

FAU Forschungen, Reihe B, Medizin, Naturwissenschaft, Technik 9

Andreas Tag

Multiphysikalische Modellierung und Optimierung von HF-BAW-Komponenten



Andreas Tag

Multiphysikalische Modellierung und Optimierung
von HF-BAW-Komponenten

FAU Forschungen, Reihe B
Medizin, Naturwissenschaft, Technik
Band 9

Herausgeber der Reihe:
Wissenschaftlicher Beirat der FAU University Press

Andreas Tag

**Multiphysikalische
Modellierung und Optimierung
von HF-BAW-Komponenten**

Erlangen
FAU University Press
2016

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek:
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind
im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Das Werk, einschließlich seiner Teile, ist urheberrechtlich geschützt.
Die Rechte an allen Inhalten liegen bei ihren jeweiligen Autoren.
Sie sind nutzbar unter der Creative Commons Lizenz BY-NC-ND.

Der vollständige Inhalt des Buchs ist als PDF über den OPUS Server
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg abrufbar:
<https://opus4.kobv.de/opus4-fau/home>

Verlag und Auslieferung:

FAU University Press, Universitätsstraße 4, 91054 Erlangen

Druck: docupoint GmbH

ISBN: 978-3-944057-63-7 (Druckausgabe)
eISBN: 978-3-944057-64-4 (Online-Ausgabe)
ISSN: 2198-8102

Multiphysikalische Modellierung und Optimierung von HF-BAW-Komponenten

Der Technischen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades Dr.-Ing.

vorgelegt von

Andreas Tag

aus Podtesowo

Als Dissertation genehmigt
von der Technischen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 07.03.2016

Vorsitzender des Promotionsorgans: Prof. Dr. Peter Greil

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Robert Weigel

Prof. Dr. tech. Leonhard Reindl

Danksagung

Die hier vorliegende Arbeit entstand im Rahmen einer Kooperation zwischen dem Lehrstuhl für Technische Elektronik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg und der Abteilung SAW CEL ADD der Firma EPCOS AG (ein Unternehmen der TDK Corporation). Teile dieser Arbeit wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen der MUSIK-Forschergruppe (FOR1522) gefördert.

Mein besonderer Dank gilt daher dem Leiter des Lehrstuhls und meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Robert Weigel, dem Leiter der Abteilung SAW CEL ADD Herrn Dr. Karl Wagner und dem Leiter der EM-Gruppe der Abteilung SAW CEL ADD Herrn Dr. Maximilian Pitschi für ihre Unterstützung, das in mich gesetzte Vertrauen und das Zustandekommen der Kooperation. Zudem möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. tech. Leonhard Reindl, dem Leiter des Lehrstuhls für Elektrische Mess- und Prüfverfahren der Albert-Ludwig-Universität Freiburg, für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Mein aufrichtiger Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders hervorheben möchte ich dabei meinen Betreuer Herrn Dr. Bernhard Bader. Nicht nur die zahlreichen Diskussionen mit ihm und seine richtungsweisenden Vorschläge, sondern auch sein Rückhalt bei der Durchsetzung von den Ideen, haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Sein freundschaftlicher Umgang wird mir stets ein Vorbild sein. Ein besonders großer Dank gilt Frau Dr. Amelie Hagelauer für die organisatorische Unterstützung von Universitätsseite und das finale Korrekturlesen dieser Arbeit.

Für die Diskussionen über die Eigenerwärmung möchte ich mich bei Herrn Dr. Herbert Zidek bedanken, sowie bei Herrn Dr. Stephan Marksteiner für die Diskussionen über Temperaturkompensation. Ein weiterer Dank gilt Herrn Christian Huck für die Durchführung der Infrarotmessungen. Meinen Dank für die Unterstützung beim Aufbauen von Teststrukturen auf den Platinen und die Durchführung der S-Parameter-Messungen möchte ich Herrn Hayrettin Oeztuerk aussprechen. Für die Leistungsmessungen am Waferprober bedanke ich mich bei Herrn Dr. Tomasz Jewula. Für seine Unterstützung beim Editieren der Spezialausgabe des IEEE Microwave Magazins und bei der Organisation des Workshops für das IEEE International Microwave Symposium bin ich Herrn Dr. Clemens Ruppel zu Dank verpflichtet.

Auch bei Herrn Wolfgang Akstaller und Herrn Vikrant Chauhan möchte ich mich für die ausgezeichnete Durchführung der Aufgabenstellungen in ihren Masterarbeiten bedanken und ihnen ein erfolgreiches Gelingen ihrer eigenen Dissertationen wünschen.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meinen Freunden und meiner Familie: bei meiner geliebten Ehefrau Olga Tag für ihren Rückhalt, ihre Wärme und ihre Aufmunterungen, bei meinem Bruder Alexander Tag für seine Ratschläge und natürlich bei meinen Eltern, Helena und Alexander Tag, die mir stets während meiner gesamten akademischen Ausbildung zur Seite standen und mich in jeder Hinsicht unterstützten.

München, im Oktober 2015

Andreas Tag

Abstract

Nowadays primarily acoustic wave devices are used for filtering in front ends of modern mobile transceivers. No competitive technology providing the same performance at the same size and costs exists at the moment. At higher frequencies mainly BAW filters are used. At these frequencies BAW resonators are superior to SAW resonators. They have a higher quality factor and show a better power durability.

Changes in ambient temperature of BAW filters lead to frequency shifts of the filter skirts and increase in the insertion loss. Furthermore, the TX filters are usually used at high power levels of up to 29 dBm. A part of the applied power will dissipate and cause a temperature increase within the filter. Both effects can lead to situations where the filter will not meet the required performance anymore. On the one hand, the steepness of the filter skirts can become insufficient so the filter will not switch from transmission to rejection within the specified band gap or the specified insertion loss will not be hold anymore. On the other hand, the live time of each device exponentially depends on the temperature and, therefore, will be significantly reduced by the self-heating effect. Furthermore, BAW filters show a nonlinear behavior at higher power levels. Specially for devices using Carrier Aggregation where several bands are used simultaneously to transmit and receive data problems in the receiver path can arise.

In this work methods for multi-physical modeling of BAW components have been developed. An approach for modeling the changes in the transfer functions of BAW filters due to homogeneous heating has been implemented. Also, a technique for the determination of the temperature coefficients of the thin film layers used in BAW filters which are required for modeling BAW components at different temperatures has been exposed and realized. An accurate and at the same time highly efficient method for modeling the self-heating and the changes in the transfer function of BAW filters due to the self-heating has been developed. Additionally, a novel and accurate method for modeling the nonlinear behavior of BAW components has been invented. The new realized methods have been verified by experiments. By using the developed methods it is now possible for the designers of BAW components to evaluate and optimize the BAW components at different temperatures and power levels. Moreover, the developed methods have been used to explore different compensation methods in order to improve the thermal behavior of BAW components, to reduce the self-heating and to optimize the nonlinear behavior.

Zusammenfassung

Heutzutage kommen in modernen mobilen Transceivern ausschließlich akustische Filter zum Einsatz. Keine andere Technologie bietet zur Zeit die gleiche Leistung bei gleichzeitig dermaßen geringen Abmessungen und Herstellungskosten. Bei den höheren Frequenzen werden dabei hauptsächlich BAW-Filter benutzt, weil die BAW-Resonatoren im Vergleich zu SAW-Resonatoren bei höheren Frequenzen eine höhere Güte und eine bessere Leistungsverträglichkeit aufweisen.

Veränderungen in der Umgebungstemperatur eines BAW-Filters führen zu Frequenzverschiebungen der Filterflanken. Weiterhin werden die Filter im TX-Band typischerweise bei Sendeleistungen von bis zu 29 dBm eingesetzt. Die durch die anliegende Leistung verursachte Eigenerwärmung bewirkt eine zusätzliche Verschiebung der Filterflanken. Die beiden Effekte können einerseits dazu führen, dass die Filtersteilheit nicht mehr ausreicht, um in der vorgegebenen Frequenzlücke von sperrend auf transmittierend zu schalten oder dass die vorgegebene Einfügedämpfung nicht mehr eingehalten wird. Andererseits hängt die Lebensdauer jedes Systems exponentiell von der Temperatur ab und wird sich durch die Eigenerwärmung stark reduzieren. Zusätzlich zeigen BAW-Filter bei höheren Leistungen ein nichtlineares Verhalten, welches insbesondere bei Carrier Aggregation, wenn gleichzeitig auf mehreren Frequenzkanälen gesendet und empfangen wird, zu starken Störungen im Empfangspfad des Transceivers führen kann.

In dieser Arbeit wurden Methoden zur multiphysikalischen Modellierung von BAW-Komponenten entwickelt. Methoden zur Modellierung des Verhaltens von BAW-Filtern bei homogener Erwärmung und Methoden zur Bestimmung der für diese Modellierung erforderlichen Materialdaten der in der BAW-Technologie zahlreich verwendeten Dünnschichten wurden erschlossen. Ein effizientes und zudem hochgenaues Verfahren zur Modellierung der Eigenerwärmung und der damit verbundenen Änderungen des Verhaltens der BAW-Komponenten wurde gefunden und umgesetzt. Auch eine neuartige und präzise Methode zur Modellierung der Nichtlinearitäten in BAW-Komponenten wurde erarbeitet. Die entwickelten Modellierungsmethoden wurden im Experiment verifiziert. Sie ermöglichen den Entwicklern von BAW-Komponenten die Evaluierung und Optimierung der BAW-Komponenten bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen. Weiterhin konnten mit den neu entwickelten Modellierungsmethoden neue Möglichkeiten der Temperaturkompensation, der Reduzierung der Eigenerwärmung und der Verbesserung des nichtlinearen Verhaltens erforscht werden.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	iv
Abstract	v
Zusammenfassung	vii
Abbildungsverzeichnis	xvii
Tabellenverzeichnis	xix
Abkürzungsverzeichnis	xxi
Symbolverzeichnis	xxv
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	5
1.2 Ziel dieser Arbeit	5
1.3 Aufbau dieser Arbeit	6
2 Grundlagen der BAW-Komponenten	9
2.1 Akustische Wellen	9
2.1.1 Volumenwellen in homogenen und unendlich ausgedehnten Medien	10
2.1.2 Volumenwellen in piezoelektrischen Medien	13
2.1.3 Lamb-Moden und Dispersion	14

2.2	BAW-Resonatoren	18
2.2.1	Vertikales Einfangen der akustischen Wellen	21
2.2.2	Laterales Einfangen und gebundene Moden	27
2.2.3	Unterdrückung von parasitären Moden	29
2.2.4	Charakterisierungsmerkmale von BAW-Resonatoren	31
2.3	BAW-Filter	35
2.3.1	Entwurfsverfahren	35
2.3.2	Charakterisierungsmerkmale von BAW-Filtern	36
2.4	Multiplexer	37
3	Analysemethoden	41
3.1	Bestimmung von Schichtdicken	41
3.1.1	Ellipsometrie	41
3.1.2	Pikosekunden-Ultraschall-Methode	42
3.2	Elektrische Charakterisierung	44
3.2.1	Zufällige Messabweichungen	44
3.2.2	Systematische Messabweichungen	45
3.3	Charakterisierung bei homogener Erwärmung	46
3.3.1	Messtechnischer Aufbau	47
3.3.2	Entwurf geeigneter Teststrukturen	47
3.4	Charakterisierung der Eigenerwärmung	49
3.4.1	Infrarotthermografie	49
3.4.2	Charakterisierung unter hohen Leistungen	51
3.5	Nichtlineare Netzwerkanalyse	55
3.5.1	Poly-Harmonisches-Verzerrungs-Modell	55
3.5.2	Kalibriermethodik	57
3.5.3	Messplatzentwicklung	58

4	Temperaturverhalten	61
4.1	Modellierung des Kleinsignalverhaltens	62
4.1.1	1D-Transfer-Matrix-Methode	62
4.1.2	Elektromagnetische 3D-Modellierung	64
4.1.3	Linearer Schaltungssimulator	66
4.2	Temperaturabhängige Modellierung	67
4.2.1	Methode	68
4.2.2	Vergleich mit Messergebnissen	68
4.3	Bestimmung der Temperaturkoeffizienten	70
4.3.1	Methode der Obertöne und Linearisierung im Arbeitspunkt	71
4.3.2	Verifikation der erarbeiteten Modelldaten	77
4.4	Temperaturkompensation	78
4.4.1	Erhöhung des SiO ₂ -Anteils	78
4.4.2	Dreiviertel-Wellenlänge-Methode	80
5	Modellierung und Reduzierung der Eigenerwärmung	83
5.1	Bestimmung und räumliche Verteilung von Verlusten	85
5.1.1	Laterale akustische Verluste	85
5.1.2	Elektromagnetische Verluste	86
5.1.3	Viskose Verluste	87
5.2	Thermische 3D-Modellierung	89
5.3	Berücksichtigung der Temperaturverteilung	90
5.4	Verifikation durch Simulations- und Messergebnisse	92
5.4.1	Resonatoren	92
5.4.2	Filter	103
5.5	Reduzierung der Eigenerwärmung	107

6 Nichtlineares Verhalten	111
6.1 Poly-Harmonisches-Distortion-Modell eines Resonators	112
6.1.1 Leistungsabhängige S-Parameter	112
6.1.2 Vektorielle Charakterisierung von Harmonischen	113
6.1.3 Beziehungen zwischen den Harmonischen unterschiedlicher Ordnung	114
6.2 Parametrisierte Modellierung	115
6.2.1 Parametrisierte Modellierung der Nichtlinearitäten	115
6.2.2 Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf die Resonanzfrequenz	120
6.3 Kompensationsmethoden	121
6.3.1 Erhöhung der Resonatorfläche	121
6.3.2 Serielles und anti-serielles Kaskadieren	122
7 Schlussfolgerungen und Ausblick	125
Literaturverzeichnis	128

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zunahme der monatlich übertragenen Daten und der Anzahl der standardisierten Frequenzbänder.	2
1.2	Übertragungsfunktion eines TX-BAW-Filters bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen.	4
2.1	Schematische Darstellung einer longitudinalen Welle, die auf die Grenzfläche von zwei isotropen Materialien auftrifft.	15
2.2	Wellenausbreitung in einer Platte.	16
2.3	Schematische Darstellung der drei fundamentalen Plattenmoden einer freistehenden Platte.	16
2.4	Dispersionskurven einer 1.62 μm dicken isotropen ZnO-Platte. . . .	17
2.5	Grundaufbau eines piezoelektrischen Resonators.	18
2.6	Typischer Verlauf von Amplitude und Phase der Admittanz eines piezoelektrischen Resonators abhängig von der Frequenz.	21
2.7	Schematische Darstellung von zwei BAW-Resonatoren mit unterschiedlichen Technologien der akustischen Isolation.	22
2.8	Verlauf der mechanischen Spannung entlang der z-Achse in Resonatoren mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien.	24
2.9	Transmissivitäten eines 2,5-stufigen Bragg-Spiegels	26
2.10	Dispersionskurven und exemplarische Darstellung der ersten drei Lamb-Moden.	28
2.11	TE1-Dispersionskurven der unterschiedlichen Bereichen eines Resonators und Darstellung der ersten drei Lamb-Moden.	30
2.12	Gemessene Impedanzkurven von drei Resonatoren mit gleicher Resonatorfläche und unterschiedlichen Überlappbereichen.	31
2.13	Bestimmung von $\text{IPk}2$	34

2.14 Ausgangsspektrum eines nichtlinearen Bauelementes für ein Eingangssignal bestehend aus zwei sinusförmigen Schwingungen. . . .	35
2.15 a) Impedanzkurve $ Y_s $ von Serienresonator, $ Y_p $ von Parallelresonator und die $ S_{21} $ -Kurve eines Grundgliedes. b) Filter in Abzweigschaltung mit zusätzlichen reaktiven Elementen.	37
2.16 Charakterisierungsmerkmale eines BAW-Filters.	38
2.17 Topologie und gemessenen Beträge der S-Parameter eines BAW Duplexers.	39
2.18 Topologie eines Quadplexers.	39
3.1 Funktionsprinzip eines Ellipsometers.	42
3.2 Pikosekunden-Ultraschall-Messmethode.	43
3.3 Gemessene Änderung der Reflektivität für einen Lagenstapel.	44
3.4 Generelle Betrachtung der systematischen Messabweichungen. . .	45
3.5 Draufsicht und schematische Darstellung des Querschnitts eines Standardresonators.	47
3.6 Draufsicht und schematische Darstellung des Querschnitts eines zur Bestimmung von Temperaturkoeffizienten eingesetzten Resonators.	48
3.7 Mit IRT gemessene Temperatur eines Resonators bei einer anliegenden Leistung von 33 dBm bei der Antiresonanzfrequenz.	51
3.8 Ersatzschaltbild zur Modellierung der Platine und der Bonddrähte. .	51
3.9 Messergebnisse eines Resonators auf Wafer-Ebene, drahtgebondet auf Platine und nach dem Deembedden des Ersatzschaltbildes. . .	52
3.10 Messanordnung zur Charakterisierung der Eigenerwärmung der Filter bei hohen Leistungen.	53
3.11 Messanordnung zur Charakterisierung der vektoriellen S-Parameter und der Temperatur der BAW-Resonatoren bei hohen Leistungen. .	54
3.12 Dreitor zum Deembedden.	55
3.13 Das Prinzip der poly-harmonischen Superposition.	56
3.14 Vereinfachte Blockbilddarstellung des NNWA.	57
4.1 In der 1D-Transfer-Matrix-Methode angenommene Wellenausbreitung.	63

4.2	Schematische Darstellung des verwendeten Modells zur Modellierung des Bragg-Reflektors in den EM-3D-FEM-Simulationen.	65
4.3	Anfängliche Vernetzung des EM-Modells des in Abschnitt 4.2.2 simulierten Testfilters.	66
4.4	Verbindung der berechneten S-Parameter der Akustik und EM eines BAW-Grundglieds im Schaltungssimulator.	67
4.5	Mess- und Simulationsergebnisse eines BAW-TX-Testfilters für unterschiedliche Temperaturen	69
4.6	Breitbandige Messungen von zwei Teststrukturen bei unterschiedlichen Temperaturen.	72
4.7	Beträge der Auslenkung der akustischen longitudinalen Welle im ersten Resonator der Teststruktur A für die ersten drei Serienresonanzen.	73
4.8	Ergebnisse der Simulationen für 25°C und 100°C.	77
4.9	Überblick der aus der Literatur bekannten Temperaturkompensationsmethoden.	79
4.10	Verlauf der Auslenkung in einem mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Lagenstapel.	80
4.11	Messergebnisse eines mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Filters	81
4.12	Dispersion eines mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Lagenstapels	82
5.1	Entwickelte multiphysikalische Methode zur Modellierung von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen.	84
5.2	Erweitertes 1D-Modell zur Beschreibung des akustischen Verhaltens eines Resonators.	86
5.3	EM-Modell zur Bestimmung der elektromagnetischen Verluste in einzelnen Resonatoren eines BAW-TX-Testfilters	86
5.4	Verbindung der Simulationsergebnisse (Akustik, laterale Verluste, EM) für den im Kapitel 4 vorgestellten BAW-TX-Testfilter im Schaltungssimulator.	87
5.5	Schematische Darstellung des Wärmeflusses in einem auf einer Wärmesenke platzierten SMR-BAW-Resonator.	90
5.6	Berechnete maximale Temperaturen für die Unterseiten der einzelnen Schichten.	93

5.7	Simulierte laterale Temperaturverteilung für 26 dBm P_{in} bei der Serienresonanz in einem temperaturkompensierten auf einer Wärmesenke sich befindenden Resonator.	94
5.8	Beträge von simulierten Admittanzen Y_{11} von sich auf einer Wärmesenke befindenden Resonatoren.	95
5.9	Simulierte Admittanz $ Y_{11} $ der mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonatoren.	95
5.10	Messergebnisse eines mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonators.	96
5.11	IR-Bilder (ohne Kalibrierung) eines mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonators.	96
5.12	Simulationsergebnisse der Verlustleistungsverteilung abhängig von der Frequenz in zwei Testresonatoren.	98
5.13	Mit einer IR-Kamera gemessene Temperaturverteilung in zwei Testresonatoren.	99
5.14	Simulierte und gemessene Temperaturen (in °C) auf der Oberfläche der Testresonatoren A und B für unterschiedliche Testumgebungen.	100
5.15	Simulations- und Messergebnisse der Admittanzkurve eines Testresonators zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Verteilung der durch lateral akustisch weglaufenden Wellen entstehenden Verluste auf die Eigenerwärmung.	101
5.16	Simulierter Verlauf der Auslenkung, der Dehnung und der viskosen Verluste im Testresonator A	101
5.17	Simulierter Verlauf der Auslenkung, der Dehnung und der viskosen Verluste im Testresonator B	102
5.18	Simulations- und Messergebnisse der Impedanzkurve des Testresonators B zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Verteilung der viskosen Verluste auf die Eigenerwärmung.	103
5.19	Mess- und Simulationsergebnisse eines BAW-TX-Filters auf Waferenebene für Belastungen bei unterschiedlichen Frequenzen.	104
5.20	Simulierte Temperaturverteilung in unterschiedlichen Lagen eines BAW-Filters unter Last bei unterschiedlichen Frequenzen.	105
5.21	Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1833 MHz.	107
5.22	Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1840 MHz.	108

5.23	Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1880 MHz.	108
5.24	Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1912 MHz.	109
5.25	Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1922 MHz.	109
5.26	Methode zur Reduzierung der Eigenerwärmung in einem Filter und simulierte Temperaturverteilung	110
6.1	Großsignal Impedanzkurve $Y_{11,11}$ eines BAW-Resonators.	113
6.2	Messergebnisse für $ S_{12,11} $ eines Resonators und Simulationsergebnisse seiner viskosen Verluste.	114
6.3	Messergebnisse der X-Parameter eines BAW-Resonators. a) $ S_{13,12} $. b) $ S_{11,12} $ und $ T_{11,12} $. A_{11} befindet sich bei 2.04 GHz.	115
6.4	Nichtlineare Mason-Modelle für eine piezoelektrische Schicht.	117
6.5	Verbindung der berechneten S-Parameter der EM und der nichtlinearen Akustik eines BAW-Grundglieds.	118
6.6	Einfluss der physikalischen Konstante δ_1 auf $S_{11,12}$	120
6.7	Vergleich der gemessenen und simulierten $S_{11,12}$ Kurven.	120
6.8	Durch Nichtlinearitäten verursachte Frequenzverschiebung der Serienresonanz des Resonators abhängig von der Resonatorfläche und der am Resonator anliegenden Leistung.	121
6.9	Simulierter maximaler Betrag von $ S_{12,11} $ in Abhängigkeit von der Fläche und der einfallender Leistung.	122
6.10	Mess- und Simulationsergebnisse von $ S_{11,11} $ und $ S_{12,11} $ für einzelnen, seriell und antiseriell kaskadierten Resonator.	123

Tabellenverzeichnis

2.1	Nomenklatur der Indizes des verallgemeinerten Hookeschen Gesetzes (3D) in der Matrix-Schreibweise	10
4.1	Frequenzverschiebungen Δf der Filterflanken ausgewertet bei -25 dBm.	70
5.1	Vergleich der gemessenen und simulierten Frequenzverschiebungen der linken und rechten Filterflanken eines TX-BAW-Testfilters.	105

Abkürzungsverzeichnis

Al	Aluminium
AlN	Aluminiumnitrid
Au	Gold
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
3GPP	3rd Generation Partnership Project
5G	Mobilfunkstandard der 5. Generation
BAW	Bulk Acoustic Wave
BVD	Butterworth-Van-Dyke
BB	Bandbreite
CA	Carrier Aggregation
CRF	Coupled Resonator Filter
DMS	Double-Mode SAW
EM	elektromagnetische
EVM	Error Vector Magnitude
FEM	Finite-Elemente-Methode
FBAR	Film Bulk Acoustic Wave Resonator
FS	Filtersteilheit
GeO₂	Germaniumdioxid

GSM	Global System for M obile C ommunications
HTCC	H igh T emperature C o-fired C eramic
IR	I nfrarot
IRT	I nfrarot t hermografie
LGS	lineares G leichungssystem
LNA	L ow N oise A mplifier
LTE	L ong T erm E volution
LTCC	L ow T emperature C o-fired C eramic
Mo	M olybdän
mBVD	M odified B utterworth- V an- D yke
NWA	N etzerkanalysator
NNWA	N ichtlinearer N etzerkanalysator
FDD	F requency D ivision D uplex
OSM	O pen S hort M atch
PA	P ower A mplifier
PHD	P oly H armonic D istortion
SAW	S urface A coustic W ave
SiO₂	S ilizium d ioxid
SiN	S ilizium n itrid
SMR	S olidly M ounted R esonator
S-Parameter	S treuparameter
TE1	1 st T hickness E xtensional
TC	T emperature C oefficient
TCF	T emperature C oefficient of F requency
TC-SAW	T emperature C ompensated S AW
TDD	T ime D ivision D uplex

TOSM	Thru Open Short Match
TS1	1st Thickness Shear
TS2	2nd Thickness Shear
W	Wolfram

Symbolverzeichnis

A_i	hinlaufende EM Welle am Port i ; Amplitude der akustischen Welle; die Fläche des Resonators i
α	Ausdehnungskoeffizient
α_{IL}	Einfügedämpfung eines Filters
α_{1e}	Einfallswinkel einer longitudinalen akustischen Welle
α_{1t}	Winkel unter dem die longitudinale akustische Welle transmittiert
α_S	Sperrdämpfung eines Filters
α_{tr}	Winkel unter dem die transversale akustische Welle reflektiert wird
α_{tt}	Winkel unter dem die transversale akustische Welle transmittiert
$\Delta\alpha$	Welligkeit eines Filters
B_i	rücklaufende EM Welle am Port i ; Amplitude der akustischen Welle
C_0	Statische Kapazität einer piezoelektrischen Platte
$\underline{\underline{c}}$	Steifigkeitsmatrix mit den Komponenten c_{IJ} mit $I = 1, 2, \dots, 5, 6$ und $J = 1, 2, \dots, 5, 6$
$\underline{\underline{c}}^E$	Steifigkeitsmatrix bei einem konstanten elektrischen Feld
$\underline{\underline{D}}$	elektrische Flussdichte
ΔD	elektrische Flußdichte, die aus allen nichtlinearen Zusammenhängen entsteht
ΔD_2	elektrische Flussdichte, die aus nichtlinearen Zusammenhängen zweiter Ordnung entsteht
ΔD_3	elektrische Flussdichte, die aus nichtlinearen Zusammenhängen dritter Ordnung entsteht
d_{piezo}	Dicke einer piezoelektrischen Platte
Δ	ellipsometrischer Winkel
$\delta_1 \dots \delta_4$	eingeführte physikalische Konstanten zur Beschreibung der nichtlinearen Terme zweiter Ordnung
$\underline{\underline{E}}$	elektrisches Feld; emittierte Leistung pro Fläche
$\underline{\underline{e}}$	piezoelektrische Stressmatrix
$\underline{\underline{\epsilon}}^S$	Permittivitätsmatrix
$\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z$	Einheitsvektoren in einem kartesischen Koordinatensystem

SYMBOLVERZEICHNIS

ε	Permittivität; Emissionsgrad
η	Viskosität
f	Frequenz
f_a	Antiresonanzfrequenz
f_r	Serienresonanzfrequenz
$\gamma_1 \dots \gamma_4$	eingeführte physikalische Konstanten zur Beschreibung der nichtlinearen Terme dritter Ordnung
$\underline{\underline{\gamma}}$	Christoffel-Matrix
$\underline{\underline{\gamma'}}$	Christoffel-Matrix für ein piezoelektrisch versteiftes Medium
h_i	Dicke der Schicht i
I	elektrischer Strom
i	Zählvariable aus \mathbb{N} ; \mathbb{N}_0
J	elektrische Stromdichte
j	Zählvariable aus \mathbb{N} ; \mathbb{N}_0
k	Betrag des Wellenvektors
$\underline{\underline{k}}$	Wellenvektor
k_t	Koppelfaktor
k_x	Wellenvektor in die x-Richtung
$k_{\text{ül}}$	Wellenzahl des Überlappbereichs bei f_r
k_{eff}	effektive elektromechanische Kopplung
λ	Wellenlänge
λ_x	laterale Wellenlänge einer Lamb-Welle
$\lambda_{x,\text{ül}}$	laterale Wellenlänge im Überlappbereich bei f_r
$\underline{\underline{\mathbf{m}}}_i$	2×2 Transfermatrix der Schicht i
$\underline{\underline{\mathbf{n}}}$	Einheitsvektor mit $\underline{\underline{\mathbf{n}}} = n_x \underline{\underline{\mathbf{e}}}_x + n_y \underline{\underline{\mathbf{e}}}_y + n_z \underline{\underline{\mathbf{e}}}_z$
∇_S	Operator mit $\nabla_S = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix}^T$
Ψ	ellipsometrischer Winkel
Q	Güte
R_{Bragg}	Reflektivität eines Bragg-Reflektors
r	Position eines Teilchens im Raum mit den Komponenten r_x, r_y, r_z
\bar{r}	mittlerer Radius des Resonanzkreises
r_p	Reflexionskoeffizient für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht
r_s	Reflexionskoeffizienten für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht
ρ	Dichte
S	mechanische Dehnung; Streuparameter

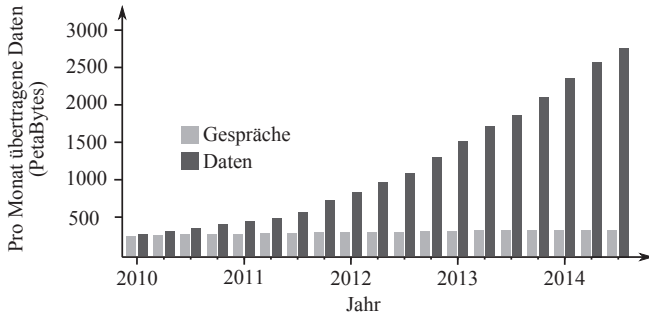
\underline{S}	Vektor der mechanischen Dehnung mit den Komponenten S_J mit $J = 1, 2, \dots, 5, 6$
$\underline{S}_{=Ak}$	S-Parameter-Matrix zur Beschreibung der Akustik eines Resonators
$\underline{S}_{=EM}$	S-Parameter-Matrix zur Beschreibung der EM einer BAW-Komponente
σ	Stefan-Boltzmann Konstante
T	mechanische Spannung bzw. Temperatur
ΔT	mechanische Spannung, die aus allen nichtlinearen Zusammenhängen entsteht; Temperaturunterschied
ΔT_2	mechanische Spannung, die aus nichtlinearen Zusammenhängen zweiter Ordnung entsteht
ΔT_3	mechanische Spannung, die aus nichtlinearen Zusammenhängen dritter Ordnung entsteht
$T_{\text{Bragg,dB}}$	Transmissivität eines Bragg-Reflektors in dB
\underline{T}	Vektor der mechanischen Spannung mit den Komponenten T_I mit $I = 1, 2, \dots, 5, 6$
T_0	Raumtemperatur
TC	Temperaturkoeffizient
t	Zeit
t_{echo}	benötigte Zeit von einer bei der Pikosekunden-Ultraschall Messmethode angeregten longitudinalen Welle zum Zurückkehren zum Anregungspunkt
U	elektrische Spannung; Umfang eines Resonators
\mathbf{u}	Auslenkung eines infinitesimal kleinen Teilchens mit den Komponenten u_x, u_y, u_z
u_0	Amplitude einer harmonischen ebenen akustischen Welle
\mathbf{v}	Teilchengeschwindigkeit eines infinitesimal kleinen Teilchens mit den Komponenten v_x, v_y, v_z
v_a	Phasengeschwindigkeit einer akustischen Welle
x, y, z	kartesische Koordinaten
Y	Admittanz
Z	akustische Impedanz; elektrische Impedanz
ω	Kreisfrequenz

Kapitel 1

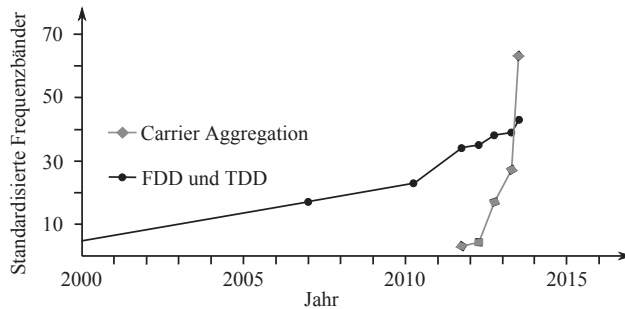
Einleitung

Beim Betreten eines Raumes mit vielen Menschen wie z. B. einer Bahn oder eines Warteraumes ist es heutzutage kein seltener Anblick, dass man viele Menschen mit einem mobilen Kommunikationsgerät in ihrer Hand beobachten kann. Manche sehen sich beispielsweise mit ihrem Tablet hochauflösende Videos auf einer Webseite an, andere nutzen ihr Smartphone, um auf die in einer Cloud gespeicherten Photos zuzugreifen, weitere arbeiten auf ihrem Notebook und betreiben intensive Datenübertragungen mit ihrem Arbeitsplatzcomputer. Mobile Datenkommunikation gehört fest zu unserer Gesellschaft und prägt immer stärker unseren Alltag. In der mobilen Kommunikation kann man einen klaren Trend beobachten; ein stetiger Anstieg des übertragenen Datenvolumens [1, 2]. Die pro Monat übertragene Datenmenge durch die Basistationen von Ericsson (Up- und Downlink) spiegelt die durchschnittlich drahtlos übertragenen Daten wider. In Abbildung 1.1(a) ist deutlich zu erkennen, wie sich die pro Monat übertragene Datenmenge innerhalb der letzten viereinhalb Jahren beinahe verzehnfacht hat. Die für die Telefonate benötigten Datentransfers sind dabei weitestgehend konstant geblieben. Cisco prognostiziert ausgehend von den in ihren Routern übertragenen Daten, dass sich der mobile Datentransfer bis 2018 im Vergleich zu 2013 beinahe verelffachen wird [3]. Eine der Kernannahmen für den Mobilfunkstandard der 5. Generation (5G) ist, dass der mobile Datenverkehr bis zum Ende des nächsten Jahrzehnts um den Faktor 1000 bis 5000 zunehmen wird [4].

Ein Weg um immer höhere Datenübertragungen zu realisieren besteht in der Erweiterung des für den Mobilfunk zur Verfügung stehenden Frequenzspektrums durch zusätzliche Frequenzbänder. In Abbildung 1.1(b) ist die Zunahme an den durch die Arbeitsgruppe zur Festlegung von Mobilfunkstandards **3rd Generation Partnership Project (3GPP)** standardisierten Frequenzbändern für **Frequency Division Duplex (FDD)** und **Time Division Duplex (TDD)** über die Zeit zu sehen. Die neuen Bänder entstehen oft bei immer höheren Frequenzen. Als Beispiel sind hier **Long Term Evolution (LTE) Band 42 (3.5 GHz Band)** und **Band 43 (3.7 GHz Band)** genannt.



(a)



(b)

Abbildung 1.1: a) Zunahme der monatlich übertragenen Daten über die Basisstationen von Ericsson (nach [5]). b) Zunahme der Anzahl an standardisierten Frequenzbänder für FDD und TDD und Carrier Aggregation (Inter-Band zusammen mit Intra-Band) (nach [6]).

Durch die hohe Anzahl an unterschiedlichen Bändern und aufgrund der Erwartung, dass ein mobiles Kommunikationsgerät in allen Teilen der Welt funktionsfähig bleiben soll, müssen viele Filter in einem mobilen Kommunikationsgerät untergebracht werden, weswegen die Filter eine geringe Bauform aufweisen müssen. Akustische Filter sind für diesen Zweck prädestiniert, da die akustische Wellenlänge bei der gleichen Frequenz typischerweise um fünf Größenordnungen geringer ist wie die elektromagnetische Wellenlänge. Diese Tatsache erlaubt die Realisierung von kompletten Filtern in einem Volumen kleiner als ein Kubikmillimeter [7]. Zusätzlich weisen akustische Resonatoren hohe Güten auf, mit denen sich Filter mit steilen Flanken bei gleichzeitig niedriger Einfügedämpfung und hoher Stopbandunterdrückung realisieren lassen. Bei den akustischen Filtern unterscheidet man zwischen **Surface Acoustic Wave (SAW)**- und **Bulk Acoustic Wave (BAW)**-Technologien. Die SAW-Technologie wird beinahe seit dem Beginn der mobilen Kommunikationsgeräte eingesetzt und wurde anfänglich in einem Frequenzbereich unterhalb von 1 GHz verwendet. Mit der Einführung der **Temperature Compensated SAW (TC-SAW)**-Technologie [8–10] wurde das thermische Verhalten der SAW-Resonatoren verbessert und deren Güten wurden

erhöht. Bei zunehmenden Frequenzen stellt die SAW-Technologie immer höhere Herausforderungen an die Lithographie, die Verluste nehmen deutlich zu und die Leistungsverträglichkeit nimmt ab. Aus diesen Gründen wird bei höheren Frequenzen (zwischen 1.6 GHz und 2.6 GHz, abhängig von den gestellten Anforderungen an die Filter, der strategischen Ausrichtung und dem Know-How des Herstellers) die BAW-Technologie eingesetzt [11]. Anfänglich konzentrierte sich die Erforschung der BAW-Technologie auf die massenfertigungstaugliche Abscheidung der piezoelektrischen Schicht [12]. Die ersten kommerziellen BAW-Filter und -Duplexer kamen 2001 auf den Markt [13] und basierten auf der Film **Bulk Acoustic Wave Resonator** (FBAR)-Technologie. Etwas später folgte die Spiegeltyp **Solidly Mounted Resonator** (SMR)-BAW-Technologie [14]. Seitdem konzentrierte sich die Forschung bei der BAW-Technologie auf die Optimierung der Kopplung und der Güte der Resonatoren, die sich in einer höheren Bandbreite, einer geringeren Einfügedämpfung und in den steileren Flanken widerspiegelte. Für diesen Zweck wurden Methoden zur Unterdrückung der Lamb-Wave Moden [15] entwickelt, die Reflexion der Transversalwellen im Spiegel [16] wurde verbessert, Verbundelektroden [17] wurden eingeführt und die elektrischen Verluste im Substrat [18] wurden minimiert.

Die Einführung von neuen Frequenzbändern bei immer höheren Frequenzen ist wegen der Zunahme der Absorption von elektromagnetischen (EM) Wellen in Luft mit höheren Frequenzen nur begrenzt möglich. Deswegen werden zusätzlich auch bereits benutzte Frequenzbänder bei der Definition von neuen Mobilfunkstandards zu neuen Frequenzbändern umdefiniert, wobei deren Bandbreiten zusätzlich erhöht werden. Als ein gutes Beispiel sei hier die Einführung von LTE Band 25 genannt, wozu das RX- und TX-Band (Sende- und Empfangsband) von LTE Band 2 (eingesetzt bei **Global System for Mobile Communications** (GSM)) um jeweils 5 MHz erweitert wurde. Dadurch verringerte sich die ohnehin geringe relative Bandbreite zwischen RX- und TX-Band von 1.04 % auf 0.78 %. Die Frequenzlücken, in denen ein Bandpassfilter vom Sperrbetrieb auf Durchlassbetrieb umschalten muss, werden also immer schmaler. Folglich müssen die Filterflanken immer steiler werden. Dabei dürfen die Bandpassfilter bestimmte vorgegebene Einfügedämpfungen nicht überschreiten, um mit einem vernünftigen Energieverbrauch die empfangenen Signale verarbeiten zu können und die gesendeten Signale mit ausreichender Leistung zu versehen. Sowohl für die Filter im Sendepfad, wie auch im Empfangspfad kommt noch erschwerend hinzu, dass wegen der Fertigungstoleranzen und der Frequenzverschiebung der Filterflanken mit sich ändernder Temperatur die effektive Frequenzlücke noch kleiner wird. In der effektiven Frequenzlücke muss ein Filter von Durchlass- auf Sperrbetrieb umschalten. Somit müssen die Anforderungen an die Steilheit der Filterflanke und die Einfügedämpfung noch strikter werden.

Die Filter im TX-Band werden typischerweise bei Sendeleistungen von bis zu 29 dBm eingesetzt. Ein Teil der anliegenden Leistung wird im Filter absorbiert

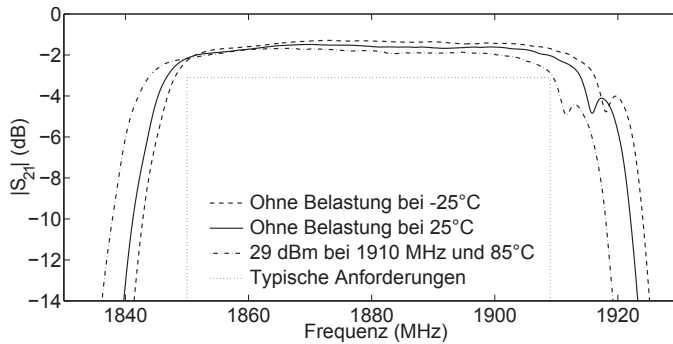


Abbildung 1.2: Übertragungsfunktion eines TX-BAW-Filters bei -25°C , bei 25°C und bei 85°C mit einer Belastung von 29 dBm bei 1910 MHz.

und in Wärme umgewandelt. Die absorbierte Wärme führt zu einer Temperaturerhöhung im Filter und in den einzelnen Resonatoren. In Abbildung 1.2 ist deutlich zu sehen, wie die Übertragungsfunktion eines Filters von der Umgebungstemperatur und der angelegten Leistung abhängt. Die durch die Eigenerwärmung verursachten Änderungen können in bestimmten Fällen sogar stärker ausfallen, als die durch die erhöhte Umgebungstemperatur verursachten Änderungen. Dies kann einerseits dazu führen, dass die Filtersteilheit nicht mehr ausreicht, um in der vorgegebenen effektiven Frequenzlücke von sperrend auf transmittierend zu schalten oder dass die vorgegebene Einfügedämpfung nicht mehr eingehalten wird. Andererseits hängt die Lebensdauer jedes Systems exponentiell von der Temperatur ab und wird sich durch die Eigenerwärmung stark reduzieren. Der Entwickler von Filtern und Duplexern für moderne Transceiver muss deswegen nicht nur das Kleinsignalverhalten, sondern auch das Verhalten bei verschiedenen Umgebungstemperaturen und erhöhten Leistungen modellieren können. Zusätzlich müssen geeignete Kompensationsmethoden vorhanden sein, die bei Bedarf eingesetzt werden können.

Eine weitere wichtige Technologie, um die maximale Datenrate des Benutzers zu erhöhen, ist **Carrier Aggregation (CA)**. Bei CA werden einem Benutzer mehrere Frequenzkanäle entweder innerhalb eines Frequenzbandes (Intra-Band) oder in verschiedenen Frequenzbändern (Inter-Band) zur Verfügung gestellt. Der rasante Anstieg in der Anzahl durch 3GPP definierten Frequenzbändern für CA kann in Abbildung 1.1(b) gesehen werden. Bei Inter-Band-CA werden simultan unterschiedliche Frequenzbänder zum Senden und Empfangen verwendet. Für diesen Zweck müssen mehrere Filter oder Duplexer zu Multiplexern zusammengeschaltet werden [19]. Auch wenn es durch geschickte Entwurfstechniken erreicht werden kann, dass jeder Filter des Multiplexers für die anderen Filter sich beinahe wie ein Leerlauf verhält und auch gute Kreuzisolation realisiert werden kann, wird man nie einen idealen Leerlauf und eine unendliche Kreuzisolation realisieren

können. Die Einfügedämpfung wird im Vergleich zu einzelnen Filtern also zunehmen [11]. Dies hat wiederum zur Folge, dass die Einfügedämpfung und die Stoppbandunterdrückung der einzelnen Filter verbessert werden müssen, um eine Verschlechterung in dem gesamten Verhalten zu verhindern. Auch die Spezifikationen bezüglich des nichtlinearen Verhaltens an die Filter werden strikter, denn die erzeugten Harmonischen und Intermodulationsterme resultieren in Störsignalen für andere Bänder, die vom eigentlichen Signal nur schwer zu trennen sind. Somit müssen neue Methoden erarbeitet werden, um die Nichtlinearitäten besser charakterisieren, modellieren und optimieren zu können.

1.1 Motivation

Durch die immer kleiner werdenden Frequenzlücken, in denen ein Filter von Durchlass- auf Sperrbetrieb umschalten muss, und die immer strikteren Anforderungen an das nichtlineare Verhalten reicht die Kleinsignaloptimierung eines Filters nicht mehr aus. Die Einflüsse der Umgebungstemperatur und der im Sendefilter anliegenden Leistungspegeln müssen bereits in der Entwurfsphase mitberücksichtigt und bei Bedarf optimiert werden. Dreidimensionale (3D) Finite-Elemente-Methoden (FEM), bei denen Elektromagnetik, Akustik und das thermische Verhalten berücksichtigt werden, benötigen heutzutage enorm hohe Rechenzeiten und können nicht für ganze Resonatoren, geschweige denn Filter, Duplexer oder Multiplexer eingesetzt werden. Die aus der Literatur bekannten Methoden [20–24] für die Modellierung der Eigenerwärmung in BAW-Filtern basieren auf Temperaturkoeffizienten der Frequenz (engl. *Temperature Coefficient of Frequency (TCF)*) und einer aus den Streuparameter (S-Parameter) bestimmten Verlustleistung. Dies bedeutet, dass die räumliche Verteilung der Temperatur und der Verlustleistung nicht berücksichtigt werden, wodurch diese Methoden an Genauigkeit verlieren. Die Ansätze zur Charakterisierung der bei hohen Leistungen auftretenden Nichtlinearitäten beschränken sich hauptsächlich auf die Vermessung der Amplituden der erzeugten nichtlinearen Terme [25–28], wodurch der Einfluss der Phase nicht mitberücksichtigt wird.

1.2 Ziel dieser Arbeit

Der internationale Forschungsstand auf dem Gebiet des thermischen Verhaltens von BAW-Komponenten und deren Verhalten bei hohen Leistungen soll weiter vorangebracht werden. Dazu bedarf es an Methoden zur Modellierung der homogenen Erwärmung der BAW-Filter und an Methoden zur Bestimmung der für die Modellierung erforderlichen Materialdaten der in der BAW-Technologie zahlreich verwendeten Dünnschichten. Ein weiteres Ziel ist die Erarbeitung von effizienten und zudem hochgenauen Methoden zur Modellierung der Eigenerwärmung

und der damit verbundenen Änderungen des Verhaltens der BAW-Komponenten. Auch neuartige präzisere Methoden zur Modellierung der Nichtlinearitäten in BAW-Komponenten sollen gefunden werden. Im nächsten Schritt muss eine experimentelle Verifikation der entwickelten Techniken zur Modellierung des Temperaturverhalten, der Eigenerwärmung und der Nichtlinearitäten erfolgen. Die neu entwickelten Modellierungsmethoden sollen einerseits den Entwicklern von BAW-Komponenten die Evaluierung und Optimierung der BAW-Komponenten mit vorhandenen Methoden nicht nur bei kleinen Signalen sondern auch bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen ermöglichen. Andererseits sollen die sich mit den entwickelten Modellierungsmethoden neu ergebende Möglichkeiten ausgeschöpft werden, um neue Vorgehensweisen zur Optimierung des thermischen Verhaltens, Reduzierung der Eigenerwärmung und der Nichtlinearitäten zu erschließen.

1.3 Aufbau dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist in sieben Kapitel gegliedert. In Kapitel 2 werden die BAW Grundlagen beginnend mit der Ausbreitung der akustischen Wellen in unendlich ausgedehnten Medien, über die BAW-Resonatoren und Filter bis hin zu den Multiplexern vorgestellt. Anschließend beschäftigt sich Kapitel 3 mit den in dieser Arbeit angewandten Analysemethoden. Die verwendeten Methoden für die Charakterisierung der Schichtdicken und die elektrische Charakterisierung werden präsentiert. Weiterhin wird auf die messtechnische Bestimmung des TCF eingegangen. Zusätzlich werden die umgesetzten Messaufbauten für die Analyse der Eigenerwärmung und der Nichtlinearitäten erläutert.

In Kapitel 4 wird die Modellierung des Temperaturverhaltens erarbeitet und anschließend zur Optimierung des thermischen Verhaltens eingesetzt. Dazu wird als erstes die Vorgehensweise der Kleinsignalmodellierung erläutert. Anschließend erfolgt die Erarbeitung einer zeiteffizienten und genauen Methode der elektromagnetischen akustischen temperaturabhängigen Modellierung. Die wichtigen Eingangsgrößen für die genaue Modellierung des Verhaltens bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen stellen die Temperaturkoeffizienten der Materialien dar. Aus diesem Grund wurde eine Methode zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten der Dünnschichtmaterialien der SMR BAW-Resonatoren entwickelt. Die umgesetzte Modellierung des Temperaturverhaltens wird im Experiment bestätigt und zur Untersuchung von unterschiedlichen Temperaturkompensationsmethoden eingesetzt. Ausgehend von der aus der Literatur bekannten Methode der Erhöhung des SiO_2 Anteils, die mit hohen Verlusten in der Kopplung verbunden ist, wird eine neuartige Methode, die nur mit einer Kopplungsreduktion von 20 % verbunden ist, anhand von Simulationen untersucht und im Experiment bestätigt.

Eine Methode zur effizienten Modellierung der Temperaturerhöhung und den damit verbundenen Änderungen im Verhalten der BAW-Komponenten wird in Kapitel 5 entwickelt. Im ersten Schritt werden dazu unterschiedliche Verlustquellen und -Orte in BAW-Komponenten identifiziert. Im nächsten Schritt wird ein thermisches Modell erarbeitet und eine Vorgehensweise zur Berücksichtigung der inhomogenen Temperaturverteilung in elektromagnetischen und akustischen Domänen umgesetzt. Anschließend erfolgt die experimentelle Verifizierung der Modellierung und deren Anwendung zur Erarbeitung von Maßnahmen zur Verringerung der Eigenerwärmung.

In Kapitel 6 wird die neuartige Vorgehensweise der Charakterisierung und Modellierung von Nichtlinearitäten mit dem Poly-Harmonischem-Distortion-Modell zum ersten Mal auf BAW-Komponente angewandt. Die sich damit neu ergebenden Möglichkeiten zur Analyse der Nichtlinearitäten in BAW-Komponenten werden ausführlich diskutiert und es wird gezeigt, welche Vorteile diese Methode bei der Entwicklung von BAW-Komponenten gegenüber etablierten Methoden aufweist. Anschließend wird das neue erschlossene Modellierungsverfahren angewandt, um verschiedene Kompensationsmethoden für die Nichtlinearitäten zu untersuchen.

Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick über die zukünftig notwendigen Arbeiten bei der Modellierung von BAW-Komponenten gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen der BAW-Komponenten

Akustische Volumenwellen, im Englischen **Bulk Acoustic Waves** (BAWs), bilden die Grundlage für BAW-Resonatoren. Im piezoelektrischen Material eines BAW-Resonators wird eine **elektromagnetische** (EM) Welle in eine akustische Volumenwelle umgewandelt. Die erzeugte akustische Volumenwelle wird mit Hilfe von verschiedenen Maßnahmen im Resonator festgehalten. Bei bestimmten Frequenzen führt dies zur Entstehung von stehenden Wellen und Resonanzen. Solche Resonanzfrequenzen bilden die Grundlage für die Realisierung von BAW-Filtern, die aus einzelnen Resonatoren aufgebaut werden. Durch die Zusammenschaltung von Filtern können Duplexer und Multiplexer realisiert werden. Die akustischen Komponenten besitzen deutlich geringere räumliche Abmessungen im Vergleich zu den entsprechenden elektromagnetischen Komponenten, da die akustischen Wellen um einige Größenordnungen kleiner sind wie die EM-Wellen. Am Anfang des Kapitels werden die Grundlagen von akustischen Wellen basierend auf [29, 30] vorgestellt. Eine weitere Vertiefung in die Thematik bieten die Werke [31–35] an. Ausgehend von den Volumenwellen in unendlich ausgedehnten Medien und der allgemeinen und inversen piezoelektrischen Beziehungen wird der Aufbau und die Funktionsweise von BAW-Resonatoren hergeleitet. Anschließend wird gezeigt, wie die Implementierung von Filtern und Multiplexern erfolgt. Abschließend werden die Charakterisierungsmerkmale für die Beschreibung des Verhaltens von den BAW-Komponenten diskutiert.

2.1 Akustische Wellen

Als erstes werden die grundlegenden Größen der akustischen Volumenwellen in einem homogenen Medium vorgestellt. Ausgehend vom dreidimensionalen verallgemeinerten Hookeschen Gesetz und der Beziehung zwischen mechanischer Spannung und Dehnung wird die Wellengleichung für eine harmonische ebene Welle hergeleitet, vereinfachend mit Hilfe der Christoffel-Matrix dargestellt und exemplarisch für ein isotropes Medium gelöst. Anschließend werden die Grundlagen für Wellenausbreitung in Piezomaterialien kompakt dargestellt. Im nächsten

I, J	1	2	3	4	5	6
ij	xx	yy	zz	yz, zy	zx, xz	xy, yx

Tabelle 2.1: Nomenklatur der Indizes des verallgemeinerten Hookeschen Gesetzes (3D) in der Matrix-Schreibweise

Schritt wird auf die Wellenausbreitung in Platten und die Lamb-Moden eingegangen und die Dispersionskurven erklärt, die zu deren Beschreibung eingesetzt werden. Auf die vorgestellten Grundlagen wird es später zurückgegriffen, wenn vorhandene Modellierungswerkzeuge zur Beschreibung von BAW-Resonatoren eingeführt werden und die grundlegenden Funktionsprinzipien der BAW-Komponenten erklärt werden.

2.1.1 Volumenwellen in homogenen und unendlich ausgedehnten Medien

Die Beziehung zwischen mechanischer Dehnung S und mechanischer Spannung T in einem homogenen Medium ist durch das verallgemeinerte Hookesche Gesetz in 3D gegeben und kann in der Matrixschreibweise

$$\underbrace{\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix}}_{\underline{T}} = \underbrace{\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix}}_{\underline{c}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix}}_{\underline{S}} \quad (2.1)$$

formuliert werden, wobei $c_{IJ} = c_{JI}$ gilt. So wird im allgemeinsten Fall die Beziehung zwischen S und T mit 21 unabhängigen Variablen c_{IJ} der Steifigkeitsmatrix \underline{c} beschrieben. Ein Element c_{IJ} verknüpft dabei ein Element T_I des Vektors \underline{T} mit einem Element S_J des Vektors \underline{S} . Wie in Tabelle 2.1 zu sehen ist, entspricht jeder der Indizes I und J einem Koordinatenpaar ij in einem kartesischen Koordinatensystem. Eine mechanische Spannung T_{ij} wirkt somit in i -Richtung auf eine Fläche mit einem Normalenvektor in j -Richtung. Wenn die Spannung parallel zum Normalenvektor der Fläche wirkt, dann spricht man von einer longitudinalen mechanischen Spannung. Wirkt die Spannung senkrecht zum Normalenvektor, so spricht man von einer mechanischen Scherspannung. Die entsprechende mechanische Dehnung am Ort \underline{r} (mit den Komponenten x, y, z) zum Zeitpunkt t $S_{ij}(\underline{r}, t)$ berechnet sich aus der Auslenkung $\underline{u}(\underline{r}, t)$ eines infinitesimal kleinen Teilchens (mit den Komponenten u_x, u_y, u_z), aus deren Gesamtmenge eine Materie

aufgebaut ist, mit

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial r_j} + \frac{\partial u_j}{\partial r_i} \right). \quad (2.2)$$

Die Besetzung der Steifigkeitsmatrix und die Anzahl der unabhängigen Variablen c_{IJ} hängen von der Struktur des betrachteten Materials ab. Für isotrope Materialien gibt es nur zwei unabhängige Komponenten in der Steifigkeitsmatrix. In Kristallen mit einer kubischen Gitterstruktur sind es drei unabhängige Komponenten. Kristalle mit hexagonalen Gitterstrukturen besitzen fünf unabhängige Komponenten.

Mit der Dichte ρ kann das zweite newtonsche Gesetz in drei Dimensionen als

$$\rho \frac{\partial^2 u_o}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ox}}{\partial x} + \frac{\partial T_{oy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{oz}}{\partial z} \quad \text{mit } o = x, y, z \quad (2.3)$$

formuliert werden. Durch das Einsetzen der Teilchengeschwindigkeit $\underline{\mathbf{v}}(\underline{\mathbf{r}}, t)$

$$\underline{\mathbf{v}}(\underline{\mathbf{r}}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{r}}, t) \quad (2.4)$$

in (2.3), das Ableiten der beiden Seiten von (2.3) nach der Zeit und die Einführung des Operators ∇_S

$$\nabla_S = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

wird die Gleichung (2.3) zur 3D-Wellengleichung

$$\nabla_S^T \cdot \underline{\underline{\mathbf{c}}} \cdot \nabla_S \cdot \underline{\mathbf{v}}(\underline{\mathbf{r}}, t) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\mathbf{v}}(\underline{\mathbf{r}}, t). \quad (2.6)$$

Betrachtet man die Ausbreitung einer harmonischen ebenen Welle mit der Amplitude u_0

$$\underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{r}}, t) = u_0 \underline{\mathbf{n}} e^{j(\omega t - \underline{\mathbf{k}} \cdot \underline{\mathbf{r}})} \quad (2.7)$$

in Richtung des Einheitsvektors $\underline{\mathbf{n}}$ ($\underline{\mathbf{e}}_x$, $\underline{\mathbf{e}}_y$ und $\underline{\mathbf{e}}_z$ sind die Einheitsvektoren im kartesischen Koordinatensystem)

$$\underline{\mathbf{n}} = n_x \underline{\mathbf{e}}_x + n_y \underline{\mathbf{e}}_y + n_z \underline{\mathbf{e}}_z \quad (2.8)$$

mit der Kreisgeschwindigkeit ω und der Wellenzahl \underline{k} ,

$$\underline{k} = k\underline{n} \quad (2.9)$$

so vereinfacht sich die 3D-Wellengleichung zu

$$k^2 \underline{\gamma} \cdot \underline{v} = \rho \underline{v} \omega^2. \quad (2.10)$$

Dabei ist $\underline{\gamma}$ die Christoffel-Matrix, die als

$$\underline{\gamma} = \underline{l}_s^T \cdot \underline{c} \cdot \underline{l}_s \quad (2.11)$$

mit

$$\underline{l}_s = \begin{bmatrix} n_x & 0 & 0 \\ 0 & n_y & 0 \\ 0 & 0 & n_z \\ 0 & n_z & n_y \\ n_z & 0 & n_x \\ n_y & n_x & 0 \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

definiert ist. Wie man erkennen kann, hängt die Christoffel-Matrix nur von der Ausbreitungsrichtung der Welle und von den Steifigkeitskoeffizienten des Materials ab. Die drei Eigenwerte der Christoffel-Matrix bestimmen die Phasengeschwindigkeiten v_a

$$v_a = \frac{\omega}{k} \quad (2.13)$$

der drei möglichen Wellen (eine longitudinale Welle und zwei transversale Wellen), die sich in einem Medium ausbreiten können. Die entsprechenden Eigenvektoren geben die Richtung der Teilchengeschwindigkeiten (akustische Polarisation) dieser Wellen vor. Da die Christoffel-Matrix symmetrisch ist, müssen die drei Polarisierungen orthogonal zu einander sein. Dabei ist es aber nicht zwingend erforderlich, dass die Polarisierungen genau parallel oder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung sind. Somit müssen die sich ausbreitenden Wellen auch keine exakten longitudinalen bzw. transversalen Wellen sein. Die entsprechende akustische Impedanz für eine Welle berechnet sich als

$$Z = \rho v_a. \quad (2.14)$$

In den nachfolgenden Kapiteln wird gezeigt, dass das Hauptfunktionsprinzip von den BAW-Resonatoren auf Wellen basiert, die sich in z -Richtung ausbreiten. Deswegen wird im Nachfolgenden für diesen Fall, beispielsweise für ein isotropes Material, die 3D-Wellengleichung (2.6) gelöst. Die Christoffel-Matrix berechnet sich

für diesen Fall als

$$\underline{\underline{\gamma}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & n_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & n_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & n_z & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & n_z \\ 0 & n_z & 0 \\ n_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\
 = \begin{bmatrix} n_z^2 c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & n_z^2 c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 c_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & c_{11} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Für diesen einfachen Fall entsprechen die Eigenwerte der Christoffel-Matrix den diagonalen Elementen der Matrix. (2.10) kann in drei unabhängige Gleichungen

$$k^2 c_{44} v_x = \rho \omega^2 v_x \quad (2.16a)$$

$$k^2 c_{44} v_y = \rho \omega^2 v_y \quad (2.16b)$$

$$k^2 c_{11} v_z = \rho \omega^2 v_z \quad (2.16c)$$

aufgetrennt werden. Aus diesen Gleichungen berechnen sich mit (2.13) die entsprechenden Phasengeschwindigkeiten $v_{a_{ij}}$ (Index i gibt die Ausbreitungsrichtung an und Index j die Polarisation)

$$v_{a_{zz}} = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (2.17a)$$

$$v_{a_{xx}} = v_{a_{yy}} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}. \quad (2.17b)$$

Für den betrachteten Fall breitet sich also eine longitudinale Welle und zwei transversale Wellen, welche die gleiche Phasengeschwindigkeit aufweisen, in die z -Richtung aus.

2.1.2 Volumenwellen in piezoelektrischen Medien

In einem piezoelektrischen Medium wird die Polarisation nicht nur durch das Anlegen eines externen elektrischen Feldes \underline{E} , sondern auch durch die mechanische Dehnung verursacht, die zu einer Deformierung des Kristallgitters und somit zur Auftrennungen von elektrischen Ladungen führt. Man spricht in diesem Fall vom direkten piezoelektrischen Effekt. Bei der Berechnung der elektrischen Flußdichte \underline{D} muss deswegen der Einfluss der mechanischen Dehnung durch die piezoelektrische Stressmatrix \underline{e} mitberücksichtigt werden

$$\underline{D} = \underline{\underline{\epsilon}}^S \cdot \underline{E} + \underline{e} \cdot \underline{S}. \quad (2.18)$$

$\underline{\underline{\epsilon}}^S$ ist dabei die Permittivitätsmatrix bei einer konstanten mechanischen Dehnung. Umgekehrt verursacht auch ein elektrisches Feld eine mechanische Spannung in einem piezoelektrischen Medium (indirekter piezoelektrischer Effekt), so dass das verallgemeinerte Hookesche Gesetz zu

$$\underline{\underline{T}} = \underline{\underline{e}}^T \cdot \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{c}}^E \cdot \underline{\underline{S}} \quad (2.19)$$

erweitert wird. $\underline{\underline{c}}^E$ ist die Steifigkeitsmatrix bei einem konstanten elektrischen Feld und $\underline{\underline{e}}^T$ ist die Transponierte der piezoelektrischen Stressmatrix. Die Besetzung der piezoelektrischen Stressmatrix und die Anzahl deren unabhängigen Komponenten hängen von den vorliegenden Symmetrien der Kristallgitterbausteine des betrachteten Mediums ab. Mit der Berücksichtigung des indirekten piezoelektrischen Effekts wird die 3D-Wellengleichung (2.6) zu

$$\nabla_S^T \cdot \underline{\underline{c}} \cdot \nabla_S \cdot \underline{\underline{v}}(\underline{\underline{r}}, t) - \nabla_S^T \cdot \underline{\underline{e}}^T \cdot \frac{\partial \underline{\underline{E}}}{\partial t} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \underline{\underline{v}}(\underline{\underline{r}}, t). \quad (2.20)$$

Betrachtet man die Ausbreitung einer harmonischen ebenen Welle unter der quasi-statischen Annahme

$$\text{rot} \underline{\underline{E}} = 0, \quad (2.21)$$

so vereinfacht sich (2.20) analog zum nicht piezoelektrischen Fall zu

$$k^2 \underline{\underline{\gamma}}' \cdot \underline{\underline{v}} = \rho \underline{\underline{v}} \omega^2. \quad (2.22)$$

$\underline{\underline{\gamma}}'$ ist die Christoffel-Matrix für ein piezoelektrisch versteiftes Medium, die sich als

$$\underline{\underline{\gamma}}' = \underline{\underline{l}}_s^T \cdot \underline{\underline{c}}' \cdot \underline{\underline{l}}_s \quad (2.23)$$

aus der piezoelektrisch versteiften Steifigkeitsmatrix

$$\underline{\underline{c}}' = \underline{\underline{c}} + (\underline{\underline{e}} \cdot \underline{\underline{n}}) \cdot (\underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{e}})^T \cdot (\underline{\underline{n}}^T \cdot \underline{\underline{\epsilon}}^S \cdot \underline{\underline{n}})^{-1} \quad (2.24)$$

berechnen lässt. Die einzelnen Komponenten der Steifigkeitsmatrix hängen also zusätzlich von der Ausbreitungsrichtung, den Komponenten der piezoelektrischen Stressmatrix und der Permittivitätsmatrix ab. Die weitere Vorgehensweise zur Lösung der Wellengleichung ist äquivalent zum Fall des nicht piezoelektrischen Mediums.

2.1.3 Lamb-Moden und Dispersion

Lamb-Moden

Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf die Volumenwellen in unendlich ausgedehnten Medien. Wie in Kapitel 2.1.1 gezeigt wurde, breiten sich in

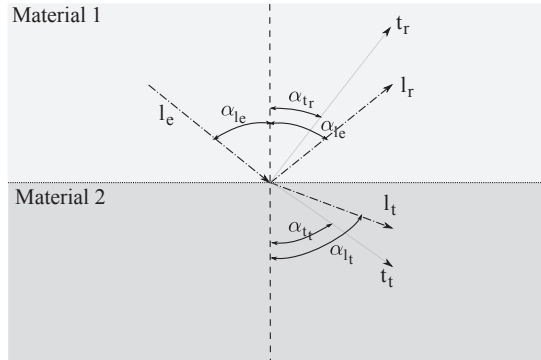


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer longitudinalen Welle, die auf die Grenzfläche von zwei isotropen Materialien auftrifft.

diesem Fall in eine Richtung zwei unterschiedlich polarisierte transversale Volumenwellen und eine longitudinale Volumenwelle aus. In einem begrenzten Medium ist dieser Zusammenhang nicht mehr allgemein gegeben. Nur wenn eine Volumenwelle, die sich in einem Medium ausbreitet, exakt senkrecht auf die Grenzfläche mit einem anderen Medium auftrifft, wird diese wieder als eine reine Volumenwelle reflektiert und transmittiert [36]. Generell führen jedoch Reflexion und Transmission an Grenzschichten, wegen der Kontinuitätsbedingung der mechanischen Spannung und Dehnung, zu Modenkonversion [37]. Die Modenkonversion wird durch das *snelliussches Gesetz* beschrieben [38]. In Abbildung 2.1 ist beispielhaft eine longitudinale Welle gezeigt, die auf eine Grenzfläche von zwei isotropen Materialien unter dem Winkel α_{le} zur Normalen der Grenzfläche der zwei Materialien auftrifft. Ein Teil der Welle wird wieder unter dem gleichen Winkel α_{le} als longitudinale Welle reflektiert. Es entsteht außerdem eine reflektierte transversale Welle unter dem Winkel α_{tr} , eine transmittierte longitudinale Welle unter dem Winkel α_{lt} und eine transmittierte transversale Welle unter dem Winkel α_{tt} . Die einzelnen Winkel können aus dem snelliusschen Gesetz berechnet werden, falls der Einfallswinkel α_{le} und die einzelnen Phasengeschwindigkeiten in den Materialien bekannt sind.

Durch die Modenkonversion werden die longitudinalen und transversalen Wellen an den Grenzschichten miteinander gekoppelt. Es entstehen somit akustische Wellen, die sowohl in als auch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung Auslenkungen aufweisen. Da die Ausbreitungsrichtung solcher Wellen durch die Randbedingungen vorgegeben ist, werden diese Moden als *geführte Moden* bezeichnet [36]. Bekannte Beispiele für die geführten Moden sind *Rayleigh-Wellen* (Oberflächenwellen) [39], *Stoneley-Wellen* (Grenzschichtwellen) [40] und *Lamb-Wellen* (Plattenwellen) [41]. Wie später aus dem Kapitel 2.2 ersichtlich werden wird, kann der

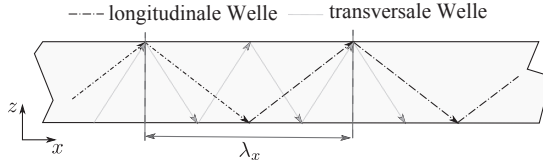


Abbildung 2.2: Wellenausbreitung in einer Platte. Durch die wiederholte Modenkonversion rekonstruieren sich die Teilwellen zum ursprünglichen Wellenbild nach einer bestimmten Distanz λ_x (nach [42]).

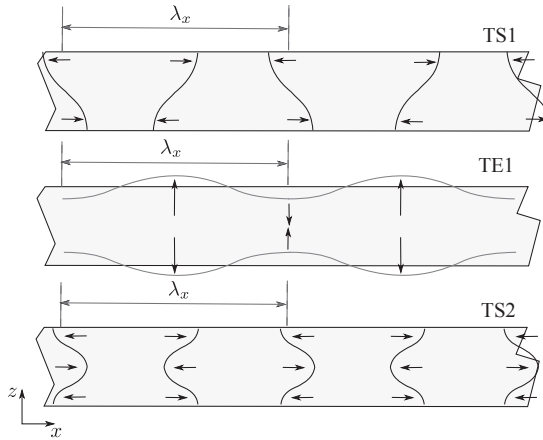


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der drei fundamentalen Plattenmoden einer freistehenden Platte. Die einzelnen Abkürzungen stehen für **1st** Thickness Shear (TS1), **1st** Thickness Extensional (TE1), **2nd** Thickness Shear (TS2). Zwei laterale Wellenlängen für jedes der Moden sind gezeigt. TS-Moden weisen überwiegend transversalen und die TE1-Mode überwiegend longitudinalen Charakter auf. Die Frequenz nimmt von oben nach unten zu. Die Reihenfolge von TE1 und TS2 können sich je nach Materialeigenschaften abwechseln [43].

Aufbau eines BAW-Resonators sehr gut durch eine Ansammlung an Platten approximiert werden. Die nachfolgende Diskussion beschränkt sich deswegen ausschließlich auf die Lamb-Moden. Um die Diskussion weiter zu vereinfachen, werden im folgenden nur zweidimensionale Wellenausbreitungen mit Auslenkungen in die x - und z -Richtungen von einer transversalen und einer longitudinalen Welle betrachtet. Abbildung 2.2 zeigt die Ausbreitung einer Welle in einer einfachen Platte. Es kann gezeigt werden, dass nach einer bestimmten Distanz λ_x , sich das ursprüngliche Wellenbild rekonstruieren wird [36]. Diese Art von Moden werden als Lamb- oder Plattenmoden bezeichnet. Drei grundlegende Lamb-Moden einer Platte sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Die Lamb-Moden weisen die folgende Form auf [42]

$$u(x, z, t) = u_0(z, t)e^{j(\omega t - k_x x)}. \tag{2.25}$$

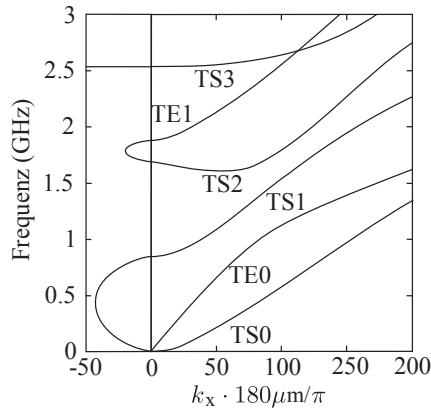


Abbildung 2.4: Dispersionskurven einer 1.62 μm dicken isotropen ZnO-Platte (nach [45]).

Es handelt sich also um sich in x -Richtung ausbreitenden Wellen mit Auslenkungen in die z -Richtung. Der Betrag der Auslenkung ist daher von der Position z abhängig. Die Wellenzahlen k_x der Lamb-Moden können rein imaginär, rein reell oder gemischt (imaginär) sein. Bei rein reellen Wellenzahlen handelt es sich um sich sinusförmig ausbreitende Wellen. Die Lamb-Moden mit rein imaginären Wellenzahlen klingen ohne Energieverlust exponentiell ab und breiten sich nicht aus. Wellen mit gemischten Wellenzahlen treten auf, wenn Verluste vorhanden sind. Solche Verluste können zum Beispiel viskose Verluste oder Abstrahlverluste in einen Halbraum sein. Analytische Lösungen für Lamb-Moden einer Platte wurden bereits im 19. Jahrhundert hergeleitet [41]. Besteht ein Körper aus mehreren Platten mit unterschiedlichen Kristallsymmetrien, wie es zum Beispiel bei den SMR-BAW-Komponenten der Fall ist, so können die Ausbreitungen der Wellen nur mit Hilfe von numerischen Programmen vorhergesagt werden.

Dispersion

Zur Beschreibung von Lamb-Moden in BAW-Resonatoren werden standardmäßig Dispersionskurven eingesetzt. Eine Dispersionskurve gibt die Beziehung zwischen dem Wellenvektor k_x und der Frequenz f wieder. Die in dieser Arbeit eingesetzte Vorgehensweise zur Berechnung der Dispersionskurven basierend auf den Matrixmethoden [38, 44] wurde in [45] ausführlich beschrieben und soll hier nicht weiter erläutert werden. In Abbildung 2.4 sind beispielhaft die Dispersionskurven der verschiedenen Lamb-Moden einer isotropen ZnO-Platte in einem k_x - f -Dispersionsdiagramm dargestellt. Wie in der Literatur üblich, sind nur die rein reellen (positive x -Achse) und die rein imaginären (negative x -Achse) Wellenzahlen gezeigt. Die gezeigten kontinuierlichen Dispersionkurven sind typisch

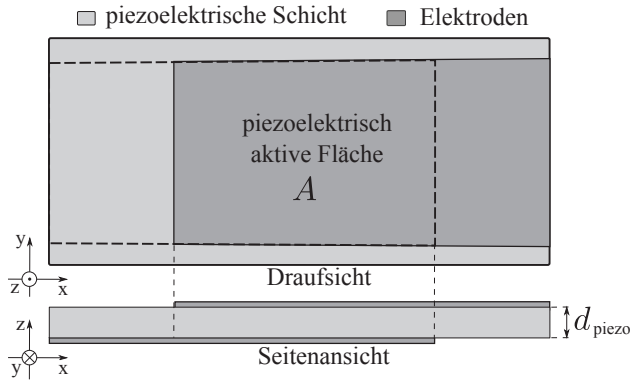


Abbildung 2.5: Grundaufbau eines piezoelektrischen Resonators. Der gewählte Maßstab in z -Richtung weicht vom Maßstab in x - und y -Richtung ab. Die Abmessungen der piezoelektrisch aktiven Fläche, in der sich die untere und obere Elektrode überlappen, sind in der Regel um mehr als das 50-fache größer als die Dicken der einzelnen Schichten.

für Lamb-Moden. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass die Steigungen der Dispersionskurven nicht konstant sind, da die Lamb-Moden einen dispersiven Charakter aufweisen. Die Phasengeschwindigkeiten der Wellen hängen also von der Wellenlänge ab. Ist die Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.26)$$

größer Null, so spricht man von *normaler* oder *Typ I Dispersion*. Ist die Gruppengeschwindigkeit kleiner Null, so spricht man von *anormaler* oder *Typ II Dispersion* [46, 47]. Abhängig vom Typ der Dispersion, können sich die Moden oberhalb bzw. unterhalb einer Grenzfrequenz nicht ausbreiten. An solchen Grenzfrequenzen ist k_x gleich Null. Es liegen also keine sich lateral ausbreitenden Wellen vor. Deswegen lassen sich diese Moden und deren Resonanzen alleine mit eindimensionalen Wellen, die sich in z -Richtung ausbreiten beschreiben [48].

2.2 BAW-Resonatoren

Die Hauptbestandteile eines BAW-Resonators sind zwei parallele Elektroden mit einer dazwischenliegenden piezoelektrischen Schicht. Der Grundaufbau des BAW-Resonators ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Wird an den Elektroden des Resonators eine elektrische Spannung angelegt, so erzeugt das resultierende elektrische Feld durch den indirekten piezoelektrischen Effekt eine mechanische Spannung in der piezoelektrischen Schicht. Es entsteht eine akustische Welle. Bis zum heutigen Tag hat sich nur Aluminiumnitrid (AlN) in der industriellen Herstellung von BAW Resonatoren durchsetzen können [12, 49]. AlN weist eine hexagonale

Gitterstruktur auf [36]. Ein Kristall mit einer hexagonalen Gitterstruktur hat (nach [29]) die piezoelektrische Stressmatrix

$$\underline{\underline{e}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.27)$$

die Steifigkeitsmatrix

$$\underline{\underline{c}} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

und die Permittivitätsmatrix

$$\underline{\underline{\epsilon}}^S = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}. \quad (2.29)$$

Betrachtet man eine akustische Welle, die sich im unendlich ausgedehnten Kristall in z-Richtung ausbreitet, so berechnet sich die Christoffel-Matrix $\underline{\underline{\gamma}}'$ mit der im Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Methode zu

$$\underline{\underline{\gamma}}' = \begin{bmatrix} c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}} \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Analog zu den Gleichungen (2.17a) und (2.17b) berechnen sich die drei Phasengeschwindigkeiten

$$v_{a_{zz}} = \sqrt{\frac{c_{33} + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}}}{\rho}} \quad (2.31a)$$

$$v_{a_{zx}} = v_{a_{zy}} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}. \quad (2.31b)$$

Nur die Phasengeschwindigkeit $v_{a_{zz}}$ der longitudinalen Welle hängt von einer piezoelektrischen Konstanten ab. Somit ist nur die longitudinale Welle piezoelektrisch aktiv und kann durch ein elektrisches Feld angeregt werden.

Die Herleitung der Phasengeschwindigkeiten erfolgt unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten Piezokristalls. Ein realer Resonator besitzt jedoch endliche Dimensionen. Da die lateralen Abmessungen des Resonators die Dicken der einzelnen Schichten des Resonators um mehr als das 50-fache übersteigen, ist es gerechtfertigt, die Einflüsse der lateralen Strukturierungen in einem ersten Schritt zu vernachlässigen. Geht man weiterhin von zueinander perfekt parallel ausgerichteten Elektroden mit Flächennormalen in Ausbreitungsrichtung der akustischen Welle (z -Richtung) aus, so wird es an den Grenzflächen der piezoelektrischen Schichten, wie bereits in Abschnitt 2.1.3 erläutert, keine Modenkonversionen geben. Spätestens an den Grenzflächen zum Vakuum wird die akustische Welle komplett reflektiert. Aus diesem Grund kann der Weg, der sich in z -Richtung ausbreitenden Welle, als unendlich lang betrachtet werden [42] und die hergeleiteten Formeln für die Phasengeschwindigkeiten behalten deren Gültigkeit. Zusammenfassend kann man also sagen, dass in der betrachteten Konfiguration das elektrische Feld zwischen den Elektroden eine longitudinale akustische Welle erzeugen wird. Wird diese Welle in einem beschränkten Volumen festgehalten, so kommt es bei bestimmten Frequenzen zu akustischen und wegen dem piezoelektrischen Effekts auch zu elektrischen Resonanzen.

Für den Fall einer piezoelektrischen Platte lässt sich ein Zusammenhang, unter der Annahmen der eindimensionalen Wellenausbreitung, zur Berechnung der elektrischen Impedanz Z herleiten [29]

$$Z = \frac{1}{j\omega C_0} \left(1 - k_t^2 \frac{\tan\left(k \frac{d_{\text{piezo}}}{2}\right)}{k \frac{d_{\text{piezo}}}{2}} \right). \quad (2.32)$$

d_{piezo} ist die Dicke der piezoelektrischen Platte. C_0 ist die statische Kapazität der Platte. k_t ist der Koppelfaktor. Der Koppelfaktor beschreibt die Fähigkeit eines piezoelektrischen Materials, elektrische Energie in mechanische Energie bzw. mechanische Energie in elektrische Energie umzuwandeln und lässt sich mit

$$k_t = \sqrt{\frac{e_{33}^2}{e_{33}^2 + c_{33}\epsilon_{33}}} \quad (2.33)$$

berechnen [29]. Die entsprechenden Methoden zur Berechnung der Impedanz und der akustischen Wellenverteilung in den unterschiedlichen Schichten des Resonators mit mehr Lagen, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommen, werden später im Kapitel 4.1 vorgestellt. Der typische Verlauf von Amplitude und Phase der Admittanz eines piezoelektrischen Resonators über der Frequenz ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

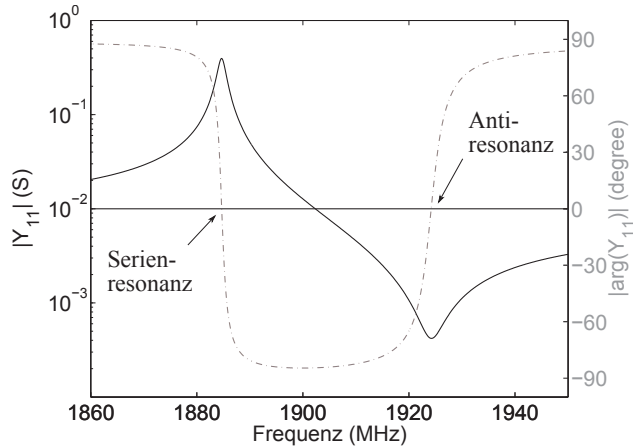


Abbildung 2.6: Typischer Verlauf von Amplitude und Phase der Admittanz eines piezoelektrischen Resonators abhängig von der Frequenz.

Charakteristisch für den Verlauf der Admittanz sind eine Serienresonanz, bei der die Admittanz den maximalen Wert annimmt und eine parallele Resonanz, bei der die Admittanz ihren minimalen Wert aufweist. Zwischen den beiden Resonanzen ist die Phase negativ, was auf ein induktives Verhalten des Resonators in diesem Bereich hinweist. Die Phase ist positiv in den Bereichen außerhalb der Resonanzen, in denen sich der Resonator kapazitiv verhält.

Im Nachfolgenden werden die zwei wichtigsten aus der Literatur bekannten Technologien zum vertikalen Einfangen der akustischen Wellen vorgestellt. Anschließend werden das Prinzip des lateralen Einfangen der akustischen Wellen und die Methoden zur Unterdrückung der unerwünschten Lamb-Moden diskutiert. Des Weiteren wird auf die Charakterisierungsmerkmale der BAW-Resonatoren eingegangen.

2.2.1 Vertikales Einfangen der akustischen Wellen

Damit es zu stehenden Wellen und Resonanzen kommen kann, muss die akustische Welle in einem begrenzten Volumen festgehalten werden. Dabei ist es wichtig, nicht nur die Verluste durch akustisch weglaufende Wellen zu minimieren, sondern auch die ohmschen Verluste in den Elektroden zu reduzieren. Gleichzeitig sollte ein möglichst großer Anteil der akustisch stehenden Welle im piezoelektrischen Material schwingen, um eine möglichst hohe elektromechanische Kopplung zu erreichen. Um die akustische Welle vom zur Prozessierung und zur Handhabung der BAW-Resonatoren benötigten Substrat akustisch zu isolieren, haben sich in den letzten Jahren zwei Technologien durchsetzen können.

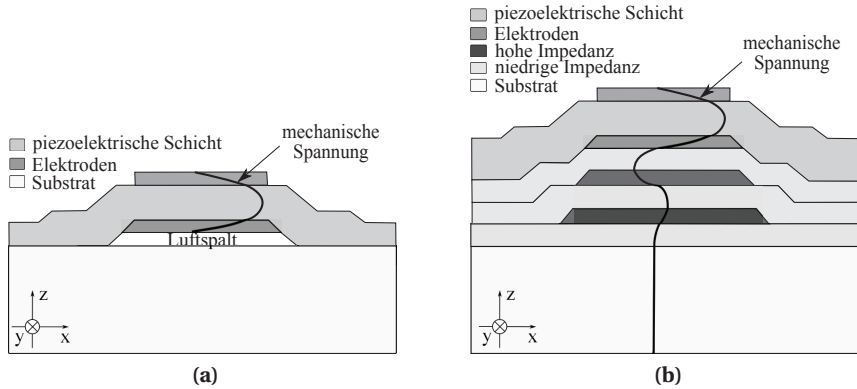


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Querschnitte von zwei BAW-Resonatoren mit unterschiedlichen Technologien der akustischen Isolation hin zum Substrat. a) FBAR-Technologie. b) SMR-Technologie.

FBAR-Technologie

In Abbildung 2.7(a) ist die schematische Darstellung des Querschnitts eines FBAR-Resonators mit der Verteilung der Amplitude der mechanischen Spannung entlang der piezoelektrischen Schicht zu sehen. Die akustische Isolation hin zum Substrat wird mit Hilfe eines Luftspalts erreicht, an der es zur totalen Reflexion der akustischen Welle kommt. Zur Realisierung des Luftspalts wird bei der Herstellung des Resonators zuerst eine Opferschicht aufgebracht, strukturiert und nach dem Abscheiden der nachfolgenden Materialien wieder weggeätzt [50–52].

Das Gewicht der Elektroden beeinflusst die Verteilung der akustischen stehenden Welle innerhalb der piezoelektrischen Schicht und führt grundsätzlich zur Verschiebung der Impedanzkurve des Resonators hin zu niedrigeren Frequenzen. Um die ursprünglichen Resonanzen zu behalten, ist es deswegen notwendig, die Dicke der piezoelektrischen Schicht zu verkleinern. In Abbildung 2.8 sind die Simulationsergebnisse für die Amplituden der mechanischen Spannung von Resonatoren mit der Serienresonanz bei 1.8 GHz mit drei unterschiedlichen Elektrodenkonfigurationen zu sehen. In Abbildung 2.8(a) ist der Verlauf der mechanischen Spannung in einer AlN-Platte ohne Elektroden, in Abbildung 2.8(b) für eine AlN-Platte mit Aluminium (Al) Elektroden und in Abbildung 2.8(c) für einen Resonator mit Wolfram (W) Elektroden dargestellt. Die oberen und unteren Elektroden der jeweiligen Resonatoren in den gewählten Beispielen weisen die gleichen Dicken auf.

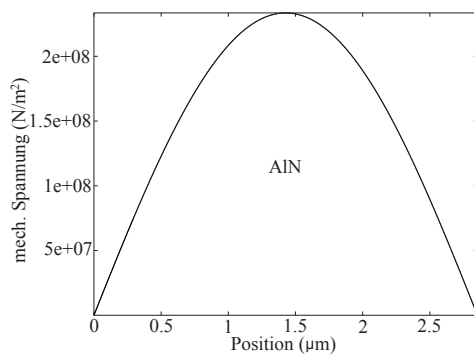
Man erkennt beim Vergleich der einzelnen Abbildungen, dass ein Teil der akustisch stehenden Welle in den Elektroden gespeichert ist. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Steigung der Kurve der Amplitude der mechanischen Spannung in den Elektroden unterschiedlich zu der in der AlN-Schicht ist. Die Amplitude der

mechanischen Spannung an den Grenzschichten zur AlN-Schicht ist für die Fälle ungleich Null, bei denen die Elektroden eine endliche Dicke besitzen. Das Integral der Amplitude der mechanischen Spannung über die Dicke der AlN-Schicht kann als ein Maß für die elektromechanische Kopplung betrachtet werden [48]. Abhängig von den gewählten Materialien für die Elektroden, gibt es ein optimales Verhältnis zwischen den Dicken der Elektroden und der piezoelektrischen Schicht, bei der die Kopplung einen maximalen Wert annimmt. Es muss ein Mittelweg zwischen dem Anteil der akustischen Welle in den piezoelektrisch nicht aktiven Elektroden und dem höheren Betrag der Amplitude der mechanischen Spannung an den Grenzflächen zu den Elektroden bei dickeren Elektroden gewählt werden, um die höchstmögliche Kopplung zu erreichen.

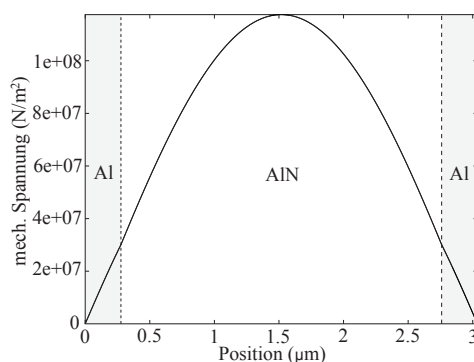
Die Steigung der Amplitude der mechanischen Spannung ist höher in Elektroden, die aus Materialien mit einer hohen akustischen Impedanz (wie zum Beispiel W oder Molybdän (Mo)) bestehen, im Vergleich zu Elektroden, die aus Materialien mit niedrigeren akustischen Impedanzen (wie zum Beispiel Al oder Gold (Au)) zusammengesetzt sind. Kommen Elektroden mit hohen akustischen Impedanzen zum Einsatz, so benötigt man weniger dicke Elektroden, um die gleichen Beträge der Amplitude der mechanischen Spannung an den Grenzschichten der piezoelektrischen Schicht zu erreichen, wie mit Elektroden mit niedrigeren akustischen Impedanzen. Mit Elektroden mit höheren akustischen Impedanzen lässt sich also grundsätzlich eine höhere elektromechanische Kopplung realisieren. Metalle mit höheren akustischen Impedanzen haben aber eine geringere elektrische Leitfähigkeit im Vergleich zu Metallen mit niedrigeren akustischen Impedanzen und verursachen somit höhere elektrische Verluste. In modernen Resonatoren kommen deswegen oft Verbundelektroden zum Einsatz. Verbundelektroden weisen eine Metallschicht mit hoher akustischer Impedanz auf, um eine möglichst hohe Kopplung zu erreichen. Zusätzlich gibt es noch eine zweite Metallschicht mit hoher elektrischer Leitfähigkeit, um die elektrischen Verluste zu minimieren [17]. Eine detaillierte Übersicht über die bei den Elektroden in den modernen Resonatoren verwendete Materialien und deren Eigenschaften bietet [42].

SMR-BAW-Technologie

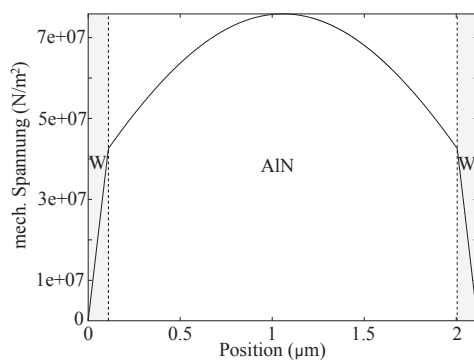
Abbildung 2.7(b) zeigt die schematische Darstellung eines SMR-BAW-Resonators. Um die akustische Welle vom Substrat zu isolieren, wird ein akustischer Bragg-Spiegel verwendet. Ein akustischer Bragg-Spiegel besteht aus sich abwechselnden Schichten mit hohen und niedrigen akustischen Impedanzen. An jeder Grenzfläche zwischen den Schichten kommt es zu einer Teilreflexion der akustischen Welle. Je mehr Schichten verwendet werden, umso mehr wird von der sich in die Richtung des Substrates ausbreitenden akustischen Welle wieder in die Richtung der piezoelektrischen Schicht zurück reflektiert. Die durch die Reflexion verursachte



(a)



(b)



(c)

Abbildung 2.8: Simulationsergebnisse für den Verlauf der Amplitude der mechanischen Spannung entlang der z-Achse in Resonatoren mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien. Die einzelnen Schichtdicken wurden entsprechend gewählt, um eine Serienresonanz bei 1,8 GHz und zeitgleich eine maximale elektromechanische Kopplung zu erreichen. a) AlN-Platte ohne Elektroden. b) AlN-Platte mit Al Elektroden. c) AlN-Platte mit W-Elektroden.

Phasenverschiebung beträgt 180° oder eine halbe Wellenlänge. Verwendet man zudem Schichten mit Dicken von einem Viertel der akustischen Wellenlänge, so kommt es zur positiven Interferenz zwischen den in der Piezoschicht erzeugten und den reflektierten Wellen [53].

Die bisherige Diskussion hat sich auf die sich entlang der z-Achse ausbreitende longitudinale Welle beschränkt, da unter den betrachteten Gegebenheiten und der Kristallorientierung nur eine longitudinale Welle in der piezoelektrischen Schicht angeregt werden kann. Die Resonatoren weisen jedoch auch eine laterale Strukturierungen auf. Somit müssen die bereits in Abschnitt 2.1.3 vorgestellten Lamb-Moden berücksichtigt werden. Die erweiterte Diskussion bezüglich der Einfangmechanismen und den Methoden zur Unterdrückung der unerwünschten Lamb-Moden wird später in den Abschnitten 2.2.2 und 2.2.3 erfolgen. An dieser Stelle soll nur vermerkt werden, dass der laterale Wellenvektor der Lamb-Moden ungleich Null ist. Deswegen müssen die Lamb-Moden auch eine transversale Komponente besitzen, um die Randbedingungen an den Grenzflächen zwischen den Schichten zu erfüllen, siehe Abschnitt 2.1.3. Aus diesem Grund ist es erforderlich, die Reflektivität des Bragg-Spiegels nicht nur für die longitudinale, sondern auch für die transversale Welle zu optimieren [16, 54–56].

Die Reflektivität des Spiegels für die jeweilige Welle kann mit

$$R_{\text{Bragg}} = \frac{Z_{\text{piezo}} - Z_{\text{bottom}}}{Z_{\text{piezo}} + Z_{\text{bottom}}} \quad (2.34)$$

berechnet werden. Z_{piezo} ist die akustische Impedanz der Piezoschicht, die mit der Gleichung (2.14) berechnet werden kann. Z_{bottom} ist die effektive akustische Impedanz aller Schichten unterhalb der piezoelektrischen Schicht. Z_{bottom} kann mit den eindimensionalen Modellen berechnet werden, wie zum Beispiel mit dem Transfer-Matrix-Modell aus Abschnitt 4.1.1 oder mit dem Mason-Modell [33, 57].

Bei der Entwicklung des Bragg-Spiegels ist es üblich, die Transmissivität des Spiegels in dB zu betrachten [16]

$$T_{\text{Bragg,dB}} = 10 \log(1 - |R_{\text{Bragg}}|^2). \quad (2.35)$$

In Abbildung 2.9 sind die Transmissivitäten des Bragg-Spiegels der longitudinalen und transversalen Wellen zweier SMR-BAW-Resonatoren zu sehen. Die Serienresonanz der betrachteten Resonatoren beträgt 1,97 GHz. Die Dicken der Schichten im Bragg-Spiegel des ersten Resonators sind so gewählt, dass die Transmissivität der longitudinalen Wellen im Bereich um die Serienresonanz minimal ist und gleichzeitig der TE1-Ast eine normale Dispersion aufweist. Der Spiegel weist eine Transmissivität von über -30 dB auf und hat somit eine ausgezeichnete Reflektivität für die longitudinale Welle im Bereich der Serienresonanz. Jedoch beträgt

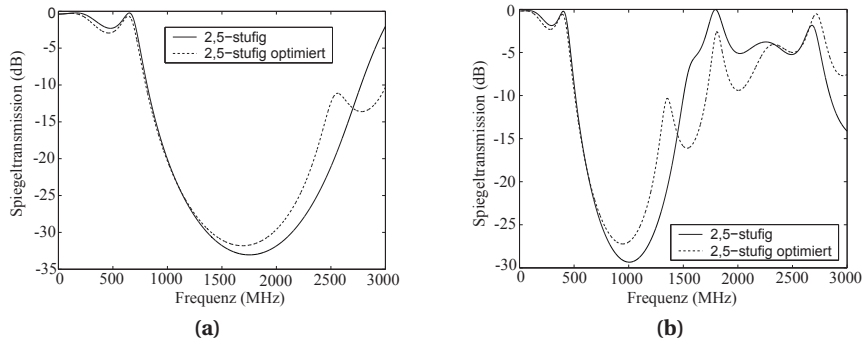


Abbildung 2.9: Transmissivitäten eines 2,5-stufigen Bragg-Spiegels, der nur für die Reflektion der longitudinalen Wellen optimiert wurde und eines Spiegels der sowohl für die longitudinale wie auch für die transversale Wellenreflektion optimiert wurde (nach [58]). a) Spiegeltransmissionen für die longitudinalen Wellen. b) Spiegeltransmissionen für die transversalen Wellen.

die Transmissivität für die longitudinale Welle nur -5 dB. Ein hoher Anteil von der transversalen Welle wird also in den Substrat abgestrahlt und weist somit eine erhebliche Verlustquelle auf. Der zweite Resonator wurde hingegen sowohl für die longitudinalen, wie auch für die transversalen Wellen optimiert. Die Transmissivität der longitudinalen Wellen hat nur gering zugenommen. Gleichzeitig konnte aber die Transmissivität der transversalen Wellen deutlich verringert werden.

Vergleich der FBAR und SMR-Technologien

Der Vorteil der SMR-Technologie gegenüber der FBAR-Technologie ist das Wegfallen des Prozessschrittes zum Ätzen des Luftspaltes. Da das Abscheiden der Spiegelschichten und der Elektroden mit den aus der CMOS-Technologie bekannten Prozessen erfolgen kann und das Abscheiden von AlN ebenfalls mit den CMOS-Prozessen kompatibel ist, benötigen die SMR-BAW-Hersteller keine speziellen Anlagen [59–61]. Jedoch müssen bei den FBAR-Resonatoren weniger Schichten prozessiert werden. Weiterhin haben die SMR-BAW-Resonatoren einen robusteren Aufbau und durch die Spiegellagen eine direkte thermische Anbindung an das Substrat. Deswegen weisen sie eine bessere Leistungsverträglichkeit auf. Ein weiterer Vorteil der SMR-Technologie ist die Möglichkeit, durch eine geeignete Dimensionierung des Spiegels, die Dispersion in der gewünschten Weise beeinflussen zu können. Dennoch wird ein Teil der akustischen Welle bei SMR-BAW-Resonatoren im Spiegel gespeichert. Weiterhin bietet der Bragg-Reflektor, auch bei einem exzellenten Design, keine hundertprozentige Reflexion aller möglichen Wellentypen im Vergleich zum Vakuum. Aus diesem Grund erreicht man mit den FBAR-Resonatoren generell eine bessere elektromechanische Kopplung und höhere Güten. Ein detaillierter Vergleich zwischen FBAR und SMR-BAW-Technologien findet sich in [12].

2.2.2 Laterales Einfangen und gebundene Moden

BAW-Resonatoren sind aus vielen dünnen Schichten aufgebaut und können als eine Ansammlung von den bereits in Kapitel 2.1.3 besprochenen Lambschen Platten betrachtet werden. Die sich ausbreitfähigen Moden in einem BAW-Resonator sind deswegen den Lambschen Moden sehr ähnlich und werden als verallgemeinerte Lamb-Moden bezeichnet [62]. Unter bestimmten Voraussetzungen, die im vorherigen Abschnitt diskutiert wurden, ist es sinnvoll, nur von einer sich in z -Richtung ausbreitenden longitudinalen akustischen Welle auszugehen. Um BAW-Resonatoren mit ausgezeichneten Leistungen zu entwickeln, müssen die Resonatoren jedoch auch bezüglich der Lamb-Moden optimiert werden.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten SMR-BAW-Komponenten wurde AlN als piezoelektrische Schicht eingesetzt. AlN weist eine Typ II Dispersion auf. Allerdings ist es möglich, durch eine geeignete Optimierung des Bragg-Spiegels die Dispersion des TE1-Astes von Typ II zu Typ I zu konvertieren [46, 63, 64]. Diese Methoden kamen bei den in dieser Arbeit untersuchten BAW-Komponenten zum Einsatz, weswegen sich die nachfolgenden Diskussionen ausschließlich auf Resonatoren mit der Typ I Dispersion beschränken.

In Abbildung 2.10(a) sind die im Imaginären zusammenhängenden Äste TE1 und TS2 für den aktiven Bereich und den Außenbereich des Resonators gezeigt. Das Fehlen von Elektroden im Außenbereich verursacht eine Verschiebung der Dispersionskurven zu höheren Frequenzen. Es ergibt sich somit ein Frequenzbereich, in dem die laterale Wellenzahl im Außenbereich imaginär und im aktiven Bereich reell ist. Dieses Phänomen wird als (engl.) *Energytrapping* [65, 66] bezeichnet. Die sich im aktiven Bereich ausbreitungsfähigen Moden klingen im Außenbereich ohne Energieverlust exponentiell ab und verursachen somit keine Energieverluste. Solche Moden werden als *gebundene Moden* bezeichnet. Bei den Frequenzen, bei denen die Vielfachen der halben Wellenlänge der gebundenen Moden der Breite des aktiven Bereiches entsprechen, entstehen zusätzlich zur Hauptresonanz weitere Nebenresonanzen. Unter der Annahme, dass $u_0(z, t)$ aus der Gleichung (2.25) für den aktiven und den Außenbereich identisch sind, kann der Verlauf der Auslenkung $u_z(x)$ in z -Richtung entlang der x -Achse wie in Abbildung 2.10(b) exemplarisch dargestellt werden.

Wie aus Gleichung (2.25) ersichtlich ist, kann die Amplitude der Auslenkung $u(x, z, t)$ in zwei unabhängige Terme nach x - und z -Koordinaten aufgeteilt werden

$$u(x, z, t) = u_x(x, t)u_z(z, t). \quad (2.36)$$

Mit dieser Annahme kann auch die effektive elektromechanische Kopplung k_{eff} einer Lamb-Mode in zwei separate Terme aufgeteilt werden [48, 67]

$$k_{\text{eff}} = k_{\text{eff},z}k_{\text{eff},x}. \quad (2.37)$$

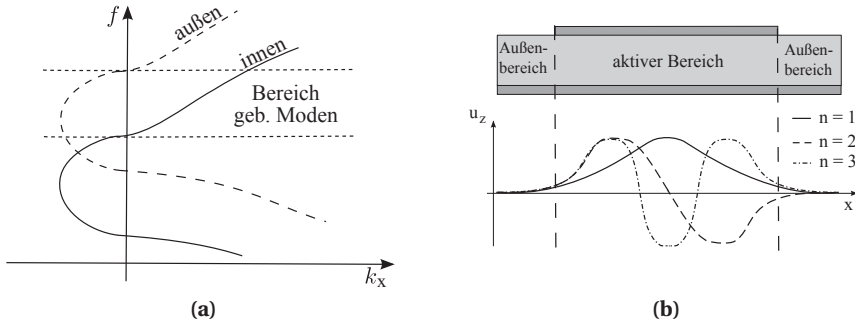


Abbildung 2.10: a) Dispersionskurven für den aktiven und den Außenbereich. b) Exemplarische Darstellung der ersten drei Lamb-Moden (nach [67]).

Die laterale Komponente $k_{\text{eff},x}$ kann als

$$k_{\text{eff},x}^2 = \frac{(\int E_x(x)u_x(x)dx)^2}{\int E_x(x)^2 dx \int u_x(x)^2 dx} \quad (2.38)$$

berechnet werden [42, 48, 67]. E_x beschreibt die x -Abhängigkeit des elektrischen Feldes in z -Richtung und ist gleich eins in einem idealen Plattenkondensator und somit auch näherungsweise im aktiven Resonatorbereich zwischen den Elektroden. Wendet man die Gleichung (2.38) auf die in der Abbildung 2.10(b) gezeigten Auslenkungsprofile an, so ergibt sich wegen dem Term im Zähler der Formel (2.38) das höchste $k_{\text{eff},x}$ für $n = 1$, da u_z entlang der gesamten x -Achse das gleiche Vorzeichen besitzt. Die Lamb-Mode mit $n = 1$ wird deswegen als *Hauptmode* bezeichnet. Weiterhin ergibt sich $k_{\text{eff},x} = 0$ für $n = 2$, da diese Mode Punktsymmetrisch ist und der Term im Zähler der Formel (2.38) gleich Null wird. Diese Beobachtung gilt auch für alle weiteren geradzahlige Moden. Die Lamb-Mode mit $n = 3$ hat sowohl positive als auch negative u_z , ist aber nicht ganz punktsymmetrisch. Deswegen ist $k_{\text{eff},x} \neq 0$ aber dennoch deutlich geringer wie für $n = 1$. Für zunehmende n nimmt $k_{\text{eff},x}$ weiter ab, da die Punktsymmetrie für u_x immer mehr zunimmt. Diese Nebenresonanzen führen zu zusätzlichen unerwünschten Spitzen in der Admittanzkurve und somit zu einer unerwünschten Zunahme der Welligkeit und Einfügedämpfung im Durchlassbereich eines Filters. Sie werden in der Literatur als *parasitäre Moden*, (engl.) *spurious modes* bezeichnet. Eine Beispielmessung für einen Resonator mit parasitären Moden kann in Abbildung 2.12 gesehen werden.

Alle Moden, bei denen die laterale Wellenzahl sowohl im aktiven Resonatorbereich wie auch außerhalb reell sind, können aus dem aktiven Resonatorbereich entweichen und führen zu Energieverlusten im Resonator. Die Voraussetzung hierfür ist, dass sie durch den piezoelektrischen Effekt oder durch Kopplung mit anderen Moden angeregt werden. Solche Moden werden als *ungebundene Moden* bezeichnet.

Die Diskussion in diesem Unterkapitel hat sich auf die TE1-Äste beschränkt, da die in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren auf die TE1-Hauptmode als Arbeitsmode abzielen. Weitere Dispersionskurven treten zudem erst bei höheren Wellenzahlen in Erscheinung. Die Kopplung der entsprechenden Lamb-Moden ist somit viel geringer und somit auch deren Einfluss auf die Performance des Resonators viel kleiner.

2.2.3 Unterdrückung von parasitären Moden

Um die Leistung von BAW-Resonatoren zu optimieren wurden in den letzten Jahren unterschiedliche Methoden zur Unterdrückung von parasitären Moden entwickelt. Eine weit verbreitete Methode heißt *Apodisation* [68, 69] und basiert auf dem „Verschmieren“ der Nebenresonanzen. Das Verschmieren wird durch die Verwendung von Resonatoren erreicht, bei denen die aktive Resonatorfläche so strukturiert ist, dass keine der Kanten der aktiven Resonatorfläche parallel zu einer anderen ist. Dadurch verlängern sich einerseits die Resonanzpfade der lateral propagierenden Lamb-Wellen erheblich, andererseits wird dadurch aber auch eine viel höhere Anzahl an Lamb-Moden ermöglicht. Die Dichte der Lamb-Moden wird also bezüglich der Frequenz erhöht und die Kopplung der einzelnen Moden gleichzeitig verringert. Die gleichen Überlegungen führten auch zur Erforschung von Resonatoren mit ellipsenförmigen aktiven Resonatorbereichen [70]. Als ein alternativer Ansatz wurde auch die Methode zum Abflachen der TE1-Dispersionskurve untersucht [15, 71]. Ziel dieser Methode ist es die Frequenzabstände zwischen den Resonanzfrequenzen zu verringern, wodurch die unterschiedlichen Lamb-Moden alle beinahe bei der gleichen Frequenz auftreten. Eines der am meisten verbreiteten Methoden, die auch in dieser Arbeit zum Einsatz gekommen ist, ist die Überlapp-Methode. Sie wird im Nachfolgenden vorgestellt.

Das Grundprinzip der Überlapp-Methode [67, 72] basiert auf der Modifizierung der akustischen Randbedingungen der gebundenen Lamb-Moden. Ein Überlapp, wie in Abbildung 2.11(b) zu sehen ist, wird als eine Art Anpassstruktur eingesetzt. Im Außenbereich des Resonators klingen die Lamb-Wellen exponentiell ab. Wählt man nun einen Überlapp mit einer passenden Weite und Höhe aus, so dass in etwa ein Viertel der Wellenlänge der Hauptmode im Überlappbereich schwingt, so führt es zu der Bedingung

$$\left. \frac{\partial u_z(x)}{\partial x} \right|_{x_1, x_2} = 0 \quad (2.39)$$

an den Übergangsstellen x_1 und x_2 von den Überlappbereichen zum aktiven Resonatorbereich. Der sich durch diese Randbedingung ergebende Verlauf der Hauptmode kann in Abbildung 2.11(b) gesehen werden. Nachdem u_z nun bei

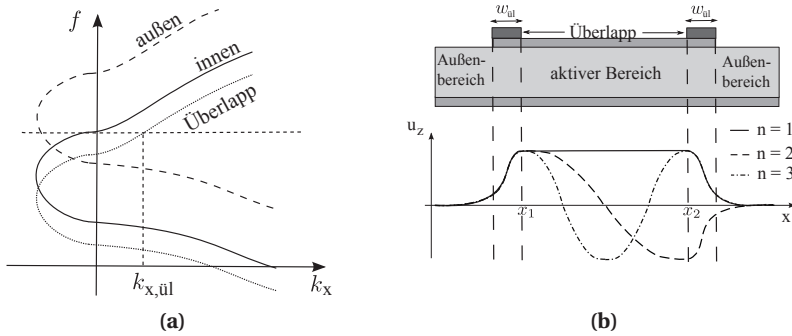


Abbildung 2.11: a) TE1-Dispersionskurven der unterschiedlichen Bereiche eines Resonators mit Überlapp. b) Exemplarische Darstellung der ersten drei Lamb-Moden in einem Resonator mit einem optimal gewähltem Überlapp (nach [48]).

der Hauptmode im gesamten aktiven Resonatorbereich den maximalen Wert aufweist, ist es offensichtlich, dass $k_{\text{eff},x}$ für die Hauptmode im aktiven Bereich zunehmen wird. Zusätzlich kann man in Abbildung 2.11(b) erkennen, dass die Lamb-Mode für $n = 2$, wie auch für alle anderen geraden Lamb-Moden, weiterhin symmetrisch bleibt und somit diese Moden weiterhin nicht koppeln werden. Weiterhin führt der Überlapp dazu, dass auch die Punktsymmetrien der ungeraden Nebenmoden im aktiven Resonatorbereich deutlich zunehmen, weswegen für diese Moden die Kopplung abnehmen wird.

Die benötigte Weite des Überlapps kann aus den entsprechenden Dispersionskurven, wie zum Beispiel in der Abbildung 2.11(a) zu sehen sind, extrahiert werden. Die Dicke und das Material des Überlapps bestimmen die Frequenzdistanz zwischen den Dispersionskurven im Überlappbereich und dem aktiven Resonatorbereich. Weiterhin ist eine Hauptmode gewünscht, deren Betrag entlang der x -Achse im aktiven Resonatorbereich konstant bleibt. Diese Situation tritt auf, falls eine stehende Welle nur in z -Richtung existiert und sich keine Welle in x -Richtung ausbreitet; also wenn $k_x = 0$ im aktiven Resonatorbereich gilt. Die entsprechende Wellenlänge für den Überlappbereich $k_{x,\tilde{u}l}$ kann wie in der Abbildung 2.11(a) dargestellt aus dem Dispersionsdiagramm abgelesen werden. Die benötigte Weite des Überlapps berechnet sich daraus als

$$w_{\tilde{u}l} = \frac{\lambda_{x,\tilde{u}l}}{4} = \frac{\pi}{2k_{x,\tilde{u}l}}. \quad (2.40)$$

$\lambda_{x,\tilde{u}l}$ ist die laterale Wellenlänge im Überlappbereich.

Der wesentliche Nachteil der Überlapp-Methode besteht darin, dass durch den Überlapp ein zweiter Resonator realisiert wird, der zum eigentlichen Resonator der aktiven Resonatorfläche als parallel geschaltet betrachtet werden kann. Wegen der zusätzlichen Masse des Überlapps liegt die Resonanzfrequenz des

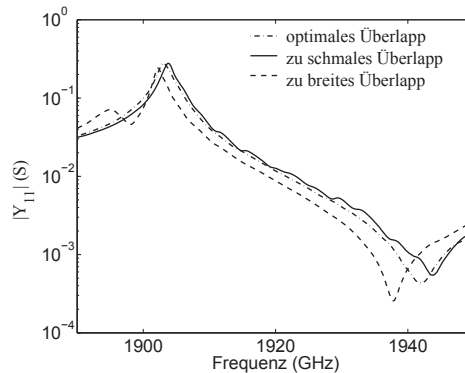


Abbildung 2.12: Gemessene Impedanzkurven von drei Resonatoren mit gleicher Resonatorfläche; ohne Überlapp, mit einem optimalen Überlapp und mit einem überdimensionierten Überlapp.

Überlappresonatoren jedoch bei etwas niedrigeren Frequenzen, wie die Resonanzfrequenz des eigentlichen Resonators. Je größer das Verhältnis zwischen der für den Überlapp verwendeten Fläche und der aktiven Fläche wird, um so stärker kommt der unerwünschte Effekt des Überlapps in Erscheinung, der sich in Form von einer zusätzlichen Spitze in der Admittanzkurve unterhalb der Serienresonanz des eigentlichen Resonators äußert [73, 74]. Da ein Teil der Energie im Überlappresonator gespeichert ist, nimmt die elektromechanische Kopplung für den Resonator mit Überlapp im Vergleich zu einem Resonator ohne Überlapp insgesamt etwas ab, auch wenn die Kopplung im aktiven Resonatorbereich zunimmt.

In Abbildung 2.12 sind die gemessenen Impedanzkurven von drei Resonatoren (ohne Überlapp, mit einem optimalen Überlapp und mit einem überdimensionierten Überlapp) zu sehen. Die Reduzierung der parasitären Moden durch den Einsatz von einem optimal dimensionierten Überlapp und die Erzeugung einer *Überlappmode* sind in dieser Abbildung deutlich zu erkennen.

2.2.4 Charakterisierungsmerkmale von BAW-Resonatoren

Zur Charakterisierung von BAW-Resonatoren haben sich im Laufe der Jahre hauptsächlich die effektive Kopplung, die Güte, die linearen Temperaturkoeffizienten, die Abweichung von der idealen Kreisform und der mittlerer Radius durchgesetzt. Bei der Charakterisierung von Resonatoren aus den gemessenen Kurven heraus empfiehlt es sich dabei nicht direkt die gemessenen Kurven zu analysieren, sondern diese zuerst an ein aus konzentrierten Elementen bestehendes Ersatzschaltmodell zu fitten. Für die BAW-Resonatoren werden dabei in den meisten Fällen das **Butterworth-Van-Dyke** (BVD) [75] und dessen entsprechenden Erweiterungen, **Modified Butterworth-Van-Dyke** (mBVD) [76, 77] eingesetzt. Somit können Fehlinterpretationen, verursacht durch bestimmte Nichtidealitäten,

die an manchen Frequenzpunkten vorhanden sein könnten, (wie zum Beispiel manche nicht komplett unterdrückte parasitäre Moden) vermieden werden. Die Nichtlinearitäten werden mit Intercept-Punkten der zweiten und dritten Harmonischen charakterisiert. Die in dieser Arbeit verwendeten Definitionen für die entsprechenden Charakterisierungsgrößen werden im Nachfolgenden vorgestellt.

Effektive Kopplung

Das Grundprinzip der BAW-Resonatoren beruht auf der Umwandlung der elektrischen Energie in mechanische Energie bzw. der mechanischen Energie in elektrische Energie. Für ein piezoelektrisches Material wird diese Fähigkeit durch den Koppelfaktor k_t (vergleiche Gleichung 2.33) beschrieben. Wie bereits im Abschnitt 2.2.1 erläutert, hängt die *effektive Kopplung* eines BAW-Resonators maßgeblich nicht nur vom k_t des verwendeten Piezomaterials ab, sondern auch vom Lagenstapel aus dem der Resonator aufgebaut ist. Da der Frequenzabstand zwischen der Serienresonanz f_s und der Antiresonanz f_a eines Resonators im direkten Zusammenhang mit der effektiven Kopplung steht, kann dieser verwendet werden, um die effektive Kopplung k_{eff} eines Resonators zu definieren. Ein Überblick über die unterschiedlichen vorhandenen Definitionen der effektiven Kopplung findet sich in [61]. In dieser Arbeit wird die Definition

$$k_{\text{eff}}^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} \quad (2.41)$$

aus dem IEEE-Standard für piezoelektrische Bauelemente [78] verwendet.

Güte

Die *Güte* Q beschreibt das Verhältnis zwischen der in einem Resonator gespeicherten Energie und den verursachten Verlusten innerhalb eines Schwingzyklus [29]. Bei der Antiresonanz weist der Resonator eine hohe Impedanz auf, weshalb der durch den Resonator fließende elektrische Strom gering ist und die Antiresonanzgüte Q_a somit hauptsächlich ein Maß für die akustischen Verluste bei dieser Frequenz darstellt. Bei der Serienresonanz weist der Resonator eine geringe Impedanz auf und die elektrischen Ströme sind hoch. Somit ist die Serienresonanzgüte Q_s sowohl ein Maß für die elektromagnetischen, wie auch für die akustischen Verluste eines Resonators. In dieser Arbeit wurde die Definition für die Berechnung der Güte eines Resonators bei einer Frequenz f_0 verwendet, bei der die Güte aus der Ableitung der Phase $\varphi = \arg(Y)$ als

$$Q(f_0) = \frac{f_0}{2} \left| \frac{\partial \varphi}{\partial f} \right|_{f_0} \quad (2.42)$$

berechnet wird. Ein ausführlicher Vergleich zwischen den unterschiedlichen in der Literatur verbreiteten Definitionen der Güte findet sich in [12].

Mittlerer Radius und Abweichung von der idealen Kreisform

Um die Ausprägung der parasitären Moden in einem Resonator zu analysieren, werden analog zum Erwartungswert und der Varianz für n gemessene Frequenzpunkte des S-Parameters S_{11} der *mittlerer Radius* \bar{r}

$$\bar{r} = \frac{1}{n} \sum_n \sqrt{(Re\{S_{11,n}\} - u_0)^2 + (Im\{S_{11,n}\} - v_0)^2} \quad (2.43)$$

und die normierte Abweichung von der idealen Kreisform NC (engl. *Non-Circularity*)

$$NC = \sqrt{\frac{1}{1-n} \left(\frac{1}{\bar{r}^2} \sum_n ((Re\{S_{11,n}\} - u_0)^2 + (Im\{S_{11,n}\} - v_0)^2) - n \right)} \quad (2.44)$$

analysiert [45]. u_0 und v_0 müssen dabei mit Hilfe eines passenden Algorithmus so gewählt werden, dass NC minimal wird. Ein kleines NC steht für einen Resonator mit wenigen parasitären Moden.

Temperaturkoeffizienten der Resonanzfrequenzen

Die mit einer Temperaturveränderung ΔT verbundene Frequenzverschiebung Δf eines signifikanten Punktes der Admittanz- bzw. der Filterkurve, der bei der Raumtemperatur T_o bei der Frequenz $f_0(T_0)$ gelegen ist, wird üblicherweise mit Hilfe des linearen Temperaturkoeffizienten (engl. **Temperature Coefficient of Frequency** (TCF))

$$TCF = \frac{1}{f_0(T_0)} \left. \frac{\Delta f(T)}{\Delta T} \right|_{T_0} \quad (2.45)$$

charakterisiert [79, 80]. Als signifikante Punkte werden im Falle eines Resonators die Serienresonanz oder die Antiresonanz gewählt. Im Falle eines Filters werden die linke und die rechte Filterflanken analysiert.

Nichtlinearitäten

Im Allgemeinen besteht ab einer gewissen Eingangsamplitude zwischen der hinlaufenden Welle A_1 am Tor 1 und der rücklaufenden Welle B (B_1 am Tor 1 im Falle von einem BAW-Resonator bzw. der rücklaufenden Welle B_2 am Tor 2 im Falle von einem BAW-Filter) kein linearer Zusammenhang mehr. Ein nichtlinearer Zusammenhang lässt sich mit Hilfe von einer Taylorreihe approximieren [81, 82] und man erhält mit den entsprechend Faktoren der Taylor-Formel $s_1 \dots s_{k,\max}$

$$B(A_1) \approx s_1 A_1 + s_2 A_1^2 + s_3 A_1^3 + \dots + s_{k,\max} A_1^{k,\max}. \quad (2.46)$$

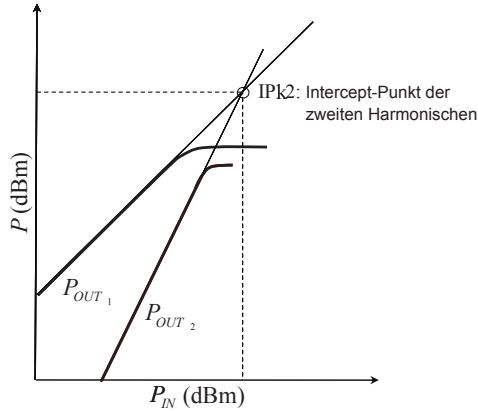


Abbildung 2.13: Bestimmung von IPk2. Die Bestimmung von Intercept-Punkten höherer Ordnung erfolgt analog [81, 82].

Geht man weiterhin von einer Anregung mit dem harmonischen Eintonssignal

$$A_1(t) = |A_1| \cos(\omega t + \varphi) \quad (2.47)$$

aus und betrachtet nur den Term zweiter Ordnung mit $k_{\max} = 2$ (für höhere Ordnungen erfolgt die Herleitung äquivalent), so ergibt sich

$$B(A_1) \approx s_1 |A_1| \cos(\omega t + \varphi) + s_2 (|A_1| \cos(\omega t + \varphi))^2 \quad (2.48)$$

$$= \frac{s_2 A_1^2}{2} + s_1 |A_1| \cos(\omega t + \varphi) + \frac{s_2 |A_1|^2}{2} \cos(2\omega t + \varphi). \quad (2.49)$$

Wie man erkennen kann, führt eine monofrequente Anregung aufgrund von Nichtlinearitäten zur Entstehung von *Harmonischen* und einem *Gleichanteil*. Weiterhin kann man erkennen, dass durch die Erhöhung der Amplitude $|A_1|$, die Amplitude der ersten Harmonischen linear, die der zweiten Harmonischen quadratisch anwachsen [83, 84]. Bei Verstärkern wird die Leistung der einfallenden Welle, bei der die Leistung der k -ten Harmonischen die Leistung der ersten Harmonischen übersteigen würde, jedoch auf Grund von Sättigung meistens nie erreicht wird, als *Intercept-Punkt* der k -ten Harmonischen bezeichnet. Vergleiche dazu Abbildung 2.13. Diese Charakterisierungsmethode wurde auch für BAW-Komponenten übernommen [25]. Auch die Analyse mit Hilfe von Zweitonsignalen wurde für BAW-Komponenten adoptiert [26–28]. Betrachtet man also eine einlaufende Welle A_1 am Tor 1, die aus zwei sinusförmigen Schwingungen besteht

$$A_1(t) = A_{\omega_1} \cos(\omega_1 t + \varphi_1) A_{\omega_2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (2.50)$$

und führt die Taylorreihe Entwicklung durch, so erhält man für den vereinfachten Fall $A_{\omega_1} = A_{\omega_2}$ und $k_{\max} = 3$, das in Abbildung 2.14 gezeigte *Ausgangsspektrum*. Die entsprechenden Intercept-Punkte werden ebenfalls mit der bereits für Eintonssignale beschriebenen Methode bestimmt [81, 82].

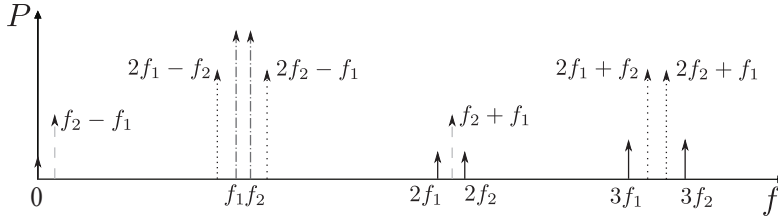


Abbildung 2.14: Ausgangsspektrum (bis zu Intermodulationstermen 3. Ordnung) eines nichtlinearen Bauelementes für ein Eingangssignal bestehend aus zwei sinusförmigen Schwingungen.

2.3 BAW-Filter

Grundbausteine von *BAW-Filtern* sind BAW-Resonatoren. Es gibt grundsätzlich drei unterschiedliche Topologien, die bei Filtern in Sendeempfangsschaltungen eingesetzt werden. Bei Filtern in denen die Resonatoren in der *Gitterstruktur* (engl. *Lattice-Type*) [85–87] oder der *Abzweigschaltung* (engl. *Ladder-Type*) [88, 89] verschaltetet sind, koppeln die einzelnen Resonatoren nur elektrisch miteinander. Filter mit diesen Topologien können so entworfen werden, dass sie entweder ein auf Masse bezogenes Signal oder ein symmetrisches Signal unterstützen. Bei den **Coupled Resonator Filter** (CRF) [90–93], die bei SAW-Filtern auch *Double-Mode SAW (DMS)* [94, 95] genannt werden, koppeln die einzelnen Resonatoren teilweise auch akustisch miteinander und erlauben die Umwandlung eines auf Masse bezogenen Signals in ein symmetrisches Signal. In dieser Arbeit wurde die Topologie der Abzweigschaltung eingesetzt und wird deswegen im Folgenden näher diskutiert.

2.3.1 Entwurfsverfahren

Zur Realisierung eines Filters in Abzweigschaltung werden mindestens zwei Arten von Resonatoren benötigt; ein *Serien-* und ein *Parallelresonator* [96]. Der Parallelresonator hat den gleichen Schichtaufbau wie der Serienresonator, besitzt jedoch noch eine zusätzliche Schicht. Die Masse der zusätzlichen Schicht führt dazu, dass die Admittanz des Parallelresonators im Vergleich zum Serienresonator zu etwas kleineren Frequenzen hin verschoben ist (vergleiche Abbildung 2.15(a)). Durch die Verbindung der Serien- und Parallelresonatoren in einer Abzweigschaltung, wie zum Beispiel in Abbildung 2.15(b) zu sehen ist, wird ein Filter realisiert. Die prinzipielle Übertragungsfunktion des Filters S_{21} für eine Grundstufe kann in Abbildung 2.15(a) gesehen werden. Je größer das zusätzliche Gewicht auf dem Parallelresonator ist, um so größer wird die Bandbreite des Filters. Zu große Abstände zwischen der Antiresonanz des Parallelresonators und der Serienresonanz des Serienresonators führen zu einer erhöhten Welligkeit im Passband des Filters. Je mehr Grundstufen in einem Filter verwendet werden, um so höher wird die

Sperrdämpfung außerhalb des Passbandes des Filters [97, 98]. Mit der Zunahme an Grundstufen im Filter nimmt jedoch auch die Einfügedämpfung des Filters zu [99, 100].

Wie in Abbildung 2.15(b) zu sehen ist, werden beim Entwurf von BAW-Filtern zusätzlich zu den BAW-Resonatoren noch *reaktive Elemente* eingesetzt. Die reaktiven Elemente verursachen eine Frequenzverschiebung von der Serienresonanz oder der Parallelresonanz zu entweder höheren oder niedrigeren Frequenzen, je nachdem ob sie in Serie oder parallel zum Resonator verschaltet werden und je nachdem ob es sich dabei um Kapazitäten oder Induktivitäten handelt. Durch den Einsatz von reaktiven Elementen kann der Abstand zwischen Serienresonanz und Antiresonanz der Resonatoren gezielt verändert werden. Durch die Erhöhung des Abstandes kann etwas mehr an Bandbreite beim Filter gewonnen werden. Umgekehrt kann man den Frequenzabstand zwischen Serien- und Antiresonanz bei bestimmten Resonatoren gezielt verkleinern, um somit steilere Filterflanken realisieren zu können. Weiterhin werden die reaktiven Elemente zur Verbesserung der Anpassung des Filters eingesetzt [11, 42, 101].

Zur Realisierung der benötigten Kapazitäten können die *Dünnschicht-Lagen des Bragg-Reflektors* verwendet werden, so dass keine zusätzliche Fläche auf dem Substrat dafür benötigt wird und auch keine zusätzlichen Verdrahtungen für die externen Kapazitäten realisiert werden müssen [102]. Induktivitäten werden üblicherweise im Laminat oder in den mehrlagigen Keramiken (*Low Temperature Co-fired Ceramic (LTCC)* [103–105] oder *High Temperature Co-fired Ceramic (HTCC)* [106, 107]) realisiert, auf welche BAW-Chips heutzutage mit dem *Flip-Chip-Verfahren* montiert werden [108–110]. Zur Realisierung von größeren Induktivitäten müssen externe konzentrierte Elemente verwendet werden [11].

2.3.2 Charakterisierungsmerkmale von BAW-Filtern

Die Charakterisierungsmerkmale eines Filters sind in Abbildung 2.16 zu sehen. Die für einen Filter einzuhaltenden Spezifikationen ergeben sich aus dem Frequenzband in dem der Filter eingesetzt wird und dem damit verbundenen Kommunikationsstandard. Innerhalb der spezifizierten **Bandbreite** (BB) darf der Filter eine bestimmte *Einfügedämpfung* α_{IL} nicht überschreiten. Die Einfügedämpfung des Filters wirkt sich direkt auf die Akkulaufzeit des mobilen Kommunikationsgerätes aus. Weiterhin darf der Filter auch die vorgegebene maximale *Welligkeit* $\Delta\alpha$ (meistens innerhalb eines Funkkanals) nicht überschreiten, da diese sich negativ auf die **Error Vector Magnitude** (EVM) [111, 112] auswirkt. Gleichzeitig muss die *Filtersteilheit* (FS) ausreichend groß sein, damit der Filter in der vorgegebenen Frequenzlücke vom Durchlass- auf Sperrbetrieb umschalten kann. Um die Störungen der benachbarten Bänder und Intermodulationseffekte zu vermeiden, müssen Filter eine möglichst hohe *Sperrdämpfung* α_S außerhalb des Passbandes aufweisen.

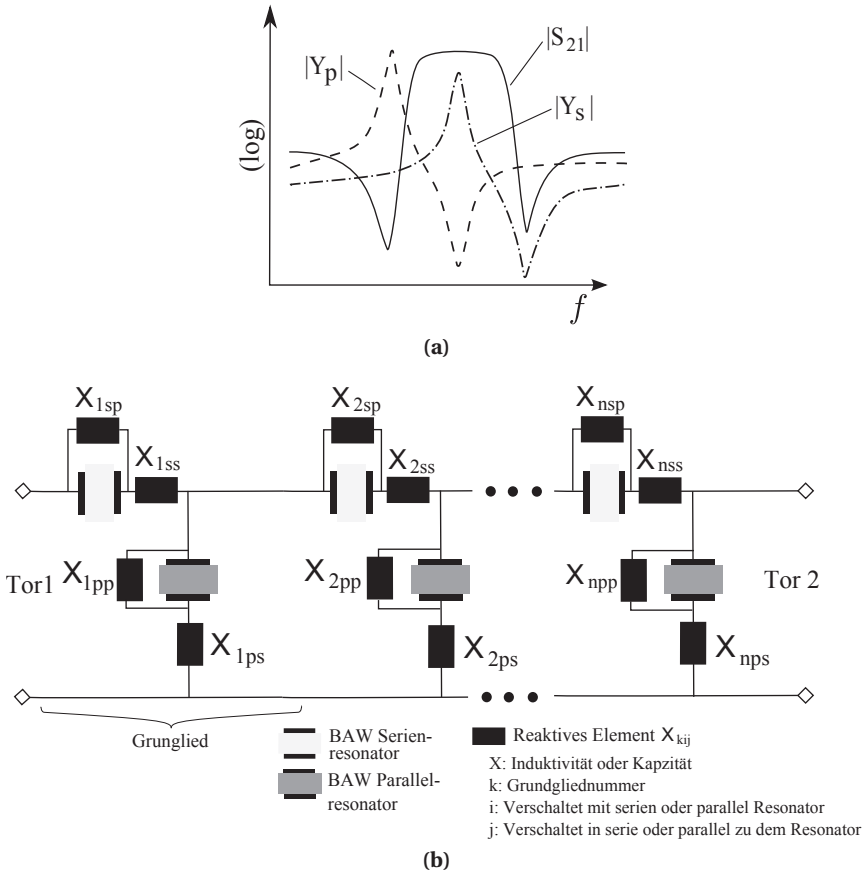


Abbildung 2.15: a) Impedanzkurve $|Y_s|$ von Serienresonator, $|Y_p|$ von Parallelresonator und die $|S_{21}|$ -Kurve eines Grundgliedes. b) Filter in Abzweigschaltung mit zusätzlichen reaktiven Elementen.

2.4 Multiplexer

Ein Duplexer besteht aus einem Sende- und einem Empfangsfilter, die an einem gemeinsamen Knoten mit der Antenne verbunden sind (vergleiche Abbildung 2.17(a)). Ein Duplexer erlaubt somit das gleichzeitige Senden und Empfangen von Signalen an einer gemeinsamen Antenne. Die Sendesignale haben nach dem Leistungsverstärker (engl. *Power Amplifier (PA)*) im TX-Pfad hohe Leistungen und dürfen nicht in den RX-Pfad gelangen, wo diese die zur Verstärkung der empfangenen Signale benötigten **Low Noise Amplifier (LNA)** übersteuern würden. Für diesen Zweck wird ein Phasenschieber eingesetzt, der zu einer Leerlaufbedingung für die aus dem TX-Tor kommende Signale am RX-Tor führt [113, 114]. Zusätzlich müssen die verwendeten RX-Filter im TX-Band und die TX-Filter im RX-Band

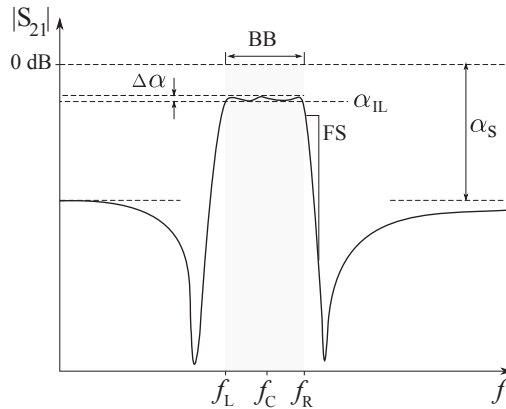


Abbildung 2.16: Charakterisierungsmerkmale eines BAW-Filters.

jeweils sehr hohe Unterdrückungen aufweisen, um die Entstehung von unerwünschten Intermodulationsprodukten an der Antenne zu vermeiden. Beispielfähig sind die Beträge der gemessenen S-Parameter eines BAW-Duplexers in Abbildung 2.17(b) zu sehen. Die Unterdrückungen im jeweils anderen Band und die TX-RX-Isolation liegen bei ca. -60 dB. Solche hohe Unterdrückungen zusammen mit einem relativ geringen Duplexabstand zwischen den RX und TX-Bändern erfordern sehr steile Filterflanken, die nur mit Resonatoren mit sehr hohen Güten realisiert werden können. Weiterhin ist es wichtig, dass diese Bedingungen auch bei unterschiedlichen Temperaturen und unterschiedlichen Sendeleistungen erfüllt bleiben. Dazu benötigt man einerseits zuverlässige Modellierungsmethoden und andererseits entsprechende Kompensationsmethoden. Beide wurden in dieser Arbeit entwickelt und werden später in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellt.

Werden mehr als zwei Filter an einem Knoten miteinander verbunden, so spricht man von einem Multiplexer. Bei vier Filtern spricht man von einem Quadplexer, bei sechs Filtern von einem Hexplexer und so weiter. Die Multiplexer werden eingesetzt, wenn gleichzeitig auf mehreren Kanälen auf unterschiedlichen Bändern gesendet und empfangen werden soll (engl. *inter-band carrier aggregation*). Aus diesem Grund werden bei Multiplexern mehrere Phasenschieber benötigt (siehe zum Beispiel Abbildung 2.18), da im Vergleich zu einem Duplexer die Leerlaufbedingung nun für mehr als ein Band realisiert werden muss. Zusätzlich müssen auch die Nichtlinearitäten der einzelnen Filter nun genauer untersucht und modelliert werden, um zu vermeiden, dass die in einem Filter erzeugten Nichtlinearitäten nicht eins der anderen Bänder stören [2, 11, 19]. Eine neuartige Modellierungsmethodik der Nichtlinearitäten, die eine sehr genaue Charakterisierung der Nichtlinearitäten ermöglicht und zum ersten Mal in dieser Arbeit auf BAW-Komponente übertragen wurde, wird im Kapitel 6 vorgestellt.

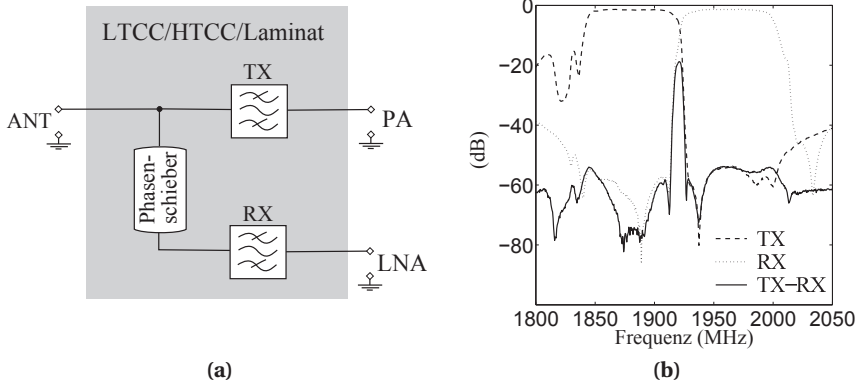


Abbildung 2.17: a) Topologie eines Duplexers. b) Beträge der gemessenen S-Parameter eines BAW Duplexers.

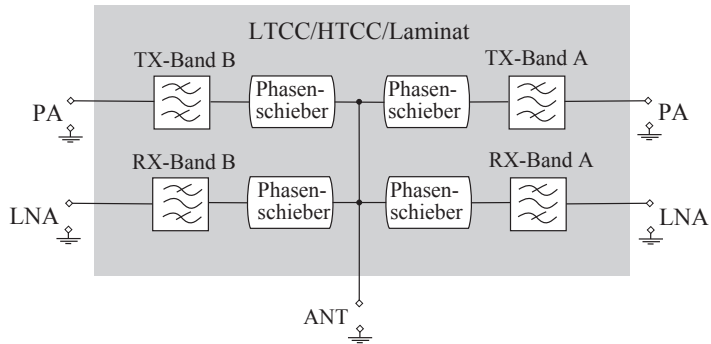


Abbildung 2.18: Topologie eines Quadplexers.

Kapitel 3

Analysemethoden

Um die in den späteren Kapiteln entwickelten Methoden zur multi-physikalischen Modellierung von BAW-Komponenten verifizieren zu können, muss die Möglichkeit gegeben sein, quantitative Vergleiche zwischen Messungen und Rechnungen durchführen zu können. Dazu Bedarf es an genauer Charakterisierung von BAW-Komponenten. In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen in dieser Arbeit zum Einsatz gekommenen Analysemethoden mit den entsprechenden Messaufbauten vorgestellt. Als Erstes wird auf die für die Schichtdicken verwendeten Messverfahren eingegangen. Anschließend werden die verwendeten Methoden zur elektrischen Charakterisierung und zur elektrischen Charakterisierung bei unterschiedlichen Temperaturen diskutiert. Der darauf folgende Abschnitt ist der Charakterisierung der Eigenerwärmung gewidmet. Abschließend wird die zur Charakterisierung der Nichtlinearitäten verwendete Messmethode erläutert.

3.1 Bestimmung von Schichtdicken

Die Schichtdicken der auf einem Wafer prozessierten einzelnen Resonatoren oder zu Filtern verschalteten Resonatoren unterliegen gewissen Fertigungstoleranzen und weichen deswegen von den vorgegebenen Sollschichtdicken zu einem gewissen Prozentsatz ab. Um einen Rechnungs-Messungs-Vergleich durchführen zu können, müssen deswegen die absoluten Itschichtdicken bereits während der Fertigung gemessen werden. Für diesen Zweck kamen in dieser Arbeit die *Ellipsometrie* und die *Pikosekunden-Ultraschall-Messmethode* zum Einsatz.

3.1.1 Ellipsometrie

Für die Messung der Dicke der ersten dielektrischen Schicht auf dem Siliziumsubstrat wurde Ellipsometrie eingesetzt. Ellipsometrie ist eine Methode, mit der die Dicke und der komplexe Brechungsindex von dünnen dielektrischen Schichten

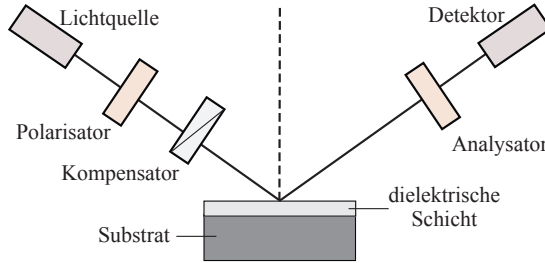


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip eines Ellipsometers.

gleichzeitig, kontakt- und zerstörungsfrei bestimmt werden können. Das Grundprinzip der Ellipsometrie beruht auf der Messung der Änderung der Polarisation eines Lichtstrahls bedingt durch die Transmission des Strahls durch ein Medium oder dessen Reflexion an der Oberfläche oder an einer Grenzschicht zu einem anderen Medium.

In Abbildung 3.1 ist das Funktionsprinzip der Ellipsometrie zu sehen. Ein Lichtstrahl wird erst mit Hilfe von einem Polarisator linear und danach durch einen Kompensator zirkular polarisiert. Anschließend trifft er auf die Probe. Abhängig von den dielektrischen Eigenschaften der Materialien der Probe und deren Dicken erfährt der Lichtstrahl eine bestimmte elliptische Polarisation. Abschließend passiert der Lichtstrahl einen zweiten Polarisator (der Analysator genannt wird) und trifft auf einen Detektor. Ausgehend von den Winkeleinstellungen der Polarisatoren, des Kompensators und der gemessenen Intensität am Detektor können die ellipsometrischen Winkel $\tan \Psi$ und Δ der *ellipsometrischen Grundgleichung*

$$\tan \Psi e^{j\Delta} = \frac{r_p}{r_s} \tag{3.1}$$

berechnet werden. r_p und r_s sind die Reflexionskoeffizienten für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht. Im letzten Schritt werden die dielektrischen Eigenschaften und die Schichtdicken aus den ellipsometrischen Winkeln extrahiert. Kommen breitbandige Lichtquellen zum Einsatz, so spricht man von *Spektralellipsometrie*. Nachdem die ellipsometrischen Winkel wellenlängenabhängig sind, ermöglicht die Spektralellipsometrie eine genauere Charakterisierung der dielektrischen Schichten [115, 116].

3.1.2 Pikosekunden-Ultraschall-Methode

Die Pikosekunden-Ultraschall-Methode ist eine berührungs- und zerstörungsfreie Methode, die sich zur Charakterisierung von dünnen Schichten in BAW-Komponenten hervorragend eignet [117–120]. In dieser Arbeit wurde diese Methode zur Messung der einzelnen Schichtdicken eingesetzt.

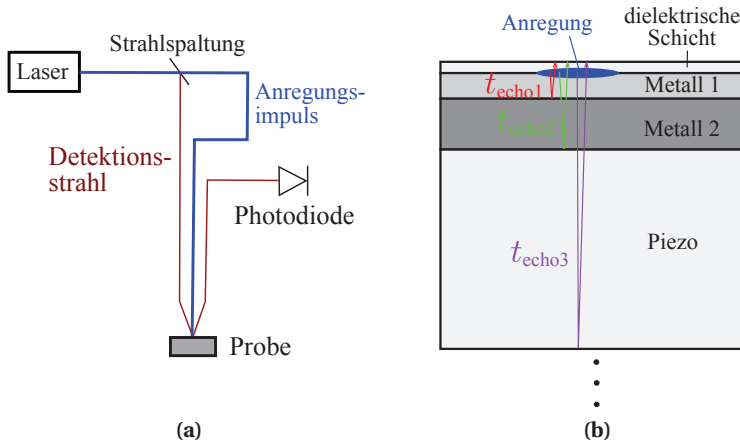


Abbildung 3.2: a) Schematische Darstellung der Messanordnung für die Pikosekunden-Ultraschall-Messmethode. b) Beispiel eines gemessenen Lagenstapels.

Eine schematische Darstellung der Messmethode ist in Abbildung 3.2(a) dargestellt. Ein optischer Anregungsimpuls wird auf die Oberfläche der Probe hingeleitet. Falls das Material an der Oberfläche für den Anregungsimpuls nicht transmittierend ist, wird dieser absorbiert und verursacht an dieser Stelle eine Wärmeausdehnung. Die Wärmeausdehnung regt eine longitudinale akustische Welle an. Die sich ausbreitende longitudinale akustische Welle wird an den Grenzschichten der unterschiedlichen Materialien teilweise zurück reflektiert. Die reflektierten akustischen Wellen kommen nach einer bestimmten Zeit t_{echo} an der Oberfläche der Probe an und verändern dort die dielektrische Konstante des Oberflächenmaterials. Dies beeinflusst die Reflektion eines zweiten optischen Strahls, der auf die Oberfläche der Probe fokussiert ist und zur Detektion verwendet wird. Kennt man die longitudinalen Phasengeschwindigkeiten für die einzelnen Materialien, so kann man aus den unterschiedlichen Zeiten t_{echo} die einzelnen Dicken der Schichten berechnen [119, 121].

In Abbildung 3.2(b) sind beispielhaft die vier obersten Schichten eines Lagenstapels gezeigt, die mit der Pikosekunden-Ultraschall-Methode vermessen wurden. Der Anregungsimpuls transmittiert durch die oberste dünne dielektrische Schicht und wird in der obersten Metallschicht absorbiert. Von dieser Stelle breitet sich dann die longitudinale akustische Welle aus. Beispielsweise sind drei unterschiedliche Ausbreitungspfade eingezeichnet. Die gemessene Änderung der Reflektivität über die Zeit ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Kurz nach Eintreffen des Anregungsimpulses ist die Änderung am höchsten und nimmt danach exponentiell ab. Alle reflektierten longitudinalen Wellen, die wieder an der Oberfläche ankommen, äußern sich in entsprechenden Spitzen. Die drei Spitzen für die drei Pfade aus Abbildung 3.2(b) sind in Abbildung 3.3 hervorgehoben. Die entsprechenden

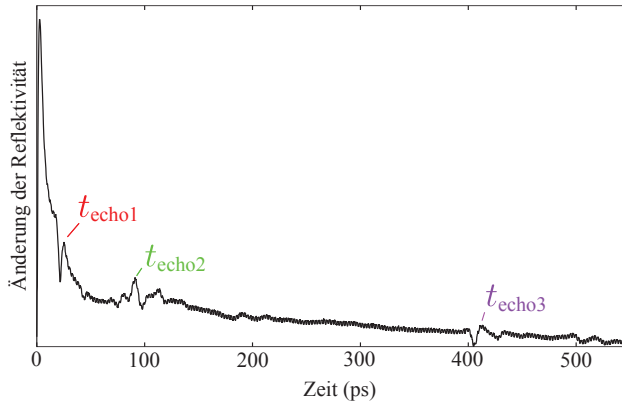


Abbildung 3.3: Gemessene Änderung der Reflektivität für den Lagenstapel aus Abbildung 3.2(b)

Laufzeiten werden zusammen mit den Phasengeschwindigkeiten dazu benutzt, um die einzelnen Schichtdicken des Lagenstapels auszurechnen.

3.2 Elektrische Charakterisierung

Das Kleinsignalverhalten von BAW-Komponenten wird standardmäßig mit den S-Parameter beschrieben. Die S-Parameter wurden in dieser Arbeit mit einem Netzwerkanalysator (NWA) vermessen. Die Teststrukturen wurden entweder auf Wafer-Ebene oder montiert auf einer Platine vermessen. Das Montieren auf eine Platine war erforderlich, um IR-Messungen von den Teststrukturen bei hohen Leistungen durchführen zu können. Wie es im Abschnitt 3.4.2 später genauer diskutiert wird, war das Montieren von BAW-Teststrukturen auf eine Platine erforderlich, um IR-Messungen während der Belastung der Teststrukturen mit hohen Leistungen durchführen zu können. Die auf eine Platine montierten BAW-Teststrukturen konnten direkt an den Toren des NWAs vermessen werden. Es war jedoch erforderlich, die Platine und den dazugehörigen Stecker vorher zu charakterisieren, um sie aus der Messung später deembedden zu können und somit die tatsächlichen S-Parameter der BAW-Teststruktur zu erhalten. Auf diese Schritte wird später in den entsprechenden Abschnitten eingegangen. Für die Charakterisierung der Teststrukturen auf Waferebene wurden zusätzlich Messspitzen benötigt. In beiden Fällen wurden die erforderlichen Maßnahmen getroffen, um die *zufälligen* und *systematischen Messabweichungen* möglichst gering zu halten.

3.2.1 Zufällige Messabweichungen

Wie es im nachfolgenden Abschnitt besprochen wird, können systematische Messabweichungen durch Kalibrieren korrigiert werden. Die Reduzierung der

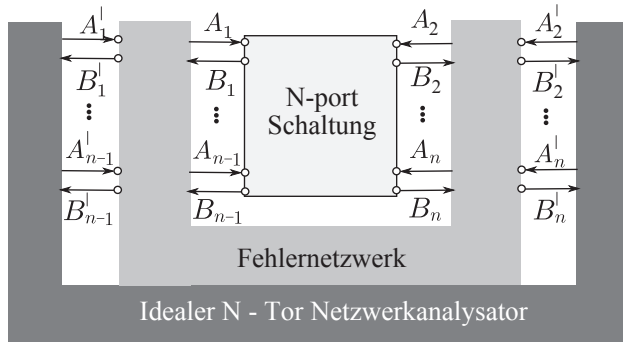


Abbildung 3.4: Generelle Betrachtung der systematischen Messabweichungen (nach [122]).

zufälligen Messabweichungen (die nicht systematisch korrigiert werden können, weil sie nur statistisch beschrieben werden können) ist somit die wichtigste Voraussetzung, um hochgenaue Messungen zu erhalten [122, 123]. In dieser Arbeit wurden dazu folgende Schritte durchgeführt. Vor jeder Messreihe durchliefen die verwendeten Messgeräte eine Warmlaufphase, damit sich ein *thermisches Gleichgewicht* einstellen konnte. Somit konnte ein thermischer Drift vermieden werden. Aus dem gleichen Grund wurden die Messungen in einer *temperaturstabilen Umgebung* durchgeführt. Um das thermische Rauschen zu reduzieren, wurde die Bandbreite für die Messungen stets passend gewählt. Es wurden nur hochwertige Steckverbinder und Messkabel verwendet, um den Messaufbau nach der Kalibrierung möglichst stabil zu halten. Dazu gehörte auch die Benutzung von möglichst kurzen Kabeln.

3.2.2 Systematische Messabweichungen

Messfehler, die wegen den Nichtidealitäten in den Messgeräten und der Messanordnung auftreten und zeitunabhängig sind, werden als systematische Messabweichungen bezeichnet. Da die systematischen Messabweichungen zeitinvariant sind, können diese mit einer geeigneten Kalibrieremethode bestimmt und zur mathematischen Korrektur der Messdaten benutzt werden. Für diesen Zweck ist es üblich, wie in Abbildung 3.4 dargestellt, den Netzwerkanalysator in einen idealen Netzwerkanalysator und ein zusätzliches Fehlernetzwerk aufzuteilen. Die einfallenden Wellen $A'_{1\dots n}$ sind die Wellen, die man an die Testschaltung anlegen wollen würde. $B'_{1\dots n}$ sind die reflektierten Wellen, die man am Netzwerkanalysator misst. Wegen des Fehlernetzwerks, welches alle im Messsystem auftretenden systematischen Messabweichungen repräsentiert, stimmen $A'_{1\dots n}$ nicht mit den tatsächlichen an der Testschaltung anliegenden Wellen $A_{1\dots n}$ überein und die gemessenen $B'_{1\dots n}$ stimmen nicht mit den tatsächlichen von der Testschaltung reflektierten Wellen $B_{1\dots n}$ überein. In den letzten Jahren wurden viele unterschiedliche Modelle

zur Beschreibung der Fehlernetzwerke entwickelt [124]. Die Anzahl an unbekannt-ten Termen, die zur Beschreibung des Fehlernetzwerks erforderlich sind, hängen von

- der Hardwaretopologie des NWA,
- der Anzahl an NWA Toren, der zur Verfügung stehenden Messempfänger und
- der benötigten Messgenauigkeit ab.

Das Fehlernetzwerk einer Eintormessung mit dem in dieser Arbeit verwendeten NWA kann durch einen Zweitor mit drei unbekannt-ten Termen (*one-port three-term error model* [125]) beschrieben werden. Das Fehlernetzwerk einer Zweitor-messung kann mit zwei Zweitoren mit insgesamt sieben unabhängigen Variablen (*two-port seven-term error model* [125, 126]) beschrieben werden.

Die unabhängigen Terme des Fehlernetzwerks müssen während der Kalibrierung für jeden Frequenzpunkt bestimmt werden, damit sie später durch den NWA während der eigentlichen Messung kompensiert werden können [127, 128]. Während der Kalibrierung werden die charakterisierten Kalibrierstandards nacheinander an die Kalibrierebene angeschlossen und vermessen. Aus den gemessenen Werten und der charakteristischen Daten der Standards können anschließend die Fehlerterme des Fehlernetzwerks bestimmt werden.

In dieser Arbeit wurde das **Open Short Match** (OSM) Verfahren [129] für die Kalibrierung der Eintormessungen eingesetzt. Das Vermessen von jedem der drei bei diesem Kalibrierverfahren verwendeten Eintorstandards (Kurzschluss, Leerlauf und Abschluss) liefert eine Gleichung, womit die drei Fehlerterme des Fehler-netzwerks bestimmt werden können. Für die Zweitorkalibrierung wurde in dieser Arbeit die **Thru Open Short Match** (TOSM) Methode [130] eingesetzt. Durch das Vermessen der drei Eintorstandards (Kurzschluss, Leerlauf und Abschluss) an jedem Tor werden somit sechs Gleichungen zur Bestimmung der Fehlerterme gewonnen. Zusätzliche vier Gleichungen gewinnt man durch das Vermessen der Durchverbindung. Insgesamt erhält man also zehn Gleichungen, wobei nur sieben Gleichungen erforderlich wären, um die sieben Fehlerterme des Fehler-netzwerks zu bestimmen. Die drei übrigen Gleichungen werden jedoch zur Verifizierung der Kalibrierung eingesetzt. Somit wird es vermieden, dass wegen eines defekten Kalibrierstandards die falschen Fehlerterme bestimmt werden und somit die gesamte Messung verfälscht wird.

3.3 Charakterisierung bei homogener Erwärmung

Um den TCF einer BAW-Komponente zu bestimmen, müssen die S-Parameter bei unterschiedlichen Temperaturen vermessen werden. Die S-Parameter-Messungen

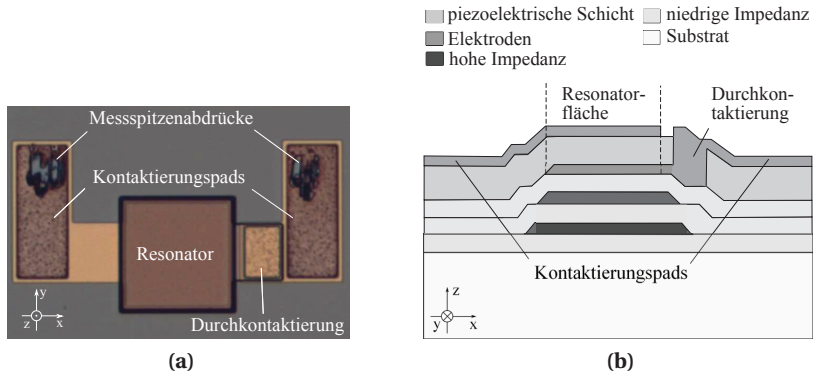


Abbildung 3.5: a) Draufsicht und b) schematische Darstellung des Querschnitts eines Standardresonators.

bei unterschiedlichen Temperaturen wurden weiterhin in dieser Arbeit dazu verwendet, um die TC-Werte (die zur Modellierung des thermischen Verhaltens und der Eigenerwärmung von BAW-Komponenten notwendig sind) aller im Lagenstapel verwendeten Materialien zu bestimmen. Die entsprechende Methode wird in Kapitel 4.3 vorgestellt. Nachfolgend werden der verwendete messtechnische Aufbau und die zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten verwendeten Teststrukturen diskutiert.

3.3.1 Messtechnischer Aufbau

Die auf Platinen montierten BAW-Komponenten wurden homogen in einem Ofen auf unterschiedliche Temperaturen erwärmt. Zeitgleich wurden deren S-Parameter bei den unterschiedlichen Temperaturen erfasst. Um auch Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen auf Waferebene durchführen zu können, wurde ein Thermochuck eingesetzt. Der Thermochuck wird auf unterschiedliche Temperaturen eingestellt und erwärmt den darauf platzierten Wafer homogen auf die vorgegebene Temperatur.

3.3.2 Entwurf geeigneter Teststrukturen

In Abbildung 3.5(a) ist eine Aufnahme von einem Resonator zu sehen, der standardmäßig für Messungen auf Waferebene eingesetzt wird. In Abbildung 3.5(b) ist die schematische Darstellung des Querschnitts des gleichen Resonators dargestellt. Durch eine Öffnung in der piezoelektrischen Schicht wird eine elektrische Verbindung zwischen der unteren Elektrode und einem Kontaktierungspad hergestellt. Das zweite Kontaktierungspad ist direkt mit der oberen Elektrode verbunden. Durch die Kontaktierung der beiden Pads mit den Messspitzen, wird das

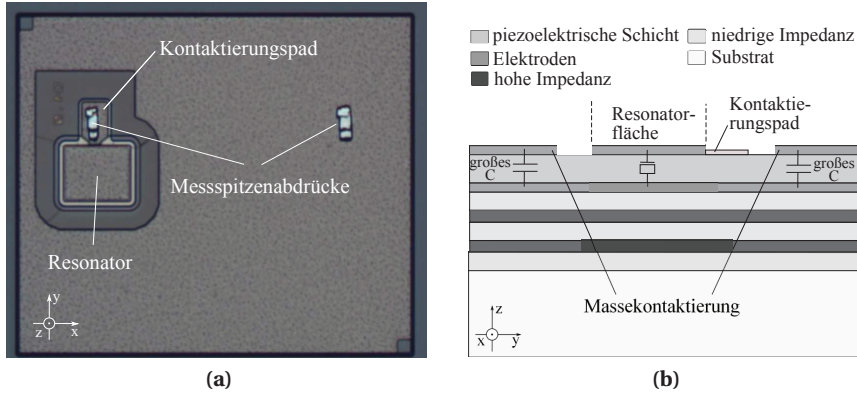


Abbildung 3.6: a) Draufsicht und b) schematische Darstellung des Querschnitts eines zur Bestimmung von Temperaturkoeffizienten eingesetzten Resonators.

elektrische Signal an die Elektroden des Resonators angelegt. Ein unerwünschtes Verhalten der Messspitzen ist die mit der Temperaturänderung verbundene Änderung des Abstandes zwischen den Messspitzen. Aus diesem Grund müssen die Kontaktierungspads des Standardresonators eine ausreichende Breite aufweisen, um für alle Umgebungstemperaturen eine Kontaktierung des Resonators sicherstellen zu können. Der Einfluss der Kontaktierungspads kann durch die im Kapitel 4.1.2 vorgestellten EM-Simulationen berücksichtigt werden. Es ist jedoch nur mit einem hohen Aufwand möglich, den Einfluss der unterschiedlichen Kontaktierungsmöglichkeiten, die sich für die breiten Pads und für die unterschiedlichen Temperaturen ergeben, für jeden gemessenen Resonator und für jede Temperatur zu berücksichtigen.

Um dieses Problem zu umgehen, wurden in dieser Arbeit Resonatoren mit kapazitiv koppelnder unteren Elektrode [131] als Teststrukturen für TCF Messungen eingesetzt, die zur Extraktion von Temperaturkoeffizienten der Materialien verwendet wurden. Die Messungen mussten mit höchstmöglicher Genauigkeit durchgeführt werden, da alle Unsicherheiten dieser Messungen direkt in Unsicherheiten der bestimmten Temperaturkoeffizienten der Materialien resultieren und somit auch die Genauigkeit der Simulationen mit den entwickelten Methoden zur Modellierung des thermischen Verhaltens und der Eigenerwärmung der BAW-Komponenten beeinflussten.

Eine photographische Abbildung eines Resonators mit einer kapazitiv koppelnden unteren Elektrode ist in Abbildung 3.6(a) zu sehen. Die schematische Darstellung des Querschnitts des Resonators ist in Abbildung 3.5(b) dargestellt. Anstatt einer Öffnung in der piezoelektrischen Schicht, wie beim Standardresonator aus Abbildung 3.5, wird eine hohe Kapazität zur Herstellung einer elektrischen Verbindung

hin zur unteren Elektrode benutzt. Die hohe Kapazität agiert im GHz Frequenzbereich wie ein Kurzschluss. Sie wird durch eine viel größere Fläche des Kondensators (Überlapp von der Massekontaktierungsfläche und der unteren Elektrode) im Vergleich zu seiner Dicke (Dicke der piezoelektrischen Schicht) realisiert.

Bei dem Kontaktierungspad der oberen Elektrode des Resonators wurde weiterhin eine Metallschicht entfernt. Dieses führt dazu, dass sich das Pad wie eine parallele Kapazität bei den Resonanzfrequenzen des eigentlichen Resonators (Überlappbereich der nicht strukturierten oberen Elektrode mit der unteren Elektrode) verhält. Andererseits kann es auch als ein Resonator mit einem anderen Lagenstapel und somit als ein Resonator mit Resonanzfrequenzen unterschiedlich zu den Resonanzfrequenzen des eigentlichen Resonators betrachtet werden. Diese spezielle Eigenschaft wurde gezielt bei der Bestimmung der Temperaturkoeffizienten eingesetzt (siehe Kapitel 4.3). Da die Messspitze für die elektrische Kontaktierung der unteren Elektrode nun eine große durchgehende Fläche kontaktiert, muss nur noch die zur Kontaktierung der oberen Elektrode verwendete Messspitze präzise platziert werden. Die Veränderung des Abstandes zwischen den Messspitzen für unterschiedliche Temperaturen führt somit zu keinen Veränderungen in der Messung und die damit verbundenen Messunsicherheiten werden vermieden.

3.4 Charakterisierung der Eigenerwärmung

Legt man Leistung an eine BAW-Komponente an, so geht ein Teil der Leistung verloren und wird anschließend in Wärme umgewandelt. Dieses führt zu einer Erhöhung der Temperatur, die wiederum zu einer Änderung im Verhalten des Bauteils führt. Um die Erhöhung der Temperatur direkt zu messen, wurde in dieser Arbeit Infrarotthermographie eingesetzt. Um die Veränderung des Verhaltens des Bauteils unter Last zu charakterisieren, wurde die Testschaltung bei einer Frequenz mit einer hohen Leistung belastet und gleichzeitig wurden die S-Parameter über den gesamten Frequenzbereich vermessen. Die beiden Methoden werden im Nachfolgenden diskutiert.

3.4.1 Infrarotthermografie

Die gesamte emittierte Leistung pro Fläche $E(T)$ eines schwarzen Strahlers abhängig von seiner absoluten Temperatur T wird mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz als

$$E(T) = \sigma T^4, \quad (3.2)$$

beschrieben. Dabei ist σ die Stefan-Boltzmann Konstante. Da ein realer Körper eine geringere Strahlleistung wie ein schwarzer Strahler ($\varepsilon = 1$) aufweist, muss

ein Emissionsgrad $0 < \varepsilon < 1$ eingeführt werden. Die Strahlleistung eines realen Körpers wird mit

$$E(T) = \varepsilon \sigma T^4 \quad (3.3)$$

beschrieben. Die Wellenlänge der emittierten Strahlung im Bereich der interessanten Temperaturen liegt typischerweise im Bereich von Infrarot (IR). Deswegen wird die entsprechende Messmethode als Infrarotthermografie (IRT) bezeichnet. Durch die Messung von $E(T)$ mit einer Infrarotkamera und die Kenntnis des Emissionsgrades des zu untersuchenden Objektes kann aus Gleichung 3.3 die Temperatur des Objektes bestimmt werden. Da mit der Infrarotkamera nur die gesamte eintreffende Strahlung gemessen werden kann und es nicht möglich ist zwischen den unterschiedlichen Strahlungsquellen zu unterscheiden, eignet sich diese Messmethode optimal für Infrarot undurchlässige Materialien mit geringen Reflexionen [132].

Die Oberfläche der aktiven Resonatorflächen der BAW-Komponenten besteht typischerweise aus einem oxidierten Metall, welches für Infrarotstrahlung intransparent ist. Dennoch ist die durch die Umgebung reflektierte Strahlung üblicherweise nicht vernachlässigbar klein. Da die Eigenschaften der Dünnschichtmaterialien stark von den Prozessparameter abhängig sind, wurde auf die Benutzung der Literaturwerte in dieser Arbeit verzichtet und der Emissionsgrad wurde stattdessen stets vor der eigentlichen Temperaturmessung bestimmt. Für diesen Zweck wurde die Testschaltung mit einer Heizplatte homogen auf zwei unterschiedliche Temperaturen erwärmt und die Infrarotstrahlung wurde für jede dieser Temperaturen gemessen. Dadurch kann der reflektierte Anteil der gemessenen Strahlung ausgerechnet werden und man erhält den örtlich aufgelösten Emissionsgrad. Danach werden die auf diese Art bestimmten Emissionsgrade benutzt, um aus der gemessenen Strahlung die Temperatur der Testschaltung unter Last zu bestimmen [133, 134].

In Abbildung 3.7 ist eine IR-Beispielmessung zu sehen. Auf einem Siliziumchip, der auf eine Platine geklebt wurde, sind sechs Resonatoren zu finden. Ein Resonator wurde mit Bonddrähten kontaktiert. Es wurden 33 dBm bei der Antiresonanz des Resonators angelegt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die höchste Temperatur auf der aktiven Resonatorfläche gemessen wird. Weiterhin kann man erkennen, dass sich das gesamte Siliziumsubstrat auf einer beinahe homogenen Temperatur befindet. Dieses wird dadurch erklärt, dass das Silizium eine sehr hohe thermische Leitfähigkeit aufweist und die Wärme deswegen homogen auf das gesamte Volumen verteilt wird. Da das Silizium teilweise transparent im Bereich der verwendeten IR-Strahlung ist, können in der Abbildung auch die Muster des Klebers erkannt werden, der zum Befestigen des Chips auf der Platine verwendet wurde.

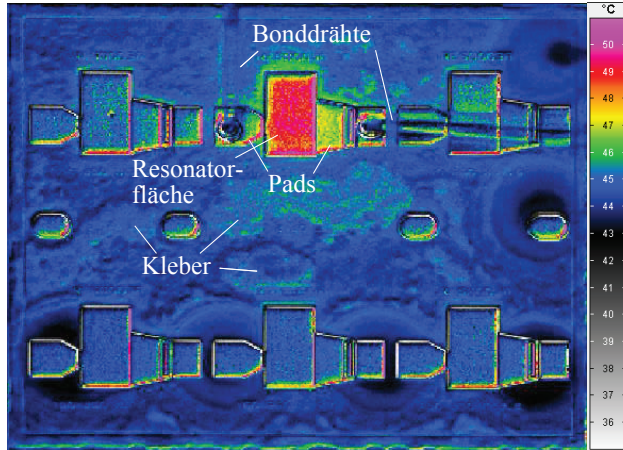


Abbildung 3.7: Mit IRT gemessene Temperatur eines Resonators bei einer anliegenden Leistung von 33 dBm bei der Antiresonanzfrequenz.

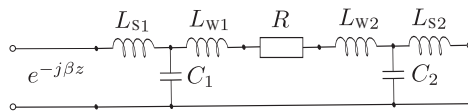


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild zur Modellierung der Platine und der Bonddrähte (nach [135]). $e^{-j\beta z}$ repräsentiert die durch die Platine verursachte Verzögerung der EM-Welle.

3.4.2 Charakterisierung unter hohen Leistungen

Berücksichtigung von Platinen

Der Abstand zwischen der Optik der IR-Kamera und der Oberfläche des Resonators während einer IR-Messung ist durch den Fokus vorgegeben. HF Signal-Masse-Messspitzen für Messungen unter hohen Leistungen mit einer entsprechenden Höhe, die es erlauben würde die Messspitzen während einer IR-Messung zu verwenden, waren nicht verfügbar. Deswegen waren Messungen auf Wafer-Ebene mit zeitgleichen IR-Messungen nicht möglich. Aus diesem Grund mussten die BAW-Teststrukturen auf der Platine vermessen werden, mit der sie durch Bonddrähte verbunden wurden.

Um den Einfluss von der Platine und den Bonddrähten berücksichtigen zu können, wurden die Teststrukturen vor dem Drahtbonds mit den Messspitzen und nach dem Drahtbonds auf der Platine vermessen. Im nächsten Schritt wurden die mit den Messspitzen durchgeführten Messungen an die Platinenmessungen durch die in Abbildung 3.8 gezeigten konzentrierten Elemente eines Ersatzschaltbildes angepasst. Damit wurde das Ersatzschaltbild zum Modellieren der Platine und der Bonddrähte bestimmt und es konnte in den späteren Messungen und

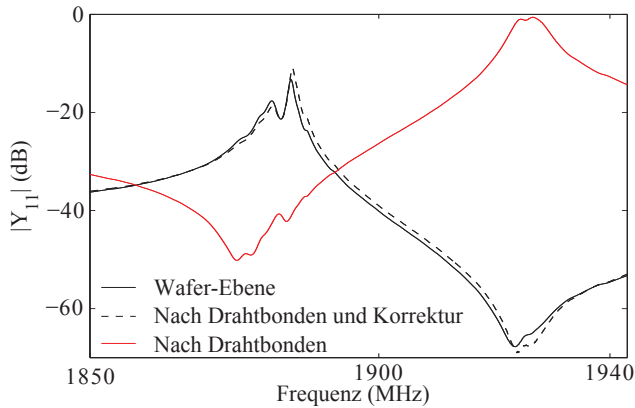


Abbildung 3.9: Gezeigt sind die Messergebnisse eines Resonators auf Wafer-Ebene, die Messergebnisse des gleichen Resonators drahtgebondet auf Platine und die Messergebnisse des gleichen Resonators drahtgebondet auf Platine nach dem Deembedden des Ersatzschaltbildes.

Simulationen berücksichtigt werden, um die tatsächlichen S-Parameter der Teststrukturen, bzw. die tatsächlich an den Teststrukturen anliegende Leistung zu bestimmen. Abbildung 3.9 zeigt, wie die Platine und die Bonddrähte die Admittanzkurve eines Resonators beeinflussen.

Charakterisierung von Filtern

Die Messanordnung, die zur Charakterisierung von Filtern unter hohen Leistungen eingesetzt wurde, ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Ein Signal bei einer bestimmten Frequenz wird durch den HF-Generator erzeugt, verstärkt und an die Testschaltung angelegt. Ein Leistungssensor detektiert die angelegte Leistung und die Systemkontrolle regelt bei Bedarf den Leistungspegel des generierten Signals nach. Gleichzeitig werden $|S_{21}|$ -Parameter über den gesamten interessierenden Frequenzbereich aufgenommen. Um die frequenzabhängige Absorption des Kopplers, Isolators und Dämpfungsgliedes zu berücksichtigen wurde die Durchverbindungs-Kalibrierung durchgeführt. Die aufgenommenen $|S_{21}|$ -Parameter für unterschiedliche Leistungen beschreiben die Änderung des Verhaltens des Filters für unterschiedliche Leistungen. Beispielmessungen sind in Abbildung 1.2 zu sehen. Gleichzeitig wird eine Infrarotkamera benutzt, um die Temperaturverteilung zu detektieren [132, 136, 137].

Charakterisierung von Resonatoren

Um das Verhalten der Filter abhängig von der anliegenden Leistung zu analysieren, ist es im ersten Schritt ausreichend, sich die Veränderungen der Beträge

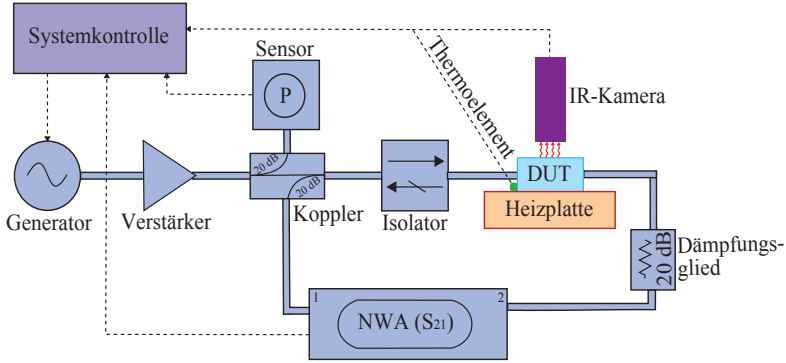


Abbildung 3.10: Messanordnung zur Charakterisierung der Eigenerwärmung der Filter bei hohen Leistungen (nach [132, 136, 137]).

der S_{21} -Parameter abhängig von der anliegenden Leistung zu betrachten. Die signifikanten Charakterisierungsmerkmale der BAW-Resonatoren sind die Serien- und die Antiresonanz und deren Verschiebung abhängig von der anliegenden Leistung, zu deren Berechnung die Phaseninformation der S-Parameter und somit vektorielle S-Parameter benötigt werden. Um vektorielle S-Parameter bei einer gleichzeitigen Belastung bei einer bestimmten Frequenz aufnehmen zu können, wurde die Messanordnung aus Abbildung 3.11 verwendet. Die Leistung an der Messebene wurde erst mit einem Leistungssensor gemessen und mit Hilfe der Systemkontrolle an den gewünschten Wert angepasst. Danach wurde der Testresonator angeschlossen und die vektoriellen S-Parameter wurden aufgenommen. Das mit den roten Strichlinien gekennzeichnete Dreitor wird aus der NWA-Zweitmessung deembedded und man erhält die Eintor-S-Parameter des Resonators. Dazu ist es erforderlich das aus dem Zirkulator, Koppler und Dämpfungsglied bestehende Dreitor vorher zu charakterisieren.

Das zu deembeddende Dreitor, die Testschaltung und der NWA mit den entsprechenden einfallenden und reflektierten Wellen für jedes der Tore kann in Abbildung 3.12 gesehen werden. Die Beziehung zwischen den einfallenden A_T und den reflektierten Wellen B_T für das Dreitor ist durch

$$\begin{bmatrix} B_{1T} \\ B_{2T} \\ B_{3T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11T} & S_{12T} & S_{13T} \\ S_{21T} & S_{22T} & S_{23T} \\ S_{31T} & S_{32T} & S_{33T} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1T} \\ A_{2T} \\ A_{3T} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

beschrieben. Die einfallenden A_V und reflektierten B_V Wellen an der Kalibrierebene (definiert in Abbildung 3.11) sind miteinander durch die während der anliegenden Last gemessenen S-Parameter S_M des Zweitors verknüpft

$$\begin{bmatrix} B_{1V} \\ B_{2V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11M} & S_{12M} \\ S_{21M} & S_{22M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1V} \\ A_{2V} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

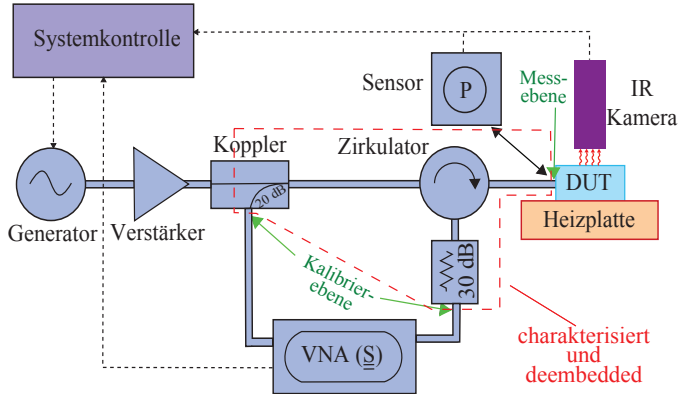


Abbildung 3.11: Messanordnung zur Charakterisierung der vektoriiellen S-Parameter und der Temperatur der BAW-Resonatoren bei hohen Leistungen [133, 134].

Die S-Parameter der Testschaltung S_{DUT} berechnen sich aus den auf die Testschaltung einfallenden A_{DUT} und reflektierten B_{DUT} Wellen als

$$S_{DUT} = \frac{B_{DUT}}{A_{DUT}}. \quad (3.6)$$

Weiterhin können die Gleichungen

$$\begin{aligned} A_{1T} &= A_{1V}, & A_{2T} &= B_{1DUT}, & A_{3T} &= A_{2V}, \\ B_{1T} &= B_{1V}, & B_{2T} &= A_{1DUT}, & B_{3T} &= B_{2V} \end{aligned} \quad (3.7)$$

aufgestellt werden. Durch das Anwenden von (3.5) und (3.7) auf (3.4) ergibt sich das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} S_{11M}A_{1V} + S_{12M}A_{2V} &= S_{11T}A_{1V} + S_{12T}B_{1DUT} + S_{13T}A_{2V} \\ A_{1DUT} &= S_{21T}A_{1V} + S_{22T}B_{1DUT} + S_{23T}A_{2V} \\ S_{21M}A_{1V} + S_{22M}A_{2V} &= S_{31T}A_{1V} + S_{32T}B_{1DUT} + S_{33T}A_{2V}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Das Lösen des Gleichungssystems und die Anwendung von (3.6) resultiert in

$$S_{DUT} = \frac{S_{11M} - S_{11T}}{S_{11T}(S_{12T} + S_{13T}X - S_{12M}X) + S_{22T} + S_{23T}X} \quad (3.9)$$

mit

$$X = \frac{(S_{21M} - S_{31T})S_{12T} - S_{32T}(S_{11M} - S_{11T})}{(S_{33T} - S_{22M})(S_{11M} - S_{11T}) + (S_{12M} - S_{13T})(S_{21M} - S_{31T})}. \quad (3.10)$$

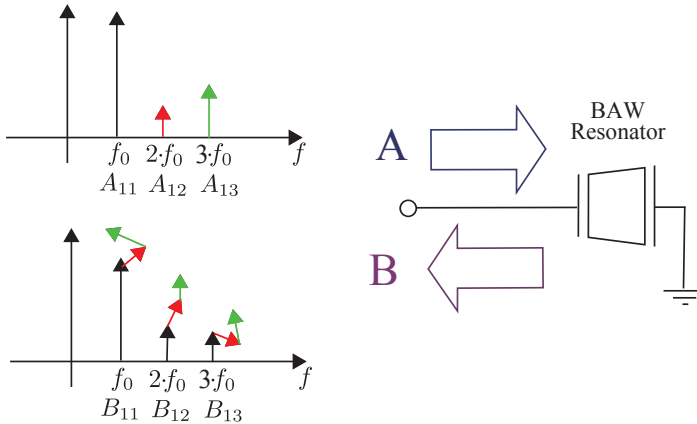


Abbildung 3.13: Das Prinzip der poly-harmonischen Superposition (drei Harmonische wurden berücksichtigt) an einer nichtlinearen Eintorschaltung. Die einfallende Welle A_{11} und die dazugehörigen reflektierten Spektralkomponenten sind mit schwarzen Pfeilen dargestellt. Die zweite und die dritte Harmonische des Eingangsspektrums und deren entsprechende Beiträge zum Ausgangsspektrum sind jeweils mit roten und grünen Pfeilen dargestellt.

und die poly-harmonische Superposition kann angewandt werden. Das Prinzip der poly-harmonischen Superposition für eine Schaltung mit einem Tor unter der Berücksichtigung der ersten drei Harmonischen wurde in Abbildung 3.13 dargestellt.

Mit dem Prinzip der poly-harmonischen Superposition kann die Beziehung zwischen den einfallenden Wellen A_{mn} (m : Tornummer n : Nummer der Harmonischen) und den reflektierten Wellen B_{pq} (p : Tornummer, q : Nummer der Harmonischen) für eine Schaltung mit k Toren mit l zu berücksichtigten Harmonischen als [141]

$$\begin{aligned}
 B_{pq} = & \sum_{\substack{n=1,\dots,l \\ m=1,\dots,k}} S_{pq,mn}(|A_{11}|)P^{q-n}A_{mn} \\
 & + \sum_{\substack{n=1,\dots,l \\ m=1,\dots,k}} T_{pq,mn}(|A_{11}|)P^{q+n}A_{mn}^*
 \end{aligned}
 \tag{3.11}$$

beschrieben werden. $S_{pq,mn}$ beschreibt die Beziehung zwischen A_{mn} und B_{pq} . $T_{pq,mn}$ beschreibt die Beziehung zwischen A_{mn}^* und B_{pq} . $T_{pq,11}$ ist per Definition gleich Null. P ist als

$$P = e^{(j \text{Arg}(A_{11}))}
 \tag{3.12}$$

definiert. Aus der Gleichung (3.11) erkennt man, dass der Beitrag der einfallenden Wellen zum Ausgangsspektrum von der Amplitude des Eingangssignals

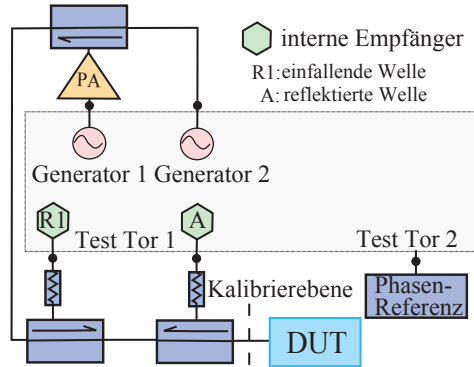


Abbildung 3.14: Vereinfachte Blockbildarstellung des NNWAs [143]. Es sind die Empfänger von Tor 1 und die internen Signalquellen zu sehen sind. Die umgesetzten externen Erweiterungen, welche die X-Parameter-Messungen unter hohen Leistungen erlauben, sind ebenfalls zu erkennen.

abhängt. Weiterhin hängen die B -Wellen nicht nur von den A -Wellen ab, sondern auch von den konjugiert komplexen der A -Wellen. Dieses bedeutet wiederum, dass der Beitrag einer speziellen A -Welle auch von der Phasenbeziehung zwischen dieser A -Welle und der Großsignalwelle A_{11} abhängig ist [142].

3.5.2 Kalibriermethodik

Die Benutzung des nichtlinearen Netzwerkanalysators (NNWA) zusammen mit dem vierstufigen Kalibrierverfahren erlaubt die Erfassung der X-Parameter (Keysights Erweiterung des PHD-Modells). Die in dieser Arbeit für diesen Zweck verwendete Messanordnung ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Im ersten Schritt wird die Korrektur der systematischen Messabweichungen nach dem im Abschnitt 3.2.2 präsentierten Schema durchgeführt. Im nächsten Schritt wird ein Leistungsmessgerät an der Kalibrierebene dazu verwendet, um die Amplitudenkalibrierung der internen Empfänger des NNWAs durchzuführen, wonach der NNWA die internen Empfänger für die absoluten Leistungsmessungen einsetzen kann. Auch eine Kalibrierung der Signalquellen des NNWAs mit dem externen Leistungsmessgerät ist erforderlich und ermöglicht dem NNWA die an der Kalibrierebene anliegende Leistung präzise zu kontrollieren.

Der letzte Schritt der Kalibrierung ermöglicht die Vermessung von absoluten Phasen von allen einfallenden und reflektierten Wellen aller Harmonischen und wird deswegen Phasenkalibrierung genannt. Während der Phasenkalibrierung wird ein Phasenreferenzstandard mit einer quer über die Frequenzen (engl. *cross-frequency*) statischen Phasenbeziehung an die Kalibrierebene platziert. Ein zweiter Phasenkalibrierstandard wird direkt mit dem NNWA verbunden und verbleibt dort auch nach dem Abschluss der Kalibrierung. Er dient als Phasenreferenz

während der eigentlichen Messungen.

3.5.3 Messplatzentwicklung

Der NNWA hat zwei unabhängige Signalquellen. Signalquelle 1 generiert das Großsignal A_{11} . Signalquelle 2 generiert die einfallenden Wellen A_{mn} mit denen die X-Parameter der Schaltung extrahiert werden. In dieser Arbeit wurden die X-Parameter der BAW-Komponenten mit A_{11} -Amplituden von bis zu 33 dBm vermessen. Signale mit solchen hohen Leistungen können nicht durch die Signalquelle 1 direkt erzeugt werden. Es ist aber möglich auf die internen Signalquellen zuzugreifen und sie mit einem zusätzlichen externen Verstärker zu verstärken. Die entsprechende Verschaltung ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Weiterhin besteht die Möglichkeit direkt auf die Empfänger des NNWAs zuzugreifen. Mit den für hohe Leistungen geeigneten externen Koppler kann dadurch ein Teil von jeder A-Wellen abgegriffen und an den Empfänger R1 angelegt werden. In gleicher Weise wird von jeder B-Welle ein Teil an den Empfänger A angelegt. Zusätzlich zu den externen Koppler sind auch externe Dämpfungsglieder erforderlich, um die internen Komponenten des NNWAs vor hohen Leistung zu schützen.

Eine wichtige Eigenschaft der durchgeführten Modifikationen ist die weiterhin grundsätzlich bestehende Möglichkeit der vierstufigen Kalibrierung; auch wenn diese, wie im Folgenden diskutiert wird, deutlich erschwert wird. Der Abstand zwischen dem Leistungspegel der Signalquelle 1 und Signalquelle 2 sollte nicht kleiner wie 20 dBm sein. In diesem Fall können die Extraktionstöne gegenüber dem Belastungston als Kleinsignale betrachtet werden. Das Prinzip der Superposition ist gültig und die Rahmenbedingungen für die X-Parameter-Messungen sind somit erfüllt. Die Dämpfungsglieder müssen aber gleichzeitig so gewählt sein, dass die Empfänger auch für die höchsten zulässigen Leistungspegel von A_{11} in ihrem linearen Bereich bleiben und nicht zerstört werden. Durch den 20 dBm Abstand und die zusätzliche Dämpfung wird die Vermessung von manchen Antworten der Extraktionstöne für die kleinsten Leistungspegel von A_{11} zu einer Herausforderung, da deren Leistungspegel teilweise nur noch knapp über dem Rauschpegel der Empfänger liegen.

Eine zusätzliche hinzukommende Herausforderung ist die limitierte Ausgangsleistung der Phasen-Kalibrierstandards. Erschwerend kommt hinzu, dass diese Leistung von der Anzahl der zu vermessenden Frequenzpunkte abhängig ist. Wenn die Anzahl an Punkten hoch ist und die benötigten Dämpfungsglieder ebenfalls hohe Werte aufweisen müssen, weil hohe Belastungstöne gewünscht sind, müssen zusätzliche Schritte während der Phasenkalibrierung durchgeführt werden. Beides trifft in dieser Arbeit zu. Die BAW-Resonatoren weisen hohe Güten auf, weswegen die Admittanz-Kurven der Resonatoren und die Transferfunktionen der Filter steile Flanken haben und man ein feines Frequenzraster zu deren Charakterisierung benötigt. Belastungstöne von bis 33 dBm waren erwünscht, da die

BAW-Komponente bis zu diesen Leistungspegeln eingesetzt werden.

Der erste Schritt in der erweiterten Kalibrierungsprozedur bestand in der Vermessung der S-Parameter des Dämpfungsgliedes des Empfängers A. Im zweiten Schritt wurde die Phasenkalibrierung ohne das Dämpfungsglied A durchgeführt. Der sich dadurch ergebende Vorteil ist, dass die aus der Phasenreferenz an der Kalibrierebene ankommenden Signale nicht mehr gedämpft werden. Nach der Phasenkalibrierung wurde das Dämpfungsglied auf seinen ursprünglichen Platz vor dem Empfänger A wieder zurück platziert. Der NNWA kann die charakterisierten S-Parameter des Dämpfungsgliedes dazu benutzen, um die erforderliche mathematische Korrektur für die nachfolgenden Messungen durchzuführen.

Kapitel 4

Modellierung und Optimierung des Temperaturverhaltens

Änderungen in der Umgebungstemperatur führen zu Veränderungen der Materialeigenschaften und Geometrien einer BAW-Komponenten. Dieses resultiert in dessen verändertem Verhalten. Die Variation der Umgebungstemperatur verursacht beispielsweise in den meisten Fällen eine Verschiebung der Admittanzkurve des Resonators oder der Filterkurve zu niedrigeren Frequenzen. Es ist äußerst wichtig Simulationsmethoden zur Modellierung des Temperaturverhaltens zu besitzen, um BAW-Komponente, welche die vorgegebene Spezifikationen bei allen Betriebstemperaturen einhalten, mit möglichst wenigen Fertigungsiterationen entwickeln zu können. Auch Kompensationsmethoden zur Reduzierung des thermischen Drifts können durch Einsatz solcher Modellierungsmethoden entwickelt werden. Zum Beispiel ermöglicht die Verringerung des thermischen Drifts bei Filtern eine Reduzierung der Anforderungen an die Flankensteilheiten der Filter und lässt mehr Spielraum zur Optimierung anderer Filtereigenschaften (zum Beispiel der Einfügedämpfung).

In diesem Kapitel wird die zur Modellierung des Temperaturverhaltens in dieser Arbeit entwickelte Methode [134] zusammen mit den zur Optimierung des Temperaturverhalten untersuchten Methoden vorgestellt. Als Erstes wird auf die Modellierung des Kleinsignalverhaltens eingegangen. Darauf aufbauend wird die entwickelte Methode zur elektromagnetischen akustischen temperaturabhängigen Modellierung diskutiert. Anschließend wird die entwickelte Methode [144] zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten (engl. *Temperature Coefficient (TC)*) von Materialien erläutert, die für die Modellierung des thermischen Verhaltens unerlässlich sind. Auch zur Modellierung der BAW-Komponenten bei hohen Leistungen müssen die TC bekannt sein. Die entsprechende durch Tag *et al.* entwickelte Methodik [133, 145, 146] wird in Kapitel 5 vorgestellt. Abschließend wird die entwickelte Vorgehensweise der Modellierung angewandt, um einen neuartigen Ansatz zur Temperaturkompensation zu untersuchen.

4.1 Modellierung des Kleinsignalverhaltens von BAW-Komponenten

BAW-Komponenten sind 3D-Strukturen, zur deren exakten Modellierung 3D-physikalische Effekte berücksichtigt werden müssen. Dies kann beispielsweise durch Aufteilen des zu simulierenden 3D-Körpers und seiner Umgebung in eine endliche Anzahl von endlich großen Untergebieten (Elementen) erfolgen. Für die einzelnen Elemente werden die entsprechenden Differentialgleichungen aufgestellt und mit den für das Element dazugehörigen Ansatzfunktionen, Anfangs-, Rand- und Übergangsbedingungen gelöst. Eine solche Methode wird als 3D-Finite-Elemente-Methode (FEM) bezeichnet. Durch den piezoelektrischen Effekt werden bei BAW-Komponenten die EM und mechanischen Domänen miteinander gekoppelt. Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung in der Anzahl der zu lösenden Gleichungen gegenüber reinen EM- oder mechanischen Simulationen und resultiert in zeitaufwendigen 3D-FEM-Simulationen [147, 148]. Aus diesem Grund werden zur Modellierung von BAW-Resonatoren oft zweidimensional (2D) FEM-Simulationen eingesetzt, mit denen sich bereits viele laterale Effekte und somit das Verhalten eines BAW-Resonators sehr gut beschreiben lassen [56, 63, 149–151]. Dennoch sind auch die 2D-FEM-Simulationen bis heute relativ zeitaufwendig. Beispielhaft ist hier auf die Ergebnisse von [152] verwiesen. Die Berechnung eines Frequenzpunktes für einen relativ kleinen, bezüglich der zx - und zy -Ebenen symmetrischen SMR-BAW-Resonator dauert zwölf Sekunden. Somit würde eine Simulation eines Resonators mit einer zu simulierenden Frequenzbandbreite von 100 MHz und einer Auflösung von 0.1 MHz 3,3 h dauern. Solche Rechenzeiten sind akzeptabel, wenn es um die Optimierung der Güte, Kopplung und die Unterdrückung der parasitären Moden eines BAW-Resonators geht und es ausreichend ist, einen einzelnen kleinen Resonator zu simulieren. Zur Simulation und Optimierung eines Filters, geschweige denn Duplexer oder Multiplexer, sind die FEM-Simulationen mit den heutzutage vorhandenen Rechenleistungen nicht geeignet.

Nach der Unterdrückung der parasitären Moden, lässt sich die Akustik eines BAW-Resonators mit eindimensional (1D) sich ausbreitenden Wellen beschreiben. Eine weit verbreitete Methode, die auch in dieser Arbeit eingesetzt und im Folgenden vorgestellt wird, besteht deswegen darin, die Ergebnisse der 1D-Akustik mit den Ergebnissen der EM-3D-FEM-Simulation mit Hilfe eines Schaltungssimulators zu verbinden, um das Verhalten der BAW-Komponente möglichst genau vorherzusagen zu können [11, 153–156].

4.1.1 1D-Transfer-Matrix-Methode

Wie bereits im Abschnitt 2.2 erläutert, werden unter idealen Voraussetzungen bei den in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren nur die sich entlang der z -Achse

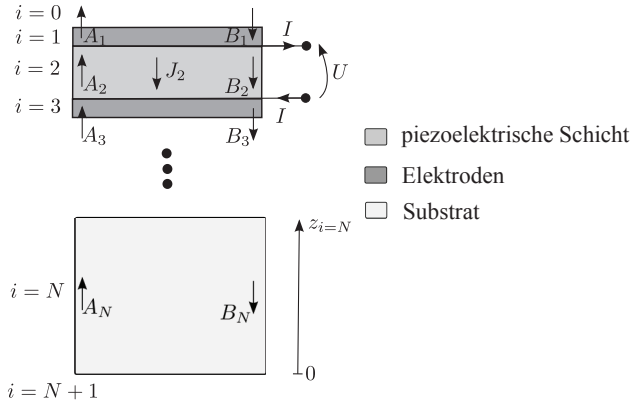


Abbildung 4.1: In der 1D-Transfer-Matrix-Methode angenommene Wellenausbreitung.

ausbreitenden longitudinalen akustischen Wellen angeregt. Aus diesem Grund kann das Verhalten des BAW-Resonators mit der zeiteffizienten 1D-Transfer-Matrix-Methode sehr genau modelliert werden. Vorausgesetzt die Optimierung des Bragg-Reflektors (vergleiche Abschnitt 2.2.1) und die Unterdrückung der parasitären Moden (vergleiche Abschnitt 2.2.3) wurden bereits durchgeführt.

Bei der *1D-Transfer-Matrix-Methode* werden zwei sich ausbreitende akustische ebene Wellen mit den komplexen Amplituden A_i (Ausbreitung in z -Richtung) und B_i (Ausbreitung in negative z -Richtung) in jeder Schicht des Resonators angenommen [157]. Damit kann die Auslenkung u_i an der Position z_i (jede Schicht hat ihren eigenen Koordinatenursprung) mit

$$u_i(z_i) = A_i e^{-jk_i z_i} e^{j\omega t} + B_i e^{jk_i z_i} e^{j\omega t}, \quad (4.1)$$

beschrieben werden. k_i ist die Wellenzahl der akustischen Welle in der Schicht i . Durch das Anwenden der Gleichungen 2.1, 2.4, 2.18 und 2.19 mit den dazugehörigen Randbedingungen an den Grenzflächen von jeder Schicht (mechanische Spannungen und Auslenkungen müssen stetig sein) können die Amplituden der Wellen A_1, B_1 in der ersten Schicht durch die Amplituden der letzten Schicht A_N, B_N durch

$$\begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = \underline{\underline{\mathbf{m}}}_{N-1} \cdot \underline{\underline{\mathbf{m}}}_{N-2} \cdot \dots \cdot \underline{\underline{\mathbf{m}}}_2 \cdot \underline{\underline{\mathbf{m}}}_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_N^A \\ S_N^B \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

berechnet werden. Die 2×2 Transfermatrizen der Schichten $\underline{\underline{\mathbf{m}}}_i$ sind Funktionen der Dichten ρ_i, ρ_{i-1} , der Steifigkeiten c_{33i}, c_{33i-1} der Schichten $i, i-1$, der Schichtdicken t_i und der Kreisfrequenz ω . Auch die Viskosität η_i des Materials aus jeder Schicht i wird berücksichtigt, um die Absorption der akustischen Wellen zu modellieren. Der Vektor $\underline{\underline{\mathbf{S}}}_N$ wird rekursiv mit

$$\begin{bmatrix} S_N^A \\ S_N^B \end{bmatrix} = \underline{\underline{\mathbf{m}}}_{N-1} \cdot \begin{bmatrix} S_{N-1}^A \\ S_{N-1}^B \end{bmatrix} + \underline{\underline{\mathbf{C}}}_{N-1}, \quad (4.3)$$

berechnet. Dabei kann jeder Vektor \underline{C}_i aus h_{i+1} , h_i , ρ_i , c_{33i} , ω und der Stromdichte J_i durch die Schicht i berechnet werden. J_i der piezoelektrischen Schicht wird aus dem an den Resonator angelegtem elektrischen Strom I berechnet. Weiterhin gilt $S_1 = 0$.

Werden die Randbedingung für die erste und die letzte Schicht berücksichtigt (die mechanische Spannung an den freien Flächen ist gleich Null) und die Gleichung 4.2 angewandt, so können die Amplituden A_1 and B_1 berechnet werden und anschließend aus der Gleichung 4.2 auch die Amplituden aller weiteren Schichten. Anschließend wird mit der Gleichung 4.1 die Auslenkung berechnet. Aus der Auslenkung werden die mechanische Dehnung, mechanische Spannung und die elektrische Spannung bestimmt. Im letzten Schritt wird aus der elektrischen Spannung und dem elektrischen Strom die Admittanz berechnet.

4.1.2 Elektromagnetische 3D-Modellierung

Die im vorherigen Abschnitt präsentierte 1D-Transfer-Matrix-Methode ist unter den entsprechenden Voraussetzungen ein präzises und zeiteffizientes Modell, um die Ausbreitung und Generierung der akustischen Wellen im Resonator zu beschreiben. Im Modell wird jedoch von exakt parallel zur z -Achse verlaufenden EM-Feldlinien im Überlappungsbereich der unteren und oberen Elektroden (aktiver Resonatorbereich) ausgegangen. Somit wird im Modell nur die Kapazität eines idealen Plattenkondensators berücksichtigt und die EM-Streufelder an den Grenzen des aktiven Resonatorbereichs werden vernachlässigt.

In BAW-Filtern und Duplexern gibt es weiterhin EM-Wechselwirkung zwischen den durch die Elektroden fließenden Strömen und den zusätzlich verwendeten Induktivitäten und Kapazitäten. Insbesondere, wenn BAW-Filter mit dem Flip-Chip-Verfahren montiert werden und die Induktivitäten in LTCC, HTCC oder Laminat realisiert werden [158]. Zusätzlich müssen die ohmschen Verluste aller Leitungen, die dielektrischen Verluste, die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen reaktiven Elementen und alle weiteren Einflüsse des Gehäuses auf die Elektromagnetik der BAW-Resonatoren mitberücksichtigt werden [11].

Um alle EM-Wechselwirkungen und Verluste berücksichtigen zu können, sollte die BAW-Komponente zusammen mit dem entsprechenden Träger und Gehäuse mit Hilfe einer EM-FEM simuliert werden [11, 153, 156, 159]. Die Auswahl des entsprechenden EM-Modells für BAW-Resonatoren und die aus denen aufgebauten Filter erfolgt entsprechend zu den in [154] präsentierten Ergebnissen. Als Kompromiss zwischen Genauigkeit der EM-Simulation und benötigter Rechenleistung wurde das Modell aus Abbildung 4.2 gewählt. Alle dielektrischen Schichten und alle metallischen Schichten des Bragg-Reflektors sind jeweils zu einer effektiven Schicht zusammengefasst. Die effektive dielektrische Schicht wird zwischen

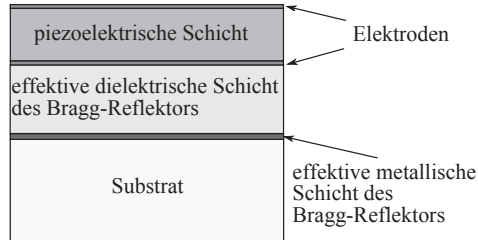


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des verwendeten Modells zur Modellierung des Bragg-Reflektors in den EM-3D-FEM-Simulationen.

der effektiven metallischen Schicht und der unteren Elektrode platziert. Das Gehäuse wird als ein 3D-Modell entsprechend den technischen Zeichnungen für die Fertigung aufgebaut.

Die für die EM-Simulationen eingesetzte Software verwendet FEM im Frequenzbereich und eine tetraedrische Vernetzung, um den zu simulierenden Raum in einzelne Elemente aufzuteilen, für die die Maxwell-Gleichungen gelöst werden. Die tetraedrischen Netzelemente werden den Grenzen der einzelnen Festkörper angepasst, wodurch eine lokale Optimierung des Netzes in alle Koordinatenrichtungen ermöglicht wird.

Eine adaptive Netzverfeinerung wurde eingesetzt. Dabei wird eine erste Simulation mit einem anfänglichen Netz durchgeführt. Für die nachfolgenden Simulationen wird das Netz verfeinert. Je stärker die Gradienten der EM-Felder in einem zu simulierenden Bereich sind, umso stärker wird das Netz in diesem Bereich verfeinert. Die Änderungen der S-Parameter (ΔS) von einer Simulation zur nächsten werden mit dem vorgegebenen Konvergenzkriterium verglichen, das ein maximal erlaubtes ΔS für einen gewählten kritischen Frequenzpunkt vorgibt. Mindestens zwei Simulationen sind erforderlich um das Konvergenzkriterium zu erfüllen. Durch die adaptive Netzverfeinerung wird die Akzeptanz von Simulationsergebnissen mit einem unzureichend genauen Netz verhindert.

Die Elektroden der BAW-Resonatoren weisen eine Dicke von ein paar hundert Nanometer auf. Gleichzeitig weisen das Substrat und die einzelnen Keramik- und Laminatlagen des Gehäuses Schichtdicken im Bereich von hundert Mikrometer auf. Für die Modellierung der Elektroden mit ihren tatsächlichen Dicken wäre eine äußerst hohe Anzahl an Netzelementen für eine genaue Simulation erforderlich und würde sich in extrem hohen Rechenzeiten widerspiegeln. Aus diesem Grund wurde die Modellierung der Metalllagen entsprechend den durch Tag *et al.* in [127, 128] präsentierten Ergebnissen vorgenommen.

Die Metalllagen wurden als unendlich dünne Schichten mit den *Lumped RLC Boundaries* modelliert, für die ein Widerstand R , eine Induktivität L und eine Kapazität C parallel zu jeder Oberfläche eines Körpers vorgegeben werden können.

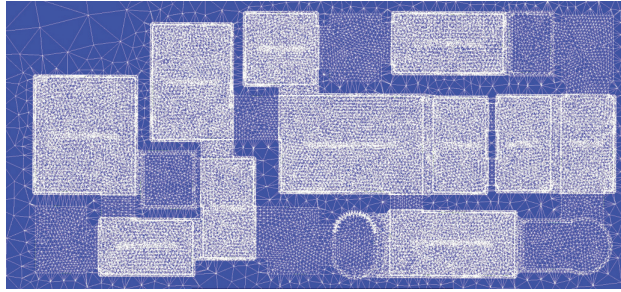


Abbildung 4.3: Anfängliche Vernetzung des EM-Modells des in Abschnitt 4.2.2 simulierten Testfilters.

Das Simulationstool bestimmt anschließend die Flächenimpedanz und benutzt diese in den EM-Simulationen. Der Widerstand jeder effektiven Metallschicht wurde entsprechend der Leitfähigkeiten der einzelnen Metallschichten berechnet. Die Induktivitäten und Kapazitäten wurden gleich Null gesetzt. Die EM-Felder in der Simulation haben die gleiche Amplitude auf beiden Seiten der definierten Widerstandsschicht. Die Richtungen der EM-Felder werden durch die vorgegebenen Widerstände als definierte Verlustwinkel bestimmt. Die Widerstandsschichten bilden deswegen sehr gut die Wirklichkeit nach, in der die dünnen Metallschichten nur den Verlustwinkel vorgeben, jedoch kaum die Amplituden der EM-Felder beeinflussen und deswegen als transparent für die EM-Felder betrachtet werden können. Da die Widerstandsschicht unendlich dünn ist, müssen keine Netzelemente innerhalb der Schicht platziert werden, womit die benötigte Anzahl an zu simulierenden Netzelementen deutlich reduziert wird.

All die dielektrischen Schichten müssen jedoch weiterhin mit ihren tatsächlichen Schichtdicken simuliert werden. Diese haben zwar Schichtdicken im Mikrometerbereich, sind jedoch noch immer deutlich dünner als das Substrat und die einzelnen Keramik- und Laminatlagen. Um eine angemessene Anfangsvernetzung der dielektrischen Schichten zu erreichen und die Anzahl der erforderlichen Simulationsiterationen zum Erreichen des Konvergenzkriteriums zu verringern, wurden Keim-Netze entsprechend den Ergebnissen von [154] eingesetzt, die für die Grundflächen der Tetraeder an den Dimensionen der Elektroden angemessene Kantenlängen vorgeben. Ein Beispiel für die verwendete anfängliche Vernetzung eines BAW-Testfilters ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

4.1.3 Linearer Schaltungssimulator

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Verfahren zur akustischen und EM-Modellierung laufen getrennt voneinander ab und werden in einem weiteren Schritt im linearen Schaltungssimulator miteinander verknüpft.

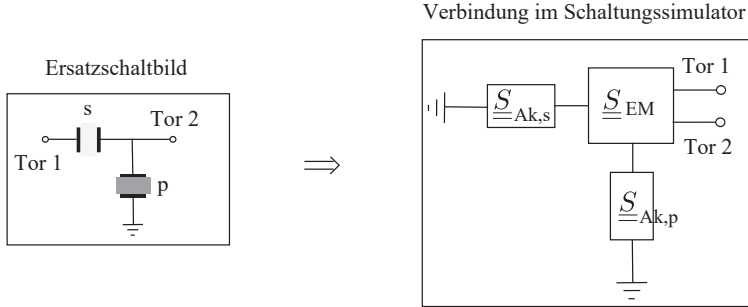


Abbildung 4.4: Verbindung der berechneten S-Parameter der Akustik und EM eines BAW-Grundglieds im Schaltungssimulator.

Bei der für die akustische Simulation verwendeten 1D-Transfer-Matrix-Methode wird die statische Kapazität C_0 des Resonators mit der Fläche A und der piezoelektrischen Dicke d_{piezo} bereits berücksichtigt. Im ersten Schritt wird deswegen die statische Kapazität des Resonators

$$C_0 = \frac{\varepsilon A}{d_{\text{piezo}}} \quad (4.4)$$

aus dem Ergebnis der 1D-Transfer-Matrix-Methode deembedded. Als Ergebnis erhält man die S-Parameter $\underline{\underline{S}}_{\text{Ak}}$ eines Zweitors, der nur noch die reine Akustik des Resonators beschreibt.

In den EM Simulationen ist für jeden Resonator ein Port zum Anbinden der Akustik vorgesehen. Die mit der EM-3D-FEM berechnete S-Parameter-Matrix $\underline{\underline{S}}_{\text{EM}}$ kann somit im Schaltungssimulator mit der für jeden Resonator einzeln berechneten Matrix $\underline{\underline{S}}_{\text{Ak}}$ verbunden werden. Ein Beispiel für eine aus einem seriellen und einem parallelen Resonator bestehenden Abzweigschaltung ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

4.2 Temperaturabhängige Modellierung

Die BAW-Komponenten werden bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen eingesetzt und müssen bei allen Temperaturen die vorgegebenen Spezifikationen einhalten. Die typischen Einsatztemperaturen für BAW-Filter liegen im Bereich von -25°C bis 85°C . Um die Performance der BAW-Komponente bei unterschiedlichen Temperaturen zeiteffizient analysieren zu können, wurde die Methode der elektromagnetisch-akustischen Modellierung aus dem vorausgegangenem Abschnitt zusätzlich um die Temperaturdomäne erweitert.

4.2.1 Methode

In [80] werden die Veränderung ΔT der Umgebungstemperatur T und die *Temperaturkoeffizienten* der Steifigkeit $TC_{c_{33_i}}$, piezoelektrischen Konstante $TC_{e_{33_i}}$, Permittivität $TC_{\epsilon_{33_i}}$ und die *Ausdehnungskoeffizienten* α_i des Materials der jeweiligen Schicht i (α_j ist der Ausdehnungskoeffizient der Elektroden im Resonator j) zur Berechnung der Änderung der Materialeigenschaften und der Resonatorgeometrie benutzt. Diese Vorgehensweise wurde adaptiert, um die Steifigkeitskonstante c_{33_i} , die Dichte ρ_i , die piezoelektrische Konstante e_{33_i} , die Permittivität ϵ_{33_i} , die Schichtdicke h_i und die Fläche A_j jedes Resonators j aus ΔT zu berechnen

$$c_{33_i}(T) = c_{33_i}(T_0)(1 + TC_{c_{33_i}} \Delta T), \quad (4.5a)$$

$$\rho_i(T) = \rho_i(T_0)(1 - 3\alpha_i \Delta T), \quad (4.5b)$$

$$e_{33_i}(T) = e_{33_i}(T_0)(1 + TC_{e_{33_i}} \Delta T), \quad (4.5c)$$

$$\epsilon_{33_i}(T) = \epsilon_{33_i}(T_0)(1 + TC_{\epsilon_{33_i}} \Delta T), \quad (4.5d)$$

$$h_i(T) = h_i(T_0)(1 + \alpha_i \Delta T), \text{ und} \quad (4.5e)$$

$$A_j(T) = A_j(T_0)(1 + \alpha_j \Delta T)^2. \quad (4.5f)$$

Im nächsten Schritt werden die EM und die akustischen Simulationen aus Abschnitt 4.1 mit den neu berechneten Materialeigenschaften und Geometrien für die erforderliche Temperatur wiederholt. Die Ergebnisse der beiden Simulationen werden wieder im linearen Simulator verbunden und man erhält das Verhalten der BAW-Komponente bei der gewünschten Temperatur. Die Temperatur- und Ausdehnungskoeffizienten der Materialien müssen genau bekannt sein, um eine präzise Modellierung des Verhaltens bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen realisieren zu können. Aus diesem Grund wurde eine Methode zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten der Dünnschichtmaterialien der SMR BAW-Resonatoren entwickelt. Die entwickelte Methode wird im Abschnitt 4.3 vorgestellt.

4.2.2 Vergleich mit Messergebnissen

In Abbildung 4.5(a) sind die Messergebnisse eines BAW-TX-Testfilters für die Umgebungstemperatur von 25°C und 100°C zu sehen. Die Messungen wurden auf Wafer Ebene auf einem Thermochuck durchgeführt, vergleiche Abschnitt 3.3.1. Die Abstände zwischen den gemessenen Frequenzpunkten betragen 0.1 MHz. Wertet man die Frequenzverschiebung der Filterkurve repräsentativ für alle anderen Punkte bei -25 dBm aus, so beträgt diese 3.2 MHz für die linke Filterflanke und 3.4 MHz für die rechte Filterflanke. Die Frequenzlage der linken Filterflanke wird maßgeblich durch die Serienresonanz (akustische Resonanz) der parallelen

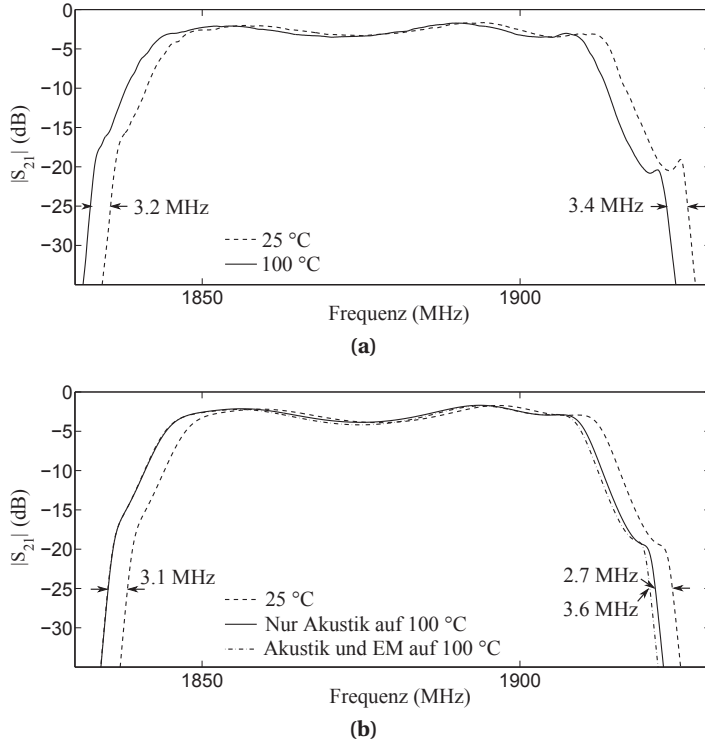


Abbildung 4.5: a) Mess- und b) Simulationsergebnisse eines BAW-TX-Testfilters für die Temperatur von 25 °C und 100 °C.

Resonatoren vorgegeben. Die Frequenzverschiebung der linken Filterflanke mit sich ändernder Temperatur wird deswegen hauptsächlich durch die Änderungen der Steifigkeiten und der Dichten der verwendeten Materialien und der Schichtdicken verursacht. Die rechte Filterflanke wird in erster Linie durch die Parallelresonanz des Serienresonators definiert. Deswegen wird die Frequenzverschiebung der rechten Filterflanke mit sich ändernder Temperatur nicht nur durch die Änderung des akustischen Verhaltens, sondern auch durch die Änderung der piezoelektrischen Konstante und der Kapazität (Änderung der Permittivität und der Resonatorfläche) des Resonators bestimmt. Im betrachteten Beispiel lässt sich dadurch die etwas höhere Frequenzverschiebung von 3.4 MHz der linken Filterflanke gegenüber den 3.2 MHz der rechten Filterflanke erklären.

In Abbildung 4.5(b) sind die zu den Messungen dazugehörigen Simulationsergebnisse zu sehen. Die für die Simulation des Filters verwendeten Schichtdicken wurden mit den aus Abschnitt 3 beschriebenen Charakterisierungsmethoden in der direkten Umgebung des Filters auf dem Wafer gemessen; jedoch nicht genau

	Messung	Simulation nur Akustik auf 100 °C		Simulation Akustik und EM auf 100 °C	
	Δf (MHz)	Δf (MHz)	rel. Abweichung	Δf (MHz)	rel. Abweichung
linke Flanke	3.2	3.1	innerhalb der Messgenauigkeit	3.1	innerhalb der Messgenauigkeit
rechte Flanke	3.4	2.7	20 %	3.6	5 %

Tabelle 4.1: Frequenzverschiebungen Δf der Filterflanken ausgewertet bei -25 dBm.

auf dem Filter. Aus diesem Grund und wegen der fertigungsbedingten Schwankungen der Schichtdicken entlang des Wafers gibt es geringe Abweichung zwischen der gemessenen und simulierten Frequenzlage der Filterkurve. Da im Folgenden die relativen Frequenzverschiebungen miteinander verglichen werden, können die geringen Abweichungen in der absoluten Frequenzlage vernachlässigt werden.

Drei unterschiedliche Simulationsergebnisse sind zu sehen. Für die Temperatur von 100°C wurde der Filter auf zwei unterschiedliche Arten simuliert. Bei der ersten Simulation wurden nur die Änderungen der Steifigkeiten, Dichten, Schichtdicken und der piezoelektrischen Konstante mitberücksichtigt und somit wurde nur der Einfluss der Änderung des akustischen Verhaltens auf die Frequenzverschiebung der Filterkurve simuliert. In diesem Fall betrug die Verschiebung der linken Flanke 3.1 MHz und die der rechten 2.7 MHz. Im zweiten Fall wurde auch die Veränderungen der Permittivitäten und der Resonatorflächen mitberücksichtigt. Die Frequenzverschiebung der linken Flanke betrug weiterhin 3.1 MHz. Die Frequenzverschiebung der rechten Flanke lag bei 3.6 MHz.

Die Frequenzverschiebungen der Filterkurve bei -15 dB (stellvertretend für alle andere Frequenzpunkte) und die relativen Vergleiche zur Messung sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst. Für beide Simulationen bei 100°C stimmen die gemessenen Werte der Frequenzverschiebung mit den simulierten Werten für die linke Flanke sehr gut überein und liegen im Bereich der Messgenauigkeit. Für die rechte Filterflanke erzielt jedoch nur die Simulation mit dem modifizierten Modell der EM eine sehr gute Übereinstimmung mit der Messung. Damit wird die Notwendigkeit der Modellierung der temperaturabhängigen EM zum Erreichen von präzisen Simulationsergebnissen verdeutlicht.

4.3 Bestimmung der Temperaturkoeffizienten von Materialien

Eine neue und präzise Methode zur Bestimmung eines Modelldatensatzes der TC der Dünnschichten der BAW-Komponente [144] wurde in dieser Arbeit entwickelt.

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, erlauben die auf diese Weise bestimmten TC eine präzise Modellierung der BAW-Komponenten bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen. Die Methode basiert auf der Untersuchung von mehreren Resonanzfrequenzen der Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln. Das Problem der Bestimmung der TC aus breitbandigen Simulationen und Messungen wurde als ein überbestimmtes lineares Gleichungssystem (LGS) formuliert und mit der gewichteten Methode der kleinsten Quadrate (engl. *weighted least square method*) gelöst. Die entwickelte Methode wurde anhand von Messungen verifiziert.

SMR-BAW-Komponenten bestehen aus vielen dünnen Materiallagen, deren Schichtdicken im Bereich von zehn Nanometer bis hin zu ein paar Mikrometer liegen. Die Eigenschaften der Dünnschichtmaterialien unterscheiden sich häufig von den Eigenschaften der entsprechenden Volumen-Materialien. Sie hängen stark vom eingesetzten Verfahren zu deren Abscheidung ab. Auch die Prozessparameter und das Material, auf dem sie abgeschieden werden, beeinflussen deren Eigenschaften. Die hohe Anzahl an Parametern, welche die Eigenschaften der Dünnschichtmaterialien beeinflussen, lässt meistens eine Suche nach den passenden Materialdaten in der Literatur scheitern. Aus diesem Grund müssen die BAW-Hersteller die Materialeigenschaften nach jeder Prozessmodifikation neu bestimmen. Die Bestimmung der TC der Dünnschichtmaterialien verlangt nach speziellen Messmethoden. Solche Messmethoden sind zum Beispiel die in Abschnitt 3.1 beschriebene Pikosekunden-Ultraschall Methode und die Methode der Nanoindentation [160]. Die ohnehin aufwendigen und speziellen Messausrüstungen dieser Messmethoden müssen jedoch noch zusätzlich erweitert werden, um die notwendigen Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen zur Bestimmung der TC durchführen zu können [120].

In [161] wurde eine Methode vorgestellt, die nur die Messungen der breitbandigen S-Parameter und der einzelnen Schichtdicken für die Extraktion der TC der Materialien benötigt. Sie beruht auf der Benutzung des Optimierers im Programm für Schaltungssimulationen zum Fitten der simulierten Resonanzen an die gemessenen Werte. In dieser Arbeit wurde die Grundidee dieser Methode übernommen und erweitert. Es besteht nun die Möglichkeit die TC analytisch für alle im BAW-Lagenstapel verwendeten Materialien gleichzeitig zu extrahieren, ohne zusätzliche Optimierungsschritte zu benötigen.

4.3.1 Methode der Obertöne und Linearisierung im Arbeitspunkt

Die Serienresonanzen treten bei den Frequenzen auf, bei denen ungeradzahlige Vielfache der akustischen Wellenlängen ungefähr der Dicke der piezoelektrischen Schicht entsprechen. Die breitbandigen Messungen von zwei Teststrukturen sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Die Teststrukturen bestehen aus kapazitiv gekoppelten

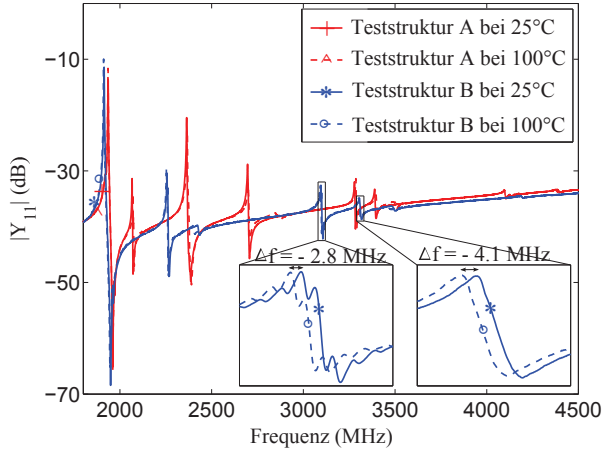


Abbildung 4.6: Breitbandige Messungen von zwei Teststrukturen. Jede Teststruktur besteht aus zwei Resonatoren mit individuellen Flächen und Lagenstapeln. Diese Resonatoren sind miteinander elektrisch parallel verschaltet. Die gezeigten Messungen wurden bei Umgebungstemperaturen von 25° und 100° durchgeführt. Insbesondere in den zwei vergrößerten Bereichen ist die durch die ΔT verursachte Frequenzverschiebung der Admittanzkurve deutlich zu erkennen.

Resonatoren. Wie bereits im Abschnitt 3.3.2 erläutert, ermöglicht die Verwendung der kapazitiv gekoppelten Resonatoren eine präzise TCF Charakterisierung. Weiterhin bestehen diese Teststrukturen aus zwei parallel verschalteten Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln. Durch das Vermessen von zwei solcher Teststrukturen mit unterschiedlichen Lagenstapeln werden somit vier Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln charakterisiert.

In Abbildung 4.7 ist die Auslenkung der Amplitude der longitudinalen akustischen Welle (berechnet mit der 1D-Transfer-Matrix-Methode aus Abschnitt 4.1.1) für die ersten drei Serienresonanzen des ersten Resonators der Teststruktur A gezeigt. Der Betrag der akustischen Welle in jeder der Schichten ist stark unterschiedlich für jede der Serienresonanzen. Aus diesem Grund verschieben sich die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen grundsätzlich unterschiedlich stark in ihrer Frequenzlage, wenn sich die Materialkonstanten verändern. Das gleiche gilt auch für den Vergleich der Serienresonanzen von Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln.

Die Serienresonanz f_i eines Resonators hängt von der Geometrie und den Materialien des Resonators ab und kann um einen bestimmten Arbeitspunkt durch die Funktion F_i als

$$f_i = F_i(c_{331}, c_{332}, \dots, c_{33l-1}, c_{33l}, \rho_1, \rho_2, \dots, \rho_{l-1}, \rho_l, \epsilon_{331}, \epsilon_{332}, \dots, \epsilon_{33m-1}, \epsilon_{33m}, e_{331}, e_{332}, \dots, e_{33n-1}, e_{33n}, h_1, h_2, \dots, h_{k-1}, h_k, A) \quad (4.6)$$

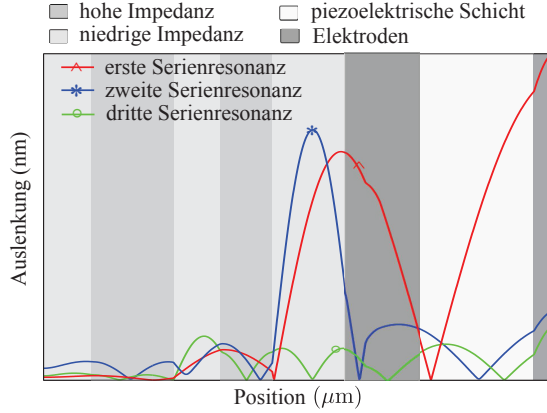


Abbildung 4.7: Beträge der Auslenkung der akustischen longitudinalen Welle im ersten Resonator der Teststruktur A für die ersten drei Serienresonanzen. Der Anteil der akustischen Welle, der in den unterschiedlichen Schichten schwingt, ist stark unterschiedlich für die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen.

beschrieben werden. l entspricht der Anzahl der unterschiedlichen im Lagenstapel verwendeten Materialien, m und n entsprechen der Anzahl der verwendeten dielektrischen und der piezoelektrischen Schichten. k entspricht der Anzahl der Schichten im Lagenstapel. Um die durch kleine Änderungen in der Geometrie und den Materialkonstanten des Resonators verursachten Frequenzverschiebungen Δf_i von f_i beschreiben zu können, kann eine Linearisierung von F_i im Arbeitspunkt F_i^0 durchgeführt werden

$$\begin{aligned}
 \Delta f_i &= \sum_{j=1}^l \left. \frac{\partial F_i}{\partial c_{33j}} \right|_{F_i^0} \Delta c_{33j} + \sum_{j=1}^l \left. \frac{\partial F_i}{\partial \rho_{33j}} \right|_{F_i^0} \Delta \rho_{33j} \\
 &+ \sum_{j=1}^n \left. \frac{\partial F_i}{\partial e_{33j}} \right|_{F_i^0} \Delta e_{33j} + \sum_{j=1}^n \left. \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon_{33j}} \right|_{F_i^0} \Delta \varepsilon_{33j} \\
 &+ \sum_{j=1}^k \left. \frac{\partial F_i}{\partial h_j} \right|_{F_i^0} \Delta h_j + \left. \frac{\partial F_i}{\partial A} \right|_{F_i^0} \Delta A \quad . \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

ΔT führt zu kleinen Änderungen der Materialkonstanten und Geometrien. Aus diesem Grund kann die Gleichung 4.7 zur Beschreibung der durch ΔT verursachten Frequenzverschiebung um den Arbeitspunkt $F_i^0(T_0)$ bei der Raumtemperatur T_0 verwendet werden. Werden p Serienresonanzen $f_1, f_2, \dots, f_{p-1}, f_p$ betrachtet, so kann das LGS

$$\underline{\mathbf{b}} = \underline{\mathbf{A}} \cdot \underline{\mathbf{x}} \quad (4.8)$$

aufgestellt werden. Mit Vektor $\underline{\mathbf{b}}$

$$\underline{\mathbf{b}} = [\Delta f_1(\Delta T) \quad \Delta f_2(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta f_{p-1}(\Delta T) \quad \Delta f_p(\Delta T)]^T, \quad (4.9)$$

der die Frequenzverschiebungen aller betrachteten Serienresonanzen zusammenfasst. Mit den Vektoren

$$\underline{c}_{33i} = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial F_i}{\partial c_{331}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial c_{332}} \Big|_{F_i^0} & \cdots & \frac{\partial F_i}{\partial c_{33l-1}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial c_{33l}} \Big|_{F_i^0} \end{array} \right] \quad (4.10a)$$

$$\underline{\rho}_i = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial F_i}{\partial \rho_1} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial \rho_2} \Big|_{F_i^0} & \cdots & \frac{\partial F_i}{\partial \rho_{l-1}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial \rho_l} \Big|_{F_i^0} \end{array} \right] \quad (4.10b)$$

$$\underline{\epsilon}_{33i} = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial F_i}{\partial \epsilon_{331}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial \epsilon_{332}} \Big|_{F_i^0} & \cdots & \frac{\partial F_i}{\partial \epsilon_{33m-1}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial \epsilon_{33m}} \Big|_{F_i^0} \end{array} \right] \quad (4.10c)$$

$$\underline{e}_{33i} = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial F_i}{\partial e_{331}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial e_{332}} \Big|_{F_i^0} & \cdots & \frac{\partial F_i}{\partial e_{33n-1}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial e_{33n}} \Big|_{F_i^0} \end{array} \right] \quad (4.10d)$$

$$\underline{h}_i = \left[\begin{array}{cccc} \frac{\partial F_i}{\partial h_1} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial h_2} \Big|_{F_i^0} & \cdots & \frac{\partial F_i}{\partial h_{k-1}} \Big|_{F_i^0} & \frac{\partial F_i}{\partial h_k} \Big|_{F_i^0} \end{array} \right] \quad (4.10e)$$

wird die Matrix $\underline{\underline{A}}$ als

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} \underline{c}_{331} & \underline{\rho}_1 & \underline{\epsilon}_{331} & \underline{e}_{331} & \underline{h}_1 & \frac{\partial F_1}{\partial A} \Big|_{F_1^0} \\ \underline{c}_{332} & \underline{\rho}_2 & \underline{\epsilon}_{332} & \underline{e}_{332} & \underline{h}_2 & \frac{\partial F_2}{\partial A} \Big|_{F_2^0} \\ & & \vdots & & & \\ \underline{c}_{33p-1} & \underline{\rho}_{p-1} & \underline{\epsilon}_{33p} & \underline{e}_{33p-1} & \underline{h}_{p-1} & \frac{\partial F_1}{\partial A} \Big|_{F_{p-1}^0} \\ \underline{c}_{33p} & \underline{\rho}_p & \underline{\epsilon}_{33p} & \underline{e}_{33p} & \underline{h}_p & \frac{\partial F_1}{\partial A} \Big|_{F_p^0} \end{bmatrix}. \quad (4.11)$$

definiert. Die Änderungen in den Materialparametern und den Geometrien sind im Vektor \underline{x} zusammengefasst

$$\underline{x} = [\Delta c_{331}(\Delta T) \quad \Delta c_{332}(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta c_{33l-1}(\Delta T) \quad \Delta c_{33l}(\Delta T) \\ \Delta \rho_1(\Delta T) \quad \Delta \rho_2(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta \rho_{l-1}(\Delta T) \quad \Delta \rho_l(\Delta T) \\ \Delta \epsilon_{331}(\Delta T) \quad \Delta \epsilon_{332}(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta \epsilon_{33m-1}(\Delta T) \quad \Delta \epsilon_{33m}(\Delta T) \\ \Delta e_{331}(\Delta T) \quad \Delta e_{332}(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta e_{33n-1}(\Delta T) \quad \Delta e_{33n}(\Delta T) \\ \Delta h_1(\Delta T) \quad \Delta h_2(\Delta T) \quad \dots \quad \Delta h_{k-1}(\Delta T) \quad \Delta h_k(\Delta T) \\ \Delta A(\Delta T)]^T. \quad (4.12a)$$

Die Gradienten aus der Matrix $\underline{\underline{A}}$ können nacheinander mit Hilfe der Simulationen bestimmt werden. Eine Variable a wird um Δa variiert und alle anderen Variablen werden gleich gelassen. Die durch Δa verursachten Frequenzverschiebungen $\Delta f_i(\Delta a)$ von allen betrachteten Serienresonanzen werden mit Hilfe der dazugehörigen EM-akustischen Simulation bestimmt. Danach können für alle Serienresonanzen die Gradienten $\frac{\partial F_i}{\partial a} \Big|_{F_i^0}$ mit

$$\frac{\partial F_i}{\partial a} \Big|_{F_i^0} = \frac{\Delta f_i(\Delta a)}{\Delta a} \quad (4.13)$$

berechnet werden. Durch die Wiederholung der beschriebenen Prozedur für alle Variablen, werden alle Gradienten der Matrix A bestimmt.

Durch die Vermessung von $\Delta f_i(\Delta T)$ an $p = 2l + m + n + k + 1$ unterschiedlichen Serienresonanzen kann $\underline{\mathbf{x}}$ mit der Gleichung 4.8 berechnet werden. Im letzten Schritt werden mit Hilfe von $\underline{\mathbf{x}}$ und ΔT alle TC berechnet. Auf die gleiche Weise, wie es hier für die TC der j -ten Steifigkeit c_{33_j} demonstriert ist

$$\text{TC}_{c_{33_j}} = \frac{\Delta c_j}{c_j(T_0)\Delta T}. \quad (4.14)$$

Wie aus den Gleichungen 4.5c, 4.5e, und 4.5f ersichtlich ist, werden zur Berechnung der Änderungen der Geometrien und der Dichten die Ausdehnungskoeffizienten als einzige Materialkonstanten benötigt. Die Veränderungen in der Kapazität des Resonators (verursacht durch die Änderungen der Permittivitäten und der Fläche) haben nur einen sehr geringen Einfluss auf die Serienresonanz, da die Serienresonanz der mechanischen Resonanz entspricht. Die Änderungen der Permittivität der piezoelektrischen Schicht und der piezoelektrischen Konstante beeinflussen die Ausbreitung der akustischen Wellen und somit die Serienresonanz nur in geringem Maße, da die Permittivität und die piezoelektrische Konstante sich nur über die Versteifung der Steifigkeit der piezoelektrischen Schicht auswirken (siehe Abschnitt 2.1.2). Die durch die Änderungen der Dichten und Schichtdicken verursachten Änderungen für die untersuchten Lagenstapel führen auch zu deutlich geringeren Frequenzverschiebungen. Deswegen kann ein neues LGS definiert werden

$$\underline{\mathbf{b}}' = \underline{\mathbf{A}}' \cdot \underline{\mathbf{x}}' \quad (4.15)$$

mit

$$\underline{\mathbf{A}}' = \left[\underline{\mathbf{c}}_{33_1}^T \quad \underline{\mathbf{c}}_{33_2}^T \quad \dots \quad \underline{\mathbf{c}}_{33_{p-1}}^T \quad \underline{\mathbf{c}}_{33_p}^T \right]^T, \quad (4.16)$$

$$\underline{\mathbf{x}}' = [\Delta c_{33_1}(\Delta T) \Delta c_{33_2}(\Delta T) \dots \Delta c_{33_{l-1}}(\Delta T) \Delta c_{33_l}(\Delta T)]^T \quad (4.17)$$

und

$$\underline{\mathbf{b}}' = \underline{\mathbf{b}} - \underline{\mathbf{d}} \quad (4.18)$$

mit dem Vektor $\underline{\mathbf{d}}$, der die durch die Ausdehnungskoeffizienten der Materialien und die Änderungen der dielektrischen und piezoelektrischen Konstanten wegen ΔT verursachten Frequenzverschiebungen der Serienresonanzen beinhaltet. Zum Berechnen der Änderungen von Geometrien, dielektrischen und piezoelektrischen Konstanten wurden die Ausdehnungskoeffizienten und der TC aus [80] verwendet. Damit kann anschließend der Vektor $\underline{\mathbf{d}}$ mit den EM-akustischen Simulationen bestimmt werden.

Für das neu definierte LGS 4.15 werden nur noch l Serienresonanzen zur Berechnung der TC benötigt. Durch die Berücksichtigung von $p > l$ Serienresonanzen

kann jedoch eine höhere Genauigkeit erreicht werden. Für diesen Fall berechnet sich die Lösung von (4.15) mit

$$\underline{\underline{x}}' = (\underline{\underline{A}}'^T \cdot \underline{\underline{A}}')^{-1} \cdot \underline{\underline{A}}'^T \cdot \underline{\underline{b}}'. \quad (4.19)$$

Bei der Methode der kleinsten Quadrate gilt die Annahme, dass alle durch ΔT verursachten Frequenzverschiebungen $\Delta f_i(\Delta T)$ der Serienresonanzen mit der gleichen Genauigkeit bestimmt werden. Dieses gilt jedoch nicht allgemein. Beispielsweise ist es nicht möglich den Überlapp eines Resonators so zu dimensionieren, dass die parasitären Moden für alle Serienresonanzen unterdrückt werden. Gleichzeitig führt ΔT zu unterschiedlich starken Frequenzverschiebungen bei den parasitären Moden und der Serienresonanzen. Deswegen beeinflussen die parasitären Moden die Frequenzlage der Serienresonanz bei unterschiedlichen Temperaturen unterschiedlich stark. Somit führen parasitäre Moden zu zusätzlichen Messunsicherheiten in der Charakterisierung der durch ΔT verursachten Frequenzverschiebungen der Serienresonanzen. Beispiele für Serienresonanzen mit und ohne parasitäre Moden sind in den vergrößerten Bereichen der Abbildung 4.6 zu sehen.

Um zu berücksichtigen, dass die Frequenzverschiebungen unterschiedlicher Serienresonanzen mit unterschiedlichen Genauigkeiten charakterisiert werden, wurde die gewichtete Methode der kleinsten Quadrate eingesetzt. Jede Gleichung aus dem LGS 4.19 wird mit einem Gewichtungsfaktor w_i multipliziert, der proportional zu der Genauigkeit der gemessenen Frequenzverschiebung ist. Die entsprechende Lösung berechnet sich mit

$$\underline{\underline{x}}' = (\underline{\underline{A}}'^T \cdot \underline{\underline{W}}^T \cdot \underline{\underline{W}} \cdot \underline{\underline{A}}')^{-1} \cdot \underline{\underline{A}}'^T \cdot \underline{\underline{W}}^T \cdot \underline{\underline{W}} \cdot \underline{\underline{b}}'. \quad (4.20)$$

$\underline{\underline{W}}$ ist eine Diagonalmatrix

$$\underline{\underline{W}} = \begin{bmatrix} w_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & w_2 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \ddots & w_{p-1} & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & w_p \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

und enthält alle Gewichtungsfaktoren.

Nachdem die TC der Steifigkeiten mit der beschriebenen Methode und den Messungen aus Abbildung 4.6 bestimmt wurden, wurden im nächsten Schritt die TC der Permittivitäten und der piezoelektrischen Konstanten bestimmt. Zu deren Bestimmung kam die gleiche Methode zum Einsatz. Der einzige Unterschied bestand darin, dass anstatt der Frequenzverschiebungen der Serienresonanzen die

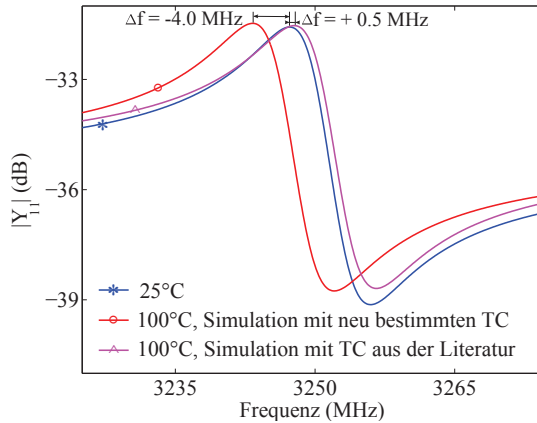


Abbildung 4.8: Ergebnisse der Simulationen für 25°C und 100°C. Die Simulationen für die Temperatur von 100° wurden mit unterschiedlichen Modelldaten durchgeführt. Die Simulationsergebnisse, für die die in dieser Arbeit bestimmten Modelldaten benutzt wurden, stimmen sehr gut mit den Messergebnissen (rechte vergrößerte Abbildung in Abbildung 4.6) überein. Die Simulation mit den TC aus [80] zeigt eine Frequenzverschiebung in die falsche Richtung.

Änderungen zwischen der Serien- und der Parallelresonanz untersucht wurden.

Somit wurden für die EM-akustische-thermische Modellierung nur die Ausdehnungskoeffizienten der Materialien aus der Literatur übernommen. Durch die Erhöhung der Anzahl der untersuchten Resonanzen bei der Untersuchung von Resonatoren mit weiteren Lagenstapeln wäre es möglich das LGS soweit zu erweitern, um auch die Ausdehnungskoeffizienten als unbekannte Variablen zu betrachten und diese zu bestimmen. Dieser Schritt hat sich jedoch nicht als notwendig erwiesen, da die Verifizierung der bestimmten Modelldaten auch ohne diesen Schritt bereits exzellent funktioniert hat.

4.3.2 Verifikation der erarbeiteten Modelldaten

Die gemessenen Frequenzverschiebungen der Resonanzen, die nicht zur Bestimmung der TC verwendet wurden, können als unabhängige Messungen betrachtet und zur Verifizierung eingesetzt werden. In dieser Arbeit war das die Resonanz aus der rechten Vergrößerung der Abbildung 4.6. Die dazugehörigen Simulationen sind in Abbildung 4.8 gezeigt. Für den Fall der Simulation mit den neu bestimmten Materialdaten stimmt die Simulation mit den Messungen sehr gut überein und liegt im Bereich der verwendeten Messungenauigkeit von 0.1 MHz. Die Simulation mit den TC aus [80] führt jedoch zur Vorhersage einer Frequenzverschiebung in die falsche Richtung und verdeutlicht somit die Notwendigkeit der individuellen Materialdatenbestimmung.

4.4 Temperaturkompensation

Die mit Hilfe der neuen Methode erarbeiteten Temperaturkoeffizienten der Dünnschichtmaterialien und die entwickelte Methode zur Modellierung des thermischen Verhaltens werden im Folgenden zur Entwicklung einer geeigneten *Temperaturkompensationsmethode* eingesetzt. Bei der Temperaturkompensation von BAW-Filtern (bzw. BAW-Resonatoren) wird versucht, eine möglichst geringe Frequenzverschiebung der Filterübertragungsfunktion (bzw. Impedanzkurve) mit sich verändernder Umgebungstemperatur zu erreichen, ohne andere Filtereigenschaften wie die Einfügedämpfung und Filterbandbreite (bzw. Güte und Kopplung der Resonatoren) negativ zu beeinflussen. Temperaturkompensierte Filter werden speziell für die Frequenzbänder benötigt, bei denen die für das Umschalten zwischen dem Durchlass- und Sperrbetrieb vorgesehenen Frequenzlücken (*Übergangsbänder*) besonders schmalbandig sind. Als Beispiel für solche Bänder können das bei 2,3 GHz gelegene LTE Band 30 mit nur 5 MHz breiten Übergangsbändern (2173 ppm) und das bei 3,5 GHz gelegene LTE Band 22 mit 20 MHz breiten Übergangsbändern (5700 ppm) genannt werden. Dennoch sind auch für alle anderen vorhandenen Frequenzbänder temperaturkompensierte Filter erwünscht. Da bei temperaturkompensierten Filtern weniger Bandbreite der Übergangsbänder für den thermischen Drift reserviert werden muss, können bei solchen Filtern die Anforderungen an die Flankensteilheiten reduziert werden, womit die Optimierung von anderen Filtereigenschaften sich deutlich vereinfacht. Andererseits wäre es möglich, höhere Fertigungstoleranzen zuzulassen und somit eine höhere Ausbeute zu erreichen.

4.4.1 Erhöhung des SiO₂-Anteils

Erhöhungen in der Umgebungstemperatur eines Filters führen zu Ausdehnung der einzelnen Schichtdicken und der Resonatorflächen, zur Abnahme in der Dichte und verändern die dielektrischen und piezoelektrischen Konstanten. Bei den meisten Materialien ist die Erhöhung der Temperatur mit der Abnahme der Steifigkeit verbunden. Dieses Verhalten wird als normales thermo-mechanisches Verhalten bezeichnet. Die Überlagerung aller vorher genannten Effekte führt deswegen generell dazu, dass sich die Admittanzkurven der Resonatoren und somit die Transferfunktionen der Filter bei zunehmender Temperatur zu kleineren Frequenzen verschieben. Es gibt jedoch auch Materialien mit einem anormalen thermo-mechanischen Verhalten. Die Erhöhung der Temperatur führt bei solchen Materialien dazu, dass sich deren Steifigkeit erhöht. Somit weisen diese Materialien ein zu allen anderen Materialien entgegengesetztes Verhalten auf und können somit für die Eigenschaften anderer Materialien und Geometrieänderungen kompensieren. Als Beispiele für solche Materialien können **Siliziumnitrid** (SiN), **Siliziumdioxid** (SiO₂) und **Germaniumdioxid** (GeO₂) genannt werden. Von all den

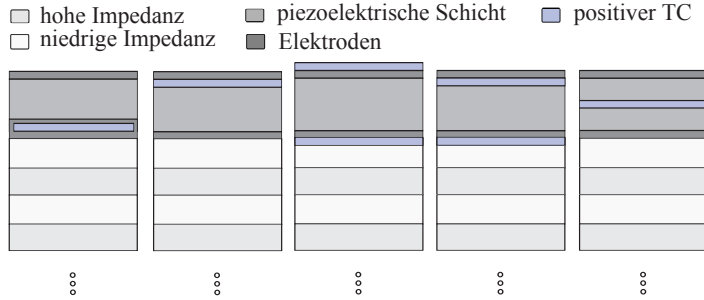


Abbildung 4.9: Überblick der aus der Literatur bekannten Temperaturkompensationsmethoden [79, 80, 131, 162–167].

erwähnten Materialien weist SiO_2 das höchste anormale Verhalten auf. SiO_2 wird häufig als die Schicht mit niedriger akustischer Impedanz im Bragg-Reflektor der SMRs eingesetzt. Aus diesem Grund weisen die SMRs grundsätzlich ein kleineres TCF als die FBARs auf.

Eine naheliegende und in der Literatur weit verbreitete Methode besteht deswegen darin, den SiO_2 -Anteil im Lagenstapel zu erhöhen, um den TCF der BAW-Komponente zu reduzieren. Dabei wirkt sich nicht nur die Dicke der zusätzlichen SiO_2 -Schicht auf den Kompensationseffekt entscheidend aus, sondern auch der Ort im Lagenstapel an dem die SiO_2 -Schicht platziert wird. Je größer die Amplitude der mechanischen Spannung am Ort ist, an dem die zusätzliche SiO_2 -Schicht platziert wird, um so stärker ist der Kompensationseffekt und um so dünnere SiO_2 -Schichten reichen für eine vollständige Temperaturkompensation aus [131, 167]. In Abbildung 4.9 sind die zur Platzierung der Kompensationsschicht in der Literatur untersuchten Orte zu sehen. Mit all den gezeigten Methoden lassen sich BAW-Resonatoren mit einem TCF gleich Null realisieren. Da jedoch der Anteil von SiO_2 und somit eines nicht piezoelektrischen Materials im Lagenstapel erhöht wird, sind all diese Methoden mit einer Verringerung der effektiven Kopplung verbunden.

Für die ganz links und ganz rechts in Abbildung 4.9 gezeigten Methoden wurden dabei die kleinsten Abnahmen in der effektiven Kopplung (30 % bis 40 %) berichtet. Die in Abbildung ganz rechts zu sehende Methode profitiert von einer am Ort mit der größten mechanischen Spannung platzierten SiO_2 -Schicht. Somit reicht nur eine sehr geringe Dicke von SiO_2 für eine vollständige Kompensation aus [131, 167]. Die in Abbildung 4.9 ganz links gezeigte Methode hat einerseits den Vorteil, dass die mechanische Spannung am Ort an dem die Schicht platziert ist, noch immer relativ hoch ist. Andererseits wird die SiO_2 -Schicht von der unteren Elektrode umschlossen. Damit wird die durch die Kompensationsschicht verursachte parasitäre Kapazität kurzgeschlossen und die Abnahme in der effektiven Kopplung fällt geringer aus [162].

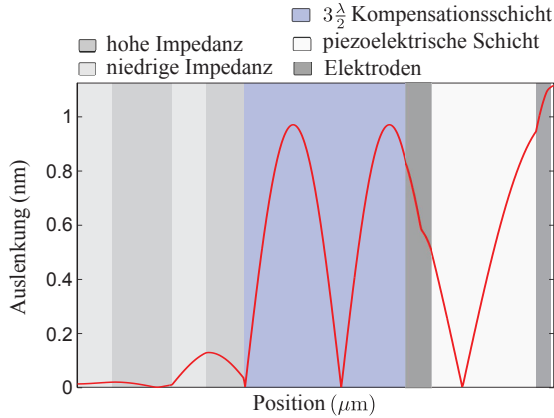


Abbildung 4.10: Verlauf der Auslenkung in einem mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Lagenstapel.

Eine Verringerung der Kopplung von mehr als 30 % Prozent macht die vorgestellten Methoden für Filteranwendungen in den meisten Bändern unbrauchbar, weil dann die gewünschte Frequenzbandbreite nicht mehr erreicht werden kann. Deswegen wurden diese Ansätze in dieser Arbeit nicht mehr weiter verfolgt. Stattdessen fokussierten sich die Forschungsarbeiten auf eine andere neuartige Methode.

4.4.2 Dreiviertel-Wellenlänge-Methode

Bei der *Dreiviertel-Wellenlänge-Methode* [168] handelt es sich um einen neuartigen Ansatz zur Temperaturkompensation, bei dem die direkt unterhalb der unteren Elektrode liegende SiO₂-Schicht des Bragg-Reflektors in ihrer Dicke verdreifacht wird. Von ihrer ursprünglichen ungefähr der Hälfte der akustischen longitudinalen Welle entsprechenden Dicke (vergleiche Abschnitt 2.2.1) wird die Schicht auf eine ungefähr Dreiviertel der akustischen longitudinalen Welle entsprechenden Dicke vergrößert. Diese Vergrößerung verursacht eine starke Verschiebung der Resonanzen hin zu kleineren Frequenzen. Im Unterschied zu den gängigen Methoden wird im nächsten Schritt nicht versucht, die Dicken der Elektroden und der piezoelektrischen Schicht zu verringern und somit die Resonanzen wieder zu höheren Frequenzen zurückzuschieben. Stattdessen wird die zweite Resonanz als Hauptresonanz eingesetzt. Die neue Hauptresonanz liegt in unmittelbaren Nähe der alten Hauptresonanz, da die SiO₂-Schicht um eine halbe Wellenlänge erhöht wurde. Es sind nur noch minimale Anpassungen in der Dicke der piezoelektrischen Schicht erforderlich, um die neue Hauptresonanz auf die exakt gleiche Frequenz der ursprünglichen Hauptresonanz zu verschieben.

Ein in dieser Arbeit entwickelter und auf der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode

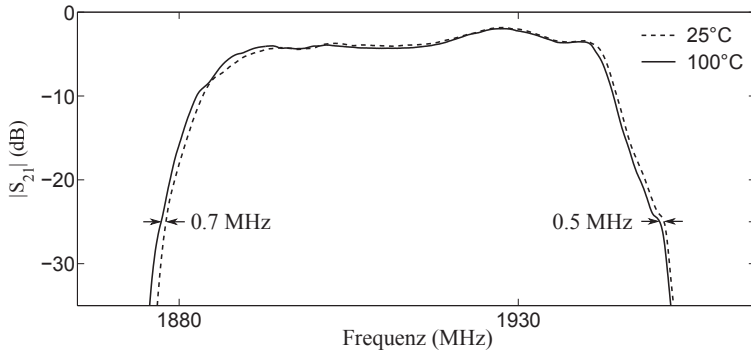


Abbildung 4.11: Messergebnisse eines mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten BAW-TX-Testfilters für die Temperatur von 25°C und 100°C.

basierender temperaturkompensierter Lagenstapel ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Der Verlauf der Auslenkung im Lagenstapel wurde mit der 1D-Transfer-Matrix-Methode aus Abschnitt 4.1.1 berechnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Dreiviertel-Wellenlänge in der Kompensationsschicht steht. Die Messergebnisse des mit dem Lagenstapel gefertigten Testfilter sind in Abbildung 4.11 zu sehen. Der Testfilter unterscheidet sich nur in seinem Lagenstapel (Kompensationsschicht und leichte Anpassung der AlN-Schichtdicke) zu dem im Abschnitt 4.2.2 diskutierten nicht temperaturkompensierten Filter. Durch den Vergleich der Abbildungen 4.11 und 4.5(b) können die Auswirkungen der Temperaturkompensation direkt untersucht werden. Das TCF der linken Flanke hat sich von -22 ppm/K auf -5 ppm/K und das der rechten Flanke von -25 ppm/K auf -3 ppm/K reduziert. Die Dreiviertel-Wellenlänge-Methode konnte somit als eine sehr effektive Methode zur Temperaturkompensation im Experiment bestätigt werden.

Vergleicht man die Bandbreiten der beiden Filter, so ergibt sich je nach Auswertungspunkt eine Reduktion in der Bandbreite zwischen 19 % und 24 %. Die Abnahme in der effektiven elektromechanischen Kopplung fällt somit im Vergleich zu den diskutierten Methoden aus dem vorherigen Kapitel geringer aus. Dennoch könnte man eine Methode mit solcher Abnahme in der effektiven Kopplung für viele breitbandige Bänder wie z.B. LTE Band 25 ohne weitere Maßnahmen nicht einsetzen. Eine denkbare und in der Literatur bereits demonstrierte Maßnahme würde in der Dotierung der piezoelektrischen Schicht bestehen, um die elektromechanische Kopplung der piezoelektrischen Schicht zu erhöhen [169–172]. Mit dieser Maßnahme könnte man eine effektive elektromechanische Kopplung im Resonator erreichen, die mindestens gleichwertig mit jenen der nicht kompensierten Resonatoren ist. Damit wäre die Dreiviertel-Wellenlänge-Methode für alle Bänder anwendbar.

Weiterhin kann beim Vergleich der Übertragungsfunktionen eine Zunahme in der

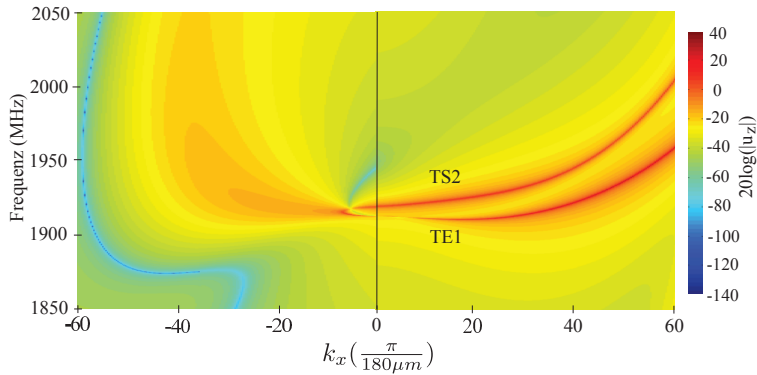


Abbildung 4.12: Berechnete Dispersion eines mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Lagenstapels.

Einfügedämpfung beobachtet werden. Die Zunahme kann dadurch erklärt werden, dass auf eine Optimierung der Dispersion und des Bragg-Reflektors im ersten Schritt verzichtet wurde, um möglichst schnell die TCF-Reduktion der neuartigen Methode experimentell bestätigen zu können. Ein optimierter Lagenstapel würde zur Nutzung von den für die Fertigung nicht freigegebenen Schichtdicken des Lagenstapels beim Hersteller der Teststrukturen führen und die Fertigung signifikant verzögern. Die berechnete Dispersion des Lagenstapels ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Die TE1-Dispersionskurve weist eine Typ-II-Dispersion auf und liegt unterhalb der TS2-Dispersionskurve. Somit funktioniert das im Abschnitt 2.2.2 diskutierte Energytrapping nicht und die Güte der einzelnen Resonatoren reduziert sich deutlich, was zur Erhöhung in der Einfügedämpfung des Filters führt. Mit einer Optimierung der Dispersion und des Bragg-Reflektors wären deutliche Verbesserungen in der Einfügedämpfung zu erwarten.

Kapitel 5

Modellierung und Reduzierung der Eigenerwärmung von BAW-Komponenten

BAW-Filter werden typischerweise bei Leistungen von bis zu 29 dBm eingesetzt. Ein Teil der Leistung wird dabei im Filter absorbiert und in Wärme umgewandelt. Die damit verbundene Temperaturerhöhung führt zu den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Veränderungen von Geometrien und Materialeigenschaften des Filters und folglich zu Veränderungen in dessen Transferfunktion (vergleiche Abbildung 1.2). Aus diesem Grund werden Modellierungsmethoden zur Beschreibung des Verhaltens eines Filters bei unterschiedlichen Leistungen benötigt. Solche Methoden erlauben es bereits in der Simulationsphase der Filterentwicklung sicher zu stellen, dass die vorgegebene Spezifikation für alle erforderlichen Leistungen eingehalten wird. Weiterhin ermöglichen diese Modellierungsmethoden die Schwachstellen eines Filters im Hinblick auf die Leistungsverträglichkeit zu identifizieren, die gefundenen kritischen Stellen gezielt zu optimieren und somit die benötigte Anzahl an Fertigungs- und Entwicklungsiterationen zu reduzieren. Der Einsatz von derartigen Modellierungsmethoden ermöglicht auch die Entwicklung von neuen leistungsverträglicheren Generationen der BAW-Technologien, bei denen die Resonatoren generell eine höhere Leistungsdichte aushalten.

Wie im vorherigen Abschnitt demonstriert, können EM-akustisch-thermische 3D-FEM Simulationen wegen der zu hohen Rechenzeiten zur Modellierung des leistungsabhängigen Filterverhaltens nicht eingesetzt werden. Die aus der Literatur bekannten Methoden [20–24] zur Modellierung von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen benutzen den berechneten oder gemessenen TCF und eine aus der Unitaritätsverletzung (und der anliegenden Leistung) bestimmte Verlustleistung. Damit wird erst die Eigenerwärmung des Filters und danach die damit verbundene Frequenzverschiebung der Übertragungsfunktion des Filters bestimmt. Deswegen muss man bei den aus der Literatur bekannten Methoden davon ausgehen, dass die Eigenerwärmung eine homogene Temperaturverteilung innerhalb

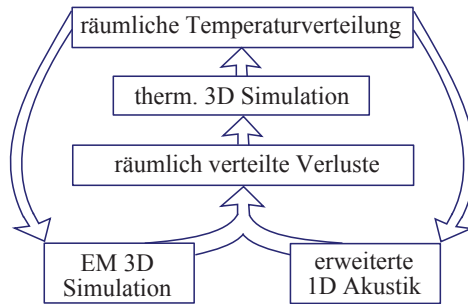


Abbildung 5.1: Entwickelte multiphysikalische Methode zur Modellierung von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen.

des Bauteils verursacht, oder dass die eventuell inhomogene Temperaturverteilung einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Verhalten der BAW-Komponente hat. Der TCF beschreibt jedoch die durch eine homogene Erwärmung verursachte Frequenzverschiebung der Übertragungsfunktion. Wird die Unitaritätsverletzung für einzelne Resonatoren berechnet, so kann die Verlustleistung zumindest auf diese einzelnen Resonatoren verteilt werden. Die Information bezüglich der Verlustleistungsverteilung innerhalb eines Resonators geht jedoch bei dieser Berechnungsmethode verloren. Aus diesem Grund wird bei der Bestimmung der Temperatur die Verlustleistung eines Resonators entweder auf sein gesamtes Volumen oder nur auf seine Elektroden und die piezoelektrische Schicht verteilt. Es wird also entweder davon ausgegangen, dass alle Bereiche des Resonators gleiche Verluste verursachen oder dass die gesamten Verluste in den Elektroden und der piezoelektrischen Schicht entstehen.

In [173] wurde gezeigt, dass die Eigenerwärmung einen Temperaturgradienten entlang des SMR-BAW-Lagenstapels verursacht. Weiterhin haben Tag *et. al* [133, 134, 145, 146] bewiesen, dass nicht nur die Temperatur- und Verlustleistungsverteilung entlang der einzelnen Resonatoren, sondern auch entlang und innerhalb der einzelnen Schichten des Lagenstapels einen signifikanten Einfluss auf das Verhalten der BAW-Komponente haben. Die in dieser Arbeit entwickelte multiphysikalische Methode zur Modellierung von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen ist in Abbildung 5.1 zusammengefasst.

Im ersten Schritt werden analog zum Abschnitt 4.1 3D EM- und 1D akustische Simulationen durchgeführt und die berechneten S-Parameter in einem Schaltungssimulator miteinander verknüpft. Um eine räumliche Verteilung der Verluste zu erhalten, sind bestimmte Erweiterungen bei den EM und akustischen Modellen und weitere zusätzliche Berechnungen mit den Ergebnissen aus dem Schaltungssimulator erforderlich. Diesen Erweiterungen widmet sich Abschnitt 5.1. Im nächsten Schritt wird die berechnete räumliche Aufteilung der Verluste in thermischen

3D-Simulationen zur Berechnung der räumlichen Temperaturverteilung eingesetzt. Das dazugehörig entwickelte thermische Modell ermöglicht präzise und effiziente thermische Simulationen und wird im Abschnitt 5.2 vorgestellt. Die EM und akustischen Modelle werden entsprechend der räumlichen Temperaturverteilung modifiziert, die dazugehörigen Simulationen werden wiederholt und deren Ergebnisse im Schaltungssimulator miteinander verknüpft, wodurch man das Verhalten der BAW-Komponente bei hoher Leistung erhält.

Weiterhin ist es bekannt, dass nichtlineare Zusammenhänge generell einen Einfluss auf die Verschiebung der Resonanzfrequenz haben [174] und dass BAW-Resonatoren ein nichtlineares Verhalten aufweisen [175, 176]. In Kapitel 6 wird jedoch gezeigt, dass für die in dieser Arbeit verwendeten SMR-BAW-Technologie und die typischerweise maximal spezifizierten Leistungen, die Einflüsse des nichtlinearen Verhaltens auf die Verschiebung der Resonanzfrequenz sehr gering ausfallen und bei der Modellierung des Verhaltens der Transferfunktion eines Filters bei hohen Leistungen vernachlässigt werden können.

Im Abschnitt 5.4 wird das entwickelte Verfahren anhand von IR- und S-Parameter-Messungen unter Last sowohl für BAW-Resonatoren, wie auch für BAW-Filter geprüft. Im Abschnitt 5.5 wird die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Reduzierung der Eigenerwärmung in BAW-Komponenten vorgestellt und mit dem entwickelten Modellierungsverfahren verifiziert.

5.1 Bestimmung und räumliche Verteilung von Verlusten

Das entwickelte Modellierungsverfahren basiert auf der Berücksichtigung von drei unterschiedlichen Verlustarten. Das sind die *EM-Verluste*, die *viskosen* und die durch die *akustische lateral weglaufernde* Wellen entstehenden Verluste. Die Akustik wird eindimensional modelliert. Die Modellierung der eventuell vorhandenen *Umverteilungsströmen*, die durch eine ungleichmäßig verteilte mechanische Spannung entlang der Resonatorfläche verursacht werden können [177] und die Modellierung der mit solchen Strömen verbundenen Verluste, ist damit nicht möglich. Wie im Abschnitt 4.1 gezeigt, führt die eindimensionale Modellierung der Akustik zu einer sehr guten Übereinstimmung zwischen den Messungen und Simulationen im Kleinsignalverhalten. Die Güten der Resonatoren werden also richtig modelliert. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass selbst wenn weitere zusätzliche Verlustquellen vorhanden sein sollten, deren Beiträge durch die anderen Verlustquellen bereits mitberücksichtigt werden.

5.1.1 Laterale akustische Verluste

In [155] wurde eine Methode zur Modellierung der Güte abhängig vom Umfang des Resonators entwickelt. Es basiert auf einer Erweiterung der 1D-Akustik mit

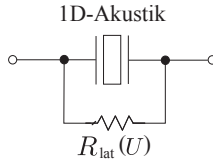


Abbildung 5.2: Erweitertes 1D-Modell zur Beschreibung des akustischen Verhaltens eines Resonators (nach [155]). Der vom Umfang U des Resonators abhängige Widerstand $R_{lat}(U)$ ist zur Modellierung der lateral weglaufenden akustischen Wellen parallel zur 1D-Akustik geschaltet.

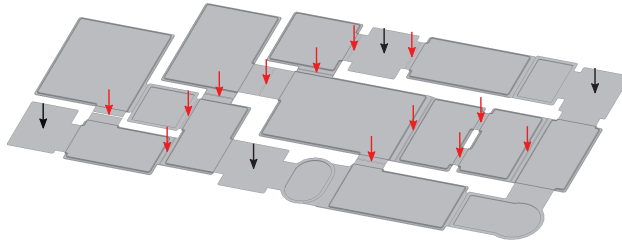


Abbildung 5.3: EM-Modell des im Kapitel 4 diskutierten BAW-TX-Testfilters. Das Substrat, die Schichten des Bragg-Reflektors und die konzentrierten Tore sind zur besseren Übersichtlichkeit in der Abbildung nicht dargestellt. Mit roten Pfeilen sind die Stellen markiert, an denen sich die Torpaare mit den zusätzlichen konzentrierten Toren zur Bestimmung der EM-Verlustleistung der einzelnen Resonatoren befinden. Mit schwarzen Pfeilen sind die Stellen markiert, an denen sich die konzentrierte Tore für die Signal- und Masseanschlüsse befinden.

einem parallelen Widerstand. Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Durch das Vermessen von Resonatoren mit unterschiedlichen Flächen und Formen kann das Model zur Berechnung des Widerstandes abhängig vom Umfang des Resonators aufgestellt werden. In dieser Arbeit wird die Hypothese verfolgt, dass diese Verluste durch akustisch lateral weglaufenden Wellen verursacht werden. Aus diesem Grund werden diese Verluste in der thermischen 3D-FEM-Simulation einheitlich auf den ganzen Chip verteilt. Diese Hypothese wird in den nachfolgenden Abschnitten durch Simulationen und Messungen bestätigt.

5.1.2 Elektromagnetische Verluste

Die elektromagnetischen Verluste in den Elektroden (ohmsche Verluste, Wirbelstromverluste) und die dielektrischen Verluste in der piezoelektrischen Schicht werden in den EM-3D-FEM-Simulationen mitberücksichtigt. Um die EM-Verluste auf die einzelnen Resonatoren aufteilen zu können, muss an den Zuleitungen der Elektroden der Resonatoren im EM-3D-Modell jeweils ein Paar an konzentrierten Toren (engl. *lumped ports*) eingefügt werden. Das EM-Modell mit zusätzlichen

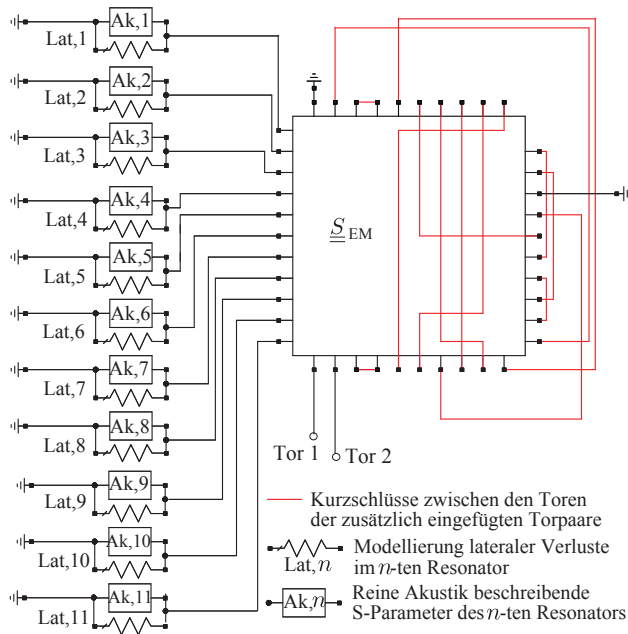


Abbildung 5.4: Verbindung der Simulationsergebnisse (Akustik, laterale Verluste, EM) für den im Kapitel 4 vorgestellten BAW-TX-Testfilter im Schaltungssimulator. Die zwei Tore der zusätzlich eingefügten Torpaare sind jeweils miteinander kurzgeschlossen.

konzentrierten Toren für den im Abschnitt 4.2.2 diskutierten Filter ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Durch das Entfernen des kurzen Elektrodenstückes zwischen den eng nebeneinander platzierten Toren im EM-Modell bei jedem der eingefügten Torpaare und die Verbindung der Tore jedes Torpaares im Schaltungssimulator durch einen Kurzschluss (vergleiche Abbildung 5.4) bleibt das simulierte EM-Verhalten der BAW-Komponente unbeeinflusst. Die zusätzlichen Tore erlauben einen Zugriff auf die Ströme und Spannungen an den entsprechenden neu entstandenen Knoten im Schaltungssimulator. Somit können die in die Resonatoren hinein- und herausfließenden Leistungen berechnet werden. Aus deren Differenzen können die in den einzelnen Resonatoren umgesetzten EM Verlustleistungen berechnet werden. Die berechnete EM Verlustleistung des Resonators wird in der thermischen Simulation auf die Elektroden und die piezoelektrische Schicht des Resonators verteilt.

5.1.3 Viskose Verluste

Der akustische Poynting Vektor P_{ac} ist als [29]

$$P_{ac} = -T v \quad (5.1)$$

definiert. T ist die mechanische Spannung und v die Teilchengeschwindigkeit. Die Leistung in einer akustischen Welle ist durch die Divergenz des akustischen Poynting Vektors

$$\nabla \cdot P_{ac} = -\nabla \cdot (Tv) \quad (5.2)$$

gegeben. Betrachtet man eine sich in z -Richtung ausbreitende akustische Welle, so kann die Gleichung als

$$\nabla \cdot P_{ac} = -\frac{\partial T}{\partial z} v - \frac{\partial v}{\partial z} T \quad (5.3)$$

ausgeschrieben werden. Gleichung 2.3, welche das zweite newtonische Gesetz beschreibt, reduziert sich für den Fall der sich in z -Richtung ausbreitenden Welle auf

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (5.4)$$

ρ ist die Materialdichte, u ist die Auslenkung des Teilchens und t ist die Zeit. Benutzt man die Beziehung zwischen Teilchengeschwindigkeit und Auslenkung aus Gleichung 2.4, so kann das newtonische Gesetz zu

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (5.5)$$

umformuliert werden. Die Definition der mechanischen Dehnung S aus Gleichung 2.2 vereinfacht sich für eine sich in z -Richtung ausbreitende Welle zu

$$S = \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (5.6)$$

Wird die Gleichung 5.6 nach t differenziert, so erhält man

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (5.7)$$

Durch das Einsetzen der Gleichungen 5.5 und 5.7 in die Gleichung 5.3 kann die Leistung einer akustischen Welle mit

$$\nabla \cdot P_{ac} = -\rho \frac{\partial v}{\partial t} v - \frac{\partial S}{\partial t} T \quad (5.8)$$

berechnet werden. Wird statt des hookeschen Gesetzes aus Gleichung 2.1, die Variante mit der Berücksichtigung der Viskosität eines Materials η

$$T = cS + \eta \frac{\partial S}{\partial t} \quad (5.9)$$

auf die Gleichung 5.8 angewandt, so erhält man

$$\nabla \cdot P_{ac} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2} c S^2 \right) - \eta \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2. \quad (5.10)$$

c ist die Steifigkeitskonstante. Der erste Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung (5.10) beschreibt die in der akustischen Welle gespeicherte Leistung. Der zweite Ausdruck auf der rechten Seite repräsentiert die durch die Viskosität des Materials verursachte Verlustleistung. Bei einer harmonischen Auslenkung u

$$u = u_0(z)e^{j\omega t}, \quad (5.11)$$

mit der maximalen Auslenkung $u_0(z)$ am Ort z , der Winkelgeschwindigkeit ω und der Gleichung 5.6 berechnet sich $P_{\text{visc}}(z)$ als

$$\begin{aligned} P_{\text{visc}}(z) &= -\eta \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 \\ &= -\eta \left(\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \\ &= -\eta \left(\frac{\partial}{\partial z} j\omega u \right)^2 \\ &= \eta \omega^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \\ &= \eta \omega^2 S^2. \end{aligned} \quad (5.12)$$

5.2 Thermische 3D-Modellierung

Verluste und deren räumliche Verteilung, die mit den Methoden aus dem vorherigen Abschnitt bestimmt werden, dienen als Eingangsgrößen für thermische 3D-FEM-Simulationen zur Berechnung der räumlichen Temperaturverteilung. In der Simulation werden die berechneten Verluste als Volumenverluste an ihren Entstehungsorten angesetzt. Als Randbedingungen für die thermische Simulation dienen eine Wärmesenke bei einer vorgegebenen Temperatur, eine auf Raumtemperatur sich befindende und den BAW-Chip umschließende Luft und eine normale Konvektion. Abhängig von der zu simulierenden Struktur dienen entweder die Unterseite des BAW-Chips (Simulation eines sich direkt auf einem Waferprober oder einer Heizplatte befindenden BAW Chips.) oder die Unterseite der Platine (Simulation eines auf eine Platine entweder geklebten und draht-gebondeten oder mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten BAW-Chips. Die Platine befindet sich auf einer Heizplatte.) als Wärmesenke. Das Gehäuse und die Platine werden mit einem effektiven thermischen Widerstand modelliert. Diese Vorgehensweise ist gerechtfertigt, da nur die durch den thermischen Widerstand der Platine, bzw. des Gehäuses verursachte Zunahme in der Temperatur, jedoch nicht die Temperaturverteilung innerhalb der Platine bzw. des Gehäuses einen Einfluss auf das Verhalten der BAW-Komponente haben. Der effektive thermische Widerstand wurde mit IR-Messungen bestimmt.

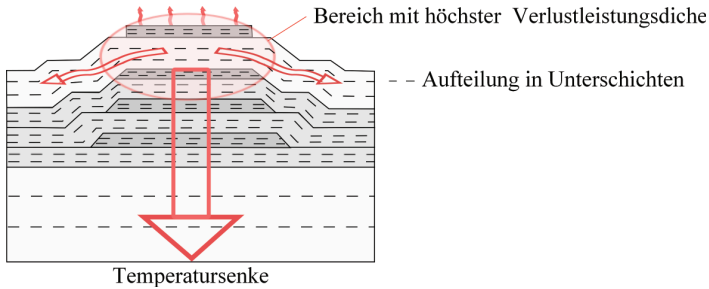


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Wärmeflusses in einem auf einer Wärmesenke platzierten SMR-BAW-Resonator. Zur Modellierung des Temperaturgradienten innerhalb einer Schicht wurde im gezeigten Beispiel jede Schicht in drei Unterschichten aufgeteilt.

Eine SMR-BAW-Komponente besteht aus zahlreichen Dünnschichten. Das Substrat ist um das hundertfache dicker als die meisten der verwendeten Dünnschichten. Würde man finite Volumenelemente zum Aufteilen des zu simulierenden 3D-Körpers verwenden, so würde dieses entweder zu einer sehr hohen Anzahl an kleinen Netzelementen oder zu Netzelementen mit einem schlechten Seitenverhältnis führen. Dies würde wiederum entweder zu einer hohen Simulationszeit oder zu ungenauen Simulationsergebnissen führen. Um dies zu vermeiden, werden nur das Substrat und die Bumps mit finiten Volumenelementen vernetzt. Die lateralen Ausdehnungen der Dünnschichten sind viel größer als deren Dicken und es kann von einer linearen Änderung der Temperatur entlang der Dicke der Schicht ausgegangen werden. Aus diesem Grund können für die Dünnschichten *Shell-Elemente* verwendet werden. Somit wird die Anzahl an Netzelementen deutlich reduziert und die Simulationszeit verringert sich. Gleichzeitig bleiben die Ergebnisse der Simulation genau und zuverlässig [145].

5.3 Berücksichtigung der Temperaturverteilung

Die mit der thermischen 3D-FEM berechnete Temperaturverteilung wird zur Modifizierung der Modelle für die EM und akustische Simulationen entsprechend der Temperaturverteilung benutzt. Aus Abschnitt 5.1 ist ersichtlich, dass in den Elektroden, der piezoelektrischen Schicht und der Schicht des Bragg-Reflektors unterhalb der Elektrode im Bereich der longitudinal stehenden akustischen Welle die höchste Verlustleistungsdichte vorliegt (vergleiche Abbildung 5.5). In diesem Bereich entstehen die EM und gleichzeitig die höchsten viskosen Verluste. Das Substrat besteht in den meisten Fällen aus Silizium und weist eine sehr gute thermische Leitfähigkeit auf. Gleichzeitig besitzt es eine relativ hohe Dicke. Aus diesem Grund wird es die ankommende Wärme gut verteilen und agiert in den meisten Fällen als Wärmesenke. Wegen der Wärmequelle auf der einen Seite und

der Wärmesenke auf der anderen wird sich entlang des Lagenstapels ein Temperaturgradient ausbilden.

Die Temperaturänderung ΔT_i entlang der Dicke einer Schicht i und die Temperatur T_i auf deren Unterseite sind aus den thermischen 3D-Simulationen bekannt. Im nächsten Schritt wird eine passende vertikale Temperaturauflösung ΔT_r gewählt. Um die gewünschte Temperaturauflösung zu erhalten muss jede Schicht i in n_i Unterschichten

$$n_i = \frac{\Delta T_i}{\Delta T_r}. \quad (5.13)$$

aufgeteilt werden. Anschließend wird die Temperaturänderung ΔT_{ij}

$$\Delta T_{ij} = T_i + j\Delta T_r \quad (5.14)$$

und die Dicke h_{ij}

$$h_{ij} = \frac{h_i}{n_i} \quad (5.15)$$

jeder Unterschicht j berechnet. Ein Beispiel in dem jede Schicht in drei Unterschichten aufgeteilt wurde ist in Abbildung 5.5 zu sehen.

Im Kapitel 4 wurden die Umgebungstemperatur T_0 und die Temperaturkoeffizienten der Steifigkeit $TC_{c_{33i}}$, der piezoelektrischen Konstante $TC_{e_{33i}}$, der Permittivität $TC_{\epsilon_{33i}}$ und die Ausdehnungskoeffizienten α_i (α_{el} entspricht dem Ausdehnungskoeffizienten der Elektrode) benutzt, um die Änderungen der Materialeigenschaften und Resonatorgeometrie zu berechnen. Diese Vorgehensweise wurde weiterentwickelt, um aus ΔT_{ij} für jede Unterschicht j in jeder Schicht i die Änderungen in der Steifigkeit c_{33ij} , piezoelektrischen Konstante e_{33ij} , Permittivität ϵ_{33ij} , Schichtdicke h_{ij} individuell zu berechnen und auch die dazugehörige Resonatorfläche A zu bestimmen.

$$c_{33ij}(T) = c_{33i}(T_0)(1 + TC_{c_{33i}}\Delta T_{ij}), \quad (5.16a)$$

$$\rho_{ij}(T) = \rho_i(T_0)(1 - 3\alpha_i\Delta T_{ij}), \quad (5.16b)$$

$$e_{33ij}(T) = e_{33i}(T_0)(1 + TC_{e_{33i}}\Delta T_{ij}), \quad (5.16c)$$

$$\epsilon_{33ij}(T) = \epsilon_{33i}(T_0)(1 + TC_{\epsilon_{33i}}\Delta T_{ij}), \quad (5.16d)$$

$$h_{ij}(T) = h_{ij}(T_0)(1 + \alpha_i\Delta T_{ij}), \text{ und} \quad (5.16e)$$

$$A(T) = A(T_0)(1 + \alpha_{el}\Delta T)^2. \quad (5.16f)$$

Wie aus späteren Simulations- und Messergebnissen ersichtlich sein wird, ist der Temperaturgradient entlang der Resonatorfläche vergleichsweise gering und wird deswegen zur Modellierung der durch die Eigenerwärmung verursachten Veränderungen nicht berücksichtigt.

Mit den entsprechend dem Temperaturgradienten berechneten Materialien und Geometrien ergibt sich ein neuer Lagenstapel mit einer erhöhten Anzahl an

Schichten für jeden Resonator und einer neuen Resonatorfläche. Im nächsten Schritt werden die EM und die akustischen Simulationen aus Abschnitt 4.1 mit dem neu erhaltenen Modell wiederholt. Die Ergebnisse der beiden Simulationen werden wieder im linearen Simulator verbunden und man erhält das Verhalten der BAW-Komponente bei gewünschter Leistung und Umgebungstemperatur. Anschließend wird die gesamte Simulationskette noch einmal durchlaufen. Sind die Änderungen in den berechneten S-Parametern kleiner als die gewünschte Simulationsgenauigkeit, so wird das Ergebnis der Simulation akzeptiert. Anderenfalls muss die Simulationskette wieder neu durchlaufen werden.

5.4 Verifikation durch Simulations- und Messergebnisse

Im Nachfolgenden wird anhand von Simulations- und Messergebnissen die Notwendigkeit der einzelnen Modellierungsschritte und die Genauigkeit der entwickelten Methode demonstriert. Als Erstes werden einzelne Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln untersucht. Anschließend wird die entwickelte Methode zur Modellierung des Verhaltens von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen auch für ganze BAW-Filter verifiziert. Die Schichtdicken der untersuchten Komponenten wurden mit den Methoden aus Kapitel 3.1 charakterisiert, um die Unsicherheiten bei den Vergleichen zwischen Simulationen und Messungen weitestgehend zu reduzieren.

5.4.1 Resonatoren

Im ersten Schritt wird der Einfluss des Temperaturgradienten auf das Verhalten der BAW-Resonatoren untersucht. Die Abhängigkeit der unterschiedlichen Verlustmechanismen von der Frequenz wird als nächstes diskutiert. Weiterhin werden die Einflüsse der räumlichen Verteilung der durch lateral akustisch weglaufernden Wellen verursachten Verluste und der viskosen Verluste auf die Eigenerwärmung und somit auf die Verschiebung der Admittanzkurve des Resonators verdeutlicht. Gleichzeitig werden Vergleiche der gemessenen Temperaturen und Admittanzkurven unter Last mit den entsprechenden Simulationen durchgeführt, um die entwickelte Modellierungsmethode zur Beschreibung des Verhaltens von BAW-Resonatoren bei hohen Leistungen zu verifizieren.

Einfluss des Temperaturgradienten

Um den Einfluss des Temperaturgradienten auf das Verhalten eines Resonators und somit eines Filters zu verdeutlichen, werden im nachfolgenden zwei Beispiele diskutiert. Im ersten Beispiel wird ein Resonator direkt auf eine Wärmesenke

80.5 °C	79.7 °C	
80.5 °C	79.7 °C	
80.3 °C	79.7 °C	
60.7 °C	45.3 °C	
60.6 °C	45.2 °C	
49.0 °C	38.4 °C	<input type="checkbox"/> piezoelektrische Schicht
48.8 °C	38.3 °C	<input checked="" type="checkbox"/> Elektroden
36.6 °C	31.2 °C	<input checked="" type="checkbox"/> hohe Impedanz
nicht Temperatur- kompensiert	Temperatur- kompensiert	<input type="checkbox"/> niedrige Impedanz

Abbildung 5.6: Berechnete maximale Temperaturen für die Unterseiten der einzelnen Schichten der Resonatoren. Linke Seite: nicht temperaturkompensierter Resonator. Rechte Seite: temperaturkompensierter Resonator.

platziert. Im zweiten Beispiel wird ein mit dem Flip-Chip-Verfahren montierter Resonator betrachtet.

Resonatoren auf einer Wärmesenke

Es werden zwei Resonatoren mit einer Fläche von etwa $10^4 \mu\text{m}^2$ mit der Serienresonanz bei ca. 2 GHz betrachtet. Der erste Resonator hat einen nicht temperaturkompensierten Lagenstapel. Der zweite Serienresonator weist den mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensierten Lagenstapel (vergleiche Abschnitt 4.4.2) auf. Für jeden Resonator werden drei unterschiedliche Fälle betrachtet. Im ersten Fall befinden sich die Resonatoren auf einer Umgebungstemperatur von $T_a = 22^\circ\text{C}$. Im zweiten Fall befinden sich die Resonatoren auf einer Temperatur von $T_a = 80^\circ\text{C}$ (homogene Erwärmung). Im dritten Fall befinden sich die Resonatoren auf einer Umgebungstemperatur von $T_a = 22^\circ\text{C}$. Zeitgleich wird aber eine Leistung bei der Serienresonanz des Resonators angelegt, die zu Eigenerwärmung und einer maximalen Temperatur von 80°C im Resonator führt. P_{in} ist 27 dBm für den Resonator ohne Temperaturkompensation und 26 dBm für den temperaturkompensierten Resonator. Die berechneten maximalen Temperaturen für die einzelnen Lagen sind in der schematischen Darstellung der Abbildung 5.6 eingetragen. Auf der linken Seite der Abbildung sind die Temperaturen für den nicht temperaturkompensierten Resonator und auf der rechten Seite für den temperaturkompensierten Resonator zu sehen.

In Abbildung 5.7 sind die Simulationsergebnisse für die laterale Temperaturverteilung von zwei Grenzflächen des temperaturkompensierten Resonators zu sehen. Die gezeigte laterale Temperaturverteilung ist repräsentativ für alle anderen Grenzflächen und den nicht temperaturkompensierten Resonator. Die zu sehenden lateralen Temperaturgradienten innerhalb der Resonatorfläche sind im Vergleich zum Temperaturgradienten entlang des Lagenstapels gering und werden deswegen bei der Modifizierung der Modelle für EM und akustische Simulationen nicht berücksichtigt.

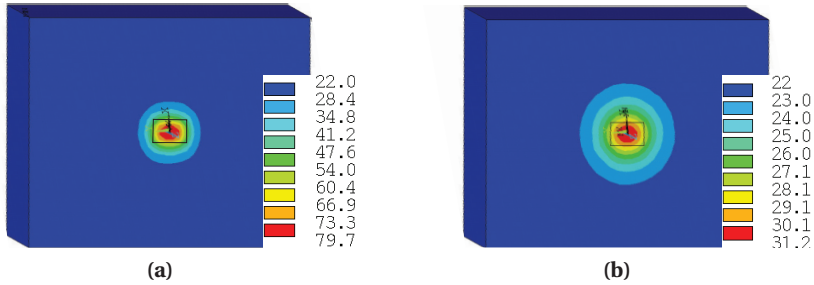


Abbildung 5.7: Simulierte laterale Temperaturverteilung (in °C) für P_{in} gleich 26 dBm bei der Serienresonanz in einem temperaturkompensierten auf einer Wärmesenke sich befindenden Resonator. a) Temperatur in der obersten Schicht. b) Temperatur für die Grenzfläche zwischen der letzten Schicht des Bragg-Reflektors und Substrat. Die Resonatorfläche ist mit einem schwarzen Rechteck markiert.

Die Simulationsergebnisse für die Admittanzkurven sind in Abbildung 5.8 zu sehen. Die durch die homogene Erwärmung und die durch die Eigenerwärmung verursachten Frequenzverschiebungen sind für den Fall des nicht temperaturkompensierten Resonators deutlich zu erkennen und gleichzeitig in etwa gleich groß. In diesem Fall würde das Vernachlässigen des Temperaturgradienten entlang des Lagenstapels zu nicht so starken Ungenauigkeiten in der Modellierung der durch die Eigenerwärmung verursachten Frequenzverschiebung der Impedanzkurve führen.

Im Gegensatz dazu erkennt man einen signifikanten Unterschied in der Frequenzverschiebung beim temperaturkompensierten Resonator zwischen den zwei Fällen der homogenen Erwärmung und der Eigenerwärmung (vergleiche Abbildung 5.8(b)). Im Fall der homogenen Erwärmung befindet sich die komplette temperaturkompensierende SiO_2 -Schicht auf 80 °C. Jeder Bereich dieser Schicht trägt somit gleichermaßen zur Temperaturkompensation bei. Man erkennt beinahe keine Frequenzverschiebung (vergleiche Abschnitt 4.4.2). Im Falle der Eigenerwärmung bildet sich ein starker Temperaturgradient entlang der Dicke der temperaturkompensierenden Schicht (vergleiche Abbildungen 5.6 und 5.7). Die maximale Temperatur in der Schicht beträgt 80 °C. Der Rest der Schicht befindet sich auf einer geringeren Temperatur. Die sich auf einer geringeren Temperatur befindenden Bereiche tragen deswegen weniger stark zur Temperaturkompensation bei. Die durch inhomogene Erwärmung verursachte Frequenzverschiebung fällt somit im Vergleich zur homogenen Erwärmung deutlich stärker aus. Es ist somit offensichtlich, dass der Temperaturgradient entlang des Lagenstapels generell berücksichtigt werden muss, um eine genaue Modellierung der durch Eigenerwärmung verursachten Frequenzverschiebungen zu ermöglichen.

Mit dem Flip-Chip-Verfahren montierte Resonatoren

Mit dem Flip-Chip-Verfahren auf eine Platine montierte Resonatoren mit einer

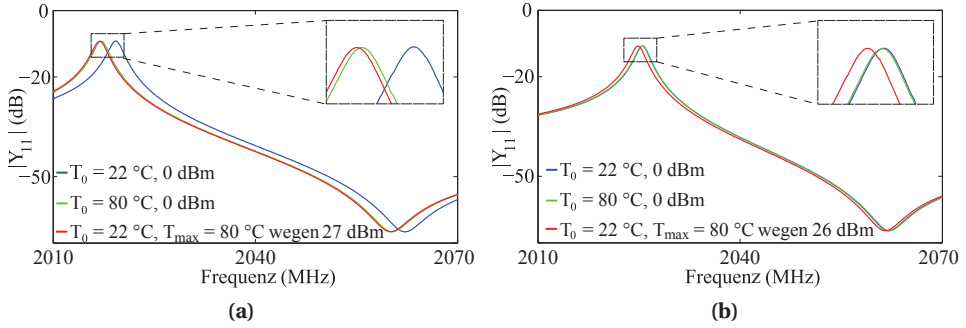


Abbildung 5.8: Beträge von simulierten Admittanzen Y_{11} von sich auf einer Wärmesenke befindenden Resonatoren. a) Nicht temperaturkompensiert. b) Temperaturkompensiert.

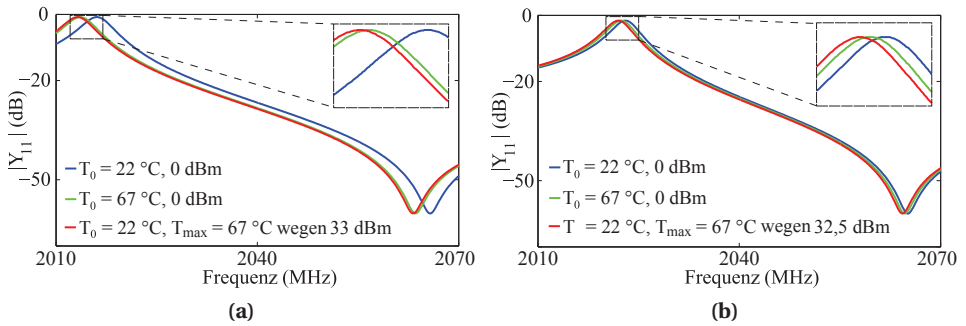


Abbildung 5.9: Simulierte Admittanz $|Y_{11}|$ der mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonatoren. a) Ohne Temperaturkompensation. b) Mit Temperaturkompensation.

Fläche von etwa $5 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2$ werden betrachtet. Der erste Resonator ist nicht temperaturkompensiert und der zweite Resonator ist teilweise (nicht bis auf 0 ppm/K) mit der Dreiviertel-Wellenlänge-Methode temperaturkompensiert. Für jeden Resonator werden drei unterschiedliche Fälle betrachtet. Im ersten Fall befindet sich der Resonator auf einer Umgebungstemperatur von $T_0 = 22^\circ\text{C}$. Im zweiten Fall befindet sich der Resonator auf einer Umgebungstemperatur von $T_0 = 67^\circ\text{C}$ (homogene Erwärmung). Im dritten Fall befindet sich der Resonator auf einer Umgebungstemperatur von $T_0 = 22^\circ\text{C}$. Gleichzeitig wird jedoch eine Leistung von $P_{\text{in}} = 33\text{ dBm}$ an den nicht temperaturkompensierten, bzw. $P_{\text{in}} = 32,5\text{ dBm}$ an den temperaturkompensierten Resonator bei der jeweiligen Serienresonanz angelegt. Dies verursacht eine Eigenerwärmung im Resonator, bei der sich die direkt auf dem Substrat befindende Schicht des Bragg-Reflektors (im nachfolgenden Spiegel 1 Schicht genannt) auf eine Temperatur von 67°C erwärmt.

Die Simulationsergebnisse für die Admittanzkurven sind in Abbildung 5.9 zu sehen. Für den nicht temperaturkompensierten Fall sind die durch homogene Erwärmung und die Eigenerwärmung verursachten Frequenzverschiebungen in

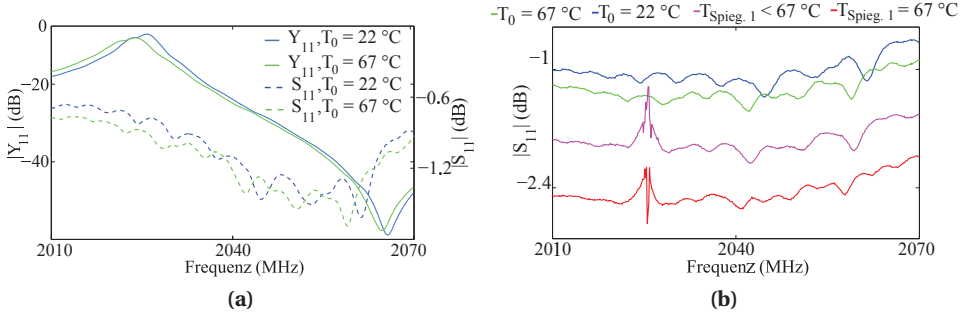


Abbildung 5.10: Messergebnisse eines mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonators a) im Ofen für $T_0 = 22^\circ\text{C}$ und $T_0 = 67^\circ\text{C}$. b) auf einer Heizplatte für $T_0 = 22^\circ\text{C}$ und $T_0 = 67^\circ\text{C}$ ohne Last; für $T_0 = 22^\circ\text{C}$ mit einer Last von 30.5 dBm ($T_{\text{Spieg.1}} < 67^\circ\text{C}$) und 32.5 dBm ($T_{\text{Spieg.1}} = 67^\circ\text{C}$).

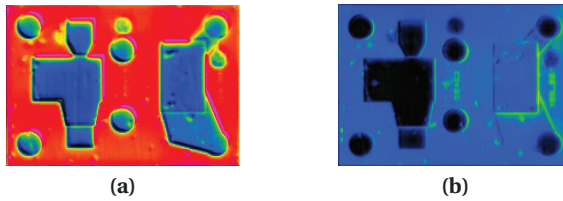


Abbildung 5.11: IR-Bilder (ohne Kalibrierung) eines mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonators a) homogen erwärmt auf 67°C mit einer Heizplatte. b) mit $T_{\text{Spig.1}}$ auf 67°C in Folge der Eigenerwärmung.

der Impedanzkurve in einer guten Übereinstimmung. Jedoch beträgt der Unterschied zwischen den Verschiebungen bezogen auf die Verschiebung im Fall der homogenen Erwärmung bereits 23%. Die Frequenzverschiebungen für den teilweise kompensierten Resonator unterscheiden sich deutlich. Die Simulationsergebnisse veranschaulichen die Notwendigkeit der Berücksichtigung des bei der Eigenerwärmung entstehenden Temperaturgradienten zur Modifizierung der EM und akustischen Modelle auch für den Fall von Flip-Chip-montierten BAW-Komponenten.

Die Simulationsergebnisse wurden durch Messergebnisse bestätigt. Dazu wurde der im Abschnitt 3.4 vorgestellte Messaufbau verwendet. Es wurde jedoch auf die Kalibrierung der IR-Kamera und die vektorielle Messung der S-Parameter verzichtet, um möglichst wenige zusätzliche Messunsicherheiten einzufügen. In Abbildung 5.10(a) sind die für den teilweise temperaturkompensierten Resonator in einem Ofen gemessenen $|Y_{11}|$ und $|S_{11}|$ für Umgebungstemperaturen von $T_a = 22^\circ\text{C}$ und 67°C zu sehen. Die gemessenen Frequenzverschiebungen befinden sich in sehr guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 5.9(b) gezeigten simulierten Werten.

In Abbildung 5.11 sind die IR-Messungen gezeigt. Es sind zwei Resonatoren auf

einem Chip zu sehen. In Abbildung 5.11(a) ist der Fall eines mit einem Thermo-chuck homogen auf 67°C erwärmten Resonator zu sehen. Da die IR-Kamera für die Messung nicht kalibriert wurde, repräsentieren die unterschiedlichen Farben nicht die unterschiedlichen Temperaturen, sondern die unterschiedlichen durch den Sensor der Kamera gemessenen Beträge der IR-Strahlung. Weil alle Materialien einen individuellen IR-Emissionskoeffizienten besitzen, emittieren die unterschiedlichen Materialien unterschiedliche Beträge an IR-Strahlung, selbst wenn sie sich auf der gleichen Temperatur befinden. Die unterschiedlichen Materialien erscheinen deswegen in unterschiedlichen Farben bei einer nicht kalibrierten IR-Messung. Si und SiO_2 sind hauptsächlich transparent für die IR-Strahlung. Metalle reflektieren IR-Strahlung. Oxidierte Metalle emittieren IR-Strahlung. Dieses erlaubt die Messung der Temperatur der Spiegel-1-Schicht im Falle von einem mit dem Flip-Chip-Verfahren montierten Resonators.

In Abbildung 5.11(b) befindet sich der Chip bei $T_a = 22^\circ\text{C}$ und es liegt $P_{\text{in}} = 32,5\text{ dBm}$ am rechten Resonator bei seiner Serienresonanz an. Da der Resonator in gleicher Farbe erscheint, wie der rechte Resonator der Abbildung 5.11(a), kann davon ausgegangen werden, dass die Spiegel-1-Schichten sich in beiden Fällen auf der gleichen Temperatur von 67°C befinden.

Die zu den zwei IR-Messungen dazugehörigen $|S_{11}|$ Messungen sind in Abbildung 5.10(b) zu sehen. Auch die Messungen von $|S_{11}|$ bei $T_a = 22^\circ\text{C}$ ohne und mit $P_{\text{in}} = 30,5\text{ dBm}$ bei der Serienresonanz des Resonators sind dargestellt. Für den Fall von $P_{\text{in}} = 30,5\text{ dBm}$ bei der $T_{\text{Spiegel},1}$ keine 67°C aufweist, ist die durch die Eigenerwärmung verursachte Frequenzverschiebung bereits gleich der Frequenzverschiebung des Falles des durch den Thermo-chuck auf 67°C homogen erwärmten Resonators. Für den Fall von $P_{\text{in}} = 32,5\text{ dBm}$, bei dem sich die Spiegel-1-Schicht auf $T_{\text{Spiegel},1} = 67^\circ\text{C}$ befindet, ist die durch die Eigenerwärmung verursachte Frequenzverschiebung näherungsweise 1,4 mal größer als im Fall der homogenen Erwärmung des Resonators auf 67°C . Die Messergebnisse befinden sich in einer guten Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen. Dadurch wird die Notwendigkeit der Berücksichtigung des Temperaturgradienten zur Modifizierung der EM und akustischen Modelle bestätigt.

Verlauf der Verlustleistung über der Frequenz

In diesem Abschnitt wird anhand von zwei weiteren Resonatoren der Einfluss des Lagenstapels auf die unterschiedlichen Verlustmechanismen untersucht. Simulationsergebnisse für die Verlustleistung des Testresonators A (vergleiche Abbildung 5.13) mit dem nicht temperaturkompensierten Lagenstapel sind in Abbildung 5.12(a) zu sehen. Die Serien- und Parallelresonanzen sind mit gestrichelten Linien markiert. Es ist zu erkennen, dass bei unterschiedlichen Frequenzen unterschiedliche Verlustmechanismen dominieren. Die Gesamtverluste innerhalb des

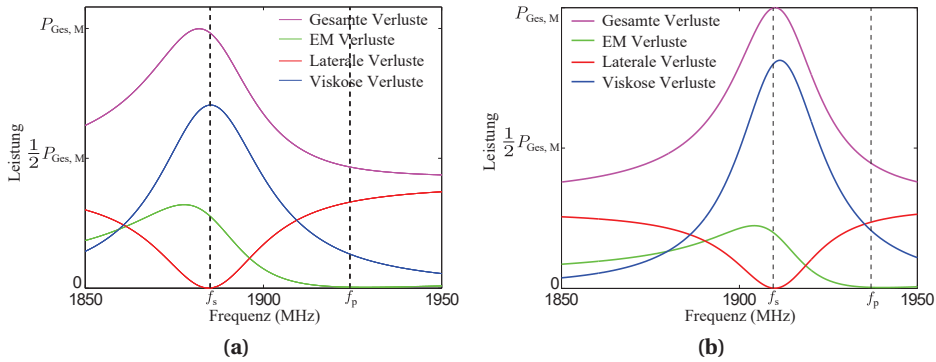


Abbildung 5.12: Simulationsergebnisse der Verlustleistungsverteilung abhängig von der Frequenz. $P_{\text{Ges, M}}$ entspricht der höchsten auftretenden gesamten Verlustleistung im Resonator. a) Testresonator A. b) Testresonator B.

Resonatoren sind bei der Serienresonanz am höchsten und nehmen hin zur Parallelresonanz um mehr als die Hälfte ab. Die viskosen Verluste dominieren bei der Serienresonanz. Die EM-Verluste sind auch in der Nähe der Serienresonanz am höchsten, da bei der Serienresonanz die höchsten elektrischen Ströme fließen und die ohmschen Verluste somit relativ hoch sind. Bei der Parallelresonanz sind die elektrischen Ströme sehr gering und deswegen auch die EM-Verluste. Die durch lateral akustisch weglaufenden Wellen entstehenden Verluste sind bei der Serienresonanz vernachlässigbar klein und nehmen bis zur Parallelresonanz stark zu. Diese Verluste sind die dominierenden Verluste bei der Parallelresonanz. Die Zunahme der durch die lateral akustisch weglaufenden Wellen verursachten Verlusten hin zur Parallelresonanz ist in Übereinstimmung mit interferometrischen Messungen und den elektro-akustischen FEM-Simulationen [178]. Es wird somit die in Abschnitt 5.1.1 aufgestellte Hypothese bestätigt.

Der Testresonator B (vergleiche Abbildung 5.13) mit temperaturkompensiertem Lagenstapel aus Abschnitt 4.4.2 hat die gleichen lateralen Abmessungen wie der Testresonator A. Simulationsergebnisse für die Verlustleistung des Testresonators B abhängig von der Frequenz sind in Abbildung 5.12(b) zu sehen. Die gleichen generellen Verläufe von allen Verlustmechanismen über die Frequenz wie beim Testresonator A sind zu beobachten. Der prozentuale Anteil der viskosen Verluste an den Gesamtverlusten hat sich jedoch deutlich erhöht. Diese Zunahme ist dadurch zu erklären, dass zur Erreichung der Temperaturkompensation eine Schicht des Bragg-Reflektors in ihrer Dicke verdreifacht wurde und die Viskosität des für diese Schicht verwendeten Materials höher ist, als die der meisten anderen im Lagenstapel verwendeten Materialien. Die Simulationsergebnisse verdeutlichen, dass der Beitrag der unterschiedlichen Verlustmechanismen zu den Gesamtverlusten vom verwendeten Lagenstapel abhängig ist. Die Notwendigkeit zwischen den unterschiedlichen Verlustarten zu unterscheiden und

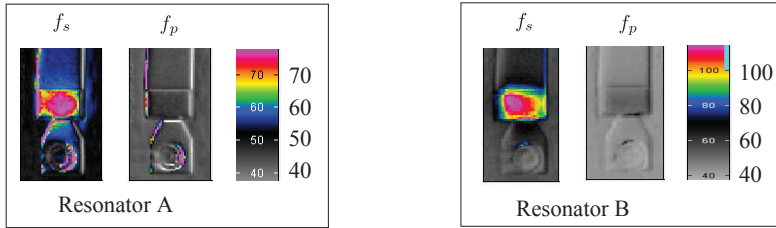


Abbildung 5.13: Mit IR-Kamera gemessene Temperaturverteilung (in °C) bei einer einfallenden Leistung von 30 dBm. Die Resonatoren befinden sich auf einer Umgebungstemperatur von 40°C. f_s und f_p geben an, ob die Leistung bei der Serien- oder Parallelresonanz angelegt wurde.

deren räumliche Verteilung zu bestimmen, wird in den nächsten Abschnitten demonstriert.

Abbildung 5.13 zeigt IR-Temperaturmessungen von zwei Testresonatoren für eine einfallende Leistung (jeweils bei der Serien- und Parallelresonanz des entsprechenden Resonators) von 30 dBm. Der verwendete Messaufbau wurde bereits in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 diskutiert. Für beide Resonatoren sind die gemessenen Temperaturen während der Belastung bei der Serienresonanz höher als während der Belastung bei der Parallelresonanz. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit den berechneten Gesamtverlusten der Resonatoren (vergleiche Abbildungen 5.12(a) und 5.12(b)), die bei der Serienresonanz höher sind als bei der Parallelresonanz.

Einfluss der räumlichen Verteilung der lateralen Verluste

Um den Einfluss der räumlichen Verteilung der durch akustisch lateral weglaufenden Wellen verursachten Verluste auf die Eigenerwärmung zu demonstrieren und ein weiteres Mal die Annahme aus dem Abschnitt 5.1.1 zu bestätigen, wird der Fall von 30 dBm am Testresonator A bei der Parallelresonanz angelegten Leistung näher untersucht. Die exakte zur Belastung des Resonators verwendete Frequenz ist durch einen Peak in der Admittanzkurve (vergleiche Abbildung 5.15) gekennzeichnet. Bei dieser Frequenz sind die EM-Verluste vernachlässigbar klein und die lateralen Verluste fallen stärker als die viskosen Verluste aus (vergleiche Abbildung 5.12(a)).

Zwei Simulationen wurden durchgeführt. In der ersten Simulation wurden alle Verluste in der thermischen Simulation entsprechend Abschnitt 5.1 verteilt. In der zweiten Simulation wurden alle Verluste nur auf die Elektroden und auf den Bereich der akustisch longitudinal stehenden Welle in der piezoelektrischen Schicht angelegt. Vergleicht man die in Abbildung 5.14(a) dargestellten gemessenen Temperaturen mit den in Abbildung 5.14(b) dargestellten simulierten Temperaturen

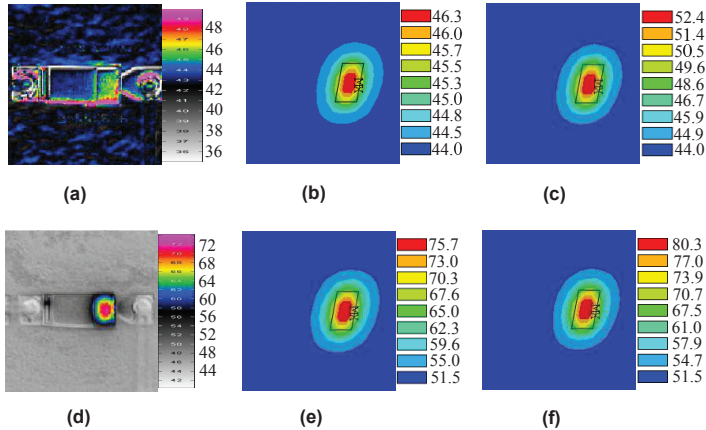


Abbildung 5.14: Simulierte und gemessene Temperaturen auf der Oberfläche der Testresonatoren A und B für unterschiedliche Testumgebungen. Die Umgebungstemperatur beträgt in allen Fällen 40°C . Eine Leistung von 30 dBm wurde an den Testresonator A in der Nähe der Serienresonanz und an den Testresonator B zwischen der Serien- und Parallelresonanz angelegt. Die genauen Frequenzen können aus den Peaks in den Abbildungen 5.15 und 5.18 entnommen werden. a) Messergebnisse für Testresonator A. b) Ergebnisse der Simulation für Testresonator A, bei der alle Verluste entsprechend der Diskussion aus Abschnitt 5.1 räumlich verteilt wurden. c) Ergebnisse der Simulation für Testresonator A, bei der alle Verluste nur auf die Elektroden und die piezoelektrische Schicht im Bereich der akustischen longitudinal stehenden Welle verteilt wurden. d) Messergebnisse für Resonator B. e) Ergebnisse der Simulation für Testresonator B, bei der alle Verluste entsprechend der Diskussion aus Abschnitt 5.1 verteilt wurden. f) Simulationsergebnisse für Testresonator B. Die räumlichen Aufteilungen der durch lateral weglaufernden akustischen Wellen verursachten Verluste und EM-Verluste sind berücksichtigt. Die räumliche Verteilung der viskosen Verluste ist nicht berücksichtigt. Alle viskosen Verluste werden auf die Elektroden und die piezoelektrische Schicht im Bereich der akustischen longitudinal stehenden Welle angelegt.

für den ersten Fall und den in Abbildung 5.14(c) dargestellten simulierten Temperaturen für den zweiten Fall, so erkennt man für den ersten Fall eine gute Übereinstimmung zwischen den Simulations- und Messergebnissen. Im zweiten Fall wird die durch die Eigenerwärmung verursachte Temperaturerhöhung um mehr als 100% überschätzt. Aus diesem Grund fällt auch für den zweiten Fall die simulierte Frequenzverschiebung der Admittanzkurve stärker aus, als die gemessene Frequenzverschiebung.

Einfluss der räumlichen Verteilung der viskosen Verluste

Die Simulationsergebnisse für die Auslenkung und mechanische Dehnung des Testresonators A (vergleiche Abbildung 5.13) mit dem nicht temperaturkompensierten Lagenstapel für die Serienresonanzfrequenz des Resonators und einer einfallenden Leistung von 30 dBm sind in Abbildung 5.16(a) zu sehen. Die mechani-

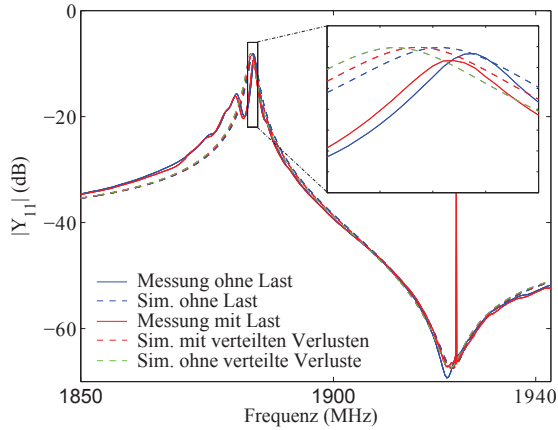


Abbildung 5.15: Simulations- und Messergebnisse der Admittanzkurve von Testresonator A zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Verteilung der durch lateral akustisch weglaufenden Wellen entstehenden Verluste auf die durch die Eigenerwärmung verursachte Temperaturerhöhung.

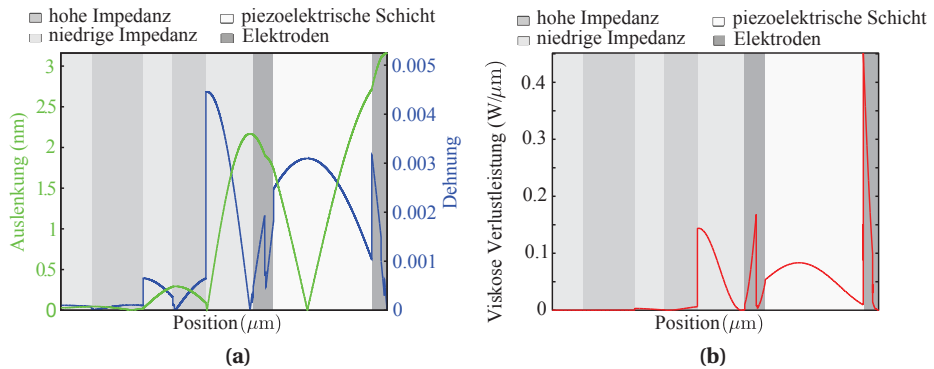


Abbildung 5.16: Simulierte Verteilungen entlang der unterschiedlichen Lagen des Testresonators A bei der Serienresonanz und 30 dBm Eingangsleistung. Die Substratschicht ist in der Abbildung nicht dargestellt. a) Auslenkung und Dehnung. b) Viskose Verlustleistung.

sche Spannung ist an den Stellen am höchsten, an denen die Ableitung der Auslenkung nach z am höchsten ist. Der Verlauf der Auslenkung hängt wiederum vom verwendeten Lagenstapel und den Materialkonstanten ab. Der berechnete Verlauf der viskosen Verlustleistung ist in Abbildung 5.16(b) zu sehen. Die viskose Verlustleistung ist in den Bereichen maximal, in denen die Ableitung der Auslenkung nach z hoch ist und zeitgleich das Material eine hohe Viskosität aufweist.

In Abbildung 5.17(a) und 5.17(b) sind die berechneten Verläufe von Auslenkung, Dehnung und der viskosen Verlustleistung für den Testresonator B (vergleiche Abbildung 5.13) mit dem temperaturkompensierten Lagenstapel aus Abschnitt 4.4.2

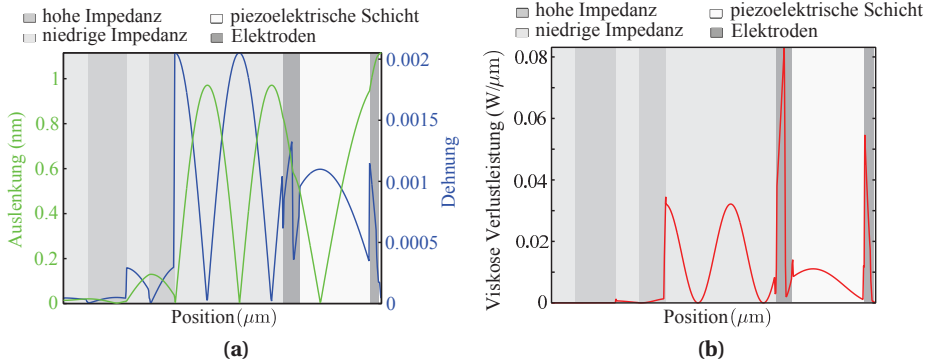


Abbildung 5.17: Simulierte Verteilungen entlang der unterschiedlichen Lagen des Testresonators B bei der Serienresonanz und 30 dBm Eingangsleistung. Die Substratschicht ist in der Abbildung nicht dargestellt. a) Auslenkung und Dehnung. b) Viskose Verlustleistung.

zu sehen. Der Verlauf der Auslenkung und der Dehnung entlang des Lagenstapels im Vergleich zum Resonator A hat sich stark verändert. Ein deutlich höherer Anteil der viskosen Verluste wird nun in der Schicht unterhalb der unteren Elektrode umgesetzt und das Maximum der viskosen Verlustleistung liegt nicht in der oberen, sondern in der unteren Elektrode.

In beiden Beispielen entstehen die viskosen Verluste nicht nur in der piezoelektrischen Schicht und den Elektroden. Ein bedeutsamer Anteil der viskosen Verluste entsteht auch in der Spiegelschicht unterhalb der unteren Elektrode. Der thermische Widerstand bis zu einer Wärmesenke für die in der unteren Hälfte dieser Schicht entstehenden viskose Verluste, wird sich generell vom thermischen Widerstand der Verluste stark unterscheiden, die in der piezoelektrischen Schicht oder den Elektroden entstehen. Aus diesem Grund ist es wichtig, die räumliche Verteilung der viskosen Verluste zu kennen und in thermischen 3D-FEM-Simulationen als Volumenverluste anzusetzen, um möglichst realitätsnahe Temperaturverteilungen zu erhalten [133, 134]. Dieses wird im Folgenden anhand von Simulations- und Messergebnissen verdeutlicht.

Der Anteil der viskosen Verluste an den Gesamtverlusten ist im Testresonator B höher als im Testresonator A. Aus diesem Grund wird Testresonator B näher untersucht, um den Einfluss der räumlichen Verteilung der viskosen Verluste auf die Eigenerwärmung zu demonstrieren. Es werden 30 dBm Leistung bei einer Frequenz zwischen der Serien- und Parallelresonanz angelegt. Bei dieser Frequenz dominieren die viskosen Verluste. Zwei Simulationen werden durchgeführt. In der ersten Simulation sind alle Verluste entsprechend Abschnitt 5.1 räumlich verteilt. In der zweiten Simulation werden die EM und die durch lateral akustisch weglauende Wellen entstehende Verluste entsprechend Abschnitt 5.1 verteilt. Die viskosen Verluste werden jedoch nur auf die Elektroden und die piezoelektrische

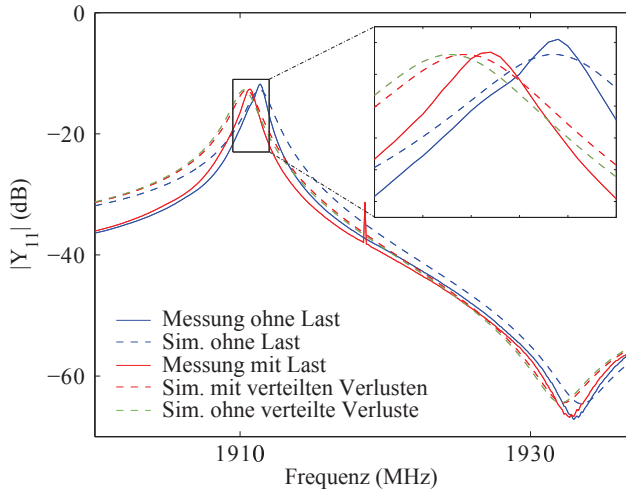


Abbildung 5.18: Simulations- und Messergebnisse der Impedanzkurve des Testresonators B zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Verteilung der viskosen Verluste auf die Eigenerwärmung.

Schicht im Bereich der akustisch longitudinal stehenden Welle angelegt. Durch einen Vergleich der gemessenen Temperatur aus Abbildung 5.14(d) mit den simulierten Temperaturen aus Abbildungen 5.14(e) und 5.14(f) kann man deutlich erkennen, dass für den Fall der nicht richtig verteilten viskosen Verluste die durch die Eigenerwärmung verursachte Temperaturerhöhung um etwa 25 % überschätzt wird. Somit fällt auch für diesen Fall die simulierte Frequenzverschiebung der Admittanzkurve stärker aus, als die gemessene (vergleiche Abbildung 5.18).

5.4.2 Filter

Das entwickelte Verfahren zur Modellierung von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen wird im nachfolgenden anhand von Rechnungs-Messungs-Vergleichen für BAW-Filter verifiziert. Bei der Vermessung der Übertragungsfunktion des Filters bei hohen Leistungen auf Waferebene werden keine zusätzlichen Unsicherheiten durch die Bonddrähte oder die Platine eingefügt. Jedoch wie bereits im Abschnitt 3.4 diskutiert, war es nicht möglich IR-Temperaturmessungen von BAW-Komponenten unter Last auf Waferebene durchzuführen. Aus diesem Grund werden erst die gemessenen Transferfunktionen von BAW-Filtern auf Wafer-Ebene mit den entsprechenden Simulationsergebnissen verglichen. Anschließend werden die Rechnungs-Messungs-Vergleiche für einen auf die Platine geklebten und drahtgebundenen BAW-Filter durchgeführt, um die Gültigkeit der entwickelten Methode auch hinsichtlich der simulierten Temperaturverteilungen zu verifizieren.

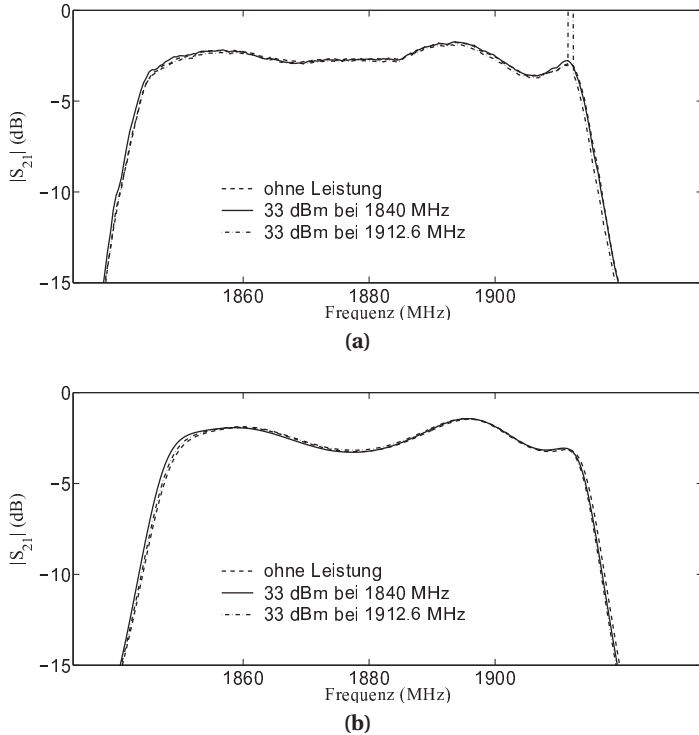


Abbildung 5.19: a) Mess- und b) Simulationsergebnisse eines BAW-TX-Testfilters auf Waferebene ohne Leistung und für eine anliegende Leistungen von 33 dBm bei jeweils 1840 MHz und 1912.6 MHz.

Filter auf Waferebene

In Abbildung 5.19(a) sind die auf Waferebene gemessenen Beträge der S_{21} -Parameter des BAW-TX-Testfilters für drei unterschiedliche Fälle zu sehen. Es sind Messungen für den Fall ohne Last, für eine einfallende Leistung von 33 dBm bei 1840 MHz und bei 1912.6 MHz gezeigt. Die entsprechenden Simulationsergebnisse sind in Abbildung 5.19(b) dargestellt. In Tabelle 5.1 befindet sich die Zusammenfassung der durch die anliegende Leistung verursachten Frequenzverschiebungen. Die Frequenzverschiebungen wurden jeweils für die linke und rechte Flanke bei -5 dB und -10 dB ausgewertet. Für jede Filterflanke wurde aus den beiden Werten ein Mittelwert gebildet. Die Simulations- und Messergebnisse stimmen im Rahmen der vorliegenden Messgenauigkeit sehr gut überein.

In Abbildung 5.20 sind die simulierten Temperaturverteilungen auf der Oberfläche des Filters und in der ersten Schicht des Bragg-Reflektors auf dem Substrat zu

Belastungsfrequenz	1840,0 MHz		1912,6 MHz	
Ausgewertete Verschiebung	Δf (MHz) linke Flanke	Δf (MHz) rechte Flanke	Δf (MHz) linke Flanke	Δf (MHz) rechte Flanke
Messung	0.5	0.15	0.15	0.6
Simulation	0.65	0.35	0.25	0.55

Tabelle 5.1: Vergleich der gemessenen und simulierten Frequenzverschiebungen der linken und rechten Filterflanken eines TX-BAW-Filters für eine einfallende Leistung von 33 dBm bei jeweils 1840 MHz und 1912.6 MHz.

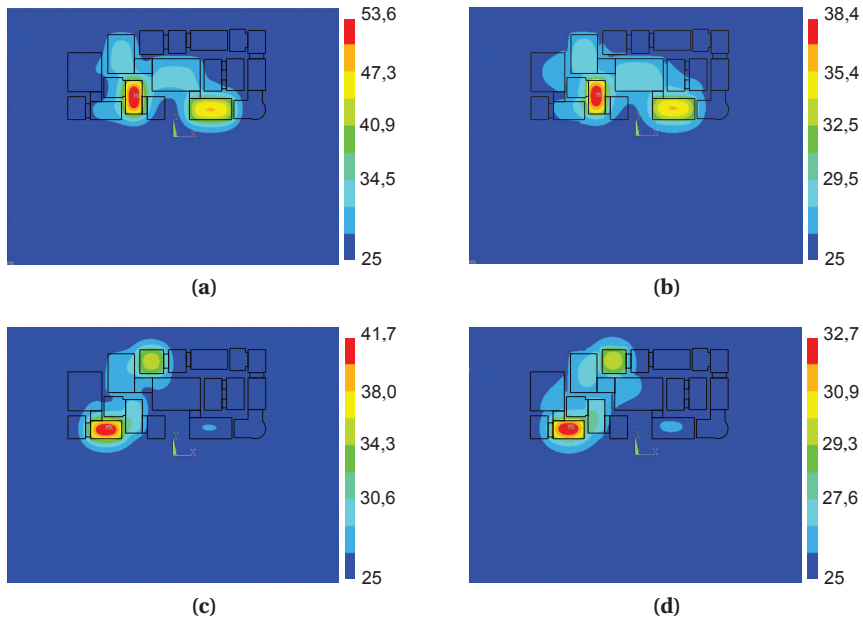


Abbildung 5.20: Simulierte Temperaturverteilung in °C in unterschiedlichen Lagen eines BAW-TX-Testfilters bei einer Last von 33 dBm bei unterschiedlichen Frequenzen. a) Temperaturverteilung auf der Oberfläche während der Belastung bei 1840 MHz. b) Temperaturverteilung in der auf dem Substrat liegenden Schicht des Bragg-Reflektors während der Belastung bei 1840 MHz. c) Temperaturverteilung auf der Oberfläche während der Belastung bei 1912,4 MHz. d) Temperaturverteilung in der auf dem Substrat liegenden Schicht des Bragg-Reflektors während der Belastung bei 1912,4 MHz.

sehen. Bei Belastungen bei unterschiedlichen Frequenzen werden unterschiedliche Resonatoren unterschiedlich stark warm. Die Admittanzkurven der Parallelresonatoren sind im Vergleich zu den Serienresonatoren zu den niedrigeren Frequenzen hin verschoben. Im Abschnitt 5.4.1 wurde gezeigt, dass alle Verlustmechanismen eines Resonators eine Frequenzabhängigkeit aufweisen. Aus diesem Grund werden sich die Beträge aller Verlustmechanismen für die Serien- und Parallelresonatoren für jeden Frequenzpunkt grundsätzlich unterscheiden. Somit

erwärmen sich die Serien- und Parallelresonatoren bei Belastung am gleichen Frequenzpunkt unterschiedlich stark. Weiterhin hängen die Leistungsdichten der einzelnen Resonatoren von deren Platzierung im Filter und von deren Fläche ab. Somit erwärmen sich auch die einzelnen Serien- und Parallelresonatoren unterschiedlich stark.

Durch die Tatsache, dass sich die unterschiedlichen Resonatoren eines Filters unterschiedlich stark erwärmen, wird die Notwendigkeit der im Abschnitt 5.3 vorgestellten Methode zur Berechnung der individuellen Lagenstapel für jeden einzelnen Resonator eines Filters zur Modellierung der lateralen Temperaturverteilung ersichtlich. Wie in den bereits diskutierten Fällen der Eigenerwärmung von Resonatoren, befinden sich auch die einzelnen Schichten eines Filters auf unterschiedlichen Temperaturen (vergleiche Abbildung 5.20). Die Berücksichtigung des Temperaturgradienten entlang des Lagenstapels in einzelnen Resonatoren ist also auch für eine genaue Modellierung des Filterverhaltens bei hohen Leistungen notwendig.

Filter auf Platine

Um die simulierte Temperaturverteilung anhand von Messungen verifizieren zu können, wurde ein BAW-TX-Testfilter auf eine Platine geklebt und drahtgebondet. Die Ergebnisse der Messungen und Simulationen für die Belastungen bei fünf unterschiedlichen über die Transferfunktion eines Filters verteilten Frequenzen (in der linken Flanke nahe Sperrband, in der linken Flanke nahe Passband, in der Mitte des Bandpasses, in der rechten Flanke nahe Passband, in der rechten Flanke nahe Sperrband) sind in den Abbildungen 5.21-5.25 zu sehen. Wie man aus den Abbildungen erkennen kann, stimmen die Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen nicht nur bezüglich der durch die Eigenerwärmung verursachten Frequenzverschiebung für alle Belastungsfrequenzen sehr gut überein, sondern auch bezüglich der durch die Eigenerwärmung verursachten Temperaturverteilung. Es wird darauf hingewiesen, dass bei den IR-Messungen die Bereiche in der Umgebung der Resonatorflächen und die Bereiche zwischen den Resonatorflächen nicht wirklich auf einer hohen Temperatur sind. Für diese Bereiche kann die Kalibrierung der IR-Kamera wegen den Ausdehnungen der Elektroden und der Bragg-Reflektoren nicht ordnungsmäßig durchgeführt werden und die Temperaturmessung für diese Bereiche wird stark überschätzt (vergleiche Abschnitt 3.4.1).

Es kann somit angenommen werden, dass wegen der hohen Genauigkeit die neue Methode zur Modellierung des Verhaltens von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen die Entwicklung von BAW-Filtern, die für alle vorgeschriebenen Leistungen die vorgegebene Spezifikation erfüllen, vereinfachen und die Anzahl an teuren und zeitaufwändigen Redesign-Zyklen verringern wird. Weil auch die Temperaturverteilung richtig vorhergesagt wird und die Temperatur eine wichtige Größe

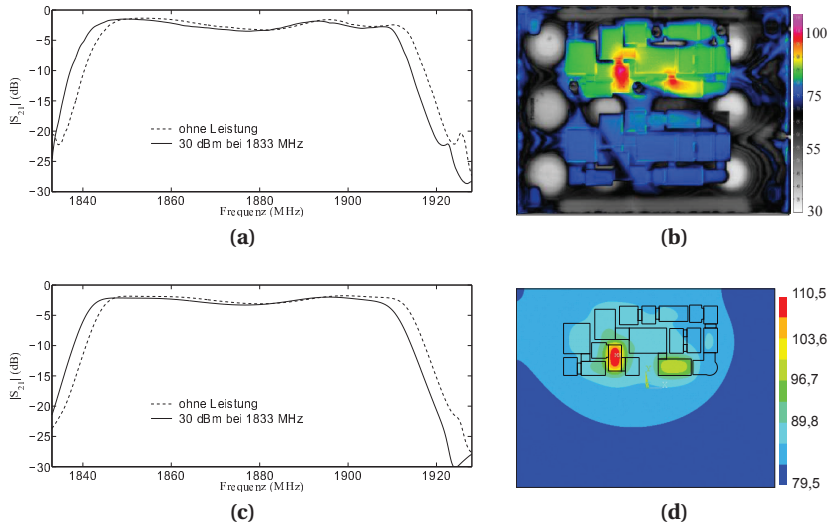


Abbildung 5.21: Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1833 MHz. a) Messung $|S_{21}|$. b) Messung Temperaturverteilung in °C. c) Simulation $|S_{21}|$. d) Simulation Temperaturverteilung in °C.

bei der Bestimmung der Lebensdauer darstellt, ist weiterhin zu erwarten, dass die entwickelte Methode auch ein sehr hilfreiches Werkzeug zur Modellierung der leistungsabhängigen Lebensdauer eines BAW-Filters in Zukunft darstellen wird.

5.5 Reduzierung der Eigenerwärmung

Mit Hilfe der neu entwickelten Methode zur Modellierung des Verhaltens von BAW-Komponenten bei hohen Leistungen konnte eine neue Methode zur Reduzierung der Eigenerwärmung in den BAW-Komponenten entwickelt und verifiziert werden [179].

Wie bereits im Abschnitt 5.3 diskutiert, liegt in den Elektroden, der piezoelektrischen Schicht und der Schicht des Bragg-Reflektors unterhalb der Elektrode im Bereich der longitudinal stehenden akustischen Welle die höchste Verlustleistungsdichte vor. Durch den akustischen Bragg-Reflektor besitzen die SMR-BAW-Resonatoren eine direkte vertikale thermische Verbindung zum Substrat. Da die Resonatorfläche um Größenordnungen größer ist wie die Querschnittsfläche der Dünnschichten und der Wärmefluss direkt proportional zur Fläche ist, fließt die Wärme hauptsächlich durch den Bragg-Reflektor zum thermisch sehr gut leitfähigen Substrat (im Fall von Si 160 W/(mK)), das die ankommende Wärme gut verteilt (vergleiche Abbildung 5.5).

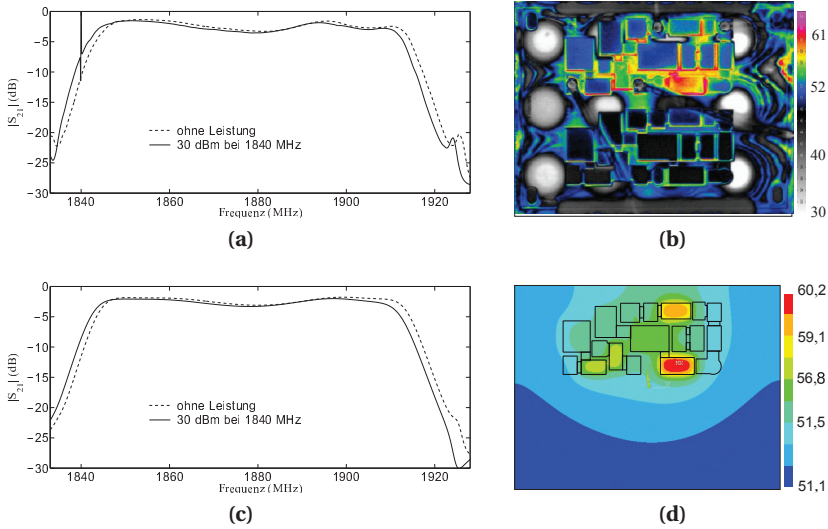


Abbildung 5.22: Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1840 MHz. a) Messung $|S_{21}|$. b) Messung Temperaturverteilung in °C. c) Simulation $|S_{21}|$. d) Simulation Temperaturverteilung in °C.

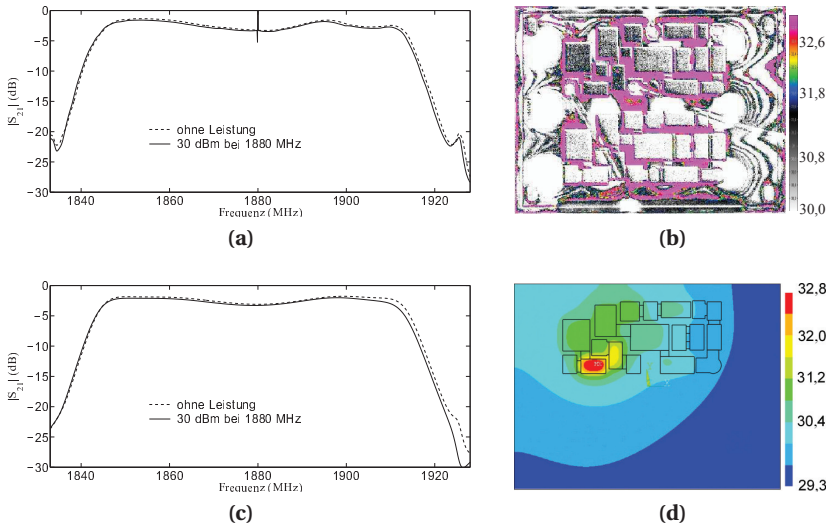


Abbildung 5.23: Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1880 MHz. a) Messung $|S_{21}|$. b) Messung Temperaturverteilung in °C. c) Simulation $|S_{21}|$. d) Simulation Temperaturverteilung in °C.

Die Materialien mit niedrigen akustischen Impedanzen im Bragg-Reflektor haben üblicherweise eine geringe thermische Leitfähigkeit. Als Beispiele sind hier

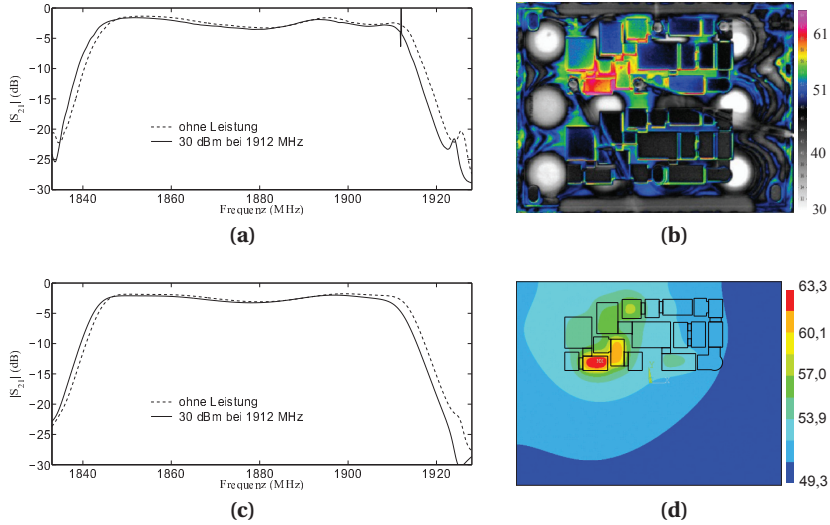


Abbildung 5.24: Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1912 MHz. a) Messung $|S_{21}|$. b) Messung Temperaturverteilung in $^{\circ}\text{C}$. c) Simulation $|S_{21}|$. d) Simulation Temperaturverteilung in $^{\circ}\text{C}$.

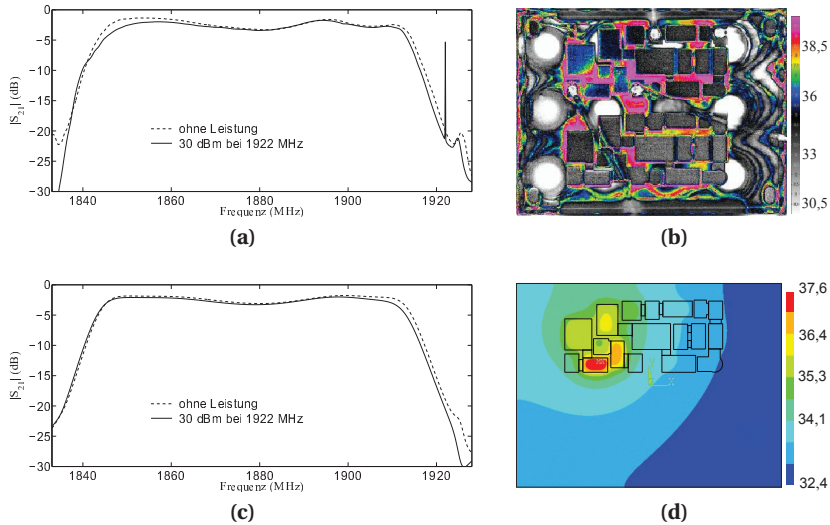


Abbildung 5.25: Mess- und Simulationsergebnisse für die Eigenerwärmung eines Filters auf einer Platine bei einer Belastung von 30 dBm bei 1922 MHz. a) Messung $|S_{21}|$. b) Messung Temperaturverteilung in $^{\circ}\text{C}$. c) Simulation $|S_{21}|$. d) Simulation Temperaturverteilung in $^{\circ}\text{C}$.

SiOC und SiO₂ mit den thermischen Leitfähigkeit von 0,3 W/mK und 1,4 W/mK genannt. Der entlang des Bragg-Reflektors entstehende Temperaturgradient wird

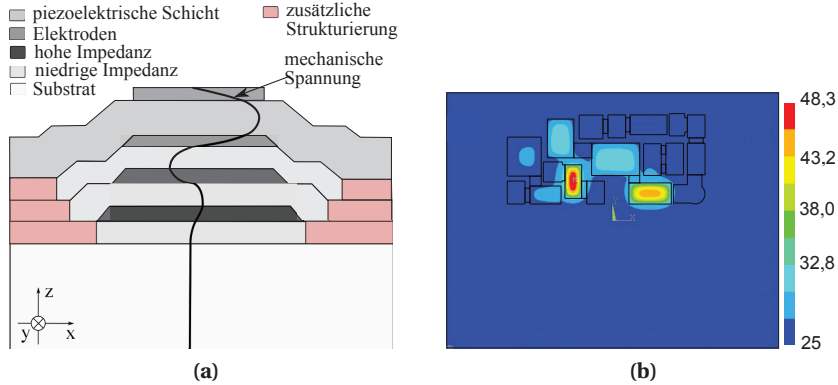


Abbildung 5.26: a) Mögliche Implementierung der Methode zur Reduzierung der Eigenerwärmung. Die strukturierten Bereiche der akustischen Schichten mit der niedrigen Impedanz wurden mit einem thermisch gut leitfähigen Material aufgefüllt. b) Simulationsergebnisse für die Temperaturverteilung (in °C) im auf Waferoberfläche getesteten BAW-TX-Testfilter, auf den die Methode aus Abbildung a) angewandt wurde, bei einer anliegenden Leistung von 33 dBm bei der Frequenz von 1840 MHz.

also in erster Linie durch diese thermisch schlecht leitfähigen Schichten verursacht. Durch eine Strukturierung der schlecht leitfähigen Schichten, kann der thermische Widerstand und somit die Eigenerwärmung verringert werden. Die Strukturierung kann dabei wie in Abbildung 5.26(a) gezeigt außerhalb des Bereichs der longitudinal stehenden Welle eines Resonators erfolgen, wodurch die Güte und Kopplung eines Resonators, bzw. die Einfügedämpfung, die Steilheit der Filterflanken und die Bandbreite eines BAW Filters unverändert bleiben. Da für die Strukturierung die Fläche zwischen den einzelnen Resonatoren und zwischen den Resonatoren und Chiprand verwendet werden kann, wird für diese Methode im Gegensatz zu bekannten Methoden (Kaskadierung von Resonatoren und zusätzliche Bumps für thermische Ableitungen) keine zusätzliche Chipfläche benötigt.

Die neue Methode wurde auf den BAW-TX-Testfilter angewandt. Die Simulationsergebnisse für den Fall der auf Waferoberfläche getesteten Filter und einer anliegenden Leistung von 33 dBm bei einer Frequenz von 1840 MHz sind in Abbildung 5.26(b) zu sehen. Vergleicht man die Abbildung 5.26(b) mit der Abbildung 5.20(a), so erkennt man eine Reduzierung der maximalen Temperatur von 18,5 %.

Kapitel 6

Modellierung und Optimierung des nichtlinearen Verhaltens

Die kontinuierliche Zunahme der im Mobilfunk benutzten Frequenzbändern und die Erwartung, dass ein mobiles Kommunikationsgerät in allen Teilen der Welt funktionsfähig bleiben soll, führen zu immer komplexeren Architekturen der mobilen HF-Frontends und stellen zudem immer strikere Anforderungen an deren Linearität. Wie im Abschnitt 3.5 bereits diskutiert, beinhaltet ein PHD-Modell im Vergleich zu den herkömmlichen Modellen mehr Informationen über die Nichtlinearitäten einer Komponente. Das PHD-Modell ermöglicht eine genauere Modellierung des nichtlinearen Verhaltens von Schaltungen, die aus Kaskaden von nichtlinearen Bauelementen aufgebaut sind [142]; wie diese heutzutage in den modernen mobilen HF-Frontends zu finden sind.

Für die aktiven Komponenten wie Transistoren und Leistungsverstärker hat sich das PHD-Modell bereits als ein nützliches Werkzeug bewähren können [180, 181]. Da auch die BAW-Komponenten ein nichtlineares Verhalten bei höheren Leistungen aufweisen [182] und in HF-Frontends eingesetzt werden, benötigt man auch dessen PHD-Modelle, um eine ganzheitliche Simulation eines HF-Frontends mit Hilfe der PHD-Modellen durchführen zu können.

Auch wenn bereits ein gutes Verständnis bezüglich der Ursachen für das nichtlineare Verhalten der BAW-Komponenten existiert und Modellierungsmethoden entwickelt wurden [176], bleibt eine genaue Modellierung der Nichtlinearitäten wegen den vielen verwendeten Dünnschichten im BAW-Resonator und den nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den unterschiedlichen physikalischen Domänen weiterhin herausfordernd [134]. Der Vorteil bei der Benutzung von PHD-Modellen der BAW-Komponenten in Simulationen von kompletten HF-Frontends ist in dieser Hinsicht, dass das PHD-Modell ein Blackbox-Modell ist und es keine Kenntnisse der Physik der BAW-Komponente vorhanden sein müssen, um das nichtlineare Verhalten genau zu beschreiben.

Ein weiterer Vorteil ist, dass durch die Weiterreichung eines Black-Box Modells kein intellektuelles Eigentum des BAW-Herstellers an die Entwickler des HF-Frontends weitergereicht wird.

In dieser Arbeit wurden BAW-Komponenten zum ersten Mal mit X-Parametern und somit dem PHD-Modell charakterisiert (Messverfahren aus Abschnitt 3.5) und die PHD-Modelle wurden zum Simulieren des nichtlinearen Verhaltens der aus BAW-Resonatoren aufgebauten Kaskaden eingesetzt [138–140]. Im Abschnitt 6.1 werden ausgewählte X-Parameter und Ergebnisse der Simulationen, in denen X-Parameter verwendet wurden, diskutiert. Anhand dieser Diskussionen werden die Vorteile des PHD-Modells für die Entwicklung der BAW-Komponenten gegenüber den etablierten Methoden (vergleiche Abschnitt 2.2.4) verdeutlicht. Weiterhin werden die durch die X-Parameter zusätzlich zur Verfügung gestellten Information im Abschnitt 6.2 dazu benutzt, um eine neue Methode zur parametrisierten Modellierung der Nichtlinearitäten zu entwickeln und die Simulationsgenauigkeit bezüglich der Ausbreitung der Nichtlinearitäten in Kaskaden aus BAW-Resonatoren zu erhöhen. In Abschnitt 6.3 werden mit Hilfe der neuen Modellierungsmethoden die unterschiedlichen Methoden zur Unterdrückung der 2. Harmonischen diskutiert.

6.1 Poly-Harmonisches-Distortion-Modell eines Resonators

Die Eignung des PHD-Modells zur Modellierung der Nichtlinearitäten der BAW-Resonatoren wird in diesem Abschnitt anhand des bereits in Abschnitt 5.4.1 diskutierten nicht temperaturkompensierten Testresonators untersucht.

6.1.1 Leistungsabhängige S-Parameter

Der X-Parameter $S_{11,11}$ (Großsignal-Eingangsreflektion) beschreibt die Beziehung zwischen der einfallenden Welle A_{11} und der reflektierten Welle B_{11} der ersten Harmonischen am ersten Tor abhängig von $|A_{11}|$ wie folgt

$$S_{11,11}(|A_{11}|) = \frac{B_{11}}{A_{11}}. \quad (6.1)$$

Die Großsignal-Admittanz $Y_{11,11}$, die aus dem gemessenen $S_{11,11}$ berechnet wurde, ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich Serien- und Parallelresonanzfrequenzen zu kleineren Frequenzen hin verschieben und wie sich die Amplituden der Admittanz mit zunehmendem $|A_{11}|$ verändern. Wie im Abschnitt 5.4.2 bereits diskutiert, sind die an den einzelnen Resonatoren im Filter

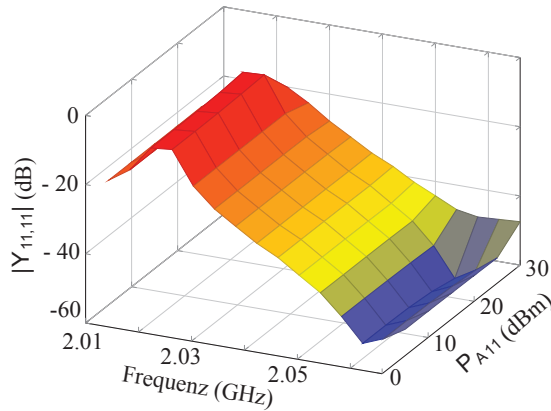


Abbildung 6.1: Großsignal Impedanzkurve $Y_{11,11}$ eines BAW-Resonators.

anliegenden Leistungen für jeden Resonator unterschiedlich und führen zu unterschiedlich starken Eigenerwärmungen und den damit verbundenen Veränderungen in den Resonatoren. In dieser Hinsicht bietet das PHD-Modell einen hervorragenden Rahmen, die Ergebnisse der akustischen Simulationen für die einzelnen Frequenzpunkte und Leistungen für die einzelnen Resonatoren und die EM-Simulation zusammenzufassen und die leistungsabhängigen S-Parameter, auch *heiße S-Parameter* (engl. *hot S-parameters*) genannt, von ganzen Filtern und Multiplexern zu modellieren.

6.1.2 Vektorielle Charakterisierung von Harmonischen

Der X-Parameter $S_{12,11}$ beschreibt die Entstehung der zweiten Harmonischen B_{12} als Funktion der einfallenden ersten Harmonischen A_{11} am ersten Tor

$$S_{12,11}(|A_{11}|) = \frac{B_{12}}{A_{11}P}. \quad (6.2)$$

Abbildung 6.2(a) zeigt die Messergebnisse für $|S_{12,11}|$ und mit der Methode aus Abschnitt 5.1.3 berechneten Betrag der viskosen Verluste des Resonators. Man kann erkennen wie $|S_{12,11}|$ und die viskosen Verluste mit zunehmendem $|A_{11,11}|$ wachsen. Die Formen der $|S_{12,11}|$ Kurven und die Formen der Beträge der viskosen Verluste befinden sich in einer sehr guten Übereinstimmung. Das Maximum von $|S_{12,11}|$ befindet sich exakt bei der doppelten Frequenz des Maximums der viskosen Verluste. Dies ist in Übereinstimmung mit der Theorie der Erzeugung der zweiten Harmonischen in BAW-Komponenten [182] und bestätigt somit die Gültigkeit der Messungen.

Abbildung 6.2(b) zeigt die Messungen der Phase von $S_{12,11}$ und $S_{11,11}$. Die beiden Kurven haben in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus [175] die gleiche Steigung und sind nur zueinander in der Frequenz versetzt, womit die Gültigkeit der

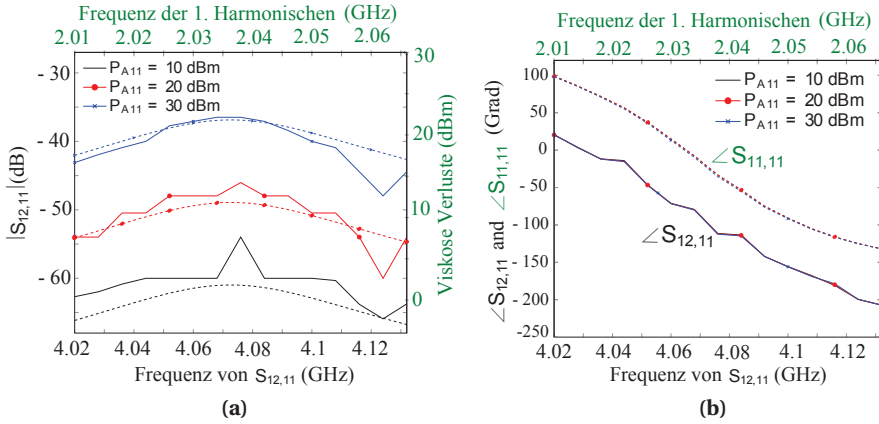


Abbildung 6.2: a) Die durchgezogene Linie zeigt die Messergebnisse für $|S_{12,11}|$ und die gestrichelte Linie die Simulationsergebnisse für die viskosen Verluste der ersten Harmonischen. b) Ergebnisse für Phasenmessungen.

Phasenmessungen der Harmonischen bestätigt wird. Die Information bezüglich der Phase der Harmonischen ist nicht in den herkömmlichen Charakterisierungsmethoden der Nichtlinearitäten wie IPk2 und IPk3 enthalten. Die Bedeutung der Phase wird aus Abschnitt 6.3 ersichtlich werden, wenn die Methoden zur Unterdrückung der erzeugten Harmonischen höherer Ordnung in BAW-Komponenten diskutiert wird.

6.1.3 Beziehungen zwischen den Harmonischen unterschiedlicher Ordnung

Das PHD-Modell beschreibt auch die Beziehung zwischen den unterschiedlichen Harmonischen unterschiedlicher Ordnung. In Abbildung 6.3(a) ist beispielsweise die Amplitude des X-Parameters $S_{13,12}$ gezeigt. Es beschreibt die Entstehung der dritten Harmonischen B_{13} aus der einfallenden zweiten Harmonischen A_{12} abhängig von $|A_{11}|$. Man kann erkennen, wie $|S_{13,12}|$ mit zunehmendem $|A_{11}|$ zunimmt. Aus diesem Grund sollte $S_{13,12}$ bei der Bestimmung von B_{13} nur vernachlässigt werden, wenn $|A_{12}|$ oder $|A_{11}|$ vergleichsweise gering sind. Das gleiche gilt für alle weiteren X-Parameter, welche die Beziehung zwischen den unterschiedlichen Harmonischen unterschiedlicher Ordnung beschreiben.

Wie stark eine einfallende A-Welle zur Entstehung einer B-Welle beiträgt, hängt auch von der Phasenbeziehung zwischen dieser A-Welle und A_{11} ab. Abbildung 6.3(b) zeigt $|S_{11,12}|$ und $|T_{11,12}|$ abhängig von $|A_{11}|$ bei 2.040 GHz. $T_{11,12}$ nimmt mit der gleichen Steigung zu wie $S_{11,12}$. Das Vorhandensein von $T_{11,12}$ bedeutet, dass nicht nur A_{12} , sondern auch A_{12}^* Einfluss auf B_{11} hat und deswegen die Phasenbeziehung zwischen A_{12} und A_{11} Einfluss auf die Entstehung von B_{11} hat (vergleiche Abschnitt 3.5.1).

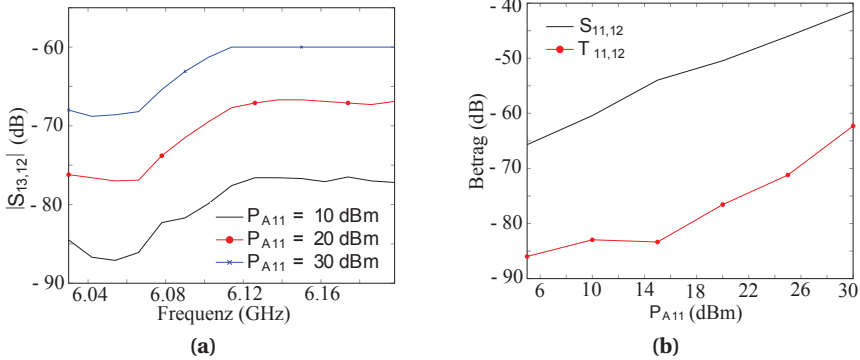


Abbildung 6.3: Messergebnisse der X-Parameter eines BAW-Resonators. a) $|S_{13,12}|$. b) $|S_{11,12}|$ und $|T_{11,12}|$. A_{11} befindet sich bei 2,04 GHz.

6.2 Parametrisierte Modellierung

Die aus der Literatur bekannten Methoden zur parametrisierten Modellierung des nichtlinearen Verhaltens von BAW-Resonatoren werden mit der im Kapitel 4.1 beschriebenen Vorgehensweise zur EM-akustischen-Modellierung des Kleinsignalverhaltens von BAW-Komponenten weiterentwickelt, wodurch eine genauere Modellierung des nichtlinearen Verhaltens der aus BAW-Resonatoren bestehenden Kaskaden ermöglicht wird. Die durch die X-Parametern zur Verfügung gestellten Informationen bezüglich der Nichtlinearitäten werden eingesetzt, um einen im Vergleich zur Literatur verbesserten nichtlinearen Materialdatensatz zu erarbeiten und somit die Genauigkeit der Modellierung des nichtlinearen Verhaltens von BAW-Komponenten weiter zu erhöhen. Die entwickelte Methode wird im Abschnitt 6.2.2 eingesetzt, um den Einfluss der Nichtlinearitäten auf die Resonanzfrequenz eines Resonators zu untersuchen.

6.2.1 Parametrisierte Modellierung der Nichtlinearitäten

Nichtlinearer piezoelektrischer Effekt

Die im Kapitel 2 zur Beschreibung der direkten und indirekten piezoelektrischen Effekte vorgestellte Gleichungen 2.18 und 2.19 können im generellen Fall um die nichtlineare Terme zweiter ($\Delta T_2, \Delta D_2$) und dritter ($\Delta T_3, \Delta D_3$) Ordnung nach [183] erweitert werden, um das nichtlineare Verhalten eines Resonators zu beschreiben

$$D = \varepsilon^S E + eS + \Delta D_2 + \Delta D_3 \quad (6.3a)$$

$$T = eE + c^E S + \Delta T_2 + \Delta T_3. \quad (6.3b)$$

Mit dem ersten Gesetz der Thermodynamik

$$\left. \frac{\partial D}{\partial S} \right|_E = - \left. \frac{\partial T}{\partial E} \right|_S \quad (6.4)$$

kann die Anzahl der zusätzlich eingeführten physikalischen Konstanten ohne Einschränkung der Allgemeinheit zur Beschreibung der Terme der zweiten Ordnung auf vier ($\delta_1 \dots \delta_4$)

$$\Delta T_2 = \frac{1}{2} \delta_3 c^E S^2 - \delta_1 e S E + \delta_2 \frac{1}{2} \varepsilon^S E^2 \quad (6.5a)$$

$$\Delta D_2 = \frac{1}{2} \delta_1 e S^2 - \delta_2 \varepsilon^S S E + \frac{1}{2} \delta_4 \frac{\varepsilon^S e}{c^E} E^2 \quad (6.5b)$$

und zur Beschreibung der Terme der dritten Ordnung auf fünf ($\gamma_1 \dots \gamma_5$)

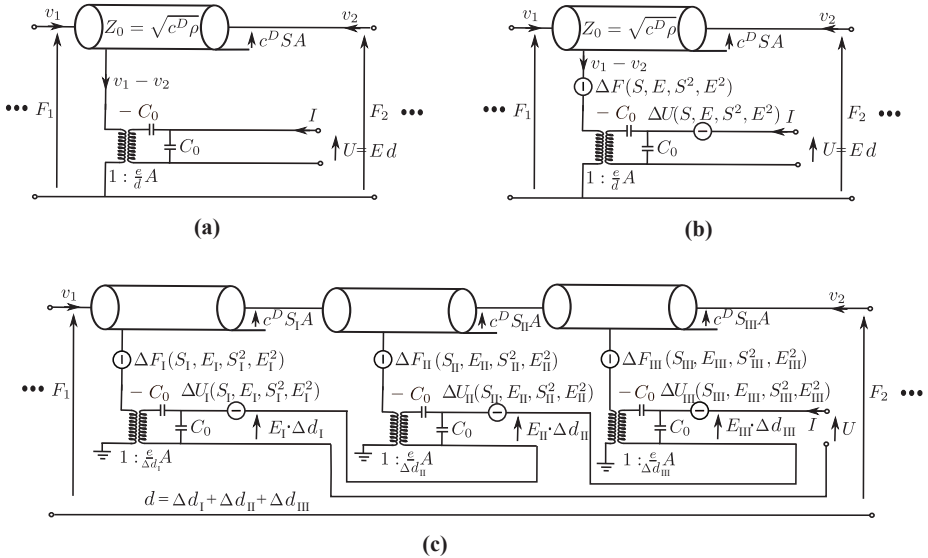
$$\Delta T_3 = \frac{1}{3} \gamma_4 c^E S^3 - \gamma_1 e S^2 E + \gamma_2 \varepsilon^S S E^2 + \gamma_3 \frac{1}{3} \frac{e \varepsilon^S}{c^E} E^2 \quad (6.6a)$$

$$\Delta D_3 = \frac{1}{3} \gamma_1 e S^3 - \gamma_2 \varepsilon^S S^2 E - \gamma_3 \frac{e \varepsilon^S}{c^E} S E^2 + \frac{1}{3} \gamma_5 \frac{(\varepsilon^S)^2}{c^E} E^2 \quad (6.6b)$$

reduziert werden [27]. Weiterhin ist es möglich, die Gleichungen 6.3(a) und 6.3(b) um die Temperaturdomäne zu erweitern [184], um auch den Einfluss der elektrothermischen und thermoelastischen Effekte auf das nichtlineare Verhalten eines Resonators zu berücksichtigen. Da diese Effekte hauptsächlich nur bei der Erzeugung von Intermodulationsprodukten dritter Ordnung von zwei im Frequenzbereich nah beieinanderliegenden einfallenden Tönen dominant werden [176, 185], wurden sie in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Nichtlineares Mason-Modell

Ähnlich zur Herleitung des 1D-Transfer-Matrix-Modells aus Kapitel 4.1.1 kann ausgehend von den 1D akustischen Wellengleichungen ein *Mason-Modell* zur Modellierung der BAW-Resonatoren hergeleitet werden [33, 57]. Weiterhin hat *Redwood* eine Variante des Mason-Modells entwickelt, bei der die Ausbreitung der akustischen Wellen durch eine Schicht mit Hilfe einer Verzögerungsleitung beschrieben wird [187, 188]. Die Verwendung des Redwood-Mason-Modells mit elektrischen Verzögerungsleitungen und Dualismus zwischen Elektromagnetik und Akustik, ermöglicht die Beschreibung der Ausbreitung von akustischen Wellen durch einen aus mehreren Schichten bestehenden Lagenstapel im Schaltungssimulator. Das Mason-Modell einer piezoelektrischen Schicht nach Redwood ist in Abbildung 6.4(a) zu sehen. Zur Beschreibung der nicht piezoelektrischen Terme wird der Übertrager weggelassen.



F : Kraft S : mech. Spannung I : el. Strom C_0 : Kapazität A : Resonatorfläche
 v : Teilchengeschwindigkeit $c^D, \rho, e, \varepsilon$: Materialkonstanten U : el. Spannung E : el. Feld d : Dicke der piezoeel. Schicht

Abbildung 6.4: a) Mason-Modell einer piezoelektrischen Schicht nach Redwood. b) Nichtlineares Mason Modell einer piezoelektrischen Schicht (nach [186]) c) Nichtlineares Mason Modell einer piezoelektrischen Schicht, die entsprechend [185] in drei Unterschichten aufgeteilt ist.

Um die nichtlineare Erweiterungen des Gleichungssystems 6.3 zu berücksichtigen, muss das Mason-Modell (vergleiche Abbildung 6.4(b)) um eine *gesteuerte Spannungsquelle* (die eine zusätzliche Spannung ΔU erzeugt) auf der elektrischen Seite und um eine *gesteuerte Kraftquelle* (die eine zusätzliche Kraft ΔF erzeugt) auf der mechanischen Seite erweitert werden. ΔU und ΔF werden mit

$$\Delta D = \Delta D_2 + \Delta D_3, \tag{6.7a}$$

$$\Delta T = \Delta T_2 + \Delta T_3 \tag{6.7b}$$

als

$$\Delta F = A \left(\frac{e}{\varepsilon S} \Delta D + \Delta T \right), \tag{6.8a}$$

$$\Delta U = \frac{\Delta D}{\varepsilon S} d \tag{6.8b}$$

berechnet [27, 186].

Wie man beispielsweise im vorherigen Kapitel in Abbildung 5.16(a) sehen konnte, verändert sich der Betrag der mechanischen Dehnung entlang einer Schicht. Das gleiche gilt im allgemeinen Fall für das elektrische Feld in der piezoelektrischen Schicht des BAW-Resonators. Solche Effekte können durch Aufteilen einer Schicht

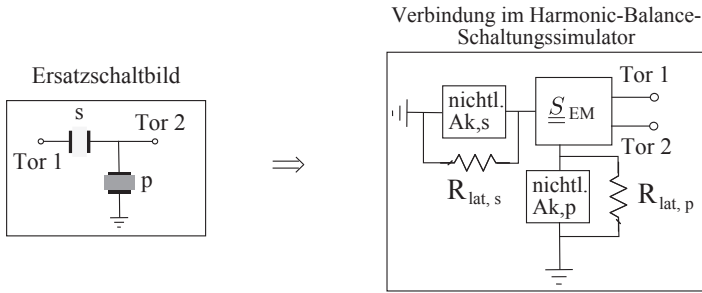


Abbildung 6.5: Verbindung der berechneten S-Parameter der EM und der nichtlinearen Akustik (nichtlineares Mason-Modell mit deembedeter Kapazität) eines BAW-Grundglieds im Harmonic-Balance-Schaltungssimulator.

in mehrere Unterschichten mitberücksichtigt werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 6.4(c) zu sehen. Eine piezoelektrische Schicht wurde in drei Unterschichten aufgeteilt.

Ein *Harmonic-Balance-Simulator* wird zur Berechnung der nichtlinearen Ströme und Spannungen an den Elektroden der aus den nichtlinearen Mason-Modellen aufgebauten Schaltung (die den Lagenstapel und das nichtlineare Verhalten des BAW-Resonators beschreiben) eingesetzt. Der Harmonic Balance Simulator berechnet im Falle eines anliegenden Eingangssignal die Lösungen für die vom Benutzer vorgegebenen ganzzahlig vielfachen Frequenzen des Eingangssignals. Im Falle von mehreren bei verschiedenen Frequenzen anliegenden Signalen, können auch Lösungen für die lineare Kombinationen der Frequenzen der Eingangssignale und deren ganzzahlige Vielfache berechnet werden.

Weiterentwicklung der nichtlinearen Modellierung

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Methodik zur Modellierung des nichtlinearen Verhaltens der BAW-Resonatoren wurde mit der im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Methode zur genauen Modellierung der Elektromagnetik von BAW-Komponenten kombiniert, wodurch eine neue und bis jetzt aus der Literatur nicht bekannte Methode zur Modellierung der Nichtlinearitäten von BAW-Komponenten entstanden ist. Dazu wird im ersten Schritt in gleicher Weise wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, die EM der BAW-Komponente mit Hilfe einer EM-FEM simuliert. Im nächsten Schritt werden die statischen Kapazitäten der Resonatoren von den nichtlinearen Mason-Modellen der Resonatoren deembed. Man erhält somit die reine nichtlineare Akustik des Resonators. Parallel zur Akustik wird ein Widerstand zur Modellierung der lateral akustisch weglaufenden Wellen geschaltet (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Anschließend werden die nichtlinearen Akustik-Modelle der Resonatoren mit dem Ergebnis der EM-FEM-Simulation im Harmonic-Balance-Simulator verschaltet. Ein Beispiel für

die Verschaltung eines BAW-Grund-gliedes ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Durch die EM-3D-FEM-Simulationen werden die EM-Streufelder an den Grenzflächen der Resonatoren, die EM-Wechselwirkungen zwischen den durch die Elektroden fließenden elektrischen Strömen und den zusätzlich verwendeten Induktivitäten, Kapazitäten und dem Gehäuse mitberücksichtigt. Wie essentiell es ist, diese EM-Wechselwirkungen bei der nichtlinearen Modellierung von Kaskaden von BAW-Resonatoren zu berücksichtigen um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, wird später aus Abschnitt 6.3 ersichtlich.

Bestimmung der nichtlinearen Materialkonstanten

Wie im Abschnitt 6.2.1 gezeigt, führt die Erweiterung der Gleichungen, die den direkten und indirekten piezoelektrischen Effekt beschreiben, zu neun zusätzlichen physikalischen Konstanten. Die gängige Methode aus der Literatur besteht darin, die simulierten Amplituden der zweiten Harmonischen und der Intermodulationsprodukte dritter Ordnung an die gemessenen Amplituden zu fitten, um die zusätzlichen physikalischen Konstanten zu bestimmen [27, 182, 186, 189, 190]. In letzter Zeit werden zusätzlich die Verschiebungen der Resonanzfrequenzen abhängig von einer am Resonator anliegenden Gleichspannung und die Phasen der generierten zweiten Harmonischen und der Intermodulationsprodukte dritter Ordnung zur Bestimmung dieser physikalischen Konstanten herangezogen [176, 185].

In dieser Arbeit konnte von der neuartigen Charakterisierungsmethode der Nichtlinearitäten mit dem PHD-Modell bei der Bestimmung der physikalischen Konstanten profitiert werden. Die zu den vorher aufgezählten Termen im PHD-Modell zusätzlich enthaltenen Parameter stellen weitere Größen zum Angleichen der Simulationen an die Messungen zur Bestimmung der physikalischen Konstanten dar. Die Wahrscheinlichkeit ein globales Optimum und somit einen allgemein gültigen Materialsatz zu finden wird somit erhöht. Beispielsweise ist der Einfluss der physikalischen Konstante δ_1 auf den Verlauf des Betrages und der Phase des X-Parameters $S_{11,12}$, der die Generierung der rücklaufenden ersten Harmonischen aus der einfallenden zweiten Harmonischen am ersten Tor beschreibt, des Testresonators aus Abschnitt 6.1 in Abbildung 6.6 gezeigt.

Die Abbildung 6.7 stellt einen Vergleich zwischen der simulierten und gemessenen zweiten Harmonischen dar. Die Simulation wurde mit der in dieser Arbeit entwickelten Methode und der Verwendung der in dieser Arbeit bestimmten physikalischen Konstanten $\delta_1 \dots \delta_4, \gamma_1 \dots \gamma_5$ durchgeführt. Sowohl für die Amplitude, wie auch für die Phase stimmen die Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen sehr gut überein. Das gleiche gilt für die dritte Harmonische und für die unterschiedlichen Leistungen von A_{11} , auch wenn auf die Darstellung dieser Ergebnisse verzichtet wurde. Nur in den Frequenzbereichen der Überlappmode (vergleiche Abschnitt 2.2.3) kommt es zu Abweichungen zwischen den gemessenen und

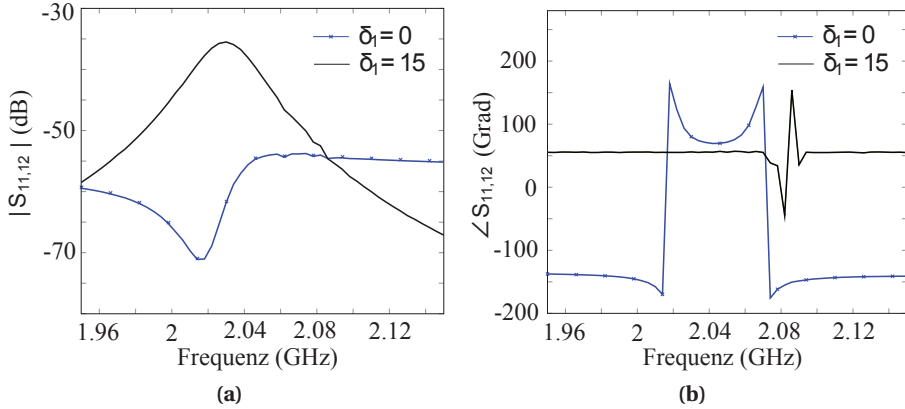


Abbildung 6.6: Einfluss der physikalischen Konstante δ_1 auf $S_{11,12}$ für $|A_{11}| = 30$ dBm. a) Änderung des Betrages. b) Änderung der Phase.

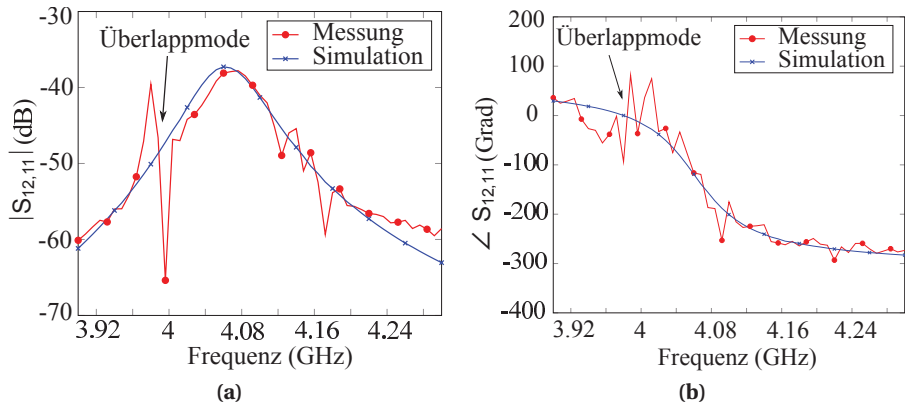


Abbildung 6.7: Vergleich der gemessenen und simulierten $S_{11,12}$ -Kurven für den Testresonator aus Abschnitt 6.1 und $|A_{11}| = 30$ dBm. a) Betrag. b) Phase.

simulierten Kurven, weil die Überlappmode in der akustischen 1D-Simulation nicht mitberücksichtigt wird.

6.2.2 Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf die Resonanzfrequenz

Im Kapitel 5 wurde bei der Modellierung der BAW-Komponenten bei hohen Leistungen die Annahme getroffen, dass die Nichtlinearitäten zu keiner signifikanten Frequenzverschiebung der Admittanzkurven der BAW-Resonatoren führen werden. Diese Annahme kann nun mit der in diesem Kapitel entwickelten Methode

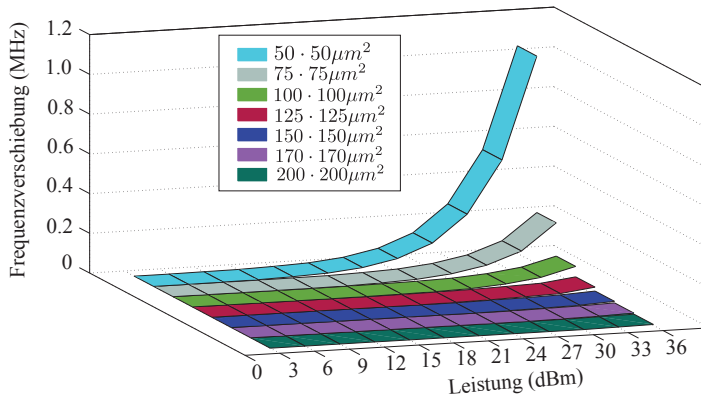


Abbildung 6.8: Durch Nichtlinearitäten verursachte Frequenzverschiebung der Serienresonanz des Resonators abhängig von der Resonatorfläche und der am Resonator anliegenden Leistung.

verifiziert werden. In Abbildung 6.8 sind die Simulationsergebnisse für die Verschiebung der Serienresonanzfrequenz abhängig von Resonatorfläche und anliegender Leistung zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die bei BAW-Komponenten als typischerweise maximal spezifizierten Leistung von 30 dBm nur für Resonatoren mit einer Fläche kleiner als $75 \cdot 75 \mu\text{m}^2$ eine nennenswerte Frequenzverschiebung der Serienresonanzfrequenz von 0.1 MHz verursachen. Resonatoren mit solchen kleinen Flächen kommen jedoch bei BAW-Komponenten nicht zum Einsatz, weil sie typischerweise eine zu kleine Güte aufweisen. Wenn Resonatoren mit solchen Impedanzen benötigt werden, dann wird im Regelfall eine Kaskadierung des Resonators (vergleiche Abschnitt 6.3) durchgeführt. Aus diesem Grund ist die Annahme aus Kapitel 5 gerechtfertigt.

6.3 Kompensationsmethoden

Mit Hilfe der entwickelten Methode und der Bestimmung der zur nichtlinearen Modellierung benötigten physikalischen Konstanten können unterschiedliche Verfahren zur Optimierung des nichtlinearen Verhaltens untersucht werden.

6.3.1 Erhöhung der Resonatorfläche

Eine Möglichkeit das nichtlineare Verhalten zu optimieren besteht darin die Resonatorflächen zu vergrößern. Dadurch verringert sich die Leistungsdichte im Resonator, die Amplituden des elektrischen Feldes und der mechanischen Dehnung nehmen ab und die erzeugten Nichtlinearitäten verringern sich. In Abbildung 6.9 ist der simulierter maximaler Betrag von $|S_{12,11}|$ (für den Testresonator

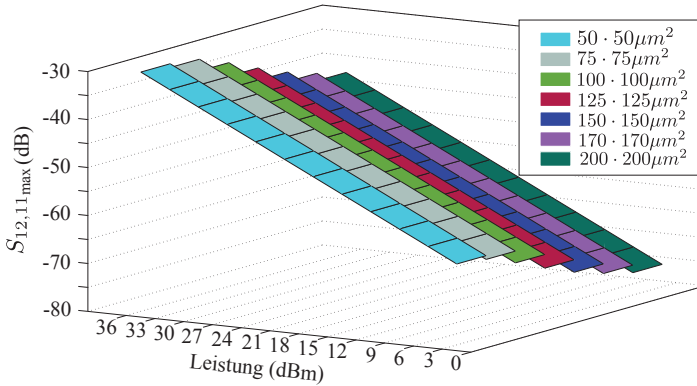


Abbildung 6.9: Simulierter maximaler Betrag von $|S_{12,11}|$ (für den gleichen Lagenstapel wie beim Testresonator aus Abschnitt 6.1) in Abhängigkeit von der Fläche und der einfallender Leistung.

aus Abschnitt 6.1) abhängig von der Fläche und der einfallender Leistung zu sehen. Dieses Verfahren ist in der Praxis jedoch nur bedingt anwendbar, da die Impedanzen der einzelnen Resonatoren und somit deren Resonatorflächen durch das gewünschte Verhalten des Filters bzw. Multiplexers vorgegeben sind. In den meisten Fällen würde sich somit das Kleinsignalverhalten des BAW-Filters oder Multiplexers verschlechtern.

6.3.2 Serielles und anti-serielles Kaskadieren

Ein weiterer Ansatz besteht darin die Fläche eines Resonators zu verdoppeln (oder zwei Resonatoren parallel zu verschalten) und einen weiteren solchen Resonator seriell oder antiseriell zum ersten Resonator zu verschalten. Die entsprechenden Verschaltungen können in Abbildung 6.10(a) gesehen werden. Die Impedanz von solchen *seriellen* oder *antiseriellen Kaskaden* bleibt der des ursprünglichen Resonators gleich. Im Falle der seriellen Kaskade wird die Leistungsdichte auf ein Viertel der ursprünglichen Leistungsdichte reduziert, wodurch sich das nichtlineare Verhalten verbessert. Im Falle der antiseriellen Kaskade zeigen zusätzlich noch die c-Achsen der piezoelektrischen Schicht (Wachstumsrichtungen der Piezoelektrischen Schicht) der antiseriell verschalteten Resonatoren in die entgegengesetzten Richtungen. Wenn ein elektrisches Feld an eine solche Kaskade angelegt wird, dann wird dadurch der eine verdoppelte Resonator gedehnt und der andere verdoppelte Resonator gestaucht. Die entstehenden zweiten Harmonischen in beiden Resonatoren haben die gleiche Amplitude. Deren Phasen haben aber einen Versatz von 180° und werden sich deswegen gegenseitig auslöschen [191–193].

Es ist in Abbildung 6.10(a) zu erkennen, dass die Messergebnisse für $|S_{11,11}|$ bei

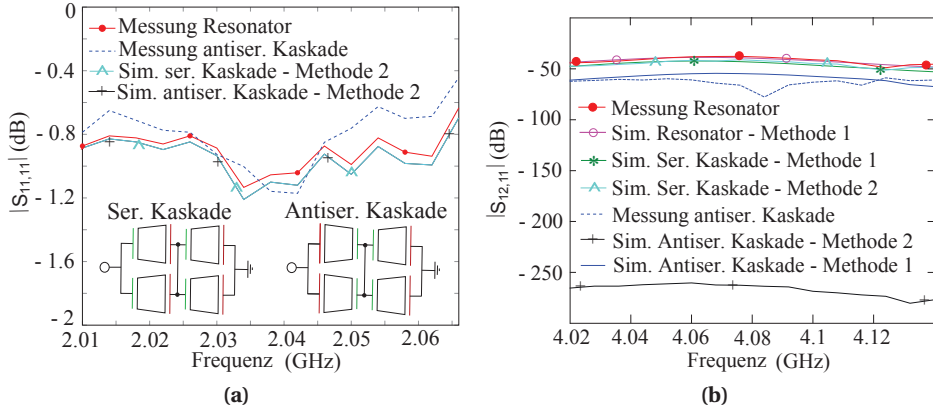


Abbildung 6.10: Messergebnisse für einzelnen und antiseriell kaskadierten Resonator. Weiterhin sind Simulationsergebnisse für zwei Methoden gezeigt. Die Simulationemethode bei der das parametrisierte nichtlineare Modell und EM-3D-Modell verwendet wurden, ist mit Methode 1 bezeichnet. Die Simulationemethode bei der das gemessene PHD-Modell eines Resonators zur Simulation der Kaskaden verwendet wurde, ist mit Methode 2 bezeichnet. Die Messungen und Simulationen erfolgten für $P_{A11} = 30$ dBm. (a) $|S_{11,11}|$. (b) $|S_{12,11}|$.

$P_{A11} = 30$ dBm für den einzelnen Resonator und den antiseriell kaskadierten Resonator gut übereinstimmen. Die Simulationsergebnisse für die serielle und antiserielle Kaskade schauen exakt gleich aus und stimmen gut mit den Messergebnissen überein. Für die Simulationen der Kaskaden wurde das charakterisierte PHD-Modell des einzelnen Resonators verwendet.

In Abbildung 6.10(b) sind Mess- und Simulationsergebnisse für $|S_{12,11}|$ gezeigt. Die Simulations- und Messergebnisse für einen Resonator mit dem parametrisiertem Modell und EM-3D-Modell (im nachfolgendem Methode 1 genannt) stimmen sehr gut überein. Simulationen für Kaskaden des Resonators wurden nicht nur mit dem parametrisiertem Modell und EM-3D-Modell, sondern auch unter Verwendung des gemessenen PHD-Modells des Resonators durchgeführt (im nachfolgendem Methode 2 genannt). Die Simulationsergebnisse für die serielle Kaskade zeigen mit beiden Simulationsverfahren eine Abnahme von 6 dB gegenüber einem einzelnen Resonator, weil die erzeugten Harmonischen der einzelnen Resonatoren in diesem Fall in Phase sind. Die Verringerung kommt alleine durch die viermal kleinere Leistungsdichte. Wie erwartet ist das gemessene $|S_{12,11}|$ der antiseriellen Kaskade deutlich kleiner als das des einzelnen Resonators und der seriellen Kaskade. Dieses demonstriert die Bedeutung der Berücksichtigung der Phase der Nichtlinearitäten, wie dies im Falle einer Charakterisierung mit X-Parameter der Fall ist, für die Entwicklung von Filtern und Multiplexern mit einem optimiertem nichtlinearem Verhalten.

Die mit Methode 2 simulierten $|S_{12,11}|$ sind deutlich kleiner als die gemessenen

Werte. Dieses ist damit zu erklären, dass die Resonatoren in der Simulation mit idealen Leitern verbunden waren. In der realen Struktur führen die Verbindungen zwischen den Resonatoren zu zusätzlichen Induktivitäten, Kapazitäten und Widerständen, weswegen die Resonanzen der einzelnen Resonatoren leicht verschoben werden. Die Ströme und Spannungen sind dadurch auch nicht exakt gleich in allen Resonatoren der Kaskade. Deswegen wird der Phasenversatz in der realen Struktur nicht exakt 180° sein und die Amplituden des E-Feldes und der mech. Dehnung in den verschiedenen Resonatoren der antiseriellen Kaskade werden sich leicht unterscheiden. Aus diesem Grund funktioniert die gegenseitige Auslöschung der erzeugten Harmonischen nicht perfekt und das Verhalten wird mit der Methode 2 nicht richtig vorhergesagt. Wie es jedoch zu erkennen ist, beschreibt die Simulation mit der in dieser Arbeit entwickelten Methode 1 dieses Verhalten sehr gut. Die mit Methode 1 simulierte Kurve für $|S_{12,11}|$ liegt auf dem gleichen Level, wie die gemessene Kurve, auch wenn die Kurvenformen nicht ganz übereinstimmen. Dieses Ergebnis verdeutlicht die Bedeutung der entwickelten Methode für die Entwicklung von Filtern mit verbessertem nichtlinearem Verhalten.

Kapitel 7

Schlussfolgerungen und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Methoden zur multiphysikalischen Modellierung von BAW-Komponenten entwickelt. Die Fähigkeit dieser Modellierungsmethoden, das Verhalten von BAW-Komponenten bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen genau vorherzusagen, wurde im Experiment bestätigt. Die entwickelten Methoden wurden zur Erforschung neuer Kompensationsmethoden zur Verbesserung des Verhaltens von BAW-Komponenten bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen eingesetzt.

Um das Temperaturverhalten und die mit Eigenerwärmung verbundene Veränderung des Verhaltens exakt modellieren zu können, bedarf es der genauen Kenntnis der Temperaturkoeffizienten der Steifigkeiten aller verwendeten Materialien. Die hohe Anzahl an den Parametern, welche die Eigenschaften der Dünnschichtmaterialien beeinflussen, macht es in den meisten Fällen unmöglich, die richtigen Materialdaten in der Literatur zu finden. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit eine neue und präzise Methode zur Bestimmung eines Modelldatensatzes der TC der Dünnschichten entwickelt. Die Methode basiert auf der Untersuchung von mehreren Resonanzfrequenzen der Resonatoren mit unterschiedlichen Lagenstapeln. Das Problem der Bestimmung der TC aus breitbandigen Simulationen und Messungen wurde als ein überbestimmtes lineares Gleichungssystem (LGS) formuliert und mit der gewichteten Methode der kleinsten Quadrate gelöst. Die entwickelte Methode wurde anhand von Messungen verifiziert.

EM akustische thermische 3D-FEM Simulationen können wegen der zu hohen Rechenzeit bei der Entwicklung von BAW-Komponenten nicht eingesetzt werden. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit die aus der Literatur bekannten Verfahren zur Kleinsignalmodellierung (3D-Elektromagnetik und 1D-Akustik Berechnungen) und thermischen Modellierung (1D-Modelle mit Berücksichtigung des Temperatureinflusses) miteinander kombiniert. Zusammen mit den bestimmten TC erlaubt die dadurch neu entstandene Methode eine präzise Simulation des temperaturabhängigen Verhaltens von BAW-Komponenten. Die entwickelte

Methode konnte eingesetzt werden, um unterschiedliche Temperaturkompensationsmethoden zu untersuchen. Die dreiviertel-Wellenlänge-Methode zur Optimierung des Temperaturverhaltens wurde angewandt. Der TCF von dem Filter wurde von den ursprünglichen 25 ppm/K auf 3 ppm/K reduziert. Ein großer Vorteil dieser Methode ist, dass es keine neuen Fertigungsprozesse entwickelt werden müssen. Die Temperaturkompensation führte zu einer Abnahme von 24 % in der Filterbandbreite. Die Abnahme ist somit deutlich geringer, wie bei den aus der Literatur bekannten Methoden. Es wurde somit bestätigt, dass diese Methode für schmalbandige Frequenzbänder angewandt werden kann. In einer weiterführenden Arbeit könnten die Methoden zur Erhöhung der Kopplung der piezoelektrischen Schicht erforscht werden, um der durch Temperaturkompensation verursachten Abnahme der effektiven Kopplung entgegen wirken zu können.

Um die bei hohen Leistungen auftretende Eigenerwärmung und die damit verbundenen Veränderungen im Verhalten von BAW-Filtern simulieren zu können, wurde eine neuartige Modellierungsmethode entwickelt. Beim entwickelten Modellierungsverfahren werden die unterschiedlichen Verlustquellen und -orte in den einzelnen BAW-Resonatoren und Dünnschichten identifiziert. Die berechnete räumliche Verteilung der Verluste wird in thermischen 3D-Simulationen zur Berechnung der räumlichen Temperaturverteilung eingesetzt. Das dazugehörige entwickelte thermische Modell ermöglicht präzise und effiziente thermische Simulationen. Eine Vorgehensweise zur Berücksichtigung der aus den thermischen Simulationen erhaltenen inhomogenen Temperaturverteilung in elektromagnetischen und akustischen Domänen wurde weiterhin umgesetzt. Das Modellierungsverfahren wurde anhand von IR-Messungen und S-Parameter-Messungen bei hohen Leistungen im Experiment bestätigt. Die neu entwickelte Modellierungsmethode erlaubt es einem Filterentwickler, bereits in der Simulationsphase zu prüfen, ob die Filter die vorgegebene Spezifikation bei allen erforderlichen Leistungen einhalten. Weiterhin ermöglicht die Modellierungsmethode, die Schwachstellen eines Filters im Hinblick auf die Leistungsverträglichkeit zu identifizieren, die gefundenen kritischen Stellen gezielt zu optimieren und somit die benötigte Anzahl an Fertigungs- und Entwicklungsiterationen zu reduzieren. Die neue Modellierungsmethode wurde eingesetzt, um eine generelle Maßnahme zur Reduzierung des thermischen Pfades der entstehenden Verluste und somit zur Reduzierung der Eigenerwärmung zu erarbeiten. Eine experimentelle Bestätigung war nicht mehr möglich und könnte Teil einer zukünftigen Arbeit sein.

Das neuartige PHD-Modell enthält im Vergleich zur herkömmlichen Methoden zur Charakterisierung von Nichtlinearitäten zusätzliche Informationen. Solche Informationen sind beispielsweise die Phasen der generierten Harmonischen und die Beziehungen zwischen den spektralen Eingangs- und Ausgangskomponenten der unterschiedlichen Frequenzen. In dieser Arbeit wurden BAW-Komponenten zum ersten Mal mit dem PHD-Modell charakterisiert, wozu die Implementierung eines entsprechenden Messplatzes erforderlich gewesen ist.

Die PHD-Modelle der einzelnen Resonatoren wurden dazu benutzt, um kaskadierte Resonatoren zu simulieren. Durch den Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen konnte der Einfluss der im PHD-Modell enthaltenen Phase der Harmonischen auf die Genauigkeit der Ergebnisse der nichtlinearen Simulationen von Kaskaden von BAW-Resonatoren, wie diese in BAW-Filtern und Multiplexern zu finden sind, demonstriert werden. Es wurde damit gezeigt, wie essentiell es ist, anstatt der herkömmlichen Methoden zur Charakterisierung des nichtlinearen Verhaltens PHD-Modelle einzusetzen, um verlässliche Simulationsergebnisse zu erhalten. Ausgehend von den Ergebnissen dieser Arbeit ist es zu erwarten, dass auch bei der Simulation eines kompletten Frontends PHD-Modelle der einzelnen Komponente eingesetzt werden sollten, um das nichtlineare Verhalten des Frontends genau beschreiben zu können. Dieses Verhalten soll in einer zukünftigen Arbeit untersucht werden.

Weiterhin konnten die durch das PHD-Modell zusätzlich zur Verfügung gestellten Informationen zur Bestimmung der zur parametrisierten Modellierung von BAW-Resonatoren benötigten physikalischen Konstanten eingesetzt werden. Durch die Vereinigung des aus der Literatur bekannten nichtlinearen Mason-Modells mit dem EM-3D-FEM-Modell konnte eine Methode entwickelt werden, mit der das Verhalten von Kaskaden von einzelnen BAW-Resonatoren mit einer ausgezeichneten Genauigkeit effizient simuliert werden kann. Die Methode wurde durch X-Parameter-Messungen bestätigt. Um die Genauigkeit bezüglich der Intermodulationsterme dritter Ordnung weiter zu verbessern, muss die entwickelte Methode in einer weiterführenden Arbeit um die thermische Domäne erweitert werden, um auch den Beitrag der Eigenerwärmung auf das nichtlineare Verhalten mitberücksichtigen zu können. Das neue erschlossene Modellierungsverfahren wurde weiterhin angewandt, um verschiedene Kompensationsmethoden für die Nichtlinearitäten zu untersuchen. Es hat sich dabei gezeigt, dass die anti-serielle Kaskadierung eines Resonators zur größten Unterdrückung in der generierten zweiten Harmonische führt. Allerdings ist diese Methode mit einer Vervierfachung der Resonatorfläche verbunden. In einer weiterführenden Arbeit sollen deswegen alternative Methoden zur Verbesserung der Linearität der BAW-Komponenten untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Tag and C. Ruppel, "RF acoustic for mobile communication. Challenges and solutions," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 8, Aug 2015.
- [2] R. Ruby, "A snapshot in time: The future in filters for cell phones," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 8, Aug 2015.
- [3] Cisco, "Cisco visual networking index: Global mobile data traffic forecast update, 2013-2018," [Online]. http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/visual-networking-index-vni/white_paper_c11-520862.html, Jan. 2015.
- [4] 4G Americas, "4G Americas' Recommendations on 5G Requirements and Solutions," [Online]. http://www.4gamericas.org/files/2714/1471/2645/4G_Americas_Recommendations_on_5G_Requirements_and_Solutions_10_14_2014-FINALx.pdf, Jan. 2015.
- [5] Ericsson, "Ericsson mobility report," [Online]. <http://www.ericsson.com/mobility-report>, Jan. 2015.
- [6] 4G Americas, "4G Mobile Broadband Evolution. 3GPP Release 11 and Release 12 and Beyond," [Online]. http://www.4gamericas.org/files/2614/0758/7473/4G_Mobile_Broadband_Evolution_Rel-11_Rel_12_and_Beyond_Feb_2014_-_FINAL_v2.pdf, Jan. 2015.
- [7] T. Bauer, C. Eggs, K. Wagner, and P. Hagn, "New generation of very low profile SAW, TC SAW and BAW devices for module integration," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 8, Aug 2015.
- [8] G. Kovacs, W. Ruile, M. Jakob, U. Rosler, E. Maier, U. Knauer, and H. Zoul, "A SAW duplexer with superior temperature characteristics for US-PCS," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Aug. 2004, pp. 974–977.
- [9] H. Nakamura, H. Nakanishi, T. Tsurunari, K. Matsunami, and Y. Iwasaki, "A small-sized SAW duplexer on a SiO₂/IDT/LiNbO₃ structure for wideband CDMA application," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2007, pp. 488–491.

- [10] M. Kadota, T. Nakao, N. Taniguchi, E. Takata, M. Mimura, K. Nishiyama, T. Hada, and T. Komura, "SAW substrate for duplexer with excellent temperature characteristics and large reflection coefficient realized by using flattened SiO₂ film and thick heavy metal film," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, June 2006, pp. 382–385.
- [11] A. Link and P. Warder, "Innovative and proven approaches for acoustic filter, duplexer and multiplexer design," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 8, Aug 2015.
- [12] R. Ruby, "Review and Comparison of Bulk Acoustic Wave FBAR, SMR Technology," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2007, pp. 1029–1040.
- [13] R. Ruby, P. Bradley, I. Larson, J., Y. Oshmyansky, and D. Figueredo, "Ultra-miniature high-Q filters and duplexers using FBAR technology," in *IEEE Int. Solid-State Circuits Conf.*, Feb 2001, pp. 120–121.
- [14] H. Heinze, E. Schmidhammer, C. Diekmann, and T. Metzger, "3.8 x 3.8 mm² PCS-CDMA duplexer incorporating thin film resonator technology," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Aug 2004, pp. 425–428.
- [15] A. Link, E. Schmidhammer, H. Heinze, M. Mayer, B. Bader, and R. Weigel, "Appropriate methods to suppress spurious FBAR modes in volume production," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2006, pp. 394–397.
- [16] S. Marksteiner, J. Kaitila, G. Fattinger, and R. Aigner, "Optimization of acoustic mirrors for solidly mounted BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2005, pp. 329–332.
- [17] K. Lakin, J. Belsick, J. McDonald, and K. McCarron, "Improved bulk wave resonator coupling coefficient for wide bandwidth filters," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2001, pp. 827–831.
- [18] A. Hagelauer, B. Bader, G. Henn, A. Schaeufele, S. Marksteiner, K. Wagner, and R. Weigel, "Low-loss BAW filters on high resistivity silicon for mobile radio," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2009, pp. 337–340.
- [19] M. Li, M. El-Hakiki, D. Kalim, T.-Y. Kim, A. Link, B. Schumann, and R. Aigner, "A fully matched LTE-A carrier aggregation quadplexer based on BAW and SAW technologies," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2014, pp. 77–80.
- [20] N. Ben Hassine, D. Mercier, and P. Renaux, "Solidly mounted resonators under high power study for reliability assessment," in *Conf. Ph. D. Research Microelectronics and Electronics*, Jul 2009, pp. 248–251.
- [21] R. Aigner, N.-H. Huynh, M. Handtmann, and S. Marksteiner, "Behavior of BAW devices at high power levels," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2005, p. 4.

- [22] J. Ella and M. Yilammi, "Modelling of ZnO-based BAWs at high signal levels," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2002, pp. 985–988.
- [23] I. Larson, J.D., I. Ruby, J.D., R. Bradley, J. Wen, S.-L. Kok, and A. Chien, "Power handling and temperature coefficient studies in FBAR duplexers for the 1900 MHz PCS band," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2000, pp. 869–874.
- [24] O. Wunnicke, P. van der Wel, R. Strijbos, and F. De Bruijn, "Thermal behavior of BAW filters at high RF power levels," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 56, no. 12, pp. 2686–2692, Dec 2009.
- [25] E. Schmidhammer, "Nonlinear effects in acousto-electric devices," in *Europ. Conf. Circuits Syst. Commun.*, 2008, pp. 221–226.
- [26] U. Ueda, I. Masafumi, N. Tokihiro, Y. Satoh, and K.-Y. HASHIMOTO, "Investigation on nonlinear distortion of acoustic devices for radio-frequency applications and its suppression," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2009, pp. 876–879.
- [27] D. Feld and D. Shim, "Determination of the nonlinear physical constants in a piezoelectric AlN film," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2010, pp. 277–282.
- [28] E. Rocas, C. Collado, R. Aigner, J. Mateu, A. Hueltes, and J. Booth, "A consistent methodology to characterize BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrasonics Symp.*, Oct 2012, pp. 547–550.
- [29] J. F. Rosenbaum, *Bulk Acoustic Wave Theory and Devices*. Artech House, 1988.
- [30] B. A. AULD, *Acoustic Fields and Waves in solids*. Wiley-interscience publication, 1973, vol. 1.
- [31] M. J. Crocker, *Handbook of Acoustics*. Wiley-Interscience, 1988.
- [32] T. Ikeda, *Fundamental of Piezoelectricity*. Oxford University Press, 1990.
- [33] W. P. Mason, *Physical Acoustic Principles and Methods*. Academic Press, 1964.
- [34] P. Filippi, Ed., *Acoustics. Basic Physics, Theory, and Methods*. Academic Press, 1988.
- [35] D. Royer, *Elastic Waves in Solids*. Springer, 2000.
- [36] B. A. AULD, *Acoustic Fields and Waves in solids*. Wiley-interscience publication, 1973, vol. 1.

- [37] J. L. Rose, *Ultrasonic Waves in Solid Media*. Cambridge University Press, 2004.
- [38] M. J. S. Lowe, "Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multi-layered media," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 42, no. 4, pp. 525–542, Jul 1995.
- [39] L. Rayleigh, "On waves propagating along the plane surface of an elastic solid," in *Proc. Royal Soc. London.*, 1885, pp. 4–11.
- [40] R. Stoneley, "Elastic waves at the surface of separation of two solids," in *Proc. Royal Soc.*, 1924, pp. 416–428.
- [41] H. Lamb, "On waves in an elastic plate," in *Proc. Royal Soc. of London.*, 1917, pp. 114–128.
- [42] K.-y. Hashimoto, *RF Bulk Acoustic Wave Filters for Communications*. Artech House, 2009.
- [43] T. Pensala, *Thin Film Bulk Acoustic Wave Devices*. Dissertation, Aalto University, 2011.
- [44] E. Adler, "Matrix methods applied to acoustic waves in multilayers," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 37, no. 6, pp. 485–490, Nov 1990.
- [45] A. Link, *Unterdrückung von parasitären Moden in FBAR-Resonatoren*. Dissertation, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2006.
- [46] G. Fattinger, S. Marksteiner, J. Kaitila, and R. Aigner, "Optimization of acoustic dispersion for high performance thin film BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2005, pp. 1175–1178.
- [47] R. Thalhammer, J. Kaitila, S. Zieglmeier, and L. Elbrecht, "Spurious mode suppression in BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2006, pp. 456–459.
- [48] J. Kaitila, "Review of wave propagation in BAW thin film devices - progress and prospects," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2007, pp. 120–129.
- [49] R. Aigner, "Filter technologies for converged RF-frontend architectures: SAW, BAW and beyond," in *Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Syst.*, Jan 2010, pp. 136–139.
- [50] R. Ruby, "Micromachined cellular filters," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 1996, pp. 1149–1152.

- [51] H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki, and C. Narahara, "An air-gap type piezoelectric composite thin film resonator," in *IEEE Int. Symp. Freq. Control*, May 1985, pp. 361–366.
- [52] K. Lakin, J. Wang, G. Kline, A. Landin, Y. Chen, and J. Hunt, "Thin film resonators and filters," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 1982.
- [53] W. Newell, "Face-mounted piezoelectric resonators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 53, no. 6, pp. 575–581, June 1965.
- [54] S. Jose, A. Jansman, R. Hueting, and J. Schmitz, "Optimized reflector stacks for solidly mounted bulk acoustic wave resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.*, vol. 57, no. 12, pp. 2753–2763, Dec 2010.
- [55] S. Jose, A. Jansman, and R. Hueting, "A design procedure for an acoustic mirror providing dual reflection of longitudinal and shear waves in solidly mounted baw resonators (SMRs)," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2009, pp. 2111–2114.
- [56] S. Jose and R. Hueting, "Experimental investigation of dual wave optimized reflector stacks in solidly mounted resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2011, pp. 1234–1237.
- [57] W. P. Mason, *Electromechanical transducers and wave filters*. New York, D. Van Nostrand Co, 1948.
- [58] A. Hagelauer, *Verlustmechanismen in BAW Komponenten für Mobilfunkanwendungen*. Dissertation, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2013.
- [59] R. Aigner, "Volume manufacturing of BAW filters in a CMOS fab," in *Int. Symp. on Acoust. Wave Dev. for Fut. Mob. Commun. Syst.*, Mar 2004.
- [60] R. Aigner, "RF-MEMS filters manufactured on silicon: key facts about bulk-acoustic-wave technology," in *Topical Meeting on Silicon Monolithic Integr. Circuits in RF Syst.*, Apr 2003, pp. 157–161.
- [61] R. Aigner, "Bringing BAW technology into volume production: The ten commandments and the seven deadly sins," in *Int. Symp. on Acoust. Wave Dev. for Fut. Mob. Commun. Syst.*, 2007.
- [62] R. Milsom, F. Vanhelmont, A. Jansman, and J.-W. Lobeek, "Comparison of mode-conversion, energy-trapping and lateral acoustic coupling in FBAR and SBAR," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2005, p. 4.
- [63] S. Jose, R. Hueting, and A. Jansman, "Acoustic dispersion of solidly mounted resonators with an optimized reflector stack for dual wave reflection," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2010, pp. 291–294.

- [64] F. Thalmayr, K. Hashimoto, T. Omori, and M. Yamaguchi, "Plate mode propagation losses in solidly mounted resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.*, vol. 57, no. 12, pp. 2844–2849, Dec 2010.
- [65] W. Shockley, D. Curran, and D. Koneval, "Energy trapping and related studies of multiple electrode filter crystals," in *Annu. Symp. on Freq. Control*, 1963, pp. 88–126.
- [66] G. Mansfeld, "Energy trapping in bulk acoustic wave composite resonator," in *Europ. Freq. Time Forum*, Mar 1996, pp. 21–24.
- [67] J. Kaitila, M. Ylilammi, J. Ella, and R. Aigner, "Spurious resonance free bulk acoustic wave resonators," in *IEEE Int. Symp. Ultrason.*, vol. 1, Oct 2003, pp. 84–87.
- [68] R. Ruby, J. Larson, C. Feng, and S. Fazzio, "The effect of perimeter geometry on FBAR resonator electrical performance," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2005, p. 4.
- [69] D. Larson, R. Ruby, and P. Bradley, "Bulk acoustic wave resonator with improved lateral mode suppression," DE Patent US 6 215 375 B1, Apr 10, 2001.
- [70] D. Rosen, J. Bjurstrom, and I. Katardjiev, "Suppression of spurious lateral modes in thickness-excited FBAR resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.*, vol. 52, no. 7, pp. 1189–1192, Jul 2005.
- [71] T. Pensala, M. Ylilammi, J. Meltaus, and K. Kokkonen, "Area and dispersion dependence of vibration shape and coupling coefficient in thin film BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2007, pp. 1661–1664.
- [72] J. Kaitila, "Resonator structure and a filter comprising such a resonator structure," US Patent US 6 812 619 B1, 2004.
- [73] R. Thalhammer, J. Kaitila, R. Aigner, and S. Marksteiner, "Prediction of BAW resonator performance using experimental and numerical methods," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Aug 2004, pp. 282–285.
- [74] T. Pensala and M. Ylilammi, "Spurious resonance suppression in gigahertz-range ZnO thin-film bulk acoustic wave resonators by the boundary frame method: Modeling and experiment," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.*, vol. 56, no. 8, pp. 1731–1744, Aug 2009.
- [75] K. Lakin, "Modeling of thin film resonators and filters," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, 1992.
- [76] D. Larson, P. Bradley, S. Wartenberg, and R. Ruby, "Modified butterworth-van dyke circuit for FBAR resonators and automated measurement system," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2000, pp. 863–868.

- [77] H. Jin, S. Dong, J. Luo, and W. Milne, "Generalised Butterworth-Van Dyke equivalent circuit for thin-film bulk acoustic resonators," *Electronics Lett.*, vol. 47, pp. 12–15, Mar 2011.
- [78] *IEEE Standard on Piezoelectricity*, IEEE Std., Rev. 176-1987, 1987.
- [79] K. Lakin, K. McCarron, and J. McDonald, "Temperature compensated bulk acoustic thin film resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2000, pp. 855–858.
- [80] B. Ivira, P. Benech, R. Fillit, F. Ndagijimana, P. Ancey, and G. Parat, "Modeling for temperature compensation and temperature characterizations of BAW resonators at GHz frequencies," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 55, no. 2, pp. 421–430, Feb 2008.
- [81] T. Eibert, *Hochfrequenzverstärker und Oszillatoren*, T. U. M. Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Ed. Fachschaft Elektrotechnik und Informationstechnik e.V., 2012.
- [82] Vendelin, Pavio, and Rohde, *Microwave Circuit Design Using Linear and Nonlinear Techniques*. John Wiley & Sons, 2005.
- [83] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, 2005.
- [84] M. Hiebel, *Grundlagen der vektoriellen Netzwerkanalyse*. Rohde&Schwarz GmbH&Co.KG, 2006.
- [85] K. Wang, M. Frank, P. Bradley, R. Ruby, W. Mueller, A. Barfknecht, and M. Gat, "FBAR Rx filters for handset front-end modules with wafer-level packaging," in *IEEE Int. Symp. Ultrason.*, Oct 2003, pp. 162–165.
- [86] O. Menendez, J. Verdu, E. Corrales, and P. Paco, "A review of recent patents on bulk acoustic wave resonators and filters," *Recent Patents Elect. Eng.*, vol. 2, pp. 92–108, 2009.
- [87] A. Shirakawa, P. Jarry, J. Pham, E. Kerherve, F. Dumont, J. David, and A. Cathelin, "Ladder-lattice bulk acoustic wave filters: Concepts, design, and implementation," *Int. J. RF and Microw. Comput.-Aided Eng.*, vol. 18, pp. 476–484, 2008.
- [88] C. Vale, J. Rosenbaum, S. Horwitz, S. Krishnaswamy, and R. Moore, "FBAR filters at GHz frequencies," in *IEEE Int. Symp. Freq. Control*, May 1990, pp. 332–336.
- [89] K. Lakin, G. Kline, and K. McCarron, "Thin film bulk acoustic wave filters for GPS," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 1992, pp. 471–476.

- [90] G. Fattinger, R. Aigner, and W. Nessler, "Coupled bulk acoustic wave resonator filters: key technology for single-to-balanced RF filters," in *IEEE Inter. Microw. Symp.*, Jun 2004, pp. 927–929 Vol.2.
- [91] T.-Y. Wu, H.-J. Wang, T.-K. Shing, and H.-K. Chen, "Single-to-balanced BAW filter combining CRF with lattice filter," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2005, pp. 2190–2193.
- [92] K. Lakin, "Bulk acoustic wave coupled resonator filters," in *IEEE Inter. Freq. Control Symp.*, 2002, pp. 8–14.
- [93] R. Ruby and S. Gilbert, "Progress and breakthroughs on coupled resonator filter using FBAR technology," in *Inter. Symp. Acoust. Wave Devices Future Mobile Commun.*, Mar 2010.
- [94] Y. Statoh, O. Ikata, and M. T., "RF SAW filters," in *Int. Symp. Acoust. Wave Devices Futere Mobile Commun. Syst.*, 2001.
- [95] G. Kovacs, W. Sauer, and T. Bauer, "DMS filter with reduced resistive losses," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Aug 2004, pp. 294–297.
- [96] E. Schmidhammer, B. Bader, W. Sauer, M. Schmiedgen, H. Heinze, C. Eggs, and T. Metzger, "Design flow and methodology on the design of BAW components," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2005, p. 4.
- [97] O. Menendez, P. de Paco, R. Villarino, and J. Parron, "Closed-form expressions for the design of ladder-type FBAR filters," *IEEE Microw. and Wireless Compon. Lett.*, vol. 16, no. 12, pp. 657–659, Dec 2006.
- [98] J. Verdu, O. Menendez, and P. Paco, "Ladder-type filter based on bulk acoustic wave resonators with improved out-of-band rejection," *Microw. and Optical Technol. Lett.*, vol. 50, pp. 103–107, 2008.
- [99] M. Handtmann, S. Marksteiner, J. Kaitila, and R. Aigner, "Bulk acoustic wave filters for GPS with extreme stopband attenuation," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2004, pp. 371–374 Vol.1.
- [100] L. Mang, E. Hickernell, R. Pennell, and T. Hickernell, "Thin-film resonator ladder filter," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, May 1995, pp. 887–890 vol.2.
- [101] J. V. Tirado, *Bulk Acoustic Wave Resonators and their Application to Microwave Devices*. Dissertation, Universitat Autònoma de Barcelona, 2010.
- [102] G. Fattinger, P. Stokes, V. Potdar, A. Volatier, F. Dumont, and R. Aigner, "Miniaturization of BAW devices and the impact of wafer level packaging technology," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Jul 2013, pp. 228–231.

- [103] P. Selmeier, R. Grunwald, A. Przadka, H. Kruger, G. Feiertag, and C. Ruppel, "Recent advances in SAW packaging," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2001, pp. 283–292.
- [104] P. Hagn, A. Przadka, V. Gebhardt, and U. Bauernschmitt, "Ceramics: the platform for duplexers and frontend-modules," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2002, pp. 1–10.
- [105] C. Block, P. Hagn, C. Hoffmann, C. Korden, and C. Ruppel, "LTCC technology for system in package solutions," in *Topical Meeting on Silicon Monolithic Integr. Circuits in RF Syst.*, Jan 2006, p. 4.
- [106] R. D. Koch, *Mikroakustische Duplexer für Multiband- und Multimode-Frontend-Module*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2010.
- [107] R. Koch, C. Bauer, J. Kiwitt, F. Pitschi, and R. Weigel, "Ultra low-profile self-matched HTCC SAW-duplexer: manufacturing and performance challenges," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2011, pp. 1829–1832.
- [108] F. Pitschi, J. Kiwitt, B. Bader, and K. Wagner, "On the design of an FBAR PCS duplexer in LTCC chip-sized package," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Aug 2004, pp. 1525–1528.
- [109] S. Marksteiner, M. Handtmann, H.-J. Timme, R. Aigner, R. Welzer, J. Portmann, and U. Bauernschmitt, "A miniature BAW duplexer using flip-chip on LTCC," in *IEEE Int. Symp. Ultrason.*, Oct 2003, pp. 1794–1797.
- [110] G. Fattinger, R. Aigner, P. Stokes, A. Volatier, and F. Dumont, "Bulk acoustic wave technology advances," in *CS MANTECH Conf.*, 2013.
- [111] C. Potter, "Uncertainty and design budgets applied to error vector magnitude (EVM) for digital modulation systems," in *ARFTG Conf.*, 2003.
- [112] R. A. Shafik, S. Rahman, and R. Islam, "On the extended relationship among EVM, BER and SNR as performance metrics," in *Int. Conf. Elect. Comp. Eng.*, 2006.
- [113] D. Larson, R. Ruby, P. Bradley, and Y. Oshmyansky, "A BAW antenna duplexer for the 1900 MHz PCS band," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 1999.
- [114] P. Bradley, R. Ruby, A. Barfknecht, F. Greefay, C. Han, G. Gan, Y. Oshmyansky, and D. Larson, "A 5 mm x 5 mm x 1.37 mm hermetic FBAR duplexer for PCS handsets with wafer-scale packaging," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2002.
- [115] H. G. Tompkins and W. A. McGahan, *Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry*. John Wiley & Sons, 1999.

- [116] R. M. Azzam and N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland Publication, 1979.
- [117] P. Emery, D. Petit, P. Ancey, and A. Devos, "Temperature coefficients measured by picosecond ultrasonics on materials in thin films for bulk acoustic wave technology," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2007, pp. 612–615.
- [118] P. Emery, A. Devos, N. Ben Hassine, and E. Defay, "Piezoelectric coefficients measured by picosecond ultrasonics," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2009, pp. 2178–2180.
- [119] P. Emery, A. Devos, and P. Ancey, "Picosecond Ultrasonics: The preferred tool for BAW characterization," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Nov 2008, pp. 2205–2208.
- [120] P. Emery and A. Devos, "Acoustic attenuation measurements in transparent materials in the hypersonic range by picosecond ultrasonics," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 19, pp. 191 904–191 904–3, Nov 2006.
- [121] H. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, "Picosecond ultrasonics," *IEEE J. of Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 2562–2569, Dec 1989.
- [122] M. Hiebel, *Fundamentals of Vector Network Analysis*, 5th ed. Rohde & Schwarz, 2011.
- [123] Agilent Technologies, "Applying error correction to network analyzer," *Applicat. Note 1287-3*, Mar. 2002.
- [124] A. Rumiantsev and N. Ridler, "VNA calibration," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 9, no. 3, pp. 86–99, Jun. 2008.
- [125] B. Hand, "Developing accuracy specifications for automatic network analyzer systems," *Hewlett Packard*, vol. 21, pp. 16–19, 1970.
- [126] C. Hoer, "Choosing line lengths for calibrating network analyzers," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 31, no. 1, pp. 76–78, Jan 1983.
- [127] A. Tag, J. Leinhos, G. Hechtfisher, M. Leibfritz, and T. Eibert, "Design, simulation, and fabrication of broadband coaxial matched loads for the frequency range from 0 to 110 GHz," *Int. J. Microw. Wireless Technol.*, vol. 6, pp. 297–304, Jun. 2014.
- [128] A. Tag, J. Leinhos, G. Hechtfisher, M. Leibfritz, and T. Eibert, "1 mm coaxial matches with an excellent absorption behavior over the frequency range 0–110 GHz," in *European Microw. Conf.*, Oct 2013, pp. 1299–1302.
- [129] R. Bauer and P. Penfield, "De-embedding and unterminating," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 22, no. 3, pp. 282–288, Mar 1974.

- [130] J. Fitzpatrick, "Error models for system measurement," *Microw. Journal*, vol. 21, pp. 63–66, May 1978.
- [131] M. A. Allah, *Temperature Compensation of Solidly Mounted Bulk Acoustic Wave Resonators*. Dissertation, Technische Universität München, 2010.
- [132] C. Huck, H. Zidek, T. Ebner, K. Wagner, and A. Wixforth, "Liquid crystal and infrared thermography on coated SAW devices," in *Europ. Microw. Integr. Circuit Conf.*, Oct. 2013.
- [133] A. Tag, B. Bader, C. Huck, D. Karolewski, M. Pitschi, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Impact of spatial distribution of dissipated power to modeling of SMR BAW resonators at high power levels," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 62, no. 10, Oct 2015.
- [134] A. Tag, B. Bader, C. Huck, M. Pitschi, D. Karolewski, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Influence of dissipated power distribution on BAW resonators' behavior," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2014, pp. 2627–2630.
- [135] F. Alimenti, P. Mezzanotte, L. Roselli, and R. Sorrentino, "Modeling and characterization of the bonding-wire interconnection," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 49, no. 1, pp. 142–150, Jan. 2001.
- [136] C. Huck, H. Zidek, T. Ebner, K. Wagner, and A. Wixforth, "Thermal characterization of surface acoustic wave devices," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Jul 2013.
- [137] C. Huck, H. Zidek, T. Ebner, K. Wagner, and A. Wixforth, "Liquid crystal thermography on coated SAW devices," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2012.
- [138] A. Tag, W. Akstaller, C. Musolff, B. Bader, M. Pitschi, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Polyharmonic distortion modeling of BAW components," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, May 2015.
- [139] W. Akstaller, A. Tag, C. Musolff, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Measurement setup for X-Parameter characterization of BAW resonators," in *ARFTG Microw. Meas. Conf.*, May 2015.
- [140] A. Hagelauer, W. Akstaller, A. Tag, and R. Weigel, "Characterization and modeling of nonlinearities in RF BAW components for mobile communication," in *Int. Symp. Acoustic Wave Devices for Future Mobile Commun.*, Nov 2015.
- [141] D. Root, J. Verspecht, D. Sharrit, J. Wood, and A. Cognata, "Broad-band polyharmonic distortion (PHD) behavioral models from fast automated simulations and large-signal vectorial network measurements," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 11, pp. 3656–3664, Nov. 2005.

- [142] J. Verspecht and D. E. Root, "Polyharmonic distortion modeling," *IEEE Microw. Mag.*, vol. 7, no. 3, pp. 44–57, 2006.
- [143] Agilent Technologies, "High power amplifier measurements using agilent's nonlinear vector network analyzer," *Applicat. Note 1408-19*, Nov. 2010.
- [144] A. Tag, B. Bader, M. Pitschi, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Determination of temperature coefficients of materials in RF BAW resonators," in *German Microw. Conf.*, Mar. 2015, p. ..
- [145] A. Tag, B. Bader, D. Karolewski, C. Huck, M. Pitschi, K. Wagner, C. Schafel, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Influence of temperature distribution on behavior, modeling, and reliability of BAW resonators," in *IEEE Int. Reliab. Physics Symp.*, Jun. 2014, pp. 5C.5.1–5C.5.7.
- [146] A. Tag, D. Karolewski, B. Bader, C. Huck, M. Pitschi, R. Weigel, and A. Hagelauer, "Multiphysics modeling of BAW filters," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2015.
- [147] T. Makkonen, A. Holappa, and M. Salomaa, "3D FEM modeling of composite BAW resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2000, pp. 893–896.
- [148] T. Makkonen, A. Holappa, J. Ella, and M. Salomea, "Finite element simulations of thin-film composite BAW resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Freq. Control*, vol. 48, no. 5, pp. 1241–1258, Sep 2001.
- [149] A. Link, E. Schmidhammer, M. Mayer, B. Bader, K. Wagner, and R. Weigel, "2D-FEM Modeling of Mirror-Type FBARs Based on an Adapted Set of Material Parameters," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2006, pp. 452–455.
- [150] T. Pensala, M. Ylilammi, and T. Makkonen, "Spurious resonance suppression in ZnO based thin-film baw resonators: FEM modeling and experiment," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Sep 2005, pp. 1844–1847.
- [151] D. Ekeom, B. Dubus, and A. Volatier, "Solidly mounted resonator (SMR) FEM-BEM simulation," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2006, pp. 1474–1477.
- [152] A. Tajic, A. Volatier, R. Aigner, and M. Solal, "Simulation of solidly mounted BAW resonators using FEM combined with BEM and/or PML," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2010, pp. 181–184.
- [153] G. Fattering, A. Volatier, R. Aigner, and F. Dumont, "BAW PCS-duplexer chip-set and duplexer applications," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Nov 2008, pp. 602–606.

- [154] N. Selimovic, B. Bader, J. Kiwitt, M. Pitschi, and T. Eibert, "Enhanced electromagnetic modeling of bulk acoustic wave resonators and filters," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2011, pp. 1–4.
- [155] A. Hagelauer, R. Weigel, A. Link, and B. Bader, "Improved modeling of bulk acoustic wave resonators and filters," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Oct 2010, pp. 857–860.
- [156] S. Marksteiner, A. Link, A. Hagelauer, N. Selimovic, and B. Bader, "Modelling of BAW filters and duplexers," in *Int. Symp. Acoustic Wave Devices for Future Mobile Commun.*, 2010.
- [157] M. Ylilammi, "Handbook of bulk acoustic wave resonators and filters," VTT, Tech. Rep., 2000.
- [158] G. Moreno-Granado, J. Kiwitt, F. Pitschi, M. Mayer, and W. Menzel, "Electromagnetic modeling, simulation, and design of balanced ceramic IF SAW filters," in *Int. Microw. Symp.*, May 2010, pp. 1456–1459.
- [159] M. Sayfullah, N.-H. Huynh, and R. Aigner, "3d electromagnetic simulation of BAW PCS duplexer," in *European Microw. Conf.*, Oct 2005, p. 3.
- [160] W. Oliver and G. Pharr, "Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology," *J. Materials Research*, vol. 19, pp. 3–20, Jan. 2004.
- [161] A. Roy, B. Barber, and K. Prasad, "RF-MEMS resonator design for parameter characterization," in *IEEE Int. System-on-Chip Conf.*, Sep 2009, pp. 295–298.
- [162] Q. Zou, D. Lee, F. Bi, R. Ruby, M. Small, S. Ortiz, Y. Oshmyansky, and J. Kaitila, "High coupling coefficient Temperature compensated FBAR resonator for oscillator application with wide pulling range," in *IEEE Int. Freq. Control Symp.*, Jun. 2010, pp. 646–651.
- [163] H. Zhang, Q. Yang, W. Pang, J.-G. Ma, and H. Yu, "Temperature Stable Bulk Acoustic Wave Filters Enabling Integration of a Mobile Television Function in UMTS System," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 239–241, May 2012.
- [164] R. Ruby, M. Small, F. Bi, D. Lee, L. Callaghan, R. Parker, and S. Ortiz, "Positioning FBAR technology in the frequency and timing domain," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 59, no. 3, pp. 334–345, Mar 2012.
- [165] N. Hu, C. Zhou, W. Pang, and H. Zhang, "Temperature compensated band-pass and band-stop bulk-acoustic-wave filters solution reducing interference in wireless systems," in *Asia-Pacific Microw. Conf. Proc.*, Dec 2011, pp. 1102–1105.

- [166] N. Hu, Z. Zhang, J. Tao, C. Zhou, and H. Zhang, "Temperature compensated piezoelectric bulk acoustic wave filters," in *Symp. Piezoelectricity, Acoust. Waves Device Applicat.*, Dec 2011, pp. 426–428.
- [167] M. A. Allah, J. Kaitila, R. Thalhammer, W. Weber, and D. Schmitt-Landsiedel, "Temperature compensated solidly mounted bulk acoustic wave resonators with optimum piezoelectric coupling coefficient," in *IEEE Inter. Electron Dev. Meeting*, Dec 2009, pp. 1–4.
- [168] S. Marksteiner, "BAW-Resonator mit Temperaturkompensation," DE Patent 102 014 103 229B3, Dez., 2013.
- [169] G. MOULARD, P. Muralt, R. MATLOUB, and T. Metzger, "BAW component and method for manufacturing a BAW component," WO Patent WO2 014 094 883 A1, Dez. 21, 2012.
- [170] K. Umeda, H. Kawai, A. Honda, M. Akiyama, T. Kato, and T. Fukura, "Piezoelectric properties of ScAlN thin films for piezo-MEMS devices," in *IEEE Int. Conf. Micro Electro Mech. Syst.*, Jan 2013, pp. 733–736.
- [171] T. Yokoyama, Y. Iwazaki, Y. Onda, T. Nishihara, Y. Sasajima, and M. Ueda, "Effect of Mg and Zr co-doping on piezoelectric AlN thin films for bulk acoustic wave resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 61, no. 8, pp. 1322–1328, Aug 2014.
- [172] T. Yokoyama, Y. Iwazaki, Y. Onda, T. Nishihara, and M. Ueda, "Highly piezoelectric co-doped AlN thin films for bulk acoustic wave resonators," in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, Jul 2013, pp. 1382–1385.
- [173] N. Hassine, D. Mercier, P. Renaux, D. Bloch, G. Parat, B. Ivira, P. Waltz, C. Chappaz, R. Fillit, and S. Basrour, "Self heating under RF power in BAW SMR and its predictive 1D thermal model," in *IEEE Inter. Freq. Control Symp., Joint with the Europ. Freq. Time Forum*, Apr 2009, pp. 237–240.
- [174] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Mechanics*, 3rd ed. Butterworth-Heinemann, 1999.
- [175] F. Baytpur, S. Fouladi, J.-H. Lee, D. Shim, J. Larson, and D. Feld, "Vectorial measurement of the 2nd harmonic response of an FBAR resonator," in *IEEE Int. Ultrasonics Symp.*, Jul 2013, pp. 247–250.
- [176] E. Rocas, C. Collado, J. Mateu, N. Orloff, J. Booth, and R. Aigner, "Electrothermo-mechanical model for bulk acoustic wave resonators," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 60, no. 11, pp. 2389–2403, Nov 2013.
- [177] R. Thalhammer, G. Fattinger, M. Handtmann, and S. Marksteiner, "Ohmic effects in BAW-resonators," in *IEEE Int. Microw. Symp.*, 2006, pp. 390–393.

- [178] R. Thalhammer and R. Aigner, “Energy loss mechanisms in SMR-type BAW devices,” in *IEEE Int. Microw. Symp.*, Jun 2005.
- [179] A. Tag, B. Bader, and M. Pitschi, “BAW-Resonator mit verringerter Eigenerwärmung,” DE Patent DE/102 014 117 238.8, Dez. 16, 2014.
- [180] J. Horn, J. Verspecht, D. Gunyan, L. Betts, D. Root, and J. Eriksson, “X-parameter measurement and simulation of a GSM handset amplifier,” in *Europ. Microw. Integr. Circuit Conf.*, Oct 2008, pp. 135–138.
- [181] T. Nielsen, M. Dieudonne, C. Gillease, and D. Root, “Doherty power amplifier design in gallium nitride technology using a nonlinear vector network analyzer and X-Parameters,” in *IEEE Compound Semicond. Integr. Circuit Symp.*, Oct 2012, pp. 1–4.
- [182] C. Collado, E. Rocas, A. Padilla, J. Mateu, J. O’Callaghan, N. Orloff, J. Booth, E. Iborra, and R. Aigner, “First-order elastic nonlinearities of bulk acoustic wave resonators,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 59, no. 5, pp. 1206–1213, May 2011.
- [183] Y. Cho and J. Wakita, “Nonlinear equivalent circuits of acoustic devices,” in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 1993.
- [184] E. Rocas, C. Collado, J. Booth, E. Iborra, and R. Aigner, “Unified model for bulk acoustic wave resonators’ nonlinear effects,” in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2009.
- [185] D. Feld and D. S. Shirm, “Advances in nonlinear measurement and modeling of bulk acoustic wave resonators,” in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2014.
- [186] D. S. Shirm and D. Feld, “A general nonlinear Mason Mode of arbitrary nonlinearities in a piezoelectric film,” in *IEEE Int. Ultrason. Symp.*, 2010.
- [187] M. Redwood, “Transient performance of a piezoelectric transducer,” *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 33, pp. 527–536, 1961.
- [188] S. A. Morris and C. G. Hutchens, “Implementation of Mason’s Model on circuit analysis programs,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Freq. Control*, vol. 33, pp. 295–298, 1986.
- [189] D. Feld, “One-parameter nonlinear mason model for predicting 2nd and 3rd order nonlinearities in BAW devices,” in *IEEE Int. Ultrasonics Symp.*, Sep 2009, pp. 1082–1087.
- [190] E. Rocas, *Nonlinear Mechanisms in passive microwave Devices*. Dissertation, Universitat Politècnica de Catalunya, 2014.

- [191] R. Aigner and M. Handtmann, "BAW apparatus," US Patent US 20 060 290 446 A1, 2006.
- [192] M. Handtmann, B. Gebauer, M. Franosch, and K. Mutamba, "Stacked crystal resonator," in *IEEE Int. Ultrason. Symp*, 2009.
- [193] D. Feld, S. Fouladi, P. Bradley, J. Larson, and R. Ruby, "Unbalanced device comprised of FBAR resonators," in *IEEE Int. Ultrasonics Symp.*, Oct 2012, pp. 71–76.

Heutzutage kommen in modernen mobilen Transceivern ausschließlich akustische Filter zum Einsatz. Keine andere Technologie bietet zur Zeit die gleiche Leistung bei gleichzeitig dermaßen geringen Abmessungen und Herstellungskosten. Bei den höheren Frequenzen werden dabei hauptsächlich BAW-Filter benutzt.

In dieser Arbeit wurden Methoden zur multiphysikalischen Modellierung von BAW-Komponenten entwickelt. Methoden zur Modellierung des Verhaltens von BAW-Filtern bei homogener Erwärmung und Methoden zur Bestimmung der für diese Modellierung erforderlichen Materialdaten wurden erschlossen. Ein effizientes und zudem hochgenaues Verfahren zur Modellierung der Eigenerwärmung und der damit verbundenen Änderungen des Verhaltens der BAW-Komponenten wurde gefunden und umgesetzt. Auch eine neuartige und präzise Methode zur Modellierung der Nichtlinearitäten in BAW-Komponenten wurde erarbeitet. Die entwickelten Modellierungsmethoden wurden im Experiment verifiziert.

Sie ermöglichen den Entwicklern von BAW-Komponenten die Evaluierung und Optimierung der BAW-Komponenten bei unterschiedlichen Temperaturen und Leistungen. Weiterhin konnten mit den neu entwickelten Modellierungsmethoden neue Möglichkeiten der Temperaturkompensation, der Reduzierung der Eigenerwärmung und der Verbesserung des nichtlinearen Verhaltens erforscht werden.

