmagnete würde dadurch ein weiteres Unterscheidungsmerkmal hinzukommen.

gneten zu kompensieren. Durch des weichmagnetische Material wird das Streufeld des Biasmagneten reduziert.

Vergleicht man die Bilder der dritten harmonischen (Abbildung 5.7 und 5.9) erkennt man, das die Amplitudenverhältnisse der einzelnen Proben zueinander in beiden Abbildungen sehr ähnlich sind. Dies spricht dafür, dass die Annahme richtig war, dass sich die beiden Unterscheidungsmerkmale  $H$  und  $M$  nur minimal gegenseitig beeinflussen. Messtechnisch wird einfach dem Erregerstrom ein Gleichstrom überlagert. Dieser wird so lange variiert, bis ein Minimum der zweiten harmonischen Frequenz gemessen wird.

Hiermit konnte nachgewiesen werden, dass die Kombination der beiden Merkmale

1. Minimum der zweiten harmonischen Frequenz  
(entspricht dem Biasfeld am Ort des Sensors) und
2. Amplitude der dritten harmonischen Frequenz  
(entspricht der effektiven Form der Hysteresekurve)

die Sensoren eindeutig identifizieren.

Tabelle 5.2 fasst die Ergebnisse der Abbildungen 5.7 und 5.9 zusammen und macht so eine einfache Vergleichbarkeit der Signalintensität der dritten harmonischen Frequenz bei verschwindender zweiter für die getesteten Sensoren möglich.

## 5.5 Prototyp für Kaffeemaschinen

In Zusammenarbeit mit der SuessCo KG<sup>1</sup> wurde ein Prototyp entwickelt und gebaut. Zu Testzwecken wurde eine Kaffeemaschine eines bekannten Herstellers und einige Aluminium-Kaffee-Kapseln modifiziert. Das komplizierte Spulensystem, welches schematisch in Abbildung 5.10 dargestellt ist, ergab sich aus dem Wunsch, ein kompensiertes Pickup-System zu verwenden. Die Windungszahlen der Pickup-Spulen wurden so

<sup>1</sup>SuessCo KG, Rathausplatz 18, A-3130 Herzogenburg.

gewählt, dass der Audioeingang eines handelsüblichen Laptops die Signale digitalisieren kann. Weiters wurden mehrere Spulen implementiert, teils um verschiedenes zu Testen, teils weil der zur Verfügung stehende Platz erst nach dem weiteren zerlegen der Maschine sichtbar wurde. Zuerst auf der ganzen Brüheinheit und zusätzlich auch auf den Becher der Brüheinheit, da dieser genügend Platz bot. Ein Umstand der vorher nicht abzusehen war. Der kleine Durchmesser von Spule D (Anregespule 2) ermöglicht die Verwendung geringerer Ströme.

Die Entscheidung das System bei Frequenzen von größer als 20 Hertz und kleiner als 20 Kilohertz zu betreiben ermöglichte für den Prototypen die Verwendung handelsüblicher Audioverstärker für das Anregesignal. Um die Prototypen-Maschine zu testen wurden drei verschiedene Sensorgruppen bestehend aus je drei Stück gebaut. Die Steuerung der Messung wurde mit dem Programm LabView der Firma National Instruments implementiert. Das Anregesignal wurde über die Soundkarte ausgegeben und die Pickup-Signale mit dem Mikrophoneingang der Soundkarte digitalisiert. Mit Hilfe dieses Aufbaus konnten die neun Kapseln eindeutig ihrer jeweiligen Gruppe zugeordnet werden.

### 5.5.1 Das Spulensystem

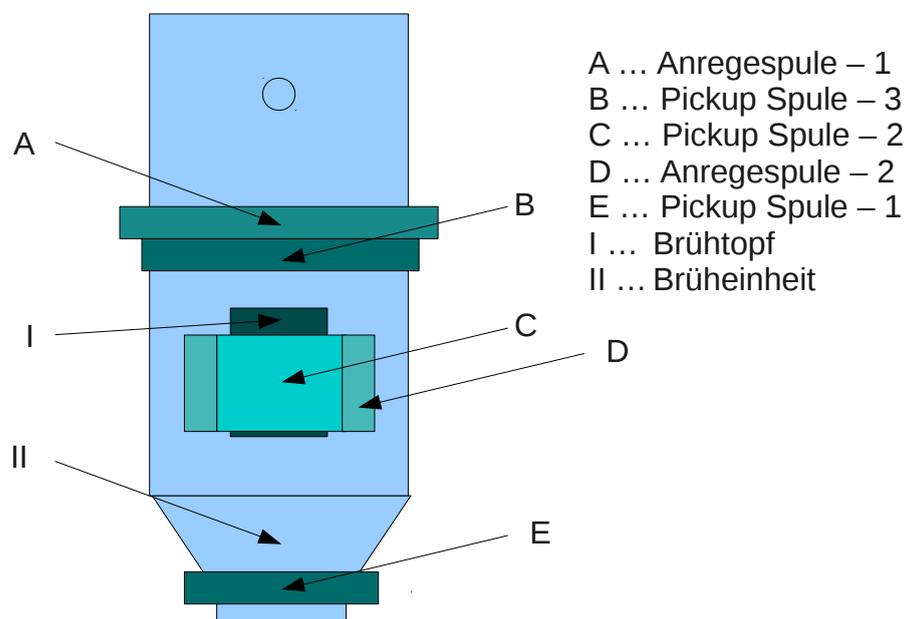


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Brüheinheit einer Kapsel-Kaffeemaschine mit verschiedenen Spulen. Diese dienen dazu, im Versuch verschiedene Möglichkeiten der Anbringung praktisch zu testen. Im Fall der zerlegten Maschine war genügend Platz um am Becher in welchem die Kapsel aufgenommen wird, Spulen anzubringen. Dadurch sind zur Anregung geringere Stromstärken notwendig.

- Spulensystem außen

Abbildung 5.10 - Erregerspule: A, Pickup-Spule: B mit E.

- Spulensystem auf der Brüheinheit

Abbildung 5.10 - Erregerspule: D, Pickup-Spule: C mit B oder E.

Die Prototypen der Kapseln wurden aufgrund des geringen Platzangebotes und der daraus resultierenden großen Distanz für Spulen innerhalb der Maschine mit einer erheblichen Menge an Material ausgestattet. Es wurden jeweils vier Stück weichmagnetische Plättchen in einer Kapsel verbaut, welche in der leicht konischen Kapsel innen, gleichmäßig (in 90°-Schritten) am Umfang verteilt, angebracht wurden. Ein in die Maschine eingebautes Spulensystem könnte vollständig auf der Brüheinheit untergebracht werden. Alleine dadurch könnte der Materialaufwand um ein vielfaches gesenkt werden. Dadurch konnte gleichzeitig der Beweis erbracht werden, dass die Möglichkeit besteht, die Sensoren im Inneren einer Aluminiumkapsel zu platzieren.

Als Material wurde MG 2705M (Datenblatt im Appendix B.3) der Firma Metglas<sup>2</sup> verwendet. Ein Hauptgrund für die Wahl dieses Materials liegt in seiner geringen Magnetostriktion.

Jeweils 3 Kapseln wurden mit den gleichen Plättchen ausgestattet:

- Kapsel A1, A2 und A3 in der Farbe rot codiert wurden mit Sensorplättchen der Abmessung 18 x 10,0 x 0,022 Millimeter bestückt.
- Kapsel B1, B2 und B3 in der Farbe lila codiert wurden mit Sensorplättchen der Abmessung 18 x 6,5 x 0,022 Millimeter bestückt.
- Kapsel C1, C2 und C3 in der Farbe gold codiert wurden mit Sensorplättchen der Abmessung 18 x 4,0 x 0,022 Millimeter bestückt.

Zur Erzeugung des Anregesignals wurde mithilfe der Soundkarte des Messrechners ein sinusförmiges Signal an einen Audio-Verstärker weitergegeben und darüber an die Erregerspule geschickt. Um den Einfluss des Materials der Kapsel zu demonstrieren wurde das Anregesignal in seiner Frequenz zwischen 250 und 1007 Hertz variiert. Das Pickup-Signal wurde zeitgleich mithilfe einer Soundkarte aufgenommen. Dieser ermöglichte es, die Spannungswerte mit 16 Bit Auflösung bei einer Rate von 192 Kilohertz aufzuzeichnen.

Abbildung 5.12 zeigt einen Ausschnitt des gemessenen Signalverlaufs aufgenommen bei 503 Hertz. Eindeutig ist der zeitliche Unterschied in der Periodendauer durch das unterschiedliche entmagnetisierende Feld zu sehen. Die geringeren Amplituden ergeben sich aus dem geringeren Materialeinsatz der schmäleren Plättchen. Deren geringere Zeitspanne für die Ummagnetisierung aus dem geringeren entmagnetisierenden Feld.

---

<sup>2</sup>Europa: Hitachi Metals Europe GmbH, Immermannstrasse 14-16, D- 40210 Düsseldorf, Germany



Abbildung 5.11: Der fertige Prototyp einer Kaffeemaschine mit SuessCo-Funktionalität. Dieser wurde in Zusammenarbeit und mit freundlicher Unterstützung der SuessCo KG in Herzogenburg hergestellt. Damit ist es möglich die Farbe der jeweils in die Maschine eingelegten Kapsel zu erkennen. In der Maschine wurde ein Verstärker untergebracht, der die von der Soundkarte des Laptops kommenden Signale verstärkt. Das Pickup-Signal wurde zur Soundkarte übertragen und damit aufgenommen. Einzige von außen erkennbare Veränderung an der Maschine sind 3 zusätzliche Steckplätze. Wobei je einer Ein- und Ausgang für die elektrischen Signale bereitstellt, und der dritte für die Stromversorgung des innen liegenden Verstärkers dient.

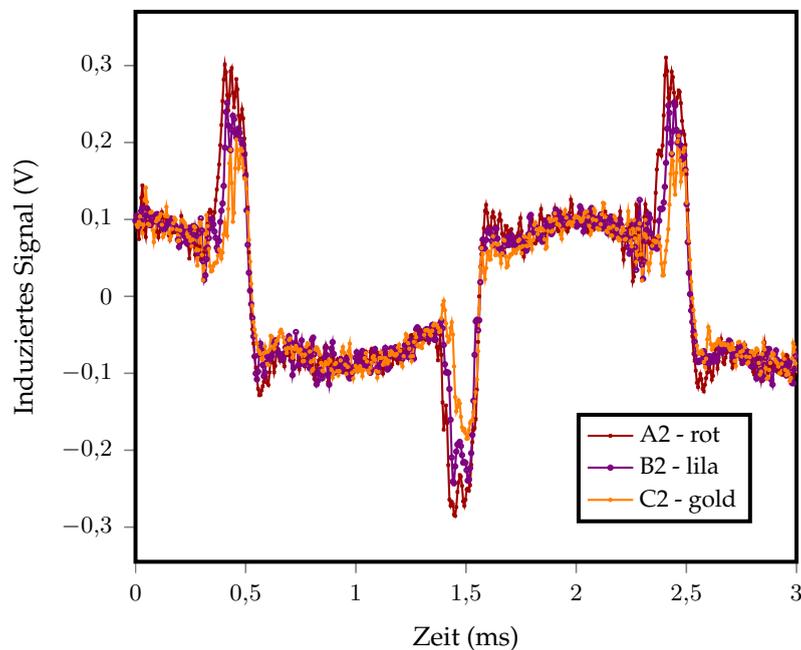


Abbildung 5.12: Induktionssignal dreier Kapseln mit unterschiedlich großen Materialstreifen bestückt. Gemessen in der Maschine mithilfe der Audioein- und -Ausgänge. Die Datenrate war auf den maximal unterstützten Wert von 192 Kilohertz eingestellt. Bei einer verwendeten Messfrequenz von 251, 503 (hier dargestellt) und 1007 Hertz bietet diese Datenrate eine genügende Anzahl von Punkten um die schnelle Änderung der Magnetisierung aufnehmen zu können.

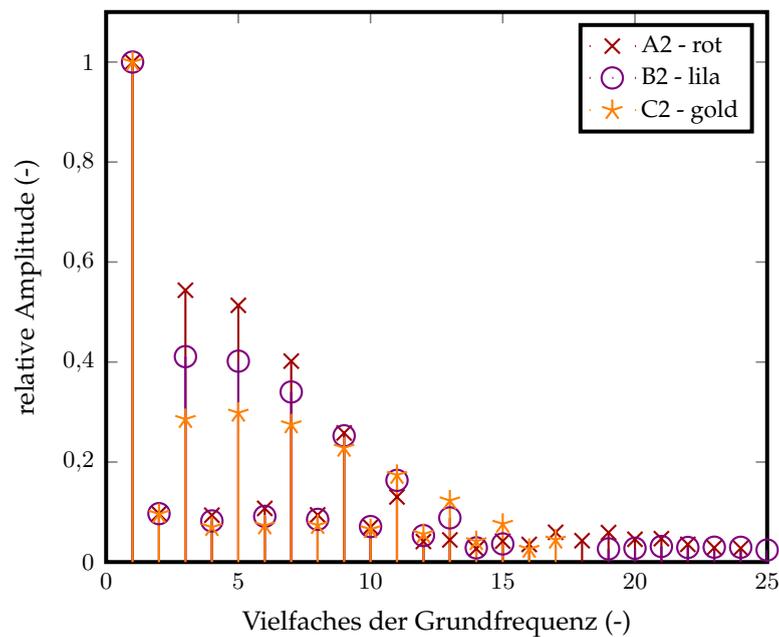


Abbildung 5.13: Induktionssignal dreier Kapseln mit unterschiedlich großen Materialstreifen bestückt. Gemessen in der Maschine mithilfe der Audio-Ein- und -Ausgänge. Die Datenrate war auf den maximal unterstützten Wert von 192 Kilohertz eingestellt. Bei einer verwendeten Messfrequenz von 251, 503 (hier dargestellt) und 1007 Hertz bietet diese Datenrate eine genügende Anzahl von Punkten um die schnelle Änderung Magnetisierung aufnehmen zu können. Die aufgetragenen Amplituden sind auf die Amplitude der Grundschwingung normiert, um den Einfluss der Menge des verwendeten Material zu kompensieren. Die (normierte) 3. Harmonische ist für die 3 gezeigten Kapseln eindeutig unterschiedlich.

## 5.6 Mögliche Varianten der Messung

Die hier dargestellte Methode setzt ein bekanntes Magnetfeld und einen bekannten Abstand des Sensors zu den Spulen voraus. Die HHID Sensoren können jedoch auch anders eingesetzt werden. Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass der Abstand des Sensors und dessen Ausrichtung zum Spulen-System Auswirkungen auf die Signalamplitude haben.

- Ist die relative Lage und Abstand des Sensors zum Spulensystem bekannt, so kann daraus das Material des Sensors und die am Ort des Sensors herrschende Feldstärke bestimmt werden.
- Ist die Feldstärke und der Abstand bekannt, so kann der Winkel zwischen Feld und Sensor bestimmt werden.
- Ist die Feldstärke und die genaue Winkellage bekannt, so kann der Abstand des Sensors zur Spule bestimmt werden.
- Ist die Feldstärke eines Magneten und dessen Abstand zum Sensors bekannt, so kann der Winkel zwischen Sensor und Magneten bestimmt werden.

- Ist die Feldstärke eines Magneten und dessen Lage zum Sensors bekannt, so kann der Abstand zwischen Sensor und Magneten bestimmt werden.
- Normiert man das Spektrum auf die Grundfrequenz, kann dadurch auch bei nicht genau bekannten Abstand auf das Material geschlossen werden.
- Die Verwendung unterschiedlicher Frequenzen erlaubt die Erkennung von elektrisch leitfähigen Sensorhüllen, da die Wirkung der abschirmenden Wirbelströme gemessen werden kann.

# Zusammenfassung und Ausblick

## 6.1 Zusammenfassung

Es wurden Konzepte für drahtlose Sensoren auf der Basis von weichmagnetischen Materialien vorgestellt. Die Konzepte wurden theoretisch beschrieben und ein Prototypen entwickelt. Dadurch konnte für beide Konzepte die Machbarkeit dokumentiert werden.

Erstens wurde ein Konzept zur Detektion von Grenzwertüberschreitungen im Temperaturbereich entwickelt und als Prototyp realisiert. Diese Sensoren auf der Änderung der Resonanzfrequenz der mechanischen Schwingung eines weichmagnetischen Materials um Veränderungen am System messbar zu machen. Dabei wurde der  $\Delta E$ -Effekt genutzt. Dieser beschreibt den Umstand, dass durch magnetische Felder der Elastizitätsmodul eines Materials und damit die mechanische Resonanzfrequenz eines Bauteils beeinflusst werden kann.

Ein mathematisches Modell wurde erstellt und mithilfe der Computersimulation ausgewertet. Dabei konnten für einzelne, aber auch für zwei gekoppelte Resonatoren sehr gute Übereinstimmungen mit dem Experiment erzielt werden. Die durch die Simulation und das Experiment festgestellte und übereinstimmende Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom externen magnetischen Feld wurde in weiterer Folge genutzt um Grenzwertsensoren aufzubauen.

Durch das „einfrieren“ einer Konfiguration von Permanentmagneten wurde ein Arbeitspunkt in Form einer bestimmten Resonanzfrequenz festgelegt. Durch das Auftauen des Phasentransformationsmaterials wurden die Magnete frei beweglich und veränderten ihr Streufeld. Diese Magnetfeldänderung wurde durch die vom Magnetfeld abhängige Resonanzfrequenz des Resonators in eine Frequenzänderung umgewandelt und dadurch messbar. Diese Änderung der Resonanzfrequenz war genügend groß um eine

sichere Detektion der Grenzwertüberschreitung zu ermöglichen.

Zweitens wurde das Konzept eines Sensors zur Identifikation vorgestellt. Dieser beruht rein auf der Messung des Ummagnetisierungsprozesses.

Das Konzept wurde durch die Verwendung einer Modellhysterese mathematisch formuliert und im einfachsten Fall analytisch gelöst. Dadurch konnte die Abhängigkeit des Sensorsignals von den relevanten Parametern qualitativ dargestellt werden.

Durch die starke Änderung der Suszeptibilität im Material wurden in einem Spulensystem Spannungsspitzen induziert. Dieses Signal wurde mithilfe der Fouriertransformation analysiert. Dabei wurde für jedes Material und jede Form ein typisches Spektrum erzeugt und diente zur Unterscheidung der Sensoren. Um die Menge an unterscheidbaren Sensorstreifen zu erhöhen, wurde zusätzlich ein Magnet an diesen angebracht. Die dadurch erfolgende Veränderung im Spektrum der Fouriertransformation bot ein weiteres Unterscheidungsmerkmal.

Für beide Konzepte konnte gezeigt werden, dass diese eine einfache, billige und unkomplizierte Möglichkeit bieten um den jeweiligen Verwendungszweck zu entsprechen.

## 6.2 Ausblick

Durch die Untersuchungen ergaben sich neue Vorschläge für Verbesserungen.

Die mathematische Beschreibung der akustomagnetischen Sensoren liefert sehr gute Ergebnisse bezüglich der Abhängigkeiten der mechanischen Resonanzfrequenz. In weiterer Folge wird die Untersuchung folgender Punkte vorgeschlagen:

- Berücksichtigung von Wirbelströme.
- Berücksichtigen der mechanische Reibung an den Kontaktoberflächen.

Die Prototypen der Grenzwertsensoren funktionieren sehr gut unter Laborbedingungen. Vor einem großtechnischen Einsatz müssen jedoch noch einige Punkte geklärt werden:

- Untersuchungen zu Dauereinsatz und Vibrationsbeständigkeit.
- Test neuer Phasentransformationsmaterialien für verschiedene Temperaturwerte.
- Tests zur Diffusionsdichtheit verschiedener Kombinationen aus Material der Hülse und Phasentransformationsmaterial.

Das entwickelte mathematische Modell bildet wegen der Verwendung einer idealisierten Magnetisierungskurve nur das prinzipielle Verhalten der HHID-Sensoren ab.

- Das Modell könnte auf realistische Magnetisierungskurven erweitert werden.

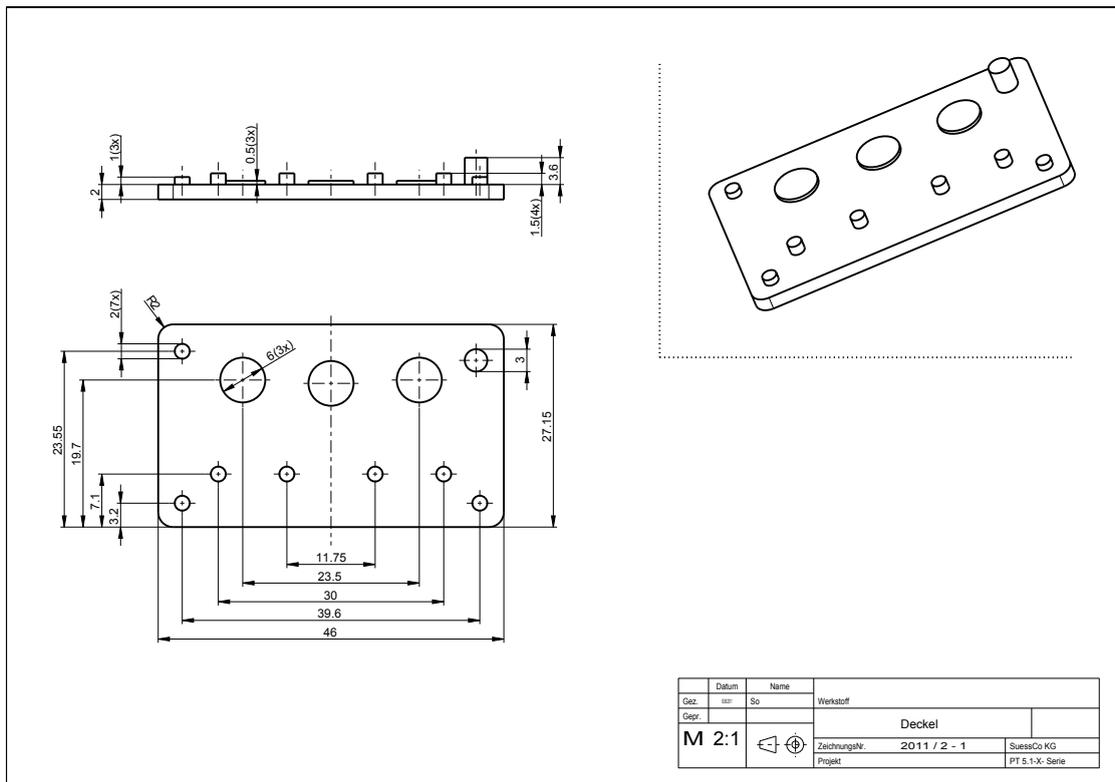
Die Prototypen der Identifikationssensoren zeigen sich als gut geeignet für die vorgesehenen Anwendungen. Punkte für weitere Arbeiten wären:

- Ermitteln der maximale Anzahl unterscheidbarer Gruppen.
- Tests mit Sensoren die in Glas/Kunststoff eingeschmolzen wurden (Hygiene).
- Der Einfluss thermischer Prozess sollte untersucht werden.

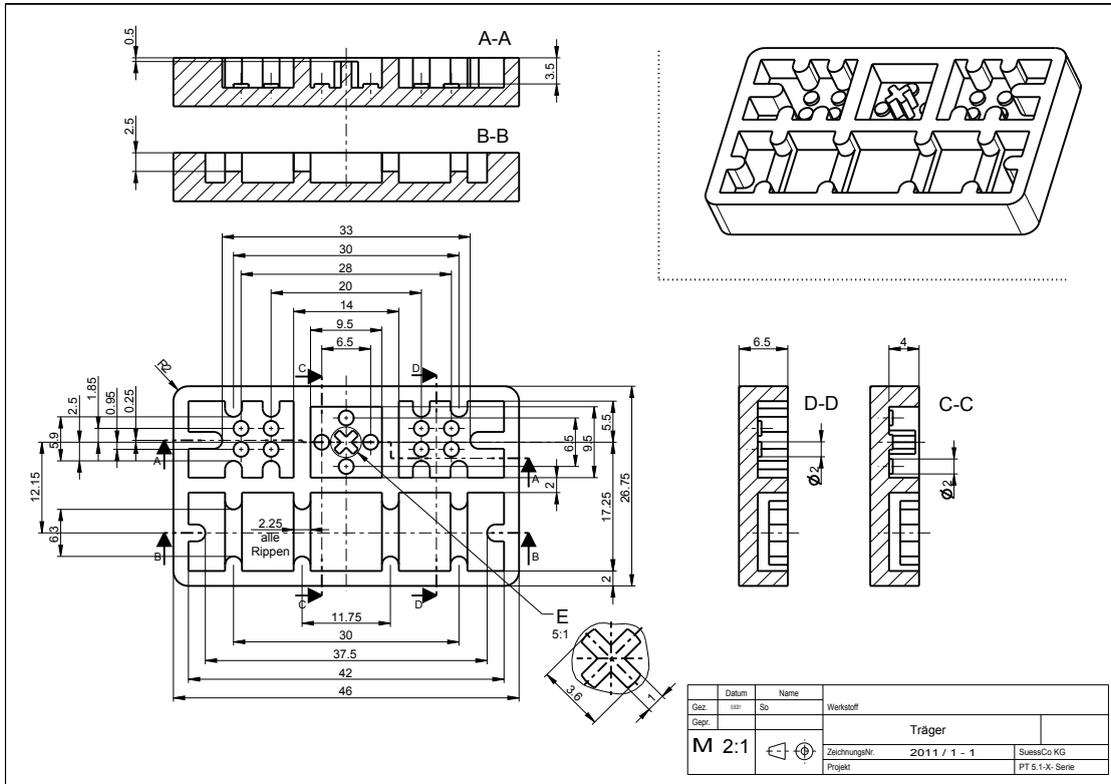
# Konstruktionszeichnungen

## A.1 Konstruktionszeichnung Überschreitungssensor

### Deckel - Oberteil des CheckIt-Sensors

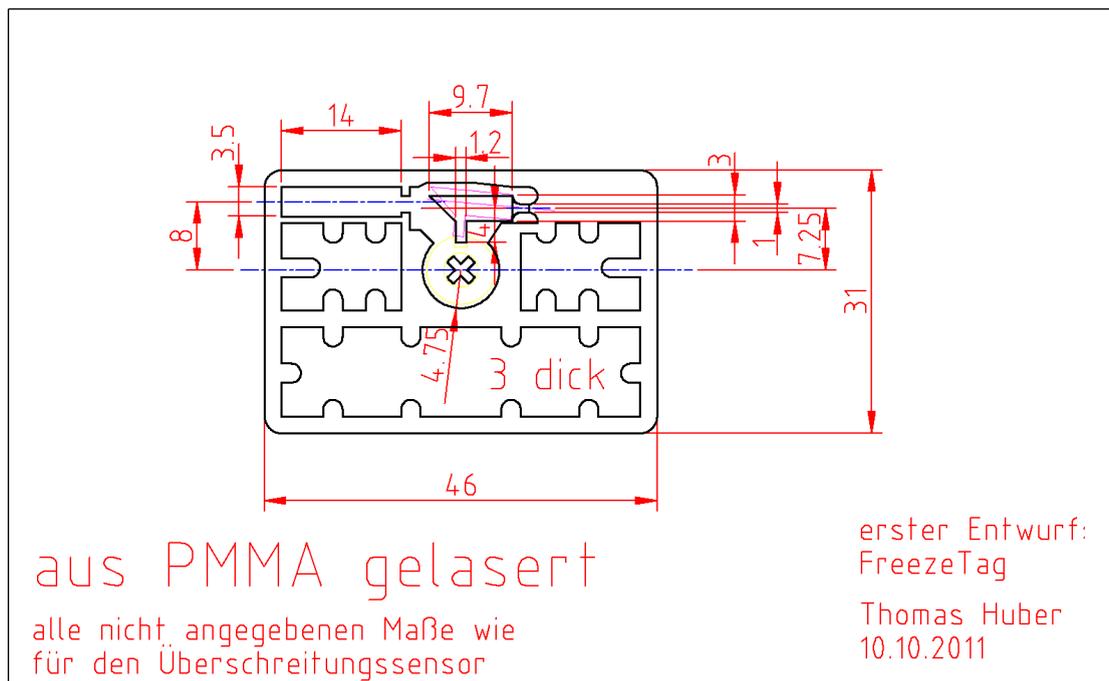


Träger - Unterteil des CheckIt-Sensors



## A.2 Konstruktionszeichnung Unterschreitungssensor

Der Unterschreitungssensor ist dem Überschreitungssensor in den meisten Abmessungen ähnlich. Die dünne Linie im Bereich des Hebels stellt diesen in ausgelenkter Position dar. Ausserdem ist der ringförmige Magnet dargestellt. In dieser einen Variante mit einer Einfräzung um eine formschlüssige Verbindung zu erhalten. Im Versuch wurde diese Einfräzung jedoch weggelassen und der Magnet durch die kraftschlüssige Verbindung (Federkonstante des verwendeten Materials)



# Datenblätter

## B.1 Daten der verwendeten Ferrite

Qualität		Br	bHc	iHc	(BH) <sub>max</sub>	Dichte	T <sub>max</sub>
		mT	kA/m	kA/m	kJ/m <sup>3</sup>	g/cm <sup>3</sup>	°C
OXI 100	Y10	>200	>125	>210	>6,5	4,5-5,1	250
OXI 300	Y25	>360	>135	>140	>22,5	4,5-5,2	250
OXI 340	Y30	>370	>175	>180	>26	4,5-5,3	250
OXI 340H	Y30BH	>380	>230	>235	>27	4,5-5,4	250

Tabelle B.1: Materialdaten Ferritmagnete. Entnommen aus dem Katalog der Firma *Rheinmagnet Horst Baermann GmbH* (D-53819 Neunkirchen). Diese lieferte die Magnete, welche in den Prototypen verbaut wurden.

## B.2 Daten Polyamid

Die folgenden Werte wurden der Homepage der Fa. Kern GmbH<sup>1</sup> entnommen und hier mit freundlicher Genehmigung veröffentlicht.

In diesem Datenausdruck sind Richtwerte angegeben. Diese Werte sind beeinflussbar durch Verarbeitungsbedingungen, Modifikationen, Werkstoffzusätze und Umgebungseinflüsse und befreien den Anwender nicht von eigenen Prüfungen und Versuchen. Sie sind aufgrund der gegenwärtigen Erfahrungen und Kenntnisse zusammengestellt. Eine rechtlich verbindliche Zusicherung bestimmter Eigenschaften oder der Eignung für einen konkreten Einsatzzweck kann aus unseren Angaben nicht abgeleitet werden.

<sup>1</sup>Technische Kunststoffteile, Clemens-Kern-Straße 1, D-56276 Großmaiseid, info@kern.de

Verwendete Abkürzungen:

NB: Probekörper nicht gebrochen

Name	Norm	Wert	Einheit
Streckspannung	ISO 527	80/45	MPa
Reißdehnung	ISO 527	70/200	%
Zug-E-Modul	ISO 527	3000/1000	MPa
Kugeldruckhärte	ISO 2039-1	150/70	MPa
Norm für Kugeldruckhärte	H358/30		
Härte Shore-D	ISO 868, ISO 2039-2	D82/D68	
Izod-Kerbschlagzähigkeit bei 23 °C	ISO 180/1A	8,3/NB	KJ/m <sup>2</sup>
Charpy-Kerbschlagzähigkeit bei 23 °C	ISO 179/1eA	7/80	KJ/m <sup>2</sup>

Tabelle B.2: Mechanische Eigenschaften - PA6.

Name	Norm	Wert	Einheit
Dielektrizitätszahl bei 50 Hz	IEC 60250	4,0/12,0	-
Dielektrizitätszahl bei 1 MHz	IEC 60250	3,5/7,0	-
Dielektrischer Verlustfaktor bei 50 Hz	IEC 60250	100/3000	1E-4
Dielektrischer Verlustfaktor bei 1 MHz	IEC 60250	310/3000	1E-4
Durchschlagfestigkeit	IEC 60243-1	15	kV/mm
Dicke für Durchschlagfestigkeit		1,0	mm
Spezifischer Durchgangswiderstand	IEC 60093	1013/1010	Ohm·m
Oberflächenwiderstand	IEC 60093	1013/1010	Ohm
Kriechstromfestigkeit CTI	IEC 60112	600	-

Tabelle B.3: Elektrische Eigenschaften - PA6.

Name	Norm	Wert	Einheit
Wärmeleitfähigkeit	DIN 52 612	0,23	W/K m
Längenausdehnung längs	ISO 11359	70	10-6/K
Längenausdehnung quer	ISO 11359	100	10-6/K
Schmelz-/Glasübergangstemperatur	ISO 11357	220	°C
Wärmeformbeständigkeit A	ISO 75 HDT/A (1.8 MPa)	65	°C
Wärmeformbeständigkeit B	ISO 75 HDT/B (0,45 MPa)	160	°C
max. Temperatur kurzzeitig		180	°C
max. Temperatur dauernd		90	°C
min. Anwendungstemperatur		-40	°C

Tabelle B.4: Thermische Eigenschaften - PA6.

Name	Norm	Wert	Einheit
Wasseraufnahme bei Normalklima	ISO 62	3,0	%
Wasseraufnahme bei Wasserlagerung	ISO 62	9,5	%
Brennverhalten nach UL 94	IEC 60695-11-10	HB	-
Dicke für UL 94		1,5	mm
Transparenz		opak	-

Tabelle B.5: Sonstige Eigenschaften - PA6.

### B.3 Daten der verwendeten weichmagnetischen Blättchen



www.metglas.com

Magnetic Alloy  
2705M (cobalt-based)

Technical Bulletin

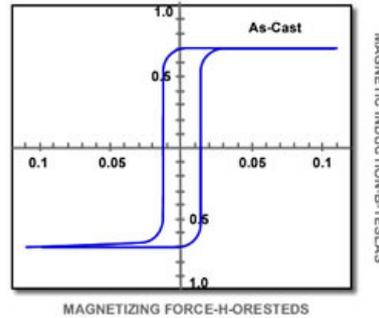
**Applications**

- Flexible electromagnetic shielding
- Magnetic sensors
- High frequency cores

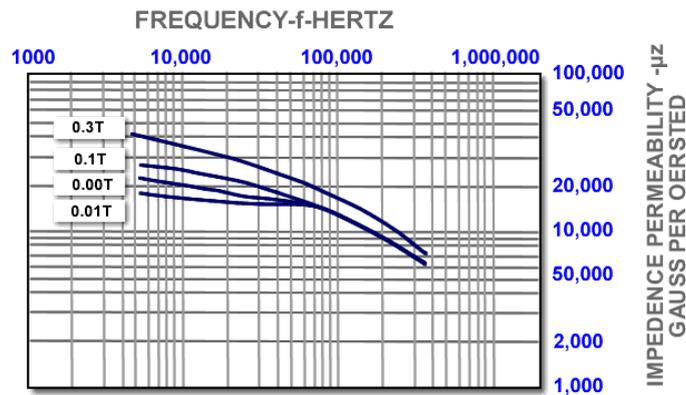
**Benefits**

- Near-zero magnetostriction
- High DC permeability at low fields without annealing
- High tensile strength

Typical DC Hysteresis Loop



Typical Impedance Permeability Curves, Longitudinal Field Anneal



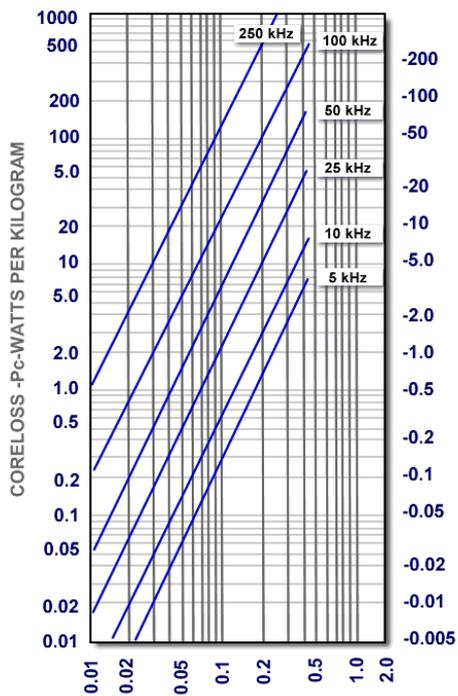
**Physical Properties**

Density (g/cm <sup>3</sup> )	.780
Vicker's Hardness (50g load)	.900
Tensile Strength (GPa)	.1-2
Elastic Modulus (GPa)	.100-110
Lamination Factor (%)	>75
Thermal Expansion (ppm/°C)	.12.1
Crystallization Temperature (°C)	.520
Continuous Service Temp. (°C)	.90

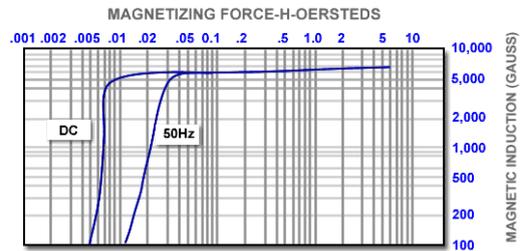
**Magnetic Properties**

Saturation Induction (T)	.0.77
Maximum D.C. Permeability (μ):	
Annealed	.600,000
As Cast	.290,000
Saturation Magnetostriction (ppm)	<0.5
Electrical Resistivity (μΩ.cm)	.136
Curie Temperature (°C)	.365

**Typical Core Loss Curves  
Metglas Alloy 2705M**



**Typical Initial Magnetization  
Curves (as-cast)  
Metglas Alloy 2705M**



## Simulationsergebnisse

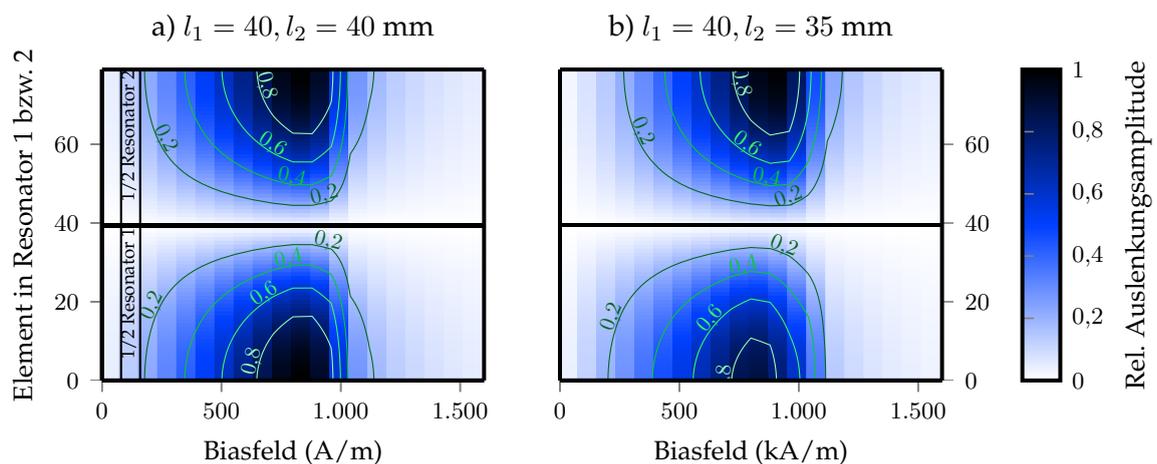


Abbildung C.1: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Amplitude der Auslenkung der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) stellt zwei gleich lange Resonatoren dar ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Das schwarze Rechteck zeigt die Werte der Amplitude für Resonator 1 (im unteren Bereich) und Resonator 2 (im oberen Bereich) bei einem Biasfeld von 80 A/m dar. In Teilbild b) ist  $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm. Dabei ist ersichtlich das der obere Teil (entspricht Resonator 2) eine höhere Amplitude der Auslenkung aufweist. Aus diesem Grund dominiert der kürzere der Resonatoren die gemessene Frequenz. Auch sind die Maximalwerte der Auslenkungen im Biasfeld zueinander verschoben.

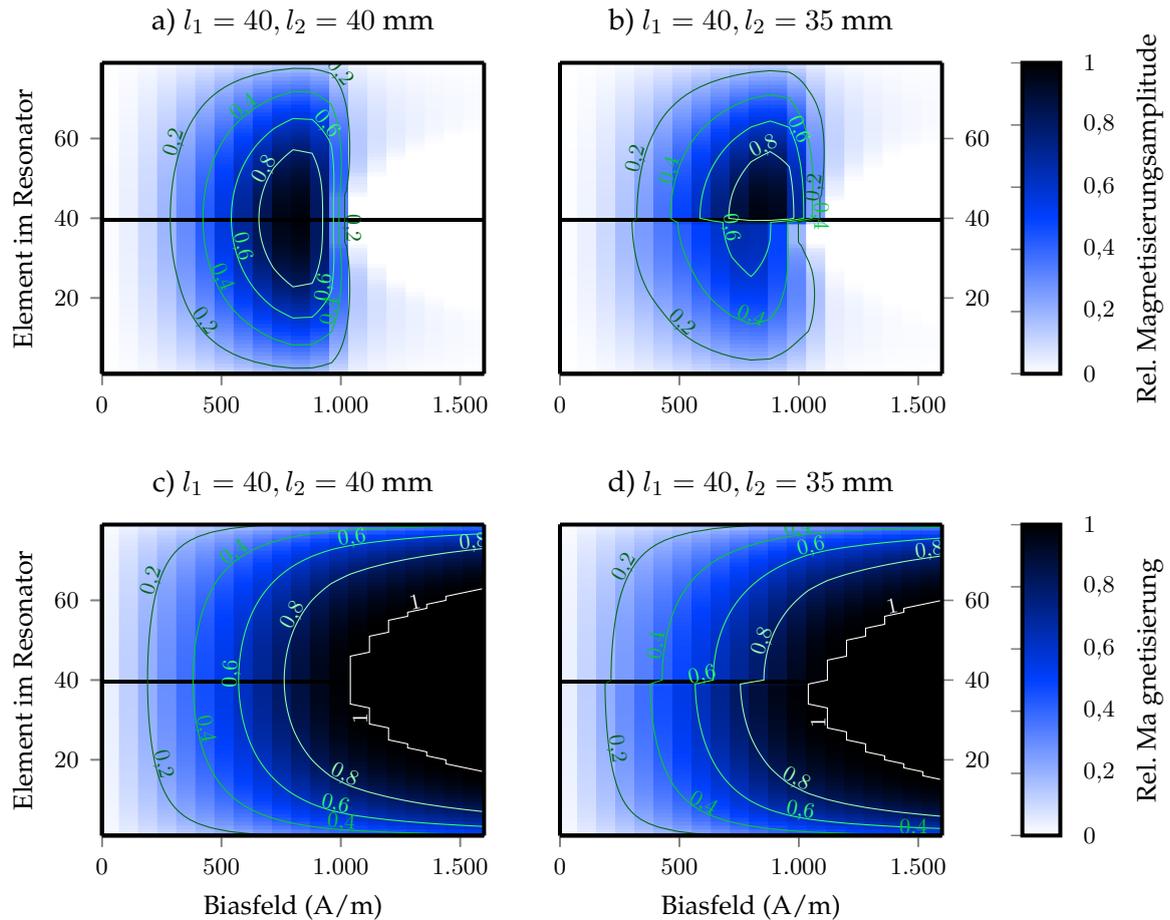


Abbildung C.2: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die relative Magnetisierung und Magnetisierungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) stellt die Magnetisierungsamplitude und c) den Mittelwert der Magnetisierung zweier gleich langer Resonatoren dar ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Teilbild b) die Magnetisierungsamplitude und Teilbild d) die Magnetisierung zweier ungleich langer Resonatoren ( $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm) dar. Dabei ist gut zu sehen, dass der kürzere der Beiden später magnetisch sättigt. Die maximale Amplitude der Magnetisierungsänderung ist im kürzeren Plättchen höher.

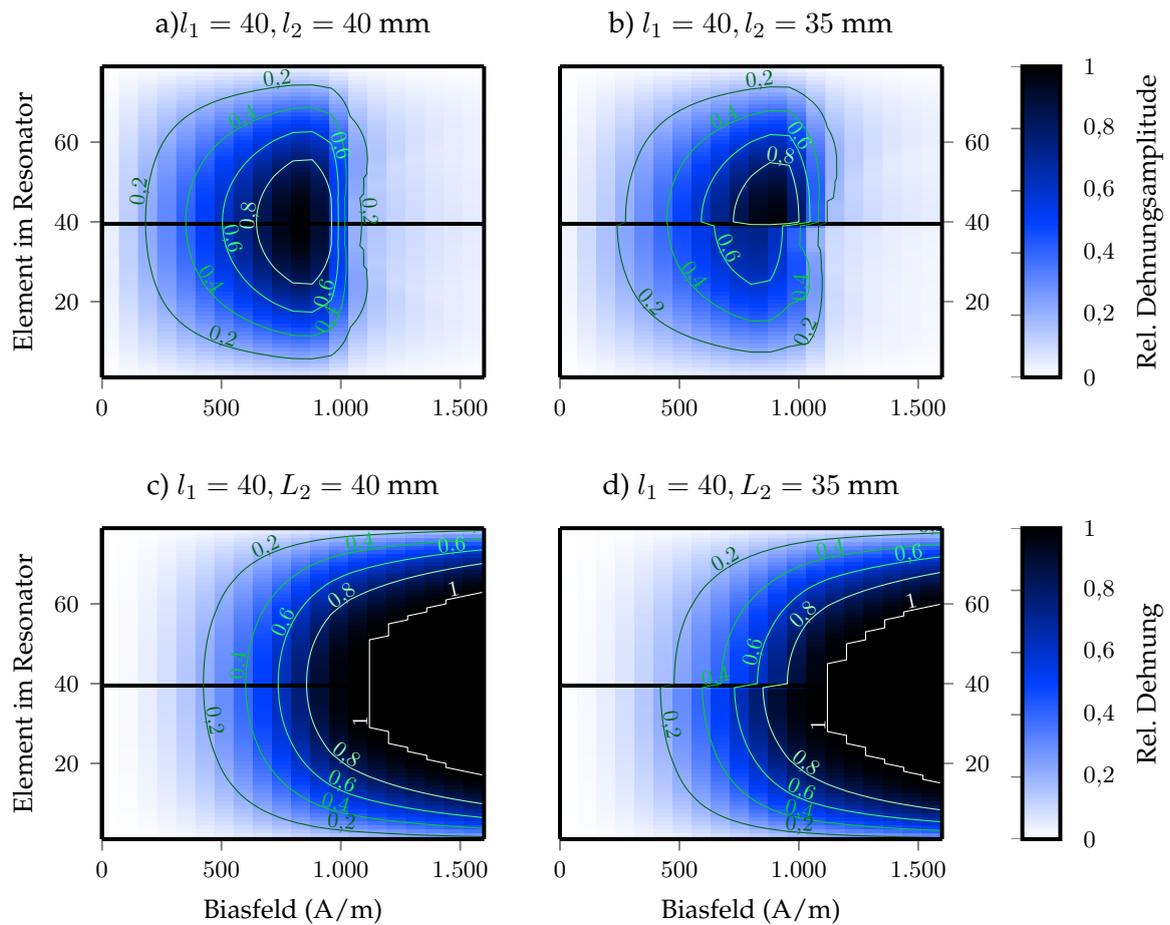


Abbildung C.3: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist der Betrag der Dehnung und die Dehnungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) stellt die Dehnungsamplitude zweier gleich langer Resonatoren dar ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Teilbild b) Dehnungsamplitude zweier ungleich langer Resonatoren dar ( $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm). Die Amplitude der Dehnungen bestätigt wieder, dass der kürzere Resonator die Schwingungen dominiert.

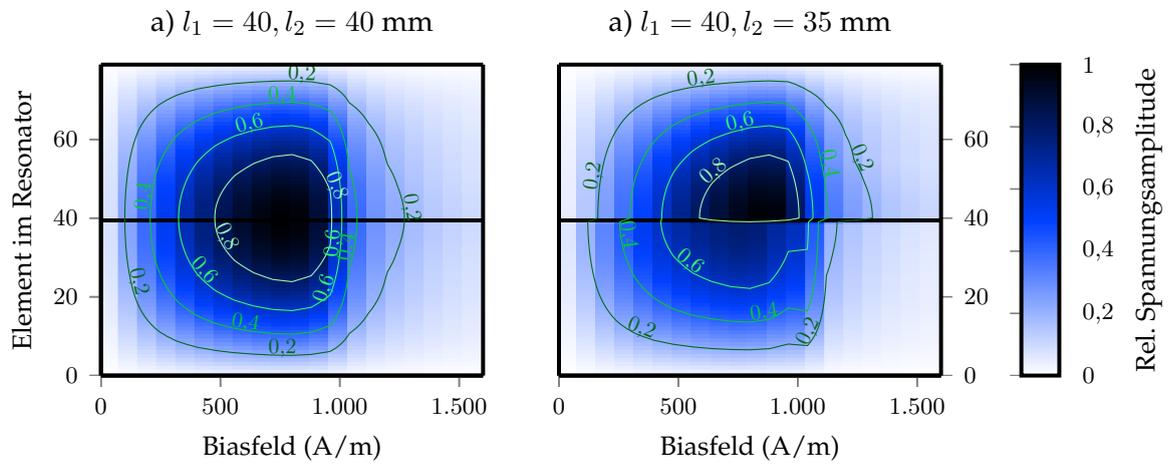


Abbildung C.4: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Amplitude der Spannung in den diskreten Elementen. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) Amplitude der Spannung zweier gleich langer Resonatoren dar ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Teilbild b) die Amplitude der Spannung in den Elementen zweier ungleich langer Resonatoren ( $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm) dar.

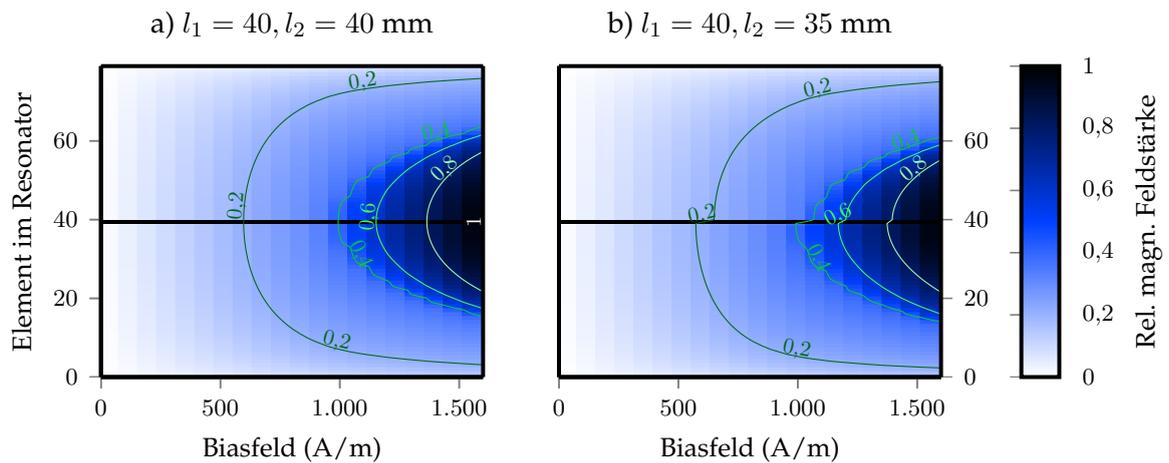


Abbildung C.5: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die effektive magnetische Feldstärke der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) die Feldstärke zweier gleich langer Resonatoren dar ( $l_1 = l_2 = 40$  mm). Teilbild b) die Feldstärke in den Elementen zweier ungleich langer Resonatoren ( $l_1 = 40$  und  $l_2 = 35$  mm) dar. Dabei ist gut zu sehen, dass der kürzere der beiden eine kleinere magnetische Feldstärke sieht.

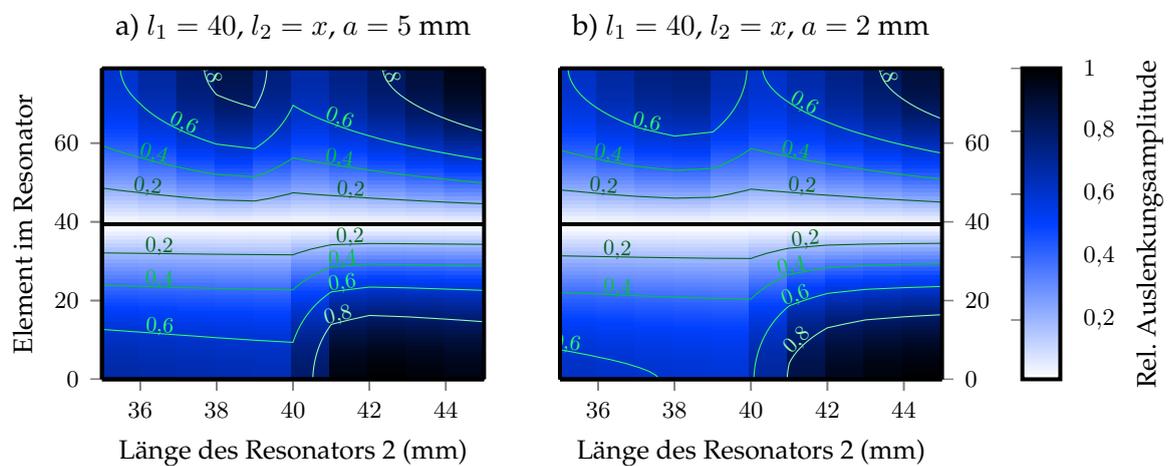


Abbildung C.6: Simulation zweier Resonatoren mit unterschiedlichen Längen. Resonator 1 ist konstant  $l_1 = 40 \text{ mm}$  lang.  $l_2$  wird variiert. Dargestellt ist die Amplitude der Auslenkung der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) zeigt die Amplituden bei einem Abstand  $a = 5 \text{ mm}$ . In Teilbild b) bei einem Abstand  $a = 2 \text{ mm}$ . Jeweils im linken Bereich der Darstellungen ist die Auslenkung im oberen (Resonator 2) Resonator größer, in der rechten Bildhälfte der jeweiligen Darstellung im unteren (Resonator 1). Hier ist eindeutig, dass der jeweils kürzere dominiert.

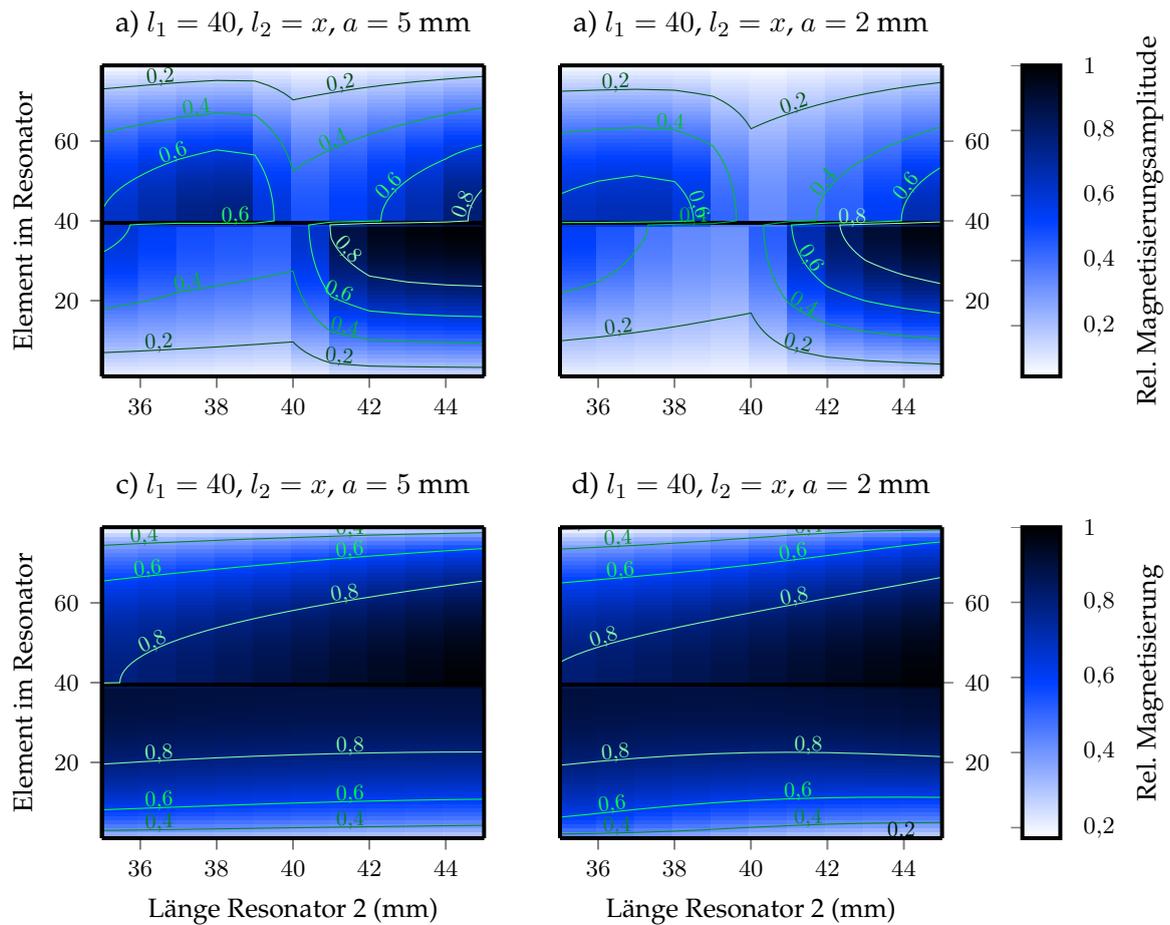


Abbildung C.7: Simulation zweier Resonatoren mit unterschiedlichen Längen. Resonator 1 ist konstant  $l_1 = 40$  mm lang.  $l_2$  wird variiert. Dargestellt ist die Magnetisierung und die Magnetisierungsamplitude. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 Element 40-79. Teilbild a) die Amplituden und einem Abstand  $a = 5$  mm dar. In Teilbild b) bei einem Abstand  $a = 2$  mm. Jeweils im linken Bereich der Darstellungen ist die Auslenkung im oberen (Resonator 2) Resonator größer, in der rechten Bildhälfte der jeweiligen Darstellung im unteren (Resonator 1). Hier ist eindeutig, dass der jeweils kürzere dominiert.

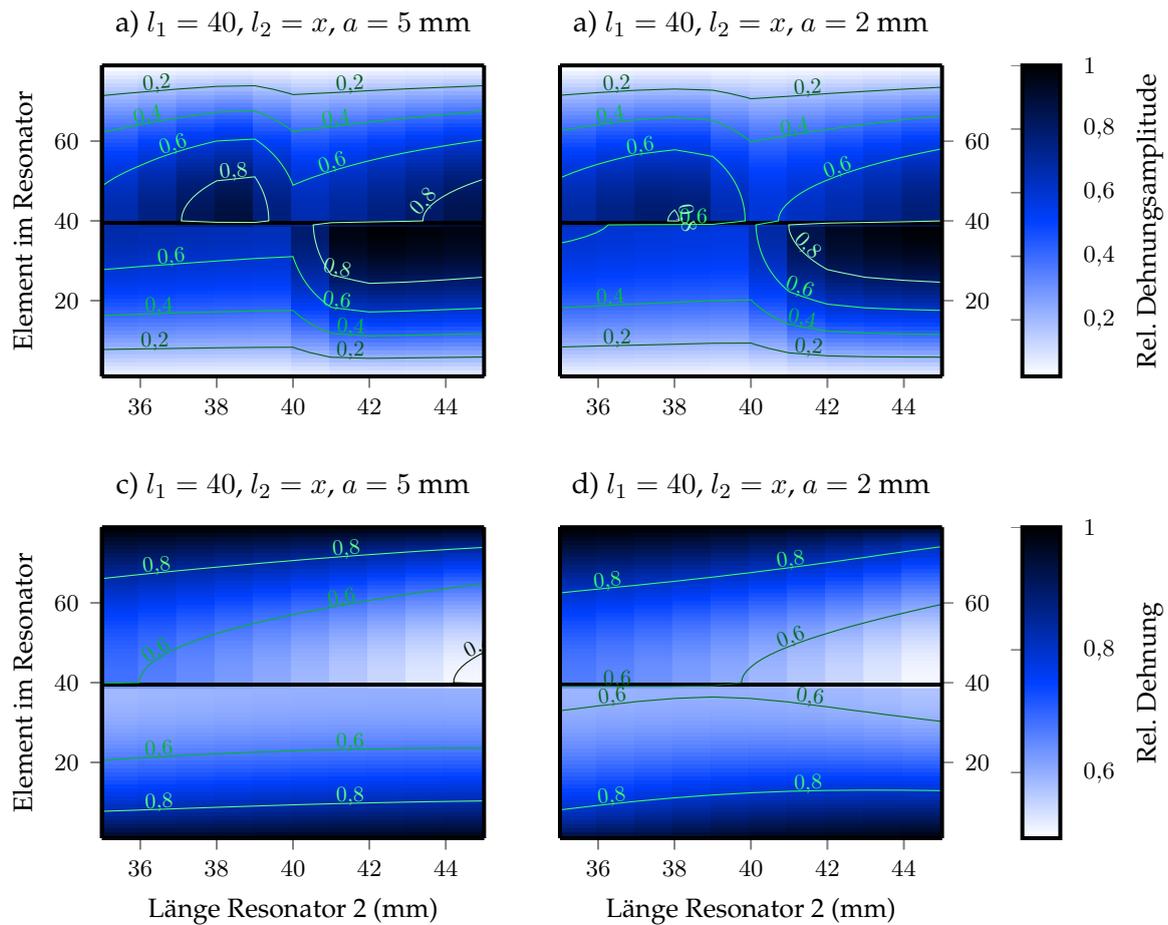


Abbildung C.8: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5$  mm. Dargestellt ist die Dehnung und Dehnungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40$  mm) wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = x$ -Achse) variiert Element 40-79. Teilbild a) stellt die Dehnungsamplitude und c) den Mittelwert der Dehnung zweier unterschiedlich langer Resonatoren in einem Abstand  $a = 5$  mm dar. Teilbild b) Dehnungsamplitude und Teilbild d) die Dehnung zweier ungleich langer Resonatoren im Abstand  $a = 2$  dar.

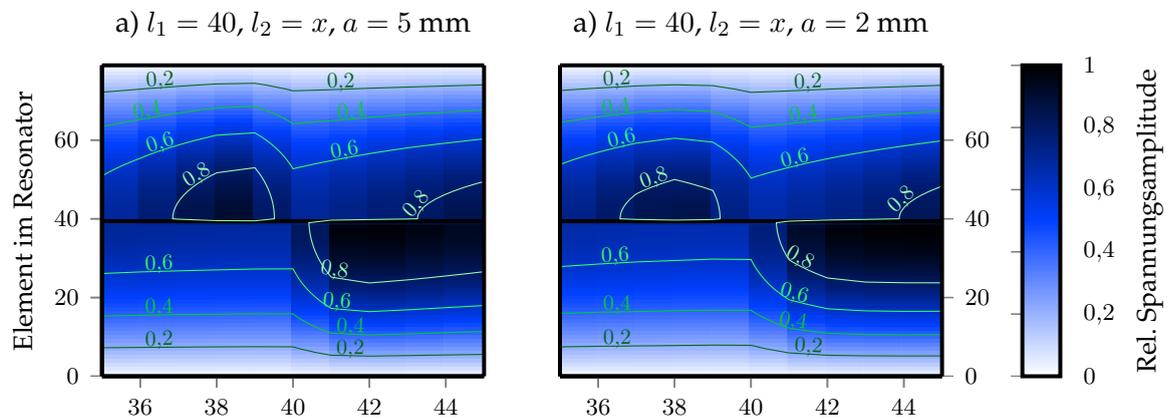


Abbildung C.9: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5 \text{ mm}$ . Dargestellt ist die mechanische Spannungsamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40 \text{ mm}$ ) wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = x$ -Achse) Element 40-79. Teilbild a) stellt die Spannungsamplitude und c) den Mittelwert der Spannung zweier gekoppelter Resonatoren im Abstand  $a = 5 \text{ mm}$  dar. Teilbild b) die Spannungsamplitude und Teilbild d) die Spannung zweier gekoppelter Resonatoren im Abstand  $a = 2 \text{ mm}$  dar. Die höheren Spannungen im Material sind, wie es zu erwarten war im kürzeren Resonator.

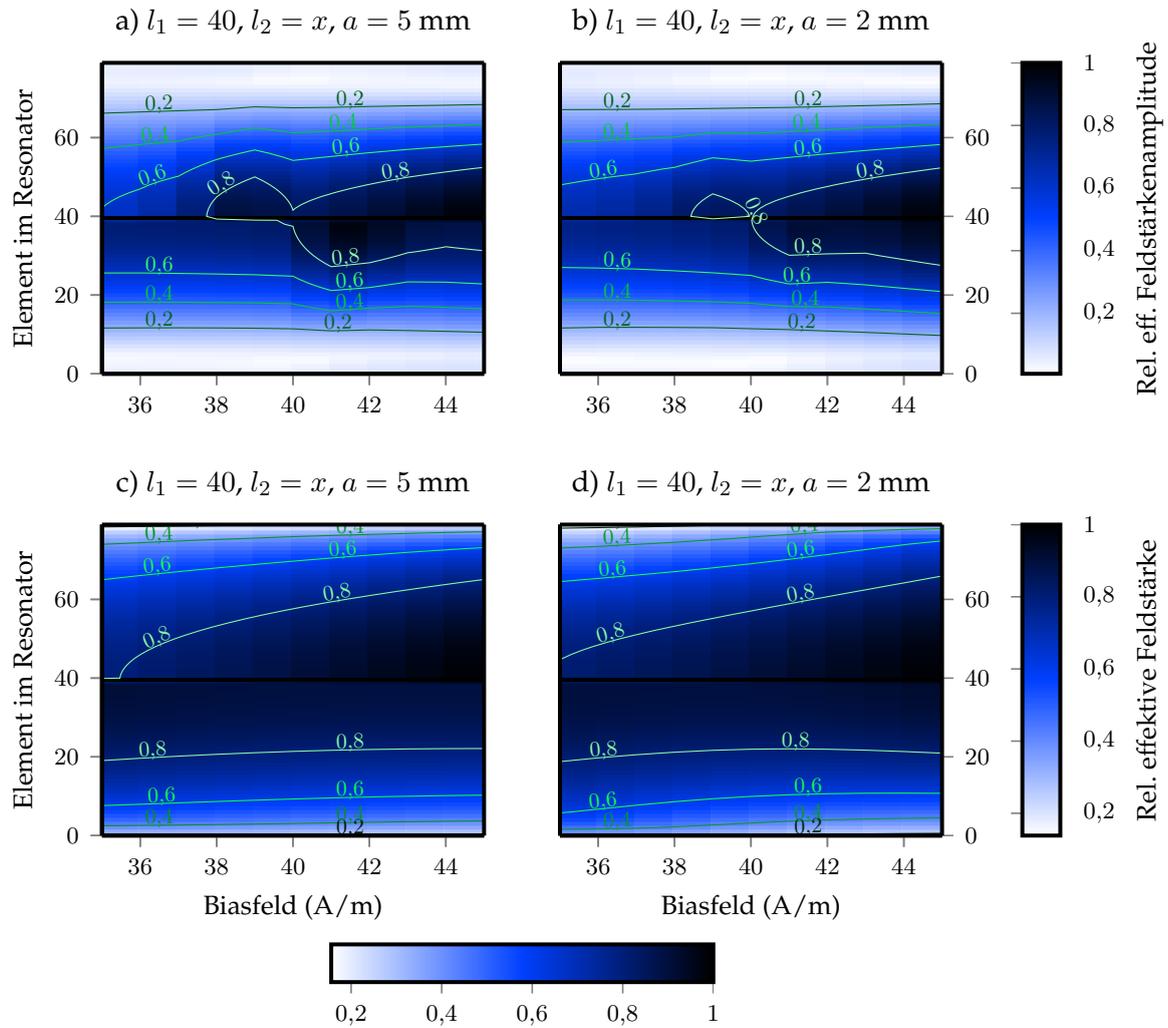


Abbildung C.10: Simulation zweier Resonatoren im Abstand  $a = 5 \text{ mm}$ . Dargestellt ist die effektiv wirkende magnetische Feldstärke und die Feldstärkenamplitude der diskreten Elemente. Aus Symmetriegründen wird nur je eine Hälfte des Resonators dargestellt. Von Resonator 1 ( $l_1 = 40 \text{ mm}$ ) wird Element Nummer 0 bis 39 dargestellt, von Resonator 2 ( $l_2 = x$ -Achse) variiert Element 40-79. Teilbild a) stellt die Feldstärkenamplitude und c) die mittlere relative Feldstärke zweier unterschiedlich langer Resonatoren in einem Abstand  $a = 5 \text{ mm}$  dar. Teilbild b) Feldstärkenamplitude und Teilbild d) die relative Feldstärke zweier ungleich langer Resonatoren im Abstand  $a = 2 \text{ mm}$  dar.

# Literaturverzeichnis

- [1] FINKENZELLER, Klaus: *RFID Handbook - Fundamental Operating Principles*. John Wiley & Sons, Ltd, 2003. – S. 29–59. – ISBN 9780470868027
- [2] HUBER, Thomas ; BERGMAIR, Bernhard ; VOGLER, Christoph ; BRUCKNER, Florian ; BRETH, Leoni ; HETABA, Walid ; HRKAC, Gino ; SUSS, Dieter: Ultra-Low-Cost RFID Based on Soft Magnetic Ribbons. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 50 (2014), Nr. 10, S. 1–5
- [3] HERZER, Giselher: Sensorphysik: Der große Lauschangriff auf Ladendiebe: Waren lassen sich durch weichmagnetische Sensorstreifen oder elektrische Schwingkreise vor Diebstahl sichern. In: *Physik Journal* 57 (2001), Nr. 5, S. 43–48
- [4] LIANG, Cai ; MORSHED, Shakib ; PROROK, Barton C.: Correction for longitudinal mode vibration in thin slender beams. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 22
- [5] LIVINGSTON, James D.: Magnetomechanical properties of amorphous metals. In: *Physica Status Solidi (A) Applications and Material Science* 70 (1982), Nr. 2, S. 591–596
- [6] HERZER, Giselher: Effect of domain size on the magneto-elastic damping in amorphous ferromagnetic metals. In: *Zeitschrift fuer Metallkunde/Materials Research and Advanced Techniques* 93 (2002), Nr. 10, S. 978–982
- [7] DEL MORAL, Augustín: *Handbook of Magnetostriction and Magnetostrictive Materials*. Bd. 1: *Handbook of magnetostriction and magnetostrictive materials*. Del Moral Publ., University of Zaragoza, 2008. – ISBN 9788461206568
- [8] BECKER, Richard ; DÖRING, Werner: *Ferromagnetismus, Bd. 1*. J. Springer, 1939
- [9] IZHIKEVICH, Eugene M. ; KURAMOTO, Yoshiki: Weakly Coupled Oscillators. In: FRANÇOISE, Jean-Pierre (Hrsg.) ; NABER, Gregory L. (Hrsg.) ; TSOU, Sheung T. (Hrsg.): *Encyclopedia of Mathematical Physics*. Oxford : Academic Press, 2006. – ISBN 978-0-12-512666-3, S. 448 – 453

- [10] GRIMES, Craig A. ; STOYANOV, Plamen. G. ; KOUZOUDIS, Dimitris ; ONG, Keat G.: Remote query pressure measurement using magnetoelastic sensors. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Nr. 12, S. 4711–4714
- [11] HUBER, Thomas ; BERGMAIR, Bernhard ; VOGLER, Christoph ; BRUCKNER, Florian ; HRKAC, Gino ; SUESS, Dieter: Magnetoelastic resonance sensor for remote strain measurements. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 4, S. 042402–042402–3
- [12] ONG, Keat G. ; GRIMES, Craig A.: Tracking the harmonic response of magnetically-soft sensors for wireless temperature, stress, and corrosive monitoring. In: *Sensors and Actuators, A: Physical* 101 (2002), Nr. 1-2, S. 49–61
- [13] BERGMAIR, Bernhard: *Magnetoelastische Temperatursensoren*. Vienna, Vienna University of Technology, Master's thesis, 2008
- [14] JAIN, Mahaveer K. ; SCHMIDT, Stefan ; ONG, Keat G. ; MUNGLE, Casey ; GRIMES, Craig A.: Magnetoacoustic remote query temperature and humidity sensors. In: *Smart Materials and Structures* 9 (2000), Nr. 4, S. 502–510
- [15] SATOSHI, Yoshizawa ; YURIKO, Shimojo ; MAKI, Nakamura ; NOBUAKI, Kutsuzawa ; SHIRO, Kambe ; OSAMU, Ishii: Remote Temperature Sensor Made of Magnetoelastic Ribbon. In: *J. Magn. Soc. Jpn.* 30 (2006), Nr. 2, S. 170–173
- [16] KOUZOUDIS, Dimitris ; GRIMES, Craig A.: Remote query fluid-flow velocity measurement using magnetoelastic thick-film sensors (invited). In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Nr. 9 III, S. 6301–6303
- [17] KOUZOUDIS, Dimitris ; GRIMES, Craig A.: Frequency response of magnetoelastic sensors to stress and atmospheric pressure. In: *Smart Materials and Structures* 9 (2000), Nr. 6, S. 885–889
- [18] CAI, Qing Y. ; CAMMERS-GOODWIN, Arthur ; GRIMES, Craig A.: A wireless, remote query magnetoelastic CO<sub>2</sub> sensor. In: *Journal of Environmental Monitoring* 2 (2000), Nr. 6, S. 556–560
- [19] ONG, Keat G. ; PAULOSE, Maggie ; JAIN, Mahaveer K. ; GONG, Dawei ; VARGHESE, Oomman. K. ; MUNGLE, Casey ; GRIMES, Craig A.: Magnetism-based remote query glucose sensors. In: *Sensors* 1 (2001), Nr. 5, S. 138–147
- [20] ONG, Keat G. ; JAIN, Mahaveer K. ; MUNGLE, Casey ; SCHMIDT, Stefan ; GRIMES, Craig A.: Magnetism-based sensors. In: *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* Bd. 4467, 2001, S. 158–172

- [21] GRIMES, Craig A. ; ROY, Somnath C. ; RANI, Sanju ; CAI, Qing Y.: Theory, Instrumentation and Applications of Magnetoelastic Resonance Sensors: A Review. In: *Sensors* 11 (2011), Nr. 3, S. 2809–2844
- [22] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2*. Springer London, Limited, 1999 (Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder). – ISBN 3540651969
- [23] LI, Xiao P. ; ZHAO, Z. J. ; OH, T. B. ; SEET, H. L. ; NEO, B. H. ; KOH, S. J.: Current driven magnetic permeability interference sensor using NiFe/Cu composite wire with a signal pick-up LC circuit. In: *Physica Status Solidi (A) Applications and Material Science* 201 (2004), Nr. 8, S. 1992–1995
- [24] ONG, Keat G. ; GRIMES, Dale M. ; GRIMES, Craig A.: Higher-order harmonics of a magnetically soft sensor: Application to remote query temperature measurement. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), Nr. 20, S. 3856
- [25] TAN, Ee L. ; PERELES, B. D. ; SHAO, Ranyuan ; ONG, J. ; ONG, Keat G.: A wireless, passive strain sensor based on the harmonic response of magnetically soft materials. In: *Smart Materials and Structures* 17 (2008), Nr. 2, S. 025015
- [26] ONG, Keat G. ; PAULOSE, Maggie ; GRIMES, Craig A.: A Wireless, Passive, Magnetically-soft Harmonic Sensor for Monitoring Sodium Hypochlorite Concentrations in Water. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 3 (2003), Nr. 1, S. 11–18
- [27] BERGMAIR, Bernhard ; HUBER, Thomas ; BRUCKNER, Florian ; VOGLER, Christoph ; FUGER, Markus ; SUESS, Dieter: Fully coupled, dynamic model of a magnetostrictive amorphous ribbon and its validation. In: *Journal of Applied Physics* 115 (2014), Nr. 2, S. –
- [28] BERGMAIR, Bernhard: *On magnetoelastic resonance sensors*. Vienna, Vienna University of Technology, PhD thesis, 2013
- [29] ENGD AHL, Göran ; SVENSSON, Leo: Simulation of the magnetostrictive performance of Terfenol-D in mechanical devices. In: *Journal of Applied Physics* 63 (1988), Nr. 8, S. 3924–3926
- [30] PÉREZ-APARICIO, José L. ; SOSA, Horacio: A continuum three-dimensional, fully coupled, dynamic, non-linear finite element formulation for magnetostrictive materials. In: *Smart Materials and Structures* 13 (2004), Nr. 3, S. 493–502
- [31] BAÑAS, L'ubomír: A numerical method for the Landau-Lifshitz equation with magnetostriction. In: *Mathematical Methods in the Applied Sciences* 28 (2005), Nr. 16, S. 1939–1954

- [32] CAO, Shuying ; WANG, Boweng ; ZHENG, Jiaju ; HUANG, Wenmei ; SUN, Ying ; YANG, Qingxin: Modeling dynamic hysteresis for giant magnetostrictive actuator using hybrid genetic algorithm. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 42 (2006), Nr. 4, S. 911–914
- [33] BOTTAUSCIO, Oriano ; CHIAMPI, Mario ; LOVISOLO, A. ; ROCCATO, Paolo E. ; ZUCCA, Mauro: Dynamic modeling and experimental analysis of Terfenol-D rods for magnetostrictive actuators. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), Nr. 7, S. 07F121–07F121–3
- [34] EVANS, Phillip G. ; DAPINO, Marcelo J.: Dynamic Model for 3-D Magnetostrictive Transducers. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 47 (2011), Nr. 1, S. 221–230
- [35] CHAKRABARTI, Suryarghya ; DAPINO, Marcelo J.: Nonlinear finite element model for 3D Galfenol systems. In: *Smart Materials & Structures* 20 (2011), Nr. 10, S. 105034
- [36] EVANS, Phillip G. ; DAPINO, Marcelo J.: Efficient magnetic hysteresis model for field and stress application in magnetostrictive Galfenol. In: *Journal of Applied Physics* 107 (2010), Nr. 6, S. 063906–063906–11
- [37] JIN, Ke ; KOU, Yong ; ZHENG, Xiaojing: The resonance frequency shift characteristic of Terfenol-D rods for magnetostrictive actuators. In: *Smart Materials and Structures* 21 (2012), Nr. 4, S. 045020
- [38] SCHREFL, Thomas ; HRKAC, Gino ; BANCE, Simon ; SUESS, Dieter ; ERTL, Otmar ; FIDLER, Josef: Numerical Methods in Micromagnetics (Finite Element Method). In: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Ltd, 2007. – ISBN 9780470022184
- [39] AKOUN, Gilles ; YONNET, Jean-Paul: 3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets. In: *IEEE Transactions on Magnetics* (1984), Nr. 5, S. 1962 – 1964
- [40] ENGEL-HERBERT, Roman ; HESJEDAL, Thorsten: Calculation of the magnetic stray field of a uniaxial magnetic domain. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), Nr. 7, S. 074504–074504–4
- [41] HINDMARSH, Alan C. ; BROWN, Peter N. ; GRANT, Keith E. ; LEE, Steven L. ; SERBAN, Radu ; SHUMAKER, Dan E. ; WOODWARD, Carol S.: SUNDIALS: Suite of nonlinear and differential/algebraic equation solvers. In: *ACM Transactions on Mathematical Software* 31 (2005), Nr. 3, S. 363–396
- [42] HINDMARSH, Alan C.: ODEPACK, A Systematized Collection of ODE Solvers. In: *Scientific Computing* 1 (1983), S. 55–64

- [43] PETZOLD, Linda R.: ODEPACK, A Systematized Collection of ODE Solvers. In: *SIAM Journal on Scientific Computing* 4 (1983), Nr. 1, S. 136–148
- [44] HECKSCHER, A. ; OETTINGEN, Arthur J. v.: *Die Pendeluhr*. Engelsmann, W., Leipzig, 1913
- [45] PIKOVSKY, Arkady ; ROSENBLUM, Michael ; KURTHS, Jürgen: *Synchronization - A universal concept in nonlinear science*. Cambridge University Press, 2001. – ISBN 9780521592857
- [46] HUBER, Thomas: *Wireless strain-sensor based on magnetoacoustic resonance*. Vienna, Vienna University of Technology, Master's thesis, 2010
- [47] LAPPALA, Risto P.: *Temperature indicator*. <http://www.google.com/patents/US2308087>. Version: 1943. – US Patent 2,308,087
- [48] GOU, MaLing ; GUO, Gang ; ZHANG, Juan ; MEN, Ke ; SONG, Jia ; LUO, Feng ; ZHAO, Xia ; QIAN, ZhiYong ; WEI, YuQuan: Time-temperature chromatic sensor based on polydiacetylene (PDA) vesicle and amphiphilic copolymer. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 150 (2010), Nr. 1, S. 406 – 411
- [49] BUEHLER, Wolfgang J. ; GILFRICH, John V. ; WILEY, R. C.: Effect of Low-Temperature Phase Changes on the Mechanical Properties of Alloys near Composition TiNi. In: *Journal of Applied Physics* 34 (1963), Nr. 5, S. 1475–1477
- [50] KAINUMA, Ryosuke ; IMANO, Y. ; ITO, W. ; SUTOU, Yuji ; MORITO, Haruhiko ; OKAMOTO, Satoshi ; KITAKAMI, Osamu ; OIKAWA, K. ; FUJITA, A. ; KANOMATA, T. ; ISHIDA, Kiyohito: Magnetic-field-induced shape recovery by reverse phase transformation. In: *Nature* 439 (2006), Nr. 7079, S. 957–960
- [51] MA, L. ; ZHANG, H. W. ; YU, S. Y. ; ZHU, Z. Y. ; CHEN, J. L. ; WU, G. H. ; LIU, H. Y. ; QU, J. P. ; LI, Y. X.: Magnetic-field-induced martensitic transformation in MnNiGa:Co alloys. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), Nr. 3, S. 032509–032509–3
- [52] LIU, Jian ; AKSOY, Seda ; SCHEERBAUM, Nils ; ACET, Mehmet ; GUTFLEISCH, Oliver: Large magnetostrain in polycrystalline Ni-Mn-In-Co. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), Nr. 23, S. 232515–232515–3
- [53] KRENKE, Thorsten ; DUMAN, Eyüp ; ACET, Mehmet ; WASSERMANN, Eberhard F. ; MOYA, Xavier ; MAÑOSA, Lluís ; PLANES, Antoni: Inverse magnetocaloric effect in ferromagnetic Ni-Mn-Sn alloys. In: *Nature Materials* 4 (2005), Nr. 6, S. 450–454
- [54] LIU, Jian ; SCHEERBAUM, Nils ; LYUBINA, Julia ; GUTFLEISCH, Oliver: Reversibility of magnetostructural transition and associated magnetocaloric effect in Ni-Mn-In-Co. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 10, S. 102512–102512–3

- [55] PLANES, Antoni ; MAÑOSA, Lluís ; ACET, Mehmet: Magnetocaloric effect and its relation to shape-memory properties in ferromagnetic Heusler alloys. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21 (2009), Nr. 23, S. 233201
- [56] LIU, Jian ; WOODCOCK, Thomas G. ; SCHEERBAUM, Nils ; GUTFLEISCH, Oliver: Influence of annealing on magnetic field-induced structural transformation and magnetocaloric effect in Ni-Mn-In-Co ribbons. In: *Acta Materialia* 57 (2009), Nr. 16, S. 4911–4920
- [57] LIU, Jian ; GOTTSCHALL, Tino ; SKOKOV, Konstantin P. ; MOORE, James D. ; GUTFLEISCH, Oliver: Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions. In: *Nature Materials* 11 (2012), Nr. 7, S. 620–626
- [58] HAN, Zhida ; WANG, Dunhui ; QIAN, Bin ; FENG, Jinfu ; JIANG, Xuefan ; DU, Youwei: Phase Transitions, Magnetocaloric Effect and Magnetoresistance in Ni-Co-Mn-Sn Ferromagnetic Shape Memory Alloy. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 49 (2010), S. 010211
- [59] BERGMAIR, Bernhard ; LIU, Jian ; HUBER, Thomas ; GUTFLEISCH, Oliver ; SUSS, Dieter: Wireless and passive temperature indicator utilizing the large hysteresis of magnetic shape memory alloys. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 4, S. 042412
- [60] NAKAMURA, Maki ; YOSHIZAWA, Satoshi ; KUTSUZAWA, Nobuaki ; KAMBE, Shiro ; ISHII, Osamu: Remote temperature sensor composed of an amorphous magnetic ribbon and a low Curie temperature ferrite tube. In: *Physica Status Solidi (A) Applications and Material Science* 204 (2007), Nr. 12, S. 4137–4140
- [61] GARCÍA-ARRIBAS, A. ; DE COS, D. ; GUTIÉRREZ, J. ; BARANDIARÉN, J.M.: Selectable temperature sensitivity of the magnetoelastic resonance. In: *Sensors and Actuators, A: Physical* 106 (2003), Nr. 1, S. 111–116
- [62] ARMSTRONG, Gavin: Supercooled water: Ice ice maybe. In: *Nat Chem* 2 (2010), Nr. 4, S. 256
- [63] ARMSTRONG, Gavin: Structural transformation in supercooled water controls the crystallization rate of ice. In: *Nature* 479 (2011), Nr. 4, S. 506–508
- [64] EDIGER, Mark D. ; ANGELL, Austen C. ; NAGEL, Sidney R.: Supercooled liquids and glasses. In: *The journal of physical chemistry* 100 (1996), Nr. 31, S. 13200–13212
- [65] ASCHENBRENNER, H. ; GOUBAU, Georg J. E.: Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen. In: *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik* 47 (1936), Nr. 6, S. 117–181

- [66] FÖRSTER, Friedrich: Ein Verfahren zur Messung von magnetischen Gleichfeldern und Gleichfelddifferenzen und seine Anwendung in der Metallforschung und Technik. In: *Zeitschrift für Metallkunde* 46 (1955), Nr. 6, S. 358–370
- [67] BRETH, Leoni ; DIMOPOULOS, Theodoros ; SCHOTTER, Joerg ; ROTT, Karsten ; BRUECKL, Hubert ; SUESS, Dieter: Fluxgate Principle Applied to a Magnetic Tunnel Junction for Weak Magnetic Field Sensing. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 47 (2011), Nr. 6, S. 1549–1553

# Danksagung

Ich möchte vor allem meinem Betreuer Herrn Dr. Dieter Süß danken. Die lange Zeit, die ich auf der Universität verbrachte wurde zum großen Teil von seinem inspirierenden Geist getragen.. Ich habe durch die Art, seinen Mitarbeitern freie Hand zu lassen sehr profitiert, da eigene Entscheidungen über Mittel und Wege direkt in Erfolg (oder Misserfolg) des Unternommenen mündeten. Seine Eigenschaft an so ziemlich allen Themen interessiert zu sein und sein Wille alle Themen verstehen zu wollen waren ein wichtiges Vorbild für mich.

Weiters möchte ich Herrn Dr. Bergmair danken. Seine Herangehensweise an Probleme unterscheidet sich von meiner so Fundamental, dass die Zeit unseres gemeinsamen Schaffens bei mir viele neue Blickwinkel öffnete. Sein Wunsch nach berechneten, durchgeplanten Versuchen und deren penible Dokumentation, gepaart mit einem Auge für das Schöne (nicht nur bei der Erstellung von Berichten und sonstigen Präsentationsmaterialien) machten auf mich großen Eindruck. Ich hoffe wir konnten beide von unserer Unterschiedlichkeit profitieren. Unsere räumliche Trennung tut der Freundschaft, so bleibt zu hoffen, keinen Abbruch.

Weiterer Dank gilt vieler meiner Kollegen, die vielleicht einen weniger prägenden Einfluss auf mich hatten, jedoch durch Ihre jeweils einzigartige Persönlichkeit eine wunderbare Zeit ermöglichten. In alphabetischer Reihenfolge: Leoni Breth, Florian Bruckner, Barbara Dymerska, Markus Fugger, Martin Kriegisch, Christoph Vogler und Roman Windl. Ich werde mich immer gerne an die jonglierenden, inspirierenden Bürotage, manche Abende und unseren Konferenz-Ausflug nach Amerika erinnern.

Meiner Freundin Sandra Apltauer dafür, dass Sie immer versucht hat mich ein wenig von meinen chaotischen und ungesunden Angewohnheiten zu befreien. Auch hat Ihre Rücksichtnahme während der Zeit des Verfassens dieser Arbeit sehr zum Erfolg derselben beigetragen.

Meinen Eltern gilt der höchste Dank. Auch dafür, dass ich durch meine Erziehung den Rahmen schufen in welchen ich mich soweit zu entwickeln konnte. Weiters möchte ich mich für Ihre Unterstützung, sei es materieller Natur während des Studiums oder immaterieller Natur bedanken. Ohne Ihren Einsatz wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

# Publikationsliste

## 2014

- R. Windl, T. Huber, F. Bruckner, C. Vogler, A. Claas, A. Satz und D. Suess „Reactivable passive radio-frequency identification (RFID) temperature indicator“, *CONTRIBUTED papers from The Proceedings of 59th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference*, 2014.
- T. Huber, B. Bergmair, C. Vogler, F. Bruckner, L. Breth, W. Hetaba, G. Hrkac und D. Suess, „Ultra low-cost RFID for identification“, *IEEE, Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 10, p. 4004905, 2013.
- B. Bergmair, T. Huber, F. Bruckner, C. Vogler, M. Fuger und D. Suess, „Fully coupled, dynamic model of a magnetostrictive amorphous ribbon and its validation“, *Journal of Applied Physics*, vol. 115, no. 2, p. 023905, 2014.

## 2013

- C. Vogler, F. Bruckner, B. Bergmair, T. Huber, D. Suess und C. Dellago, „Simulating rare switching events of magnetic nanostructures with forward flux sampling“, *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 88, no. 13, p. 134409, 2013.
- F. Bruckner, C. Vogler, B. Bergmair, T. Huber, M. Fuger, D. Suess, M. Feischl, T. Fuehrer, M. Page und D. Praetorius, „Combining Micromagnetism and Magnetostatic Maxwell Equations for Multiscale Magnetic Simulations“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 343, pp. 163–168, 2013.

## 2012

- T. Huber, B. Bergmair, C. Vogler, F. Bruckner, G. Hrkac und D. Suess, „Magnetoelastic resonance sensor for remote strain measurements“, *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 4, p. 042402, 2012.

- B. Bergmair, T. Huber, F. Bruckner, C. Vogler und D. Suess, „Removal of earth’s magnetic field effect on magnetoelastic resonance sensors by an antisymmetric bias field“, *Sensors and Actuators, A: Physical*, vol. 183, pp. 11–15, 2012.
- B. Bergmair, J. Liu, T. Huber, O. Gutfleisch und D. Suess, „Wireless and passive temperature indicator utilizing the large hysteresis of magnetic shape memory alloys“, *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 4, p. 042412, 2012.
- F. Bruckner, C. Vogler, M. Feischl, D. Praetorius, B. Bergmair, T. Huber, M. Fuger und D. Suess, „3D FEM-BEM-coupling method to solve magnetostatic Maxwell equations“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 324, no. 10, pp. 1862–1866, 2012.

## 2011

- D. Suess, L. Breth, J. Lee, M. Fuger, C. Vogler, F. Bruckner, B. Bergmair, T. Huber, J. Fidler und T. Schrefl, „Calculation of coercivity of magnetic nanostructures at finite temperatures“, *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 84, no. 22, p. 224421, 2011.
- C. Vogler, F. Bruckner, M. Fuger, B. Bergmair, T. Huber, J. Fidler und D. Suess, „Three-dimensional magneto-resistive random access memory devices based on resonant spin-polarized alternating currents“, *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 12, p. 123901, 2011.

# Lebenslauf

Name: Thomas Huber  
Alt - Ossiach 101  
5970 Ossiach  
*hubertom@gmx.at*

Geburtsdatum: 04.12.1980 in St. Veit a. d. Glan  
Staatsbürgerschaft: österreichisch

## Ausbildung:

2010 – 2015 Technische Universität Wien  
Doktoratsstudium der technischen Wissenschaften

2001 – 2010 Technische Universität Wien  
Diplomstudium Technische Physik  
Abschlussarbeit:  
*Wireless strain-sensor based on magnetoacoustic resonance*

1995 – 2000 Höhere Technische Bundeslehranstalt (HTBLA) I Klagenfurt,  
Fachrichtung Maschinen- und Anlagentechnik  
Abschlussarbeit:  
*Etikettiermaschine für Bügelverschlussflaschen*

1991 – 1995 Hauptschule mit sportlichen Schwerpunkt, Feldkirchen i. K.

1986 – 1991 Volksschule, Ossiach

*Is wie's is, sei wie's sei,  
stirbt die Kuah, bleibt da 's Hei!*

Unbekannt.