

Hochtemperaturstabile mikromechanische Hochfrequenzschalter

Dissertation

zur Erlangung des Grades
des Doktors der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät II
– Physik und Mechatronik –
der Universität des Saarlandes

von

Stefan Klein

Saarbrücken

2010

Tag des Kolloquiums: 13.12.2010

Dekanin/Dekan: Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel

Mitglieder des
Prüfungsausschusses: Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel
Prof. Dr. rer. nat. Andreas Schütze
Prof. Dr.-Ing. habil. Steffen Wiese

Akademische Mitarbeiterin/
Akademischer Mitarbeiter: Dr.-Ing. Björn Martin

**„Gib jedem Tag die Chance, der schönste deines
Lebens zu werden.“**

(Mark Twain)

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden elektrostatisch angesteuerte RF-MEMS Schalter mit kapazitiver Kopplung entwickelt, die Prozesstemperaturen von 400 °C und darüber hinaus ohne Verlust der Funktionstüchtigkeit überstehen. Als Funktionsmaterial wird einerseits eine AlSiCu und andererseits eine WTi Legierung verwendet.

Das Schalterprinzip beruht auf dem Wanderkeileffekt, der einen gekrümmten Biegebalken nutzt. Diese Verbiegung weg von der Substratoberfläche, die durch einen wohldefinierten intrinsischen Spannungszustand hervorgerufen wird, ermöglicht die Realisierung eines Schalters mit hoher Isolation bei gleichzeitig moderater Pull-In-Spannung. Die Kenntnis des inneren Spannungszustands der AlSiCu bzw. WTi Schichten und dessen Zusammenhang mit den verwendeten Abscheideparametern sind somit von besonderer Bedeutung und werden daher näher untersucht.

Die realisierten AlSiCu RF-MEMS Schalter zeigen abhängig von den gewählten Abscheideparametern Auslenkungen zwischen 248 und 300 µm bei einer Länge von 506 µm. Die prozentuale Auslenkung bezogen auf den Ursprungswert beträgt für Ausheiztemperaturen von bis zu 400 °C zwischen 20 und 100% bzw. 98 und 138%. Bei gleicher Länge ist die Auslenkung der WTi basierten Schalter mit 66 bis 113 µm deutlich kleiner. Dort treten, abhängig von Bauform und Abscheidbedingung, bis 400 °C Abweichungen bis 9% bzw. bis 32% von der ursprünglichen Auslenkung auf.

Aluminium-Silizium-Kupfer Schalter zeigen im Frequenzbereich von 20 bis 35 GHz eine Einfügedämpfung von -0,31 bis -0,4 dB und eine Sperrdämpfung von -22,0 bis -14,0 dB. Die entsprechenden Werte der Wolfram-Titan Schalter betragen -0,2 bis -0,5 dB für die Einfüge- und -19,0 bis -11,7 dB für die Sperrdämpfung.

Abstract

In this work capacitive RF-MEMS switches are developed on the basis of either an aluminum-silicon-copper alloy (AlSiCu) or an alloy that is composed of tungsten and titanium (WTi). The switches are electrostatically activated and withstand in-process temperatures of 400 °C and above without losing their operational reliability.

A moving-wedge actuator with a large out of plane deflection provides the basic architecture of the switches. The high open state deflection is realized by incorporating a well defined intrinsic stress into the cantilever structure and allows to combine a high open state isolation with a moderate pull-in voltage. Precise knowledge of the stress conditions of the two alloys and their correlation with the deposition parameters are of key importance for this project and therefore were investigated intensively.

Depending on deposition parameters the deflection of 506 μm long AlSiCu RF-MEMS switches is between 248 and 300 μm . Up to annealing temperatures of 400 °C the deflection referred to the as-deposited value varies between 20 and 100% and between 98 and 138%, respectively. In comparison the deflection of WTi switches of the same length is significantly smaller (66...113 μm). In the same temperature range the deflection of WTi switches differs from the initial value between 1 and 9% or up to 32% depending on type and deposition parameters.

In the frequency range of 20 to 35 GHz switches based on AlSiCu have an insertion loss between -0,31 and -0,4 dB and an isolation of -22,0 to -14,0 dB. The corresponding values for WTi switches are -0,2 to -0,5 dB and -19,0 to -11,7 dB, respectively.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen	6
2.1	RF-MEMS Schalter	6
2.1.1	Arten von Schaltern	7
2.1.2	Mikrowellentechnik	10
2.1.3	Gekrümmter Schalter	14
2.2	Technologien der MST	17
2.2.1	Lithografie	17
2.2.2	Schichtabscheidung	18
2.2.3	Ätzen	22
2.3	Mechanische Spannungen in Dünnschichten	24
2.3.1	Wachstumsmodi	24
2.3.2	Spannungszustände	27
2.3.3	Morphologie und mechanische Spannung	38
2.3.4	Homologe Temperatur	42
2.4	Messmethoden	43
2.4.1	Lichtmikroskopie	43

2.4.2	Rasterelektronenmikroskopie / Energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDS)	44
2.4.3	Weißlichtinterferometrie (WLI)	45
2.4.4	Focused Ion Beam (FIB)	46
2.4.5	Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)	46
2.4.6	Röntgendiffraktometrie (XRD)	47
2.4.7	Waferbow	49
2.4.8	Bulgetest	50
2.4.9	Nanoindentation	51
2.4.10	Spezifischer elektrischer Widerstand	53
3	Simulation und Herstellung der RF-MEMS Schalter	55
3.1	Mathematische Beschreibung und Simulation	55
3.2	Herstellung	61
4	Aluminium-Silizium-Kupfer	70
4.1	Schichteigenschaften von AlSiCu	70
4.2	Mechanische Spannungen	76
4.3	Spezifischer elektrischer Widerstand	93
4.4	E-Modul	97
4.5	Topographie und innere Struktur	98
4.6	Zusammenfassung	107
5	Wolfram-Titan	110
5.1	Schichteigenschaften von WTi	110
5.2	Mechanische Spannungen	113
5.3	Spezifischer elektrischer Widerstand	123
5.4	E-Modul	126

5.5	Topographie und innere Struktur	128
5.6	Zusammenfassung	132
6	Messungen an MEMS-Bauelementen	135
6.1	Mikromechanische Schaltelemente	135
6.1.1	Schaltelemente aus AlSiCu	136
6.1.2	Schaltelemente aus WTi	141
6.2	Mikromechanische Hochfrequenz-Schalter	145
6.2.1	RF-MEMS Schalter aus AlSiCu	145
6.2.2	RF-MEMS Schalter aus WTi	148
6.3	Hochfrequenzmessungen	151
6.3.1	HF-Eigenschaften der AlSiCu-Schalter	152
6.3.2	HF-Eigenschaften der WTi-Schalter	154
6.4	Zusammenfassung	156
7	Zusammenfassung und Ausblick	159
A	Masken zur Herstellung der RF-MEMS Schalter	163
B	Strukturtreue der RF-MEMS Schalter	168
	Literaturverzeichnis	170
	Eigene Veröffentlichungen	181
	Danksagung	183

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip einer phasengesteuerten Gruppenantenne	3
1.2	4-bit Phasenschieber	3
2.1	MEMS Schalter als Serien- oder Shunt-Schalter	9
2.2	Ersatzschema einer Leitung mit verteilten Elementen	10
2.3	Hochfrequenz Leiterarten	12
2.4	Arten von Streifenleitungen	12
2.5	Mikrosteifenleitung, Verlauf el. & magn. Feldlinien	12
2.6	Vierpolanalyse	14
2.7	Prinzipbild eines kapazitiven RF-MEMS Schalters	15
2.8	Kapazitiver MEMS Schalter basierend auf einem gekrümmten Schaltelement	16
2.9	Auswirkung einer mechanischen Spannungsdifferenz auf die Balkenbiegung	16
2.10	Lithografie mit Positiv bzw. Negativlack	17
2.11	Prozesse in einer Sputteranlage	20
2.12	isotropes und anisotropes Ätzen	22
2.13	Bi-Level & Tri-Level Ätzprozess	23
2.14	Spannung im eindimensionalen Fall	28

2.15	Biaxiale Spannungen in Dünnschichten	29
2.16	Gitterfehler als Ursachen von Eigenspannungen	36
2.17	Abhängigkeit der intrinsischen Schichtspannung vom Sputterdruck	37
2.18	Kornwachstum polykristalliner Dünnschichten	39
2.19	Strukturzonenmodell nach Thornton	40
2.20	Gesamtspannung über homologer Temperatur	42
2.21	Wechselwirkung der Primärelektronen mit der Probe	44
2.22	Aufbau eines Weißlichtinterferometers	45
2.23	Schematische Darstellung TEM Beugungsbilder	47
2.24	Darstellung der Bragg'schen Reflexionsbedingung	48
2.25	Substratkrümmung aufgrund von Schichtspannungen	49
2.26	Schematische Darstellung des Bulgetests für eine rechteckige Membran	50
2.27	Messgrößen bei der Nanoindentation	52
2.28	Leiterbahnen für Widerstandsmessungen	53
3.1	Abhängigkeit des Faktors τ von der Perforation	57
3.2	FEM-Modell eines WTi Balkens	57
3.3	Vergleich Balkenauslenkung Analytik und FEM	58
3.4	Abhängigkeit der Balkenauslenkung von der mechanischen Differenzspannung	59
3.5	Abhängigkeiten der Pull-In-Spannung	60
3.6	Prozessierte RF-MEMS Schalter mit Rückseitenmetallisierung	69
4.1	Phasendiagramme von Aluminium-Silizium und Aluminium-Kupfer	75
4.2	Relaxationsverhalten der AlSiCu-Dünnschichten	78
4.3	Abhängigkeit der Schichtspannung in den AlSiCu-Dünnschichten von der maximalen Ausheiztemperatur	80

4.4	In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von AlSiCu-Schichten	81
4.5	Einfluss der Prozessgrößen gemäß Taguchianalyse und gemäß linearer Regression	84
4.6	Mechanische Spannung von schrittweise gesputterten Schichten . . .	86
4.7	Temperverhalten der mech. Spannung von Zweischichtsystemen . .	87
4.8	$d(\sin^2 \psi)$ Verteilung ausgewählter AlSiCu Parametersätze	89
4.9	Verlauf der Druckdifferenz (Be-/Entlastung)	90
4.10	Weißlichtaufnahmen beim Bulgetest	91
4.11	$\frac{p}{h}(h^2)$ -Kurven der Bulgetest Messungen	91
4.12	Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von den Prozessgrößen .	94
4.13	Temperverhalten des spezifischen Widerstands von Zweischichtsystemen	95
4.14	Kraft-Eindringkurven P-Satz 5	97
4.15	NI-Eindrücke in die AlSiCu-Schicht (AFM)	97
4.16	Weißlichtaufnahmen: Topographie der Multilayer	100
4.17	AlSiCu REM-Oberflächenaufnahmen Multilayer	101
4.18	FIB Schnitte der AlSiCu-Multilayer	102
4.19	AlSiCu XRD Diffraktogramme Einzelschichten	103
4.20	Indizierte AlSiCu XRD Diffraktogramme	104
4.21	EDS eines AlSiCu-Schaltelements	104
4.22	TEM-Aufnahmen von AlSiCu-Dünnschichten	105
4.23	Beugungsaufnahmen von AlSiCu-Schichten	106
5.1	Relaxationsverhalten der mechanischen Spannung von Wolfram-Titan-Schichten	115
5.2	Abhängigkeit der Schichtspannung in den WTi Dünnschichten L1-L3 von der maximalen Ausheiztemperatur	116

5.3	Abhängigkeit der Schichtspannung in den WTi Dünnschichten P1-P16 von der maximalen Ausheiztemperatur	117
5.4	In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von WTi-Schichten	118
5.5	WTi Phasendiagramm	118
5.6	Einfluss der Prozessgrößen gemäß Taguchianalyse und linearer Regression	121
5.7	Mechanische Spannung schrittweise gesputterter WTi-Schichten . .	122
5.8	Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von den Prozessgrößen .	125
5.9	Indentationskurve WTi L-Satz 1	127
5.10	Topographieaufnahmen der WTi-Schichten	128
5.11	REM Oberflächenaufnahmen ausgewählter WTi-Schichten	129
5.12	FIB-Schnitte ausgewählter WTi-Schichten	130
5.13	Diffraktogramm WTi P-Satz 4	131
6.1	Auslenkung der AlSiCu-Schaltelemente	136
6.2	Ausheizverhalten AlSiCu-Schaltelemente ($b = 200 \mu\text{m}$)	138
6.3	REM-Aufnahmen von AlSiCu-Schaltelementen	139
6.4	Auslenkung der WTi-Schaltelemente	141
6.5	Ausheizverhalten WTi-Schaltelemente ($b = 150 \mu\text{m}$)	143
6.6	REM-Aufnahmen von WTi-Schaltelementen	144
6.7	REM-Aufnahmen AlSiCu RF-MEMS Schalter	146
6.8	Ausheizverhalten RF-MEMS Schalter AlSiCu	147
6.9	REM-Aufnahmen WTi RF-MEMS Schalter L-Satz 1+3	149
6.10	Ausheizverhalten RF-MEMS Schalter WTi	150
6.11	Sperr-, Einfügedämpfung AlSiCu-Schalter P-Satz 9+10	152
6.12	Sperr-, Einfügedämpfung AlSiCu Schalter P-Satz 13+15	153
6.13	Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter perforiert L-Satz 1+3	154

6.14 Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter perforiert L-Satz 2+3	155
6.15 Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter ohne Perforation L-Satz 1+3	156
A.1 Layout zur Herstellung der Oxid-Maske (1. Maske)	164
A.2 Layout zur Herstellung der Implantations-Maske (2. Maske)	165
A.3 Layout zur Herstellung der Opferschicht-Maske (3. Maske)	166
A.4 Maskenlayout zur Strukturierung der Funktionsschicht (4. Maske) .	167
B.1 Strukturtreue im Herstellungsprozess (1. und 2. Maske)	168
B.2 Strukturtreue im Herstellungsprozess von AlSiCu basierten Schaltern (3. und 4. Maske)	169
B.3 Strukturtreue im Herstellungsprozess von WTi basierten Schaltern (3. und 4. Maske)	169

Tabellenverzeichnis

1.1	Hochfrequenzschalter im Vergleich	4
2.1	Wachstumsmodi dünner Filme im thermodynamischen Gleichgewicht	25
2.2	Quellen intrinsischer Spannung	35
4.1	Allgemeine chemische und festkörperphysikalische Eigenschaften von Aluminium	72
4.2	Stoffrelevante Eigenschaften von Aluminium	72
4.3	Atom- und kernphysikalische Eigenschaften von Aluminium	73
4.4	Thermische und elektromagnetische Eigenschaften von Aluminium .	73
4.5	Vergleich von Eigenschaften eines Aluminium Dünnsfilms mit denen des Bulkmaterials	74
4.6	Sputterparameter der AlSiCu Schichten	76
4.7	Homologe Temperatur der AlSiCu-Parametersätze	81
4.8	As-deposited Ätzraten der AlSiCu-Parametersätze in der Ätzmischung <i>Selectipur PS 80-04</i>	82
4.9	Mechanische Spannungen der Parametersätze ermittelt per Bulgetest	90
4.10	Vergleich der intrinsischen Spannung entsprechend Waferbow (WB), röntgenographische Spannungsanalyse (RSA) und Bulgetest (BT) .	92
4.11	Spezifischer elektrischer Widerstand von AlSiCu	94

4.12	Widerstandswerte der Zweischichtsysteme (berechnet, gemessen) . . .	95
4.13	TCR der AlSiCu Parametersätze (as-deposited)	96
4.14	E-Modul der AlSiCu-Schichten (Bulgetest, Nanoindentation). Literaturwerte von Aluminium-Dünnschichten (47, 24 . . . 74, 16 GPa)	98
4.15	Indizierung der Beugungsbilder der Parametersätze 9 und 16	106
5.1	Allgemeine, chemische und festkörperphysikalische Eigenschaften von Wolfram	111
5.2	Stoffrelevante Eigenschaften von Wolfram	111
5.3	Atom- und kernphysikalische Eigenschaften von Wolfram	111
5.4	Thermische und elektromagnetische Eigenschaften von Wolfram . . .	112
5.5	Vergleich von Eigenschaften eines Wolfram-Dünnschicht mit dem Bulkmaterial	112
5.6	Sputterparameter der WTi Schichten entsprechend DOE	113
5.7	Sputterparameter der WTi Schichten mit Variation der Leistung bei sonst konstanten Parametern	114
5.8	Homologe Temperatur der WTi-Parametersätze	118
5.9	As-deposited Ätzraten der WTi P-Sätze	119
5.10	As-deposited Ätzraten der WTi L-Sätze	119
5.11	Spezifischer elektrischer Widerstand der WTi Parametersätze	124
5.12	Spezifischer elektrischer Widerstand der WTi L-Sätze	124
5.13	Widerstandswerte von Zweischichtsystemen	125
5.14	TCR der WTi L-Sätze (as-deposited)	126
5.15	TCR der WTi Parametersätze (as-deposited)	126
5.16	E-Modul der WTi-Schichten (Nanoindentation)	127

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Bezeichnung
σ	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	mechanische Spannung
σ_{th}	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	thermische Spannung
σ_{int}	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	intrinsische Spannung
σ_{ges}	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Gesamtspannung
$\Delta\sigma$	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Differenzspannung
σ_{tot}	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Summenspannung
F	N	Kraft
A	m^2	Fläche
E	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Elastizitätsmodul
E_s	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Elastizitätsmodul Substrat
E_f	$\text{N/m}^2 = \text{Pa}$	Elastizitätsmodul Dünnsfilm

ν	-	Poissonzahl
ν_s	-	Poissonzahl Substrat
ν_f	-	Poissonzahl Dünnsfilm
f	N/m	Filmkraft
h_G	m	Dicke der Opferschicht
γ_s	J/m ²	Energie der freien Oberfläche des Substrats
γ_f	J/m ²	Energie der freien Oberfläche des Dünnsfilms
γ_g	J/m ²	Energie der Substrat-Film Grenzfläche
R	Atome/s	Abscheiderate
T_S	K	Substrattemperatur
T_M	K	Schmelztemperatur
α_f	K ⁻¹	thermischer Ausdehnungskoeffizient Dünnsfilm
α_s	K ⁻¹	thermischer Ausdehnungskoeffizient Substrat
ρ	Ωm	spezifischer elektrischer Widerstand
l	m	Balkenlänge
b	m	Balkenbreite
t	m	Dicke des Balkenelements

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

In dem vom BMBF geförderten Verbundprojekt „RADARAUGE“ (phasengesteuertes RADARmodul bei 79 GHz Auf organischen und keramischen Substraten) soll ein kompaktes Radarsystem bei 79 GHz für Anwendungen im mittleren Entfernungsbereich (30 bis 80 m) entwickelt werden. RADAR-systeme (Radio Detection And Ranging) finden heute in vielfältigen Bereichen Verwendung. Sie werden unter anderem in der Flugsicherung, der Schifffahrt, als KFZ-Abstandswarn-, Polizei- oder Wetterradar eingesetzt. Typische Messgrößen hierbei sind die Entfernung und Geschwindigkeit eines Objekts oder die Stärke des reflektierten Signals. Der verwendete Frequenzbereich liegt üblicherweise zwischen 1 und 95 GHz [Roh].

Die Anwendungsgebiete im Rahmen des Radarauge-Projekts liegen zum einen im Bereich der Luftfahrt in der Wirbelschleppendetektion, zum anderen in der Automobiltechnik zur Überwachung des Umfelds von Fahrzeugen.

Gefährliche, energiereiche Wirbelschleppen entstehen vor allem in der Start- und Landephase und stellen für nachfolgende Flugzeuge ein hohes Risiko dar. Um dieses Risiko zu minimieren, wurden von der Organisation der internationalen Zivilluftfahrt (ICAO) Sicherheitsabstände zwischen aufeinander folgenden Flugzeugen bei Start und Landung definiert. Die an hoher Sicherheit orientierte, konservative Auslegung stellt eine limitierende Größe der Flughafenkapazität dar. Mit Hilfe der

Wirbelschleppendetektion können eine Optimierung der Start- und Landezeiten und eine Steigerung der Effizienz erreicht werden [Böh06]. Neben dem Gewinn an Sicherheit ist dies auch von großer finanzieller Bedeutung. Bei Verwendung von Onboard-Systemen besteht darüber hinaus die Möglichkeit, entsprechende Warnungen vor dem Durchfliegen von Wirbelschleppen dem Piloten anzuzeigen oder mit geeigneten Maßnahmen den Auswirkungen von Wirbelschleppen beim Durchfliegen automatisiert entgegenzuwirken.

Das Standardmessverfahren zur Detektion von Wirbelschleppen, stellt die LIDAR (Light Detection And Ranging)-Technik dar. Mit Hilfe eines Lasers können damit Position (Abstand) und Rotationsgeschwindigkeit von Wirbelschleppen erfasst werden. Bei Schlechtwetterbedingungen wie Nebel, Regen oder Schnee können Lidar-Systeme nicht eingesetzt werden. In diesem Fall werden Radar gestützte Systeme verwendet.

Im Automobilbereich kommen Radarsensoren primär bei Fahrerassistenzsystemen zum Einsatz, welche den Fahrkomfort erhöhen. Neben den bekannten Einparkhilfen (Reichweite < 30 m) stellt die adaptive Regelung des Abstands und der Geschwindigkeit zum vorausfahrenden Fahrzeug, ACC (Adaptive Cruise Control), mit einem Detektionsbereich von bis zu 150 m ein Haupteinsatzgebiet für Radarsensoren dar. In Zukunft sollen Radarsysteme mehr und mehr dazu eingesetzt werden, den Fahrer über die reinen Komfortfunktionen hinaus zu unterstützen und durch aktive Maßnahmen die Sicherheit im Straßenverkehr zu erhöhen [RN05]. Fahrerassistenzsysteme benötigen einerseits eine schmale Antennenkeule, um die Position von Objekten auf der Fahrbahn möglichst genau bestimmen zu können, andererseits ist zur Überwachung mehrerer Fahrspuren ein weiter Detektionsbereich erforderlich. Diese zunächst gegensätzlichen Anforderungen lassen sich mit Hilfe einer phasengesteuerten Gruppenantenne (engl. phased array antenna) sehr gut vereinbaren [KZS08]. Die Strahlschwenkung erfolgt hierbei nicht durch mechanisches Drehen der Antenne, sondern durch konstruktive und destruktive Überlagerung der von den Einzelstrahlern mit einstellbarer Phasenlage emittierten Wellen (vgl. Abbildung 1.1). Die Änderung der Phase erfolgt hierbei mit Hilfe sogenannter Phasenschieber. Prinzipiell unterscheidet man zwischen analogen und digitalen Phasenschiebern. Bei

ersteren erfolgt die Änderung der Phase kontinuierlich zwischen 0 und 360°.

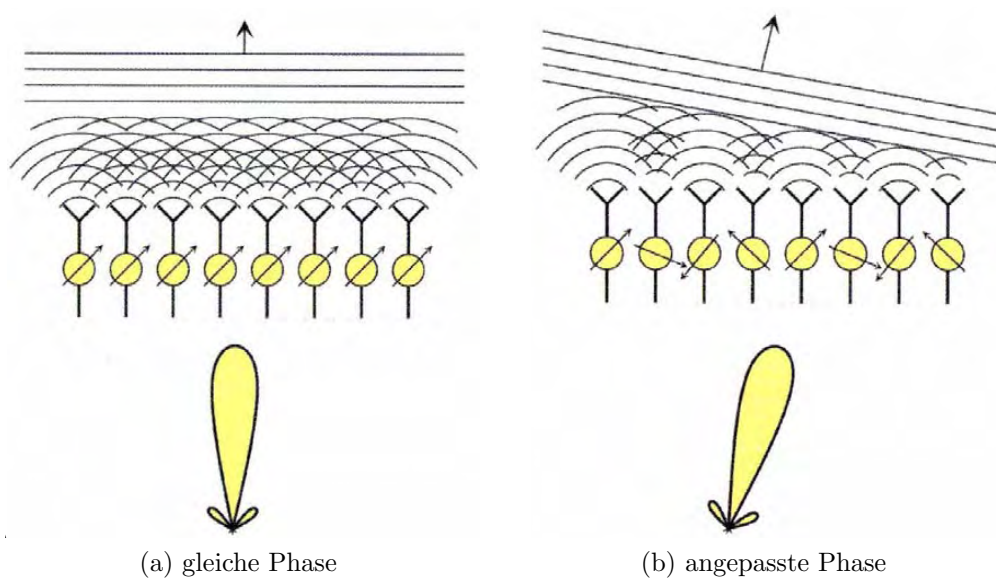


Abbildung 1.1: Prinzip einer phasengesteuerten Gruppenantenne. (a) Bei gleichphasiger Ansteuerung kommt es zur Abstrahlung in Richtung der Antennennormale. (b) Durch Anpassen der Phasenlage der Einzelstrahler kommt es zu einer Änderung der Abstrahlrichtung [Bit09].

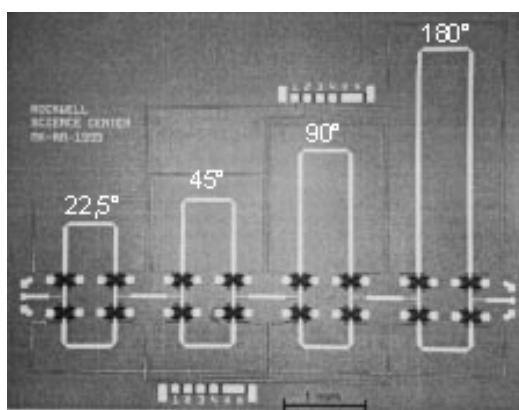


Abbildung 1.2:
4-bit Phasenschieber [KHMD01].

Abbildung 1.2 zeigt einen, auf MEMS Schaltern basierenden, 4-bit Phasenschieber mit einer Verzögerung von 22,5°, 45°, 90° und 180°. Dementsprechend ist es möglich,

Digitale Phasenschieber bieten diskrete Werte von Phasenverzögerungen, die auf unterschiedlichen Leitungslängen beruhen und mit Hochfrequenzschaltern selektiert werden [Vis05]. Als Schalter werden vor allem PIN-Dioden und Feldeffekttransistoren (FET) eingesetzt. Als Schalter werden vor allem PIN-Dioden und Feldeffekttransistoren (FET) eingesetzt. Aber auch MEMS (micro-electro-mechanical systems) Schalter rücken zunehmend in den Fokus [Luc04].

Phasen von 0° bis $337,5^\circ$ in $22,5^\circ$ Schritten einzustellen. Insbesondere bei hohen Frequenzen (> 1 GHz) weisen mikromechanische Schalter eine Reihe von Vorteilen gegenüber PIN-Dioden und FET'S auf [Yao00]. Bedingt durch den zunehmenden Frequenzanstieg neuester Entwicklungen wird die Verwendung von MEMS Bauelementen somit immer stärker begünstigt. Zu den wichtigsten Vorteilen zählen eine geringe Einfügedämpfung, eine hohe Sperrdämpfung und ein vergleichsweise geringer Energieverbrauch. Neben den genannten Vorteilen haben MEMS Schalter auch Nachteile. Abgesehen von einer langsameren Schaltgeschwindigkeit stellt die Zuverlässigkeit eines der größten Probleme dar. Die Hauptursache für das Versagen kapazitiver MEMS Schalter beruht auf der Injektion von Ladungsträgern in das Dielektrikum und dem damit verbundenen Anhaften der Metall Schicht. Bei den ohmschen Schaltern ist das größte Problem die Zunahme des Kontaktwiderstands durch Veränderungen der Kontaktfläche [Reb03a]. Tabelle 1.1 vergleicht die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Hochfrequenzschalter.

Parameter	MEMS Schalter	FET	PIN Diode
Durchlass- Dämpfung [dB] (1 - 10GHz)	0,05...0,2	0,4...2	0,3...0,7
Durchlass- Dämpfung [dB](≥ 10 GHz)	0,1...0,2	≥ 2	0,7...2
Sperr- Dämpfung [dB] (1 - 10GHz)	≥ 40	15...25	≥ 35
Sperr- Dämpfung [dB] (≥ 10 GHz)	25...40	≤ 20	20...35
Schaltspannung [V]	20...80	3...5	$\pm 3...5$
Schaltstrom [mA]	0	0	3...20
Schaltzeit [μ s]	1...300	0,001...0,1	0,01...0,1
Signallinearität [dbm]	66...80	27...53	27...45
Verlustleistung [mW]	0,001	≈ 10	≈ 100
Verlustwiderstand [Ω]	0,5...2	4...6	2...4
Sperrkapazität [fF]	1...6	70...140	18...80
Bauelementgröße	klein	sehr klein	klein
Schaltzyklen	$10^8...10^9$	10^9	10^9

Tabelle 1.1: Hochfrequenzschalter im Vergleich [Com08, Reb03b].

In direktem Zusammenhang mit der Zuverlässigkeit der MEMS Schalter steht die Notwendigkeit einer hermetischen Häusung, was einen kritischen Punkt in der

MEMS Technologie und einen zusätzlichen Kostenfaktor darstellt [MA00, VVJ03, PLP+06, CRDW06]. Durch eine monolithische Integration der MEMS Bauelemente in Verbindung mit Wafer-Level-Packaging könnten die entstehenden Kosten auf ein Minimum reduziert werden. Dies setzt jedoch eine Temperaturstabilität von bis zu 400 °C voraus. Temperaturen dieser Größenordnungen treten standardmäßig in der konventionellen Halbleiterfertigung auf. Auch die gängigen hermetischen Packaging-Verfahren nutzen Temperaturen zwischen 200 und 450 °C. Abgesehen von den Temperaturanforderungen sind die zur Herstellung verwendeten Materialien und Prozesse ausschlaggebend für eine Integrierbarkeit mit mikroelektronischen Schaltkreisen. Lassen sich die noch bestehenden Probleme der MEMS Schalter lösen, so steht ihnen eine breite Palette von Anwendungsgebieten offen. Diese reichen von der Automobilindustrie und der Luftfahrt über die Militärtechnik bis hin zu den Massenmärkten der Telekommunikationsbranche [MA00, Reb03b, TDB03].

Im Rahmen dieser Arbeit werden mikromechanische Hochfrequenzschalter entwickelt, welche auf CMOS kompatiblen Materialien basieren und Prozesstemperaturen von 400 °C ohne Verlust der Funktionalität tolerieren.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst eine Übersicht zu den verschiedenen Formen von MEMS Schaltern und eine kurze Einführung in die Hochfrequenztechnik gegeben. Im Folgenden wird das in dieser Arbeit verwendete Schalterkonzept erklärt und anschließend kurz auf die für die Fertigung des Schalters wichtigsten Technologieschritte eingegangen. Der nächste Abschnitt befasst sich mit mechanischen Spannungen in Dünnschichten. Es werden die für die Interpretation der Spannungen nötigen Grundlagen gegeben. Im letzten Abschnitt werden die zur Charakterisierung der Schichten und Schalter verwendeten Messmethoden vorgestellt und näher erläutert.

2.1 RF-MEMS Schalter

Ein RF-MEMS Schalter (RF = radio frequency) ist ein mit mikromechanischen Fertigungsmethoden hergestellter Schalter, welcher die Übertragung eines Hochfrequenzsignals vom Eingang zum Ausgang zulässt (on-state) oder verhindert (off-state).

2.1.1 Arten von Schaltern

Die Klassifikation der Schalter ist anhand verschiedener Kriterien möglich und kann entsprechend dem verwendeten Aktuationsprinzip, der Bewegungsrichtung, dem Kontaktschluss sowie der elektrischen Beschaltung durchgeführt werden [Reb03b, Obe04, Mic01, Mac05].

Aktuationsprinzip

Die Ansteuerung der Schalter kann durch verschiedene Prinzipien erfolgen. Dazu gehören:

- elektrostatisch
- thermisch
- magnetisch
- piezoelektrisch
- durch kombinierte Verfahren

Das elektrostatische Schaltprinzip wird von den oben genannten am häufigsten verwendet. Gründe hierfür liegen in der nahezu leistungslosen Schalteransteuerung, den vergleichsweise kleinen benötigten Flächen und geringen Schaltzeiten sowie der Einfachheit der Implementierung.

Thermische Verfahren bieten den Vorteil, nur geringe Schaltspannungen zu benötigen, sind aber vergleichsweise langsam und haben aufgrund der ständigen Aufheizphasen einen erhöhten Leistungsverbrauch.

Magnetische Antriebsprinzipien sind in der konventionellen Halbleiterfertigung nur mit einem deutlich erhöhten Prozessaufwand realisierbar und werden daher nur selten eingesetzt.

Durch eine Kombination verschiedener Verfahren können Synergien genutzt und Einzelschwächen überwunden werden. Dies ist jedoch in der Regel mit einem erhöhten Fertigungsaufwand verbunden. So lässt sich z.B. durch die Kombination des thermischen und elektrostatischen Prinzips die Leistungsaufnahme thermischer Schalter deutlich verringern, bei gleichzeitiger Nutzung der im Vergleich zur Elektrostatik größeren thermischen Kräfte.

Bewegungsrichtung

Die Bewegung der MEMS Schalter kann lateral oder vertikal erfolgen, wobei die vertikal aufgebauten Systeme mit Abstand am häufigsten Verwendung finden. Sie bieten gegenüber den lateralen Ansätzen den Vorteil, kleinere Flächen zu benötigen und sind besonders geeignet für die Fertigung in Oberflächenmikromechanik. Zu den lateralen Systemen gehören auch rotatorische Ansätze, die allerdings aufgrund der komplizierten Fertigung eine untergeordnete Rolle spielen.

Kontaktschluss

Der Kontaktschluss bei geschlossenem Schalter kann entweder über einen Metall-Metall-Übergang oder eine kapazitive Kopplung erfolgen. Bei den ohmschen Schaltern wird der offene Schaltzustand über einen im Idealfall unendlich großen ohmschen Widerstand definiert. Geschlossen liegt der Widerstand nahe Null. Diese Art des Kontaktschlusses ist besonders für geringere Frequenzen bis hin zu einigen 10 GHz geeignet.

Kapazitive Schalter hingegen sind insbesondere für die Übertragung von Hochfrequenzsignalen im oberen GHz Bereich geeignet. Bei ihnen wird der Schaltzustand durch eine möglichst große Differenz der Größe der Kapazität zwischen geschlossenem und offenem Schaltzustand realisiert. In der Regel variiert die Kapazität zwischen beiden Zuständen um einen Faktor 100.

Beschaltung

MEMS Schalter können entweder als Serien- oder als Shunt-Schalter eingesetzt werden. Im geschlossenen Schaltzustand wird bei Serien-Schaltern das Signal direkt auf den Ausgang geleitet. Beim Shunt-Schalter hingegen wird die Signalübertragung durch einen elektrischen Nebenschluss verhindert.

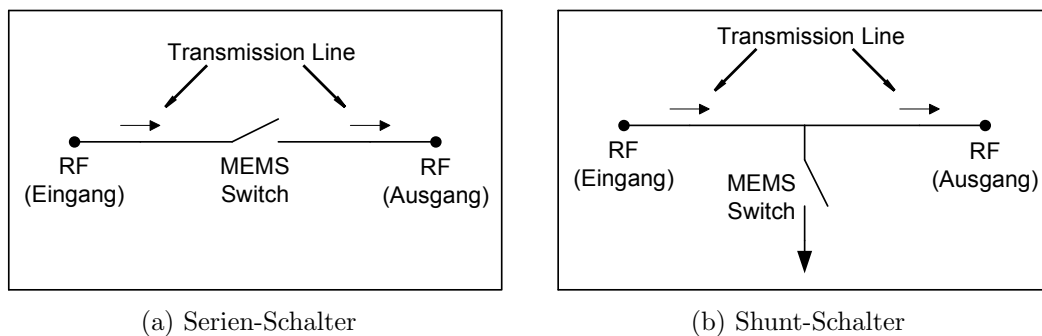


Abbildung 2.1: MEMS Schalter als Serien- oder Shunt-Schalter.

Weitere Möglichkeiten MEMS Schalter zu kategorisieren:

- Bewegte Geometrie
 - Membran
 - Biegebalken
 - Brückenstruktur
- Ein-/Ausgangskonfiguration
 - SPST (single pole single-throw)
 - SPDT (single pole, double-throw)
 - SPNT (single pole N-throw)
 - DPDT (double pole double-throw)

2.1.2 Mikrowellentechnik

Unter Mikrowellentechnik versteht man die Schaltungs- und Systemtechnik im Frequenzbereich von etwa 1 GHz bis hin zu einigen 100 GHz. In der Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik können Bauelemente und Verbindungsleitungen nicht mehr als örtlich konzentriert (engl. lumped) aufgefasst werden, sondern müssen als verteilte (engl. distributed) Elemente beschrieben werden. Die in Abbildung 2.2 dargestell-

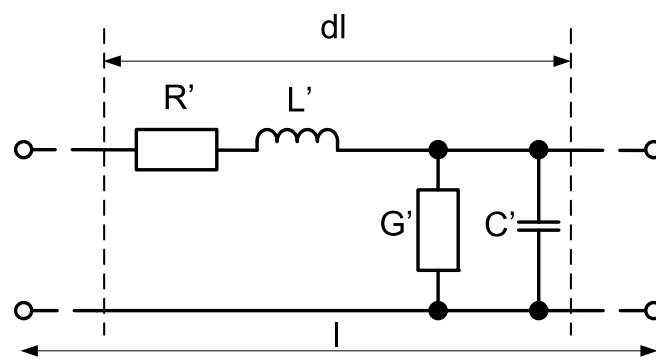


Abbildung 2.2: Ersatzschema einer Leitung mit verteilten Elementen.

ten Elemente werden als Beläge pro Längeneinheit (L' , C' , R' , G') angegeben und erlauben die Berechnung der Leitungskenngrößen.

- Wellenimpedanz:

$$Z_{\omega} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad \Rightarrow \quad Z_{\omega} \approx Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad \text{für } \omega \text{ groß} \quad (2.1)$$

Bei hohen Frequenzen ($\omega = 2\pi f$) wird die Wellenimpedanz Z_{ω} unter Annahme der Näherungen $R' \ll \omega L'$ und $G' \ll \omega C'$ reel und entspricht somit dem Wellenwiderstand Z_0 .

- Ausbreitungskoeffizient:

Der Ausbreitungskoeffizient γ setzt sich zusammen aus einem Realteil α (Dämpfungsbelag) und einem Imaginärteil β (Phasenbelag) und lässt sich

entsprechend Gleichung 2.2 berechnen.

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} = \alpha + j\beta \quad (2.2)$$

Nach Umformung und Näherung ergibt sich der Ausbreitungskoeffizient zu:

$$\Rightarrow \gamma \approx \underbrace{j\omega\sqrt{L'C'}}_{j\beta} + \underbrace{\frac{R'}{2Z_0} + \frac{G'Z_0}{2}}_{\substack{\text{dominiert} \\ \alpha}} \quad |R' \gg G' \quad (2.3)$$

Beim Dämpfungsbelag α dominiert der 1. Summand, da $R' \gg G'$. Weiterhin steigt R' bei hohen Frequenzen durch den Skinneffekt. R' ist daher proportional zu $\sqrt{\omega}$. Für den Dämpfungsbelag α gilt somit:

$$\alpha \approx \frac{R'}{2Z_0} \rightarrow \alpha \propto \sqrt{\omega} \quad (2.4)$$

Der Phasenbelag ergibt sich bei hohen Frequenzen zu:

$$\beta \approx \omega\sqrt{L'C'} \rightarrow \beta \propto \omega \quad (2.5)$$

Dies hat zu einer andersartigen Schaltungstechnik geführt. Im angesprochenen Frequenzbereich arbeitet man mit Mikrowellenleitern, wie z.B. Koaxial-, Streifen- und Hohlleitungen (vgl. Abbildung 2.3).

Streifenleitungen

In der Mikrosystemtechnik werden vornehmlich Streifenleitungen (vgl. Abbildung 2.4) eingesetzt, da sie mit den dort üblichen Verfahren einfach und kostengünstig herstellbar sind. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus und der sehr guten Kompatibilität mit der Siliziumtechnologie findet die Mikrostripenleitung (microstrip) die weiteste Verbreitung (vgl. Abbildung 2.5 a). Verursacht durch den geschichteten und asymmetrischen Aufbau der Microstrip-Anordnung weicht der Ver-

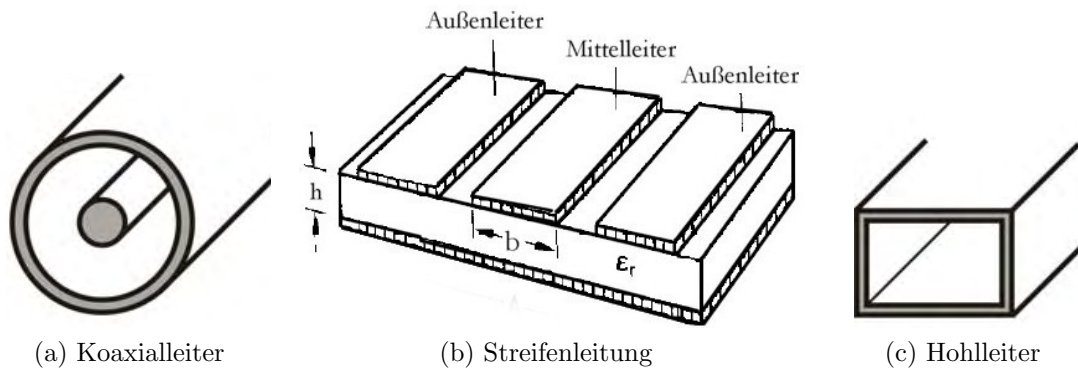


Abbildung 2.3: Hochfrequenz Leiterarten. (a),(c) [Kar06], (b) [Kau03].

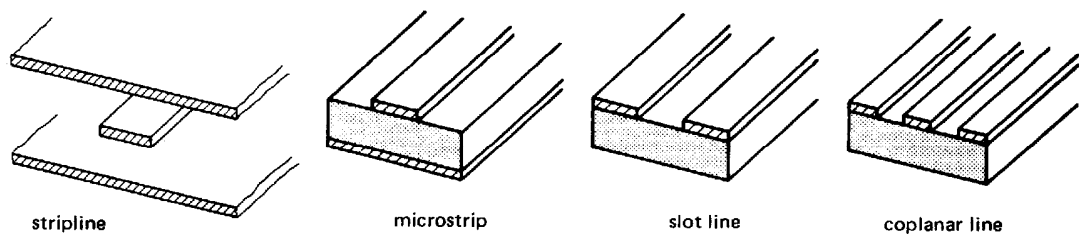


Abbildung 2.4: Verschiedene Arten von Streifenleitungen [Kau03].

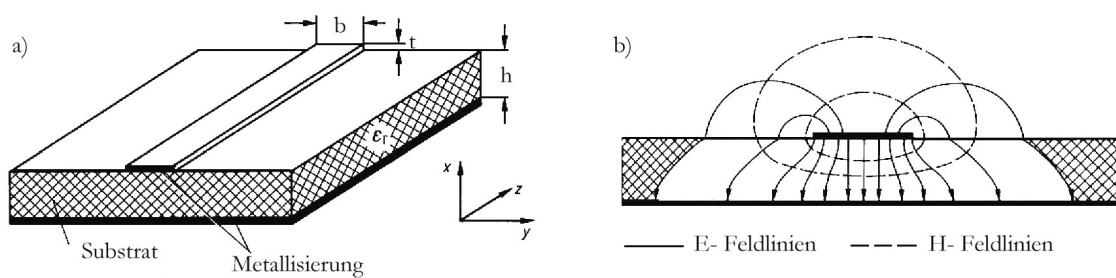


Abbildung 2.5: a) Mikrostreifenleitung, b) ungefährender Verlauf der elektrischen und magnetischen Feldlinien [Kau03].

lauf der Feldlinien im Substrat, zwischen Mikrostreifenleitung und Gegenelektrode, stark vom Verlauf der Feldlinien oberhalb des Substrats ab (vgl. Abbildung 2.5 b). Es existiert daher keine geschlossene feldtheoretische Lösung bei der Beschreibung einer Mikrostreifenleitung. Allerdings ist es möglich das Verhalten durch numerische Verfahren mit großer Genauigkeit zu beschreiben. Die charakteristischen Leitungsgrößen sind insbesondere abhängig von der Querschnittsgeometrie ($\frac{b}{h}$ -Verhältnis) der Leitung sowie der Dielektrizitätszahl ϵ_r des verwendeten Substratmaterials. Das Dämpfungsverhalten wird vor allem durch die ohmschen Verluste der Leiterbahn bestimmt. Insbesondere bei Substratmaterialien mit geringen dielektrischen Verlusten (Verlustfaktor: $\tan\delta_\epsilon < 10^{-3}$) können diese gegenüber den ohmschen Verlusten vernachlässigt werden [Kau03, Thi].

Streuparameter (S-Parameter)

Bei Frequenzen bis hin zu einigen MHz können Netzwerke mit den klassischen Verfahren der Knoten- und Maschenanalyse z.B. durch Widerstandsparameter oder Leitwertparameter beschrieben werden. Das Verhalten eines Netzwerkes wird hierbei über Spannungs- und Stromgrößen an vier von außen zugänglichen Klemmen beschrieben. Bei höheren Frequenzen ist diese Form der Beschreibung nicht mehr sinnvoll anwendbar. Leerlauf und Kurzschluss, wie sie bei den Widerstand- bzw. Leitwertparameter eingesetzt werden, sind bei hohen Frequenzen nur schwer realisierbar. Man verwendet daher Streuparameter zur Beschreibung des Verhaltens. Diese verknüpfen die in das Zweitor hineinlaufenden Wellengrößen a_1 , a_2 mit den herauslaufenden Wellengrößen b_1 , b_2 , die auf so genannte Torwiderstände Z_{0i} normiert sind (vgl. Abbildung 2.6). In der Praxis wird als Torwiderstand üblicherweise der Leitungswellenwiderstand Z_0 verwendet. Die Verknüpfung der verschiedenen Parameter untereinander ist durch die folgenden Gleichungen gegeben.

$$b_1 = s_{11}a_1 + s_{12}a_2 \quad (2.6)$$

$$b_2 = s_{21}a_1 + s_{22}a_2 \quad (2.7)$$

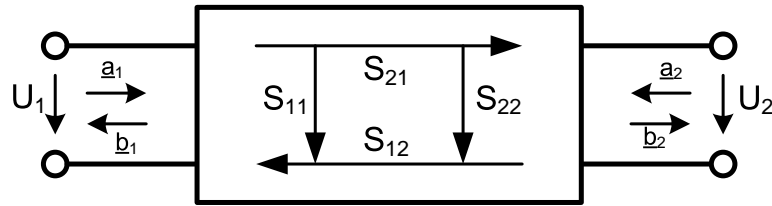


Abbildung 2.6: Vierpolanalyse.

Die praktische physikalische Bedeutung der S-Parameter zeigt sich durch Nullsetzen von $a_1 = 0$ (reflexionsfreier Eingang) und $a_2 = 0$ (reflexionsfreier Ausgang) in Gleichung 2.6,2.7:

$$s_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} \quad \text{Eingangs - Reflexionsfaktor} \quad (2.8)$$

$$s_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} \quad \text{Vorwärts - Übertragungsfaktor} \quad (2.9)$$

$$s_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0} \quad \text{Rückwärts - Übertragungsfaktor} \quad (2.10)$$

$$s_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0} \quad \text{Ausgangs - Reflexionsfaktor} \quad (2.11)$$

Üblicherweise werden die S-Parameter in Polarform nach Betrag und Phase getrennt angegeben. Die Angabe des Betrags erfolgt meist in der Einheit [dB], die durch folgende Umrechnung gegeben ist [Gus08].

$$s_{ij}|_{dB} = 20 \log |s_{ij}| \quad (2.12)$$

2.1.3 Gekrümmter Schalter

Wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, werden RF-MEMS Schalter meist elektrostatisch angesteuert. In Abbildung 2.7 ist der prinzipielle Aufbau eines solchen Schalters dargestellt. Das Design basiert auf einem einseitig eingespannten Biegebalken (Metall 1), welcher beim Anlegen der Schaltspannung zwischen Substrat (Bulk) und

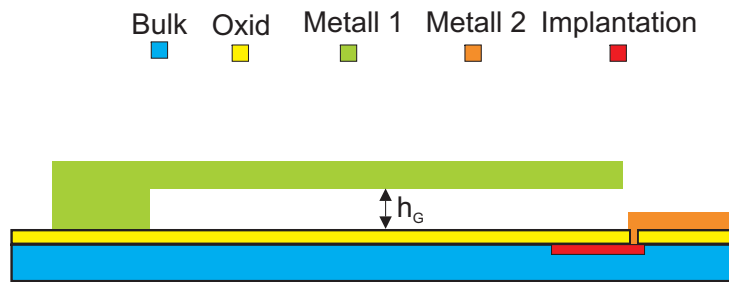


Abbildung 2.7: Prinzipbild eines kapazitiven RF-MEMS Schalters.

Schalter (Metall 1) geschlossen wird. Der Kontaktschluss erfolgt kapazitiv über das Oxid in das darunter liegende Implantationsgebiet. Ein großes Problem bei solch einer planparallelen Anordnung stellt die Unvereinbarkeit zweier essentieller Forderungen an RF-MEMS Schalter dar:

1. Hohe Sperrdämpfung
2. Geringe Pull-In-Spannung

Eine hohe Sperrdämpfung resultiert primär aus einem großen Abstand h_G zwischen Balken und Implantationsgebiet. Da die elektrostatische Anziehungskraft F_{el} proportional zum Quadrat der Schaltspannung und umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes h_G ist ($F_{el} \propto \frac{U^2}{h_G^2}$), bedeutet eine Vergrößerung des Abstandes gleichermaßen eine Erhöhung der benötigten Pull-In-Spannung. Eine naheliegende Möglichkeit, die Erhöhung der Spannung zu kompensieren, wäre eine größere Elektrodenfläche ($F_{el} \propto A$). Diese Lösung steht jedoch im Gegensatz zum Miniaturisierungsgedanken der Mikrosystemtechnik und würde aufgrund der größeren benötigten Chipfläche auch höhere Kosten pro Bauteil bedeuten. Abbildung 2.8 zeigt einen kapazitiven, elektrostatisch angesteuerten RF-MEMS Schalter mit einer gekrümmten Balkenstruktur. Dieser Aufbau ermöglicht es, eine hohe Sperrdämpfung bei einer vergleichsweise geringen Pull-In-Spannung zu realisieren. Wie vorhergehend erwähnt, hängt die Sperrdämpfung in erster Linie vom Abstand der Elektroden ab. Aufgrund des gekrümmten Verlaufs des Schaltelements erhält man im Bereich der Schalterspitze einen deutlich erhöhten Abstand zum Substrat ($h_G + \delta$). Durch die Nutzung des Wanderkeileffekts wird die Pull-In-Spannung dennoch nur geringfügig

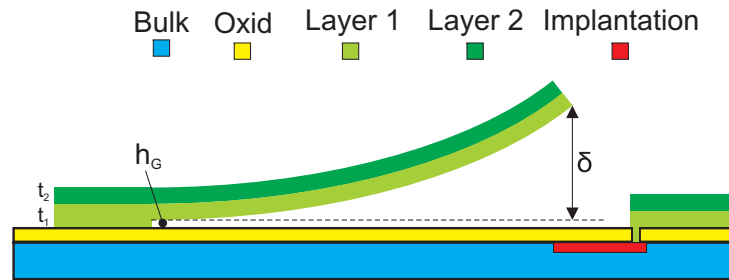


Abbildung 2.8: Kapazitiver MEMS Schalter basierend auf einem gekrümmten Schaltelement.

erhöht. Beim Anlegen der Schaltspannung rollt sich der Balken ausgehend vom Ankerpunkt auf die Substratoberfläche ab. Am Anker selbst kann der Elektrodenabstand im Rahmen der Fertigungsmöglichkeiten sehr klein gewählt werden, was eine geringe Schaltspannung zur Folge hat.

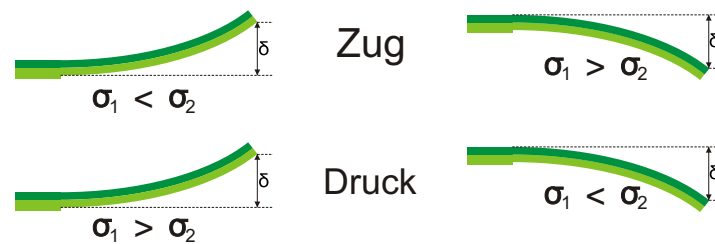


Abbildung 2.9: Auswirkung einer mechanischen Spannungsdifferenz auf die Balkenbiegung (vgl. [Reb03b]).

Die Realisierung eines solchen gebogenen Schaltelements erfolgt durch die Kombination zweier Metalllagen desselben Basismaterials (Layer 1, Layer 2) mit unterschiedlichen intrinsischen Schichtspannungen. Durch Variation der jeweiligen Abscheideparameter kann die resultierende Schichtspannung in den einzelnen Lagen individuell eingestellt werden. Auf diese Weise kann, z.B. durch die Kombination einer unteren (Layer 1) mit Druckspannung behafteten Metallschicht mit einer oberen (Layer 2) mit Zugspannung behafteten Schicht, eine definierte Verbiegung der Schalter erreicht werden (vgl. Abbildung 2.9). Von besonderer Bedeutung bei diesem Ansatz ist die Tatsache, dass die beiden Metallschichten aus dem gleichen Material bestehen; d.h. es gibt keinen Bimetalleffekt und somit keine Änderung der Biegelinie aufgrund von Temperaturschwankungen [CC00, SVPW01, SZPS05, Reb03b].

2.2 Technologien der MST

Die Mikrosystemtechnik stellt eine Vielzahl von Verfahren zur Fertigung von mikroelektronischen und mikromechanischen Bauteilen zur Verfügung. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Techniken sind sowohl für die Herstellung von mikroelektronischen als auch von mikromechanischen Elementen gleichermaßen gut geeignet. Die für die Realisierung der Schalter bedeutendsten Technologien werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.2.1 Lithografie

Der Begriff Lithografie ist aus den griechischen Wörtern Lithos (Stein) und graphein (schreiben) zusammengesetzt. Ursprünglich wurde damit ein Steindruck-Verfahren bezeichnet. In der Mikrotechnik bezeichnet die Lithografie ein Verfahren, bei dem die zu realisierende Struktur zunächst in einer dünnen Lackschicht erzeugt wird. Werden beim Entwickeln des Lackes die belichteten Bereiche gelöst, so spricht man von Positivlack. Im Gegensatz dazu werden beim Negativlack nur die unbelichteten Bereiche während des Entwickelns entfernt. Die Strukturierung des Substrates oder

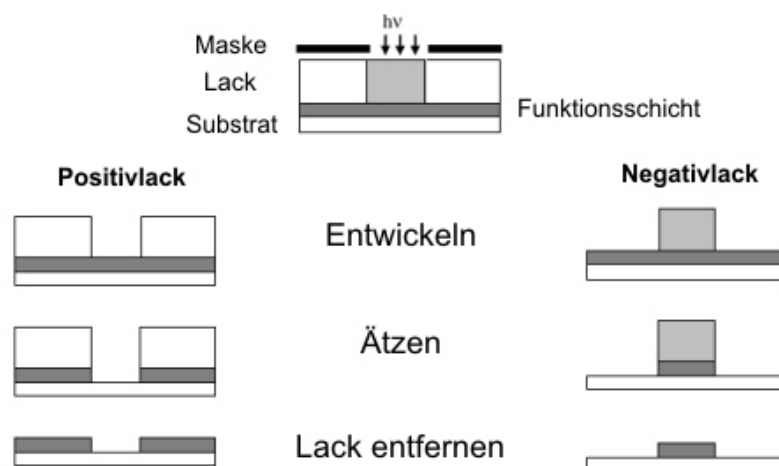


Abbildung 2.10: Lithografie mit Positiv bzw. Negativlack [VZ06].

der Funktionsschicht erfolgt in einem nachfolgenden Prozessschritt durch chemischen

oder physikalischen Schichtabtrag. Die mit Lack bedeckten Bereiche werden hierbei geschützt und nur unbedeckte Bereiche werden abgetragen. Das Auftragen des Lackes erfolgt üblicherweise durch Aufschleudern in einem Spin-Coater, wobei die Dicke der resultierenden Lackschicht primär von der Drehzahl und der Viskosität des Lackes bestimmt wird. Nach dem Pre-Exposure Bake, welcher zur Erzeugung eines festen Lackfilms und der Entfernung des Lösungsmittels dient, wird der Lack belichtet. In der am häufigsten verwendeten Lithografie wird mit UV-Strahlung belichtet. Es gibt aber auch Röntgenlithografie und Elektronenstrahlithografie. Hinsichtlich der Abbildungsart wird zwischen 1:1 Schattenprojektion, Projektionsbelichtung oder dem Direktschreiben unterschieden [VZ06].

2.2.2 Schichtabscheidung

Die in der Mikrosystemtechnik verwendeten Abscheidungsverfahren können in die CVD-Verfahren (**C**hemical **V**apour **D**eposition) und die PVD-Verfahren (**P**hysical **V**apour **D**eposition) unterteilt werden.

CVD

Bei den CVD-Prozessen werden die zu erzeugenden Schichten aus gasförmigen Ausgangsprodukten (precursor) abgeschieden. Die bei der chemischen Reaktion der Ausgangsstoffe entstehenden, nichtflüchtigen Reaktionsprodukte schlagen sich auf der Substratoberfläche nieder. Um eine möglichst hohe Schichtqualität zu erreichen, läuft die Reaktion idealerweise unmittelbar auf der zu beschichtenden Oberfläche ab. Um diesen Prozess zu begünstigen, führt man an der Substratoberfläche Energie zu. Diese Energie kann thermisch, über Plasmaaktivierung oder auch als Strahlungsenergie zugeführt werden. Dementsprechend unterscheidet man zwischen thermischer, plasma-induzierter (engl.: plasma enhanced PE) und Laser-induzierter CVD. Bei der chemischen Reaktion ist es wichtig, dass, abgesehen von der abzuscheidenden Funktionsschicht, alle anderen Reaktionsprodukte ebenfalls gasförmig vorliegen.

PVD

Bei den PVD-Verfahren unterscheidet man zwischen Aufdampfen und Sputtern. Jeder PVD-Prozess lässt sich in drei Phasen einteilen:

1. Teilchenerzeugung
2. Transport der Teilchen zum Substrat
3. Kondensation der Teilchen auf dem Substrat.

Aufdampfen Beim Aufdampfen wird das in fester Form vorliegende Beschichtungsmaterial über Energiezufuhr soweit erhitzt, dass es in die Gasphase übergeht. Die Atome breiten sich in der Dampfphase nahezu geradlinig in der Prozesskammer aus und schlagen sich auf der Substratoberfläche nieder. Aufdampfprozesse werden in der Regel im Hochvakuum ($p \leq 10^{-5}$ mbar) durchgeführt. Die typische mittlere freie Weglänge liegt somit deutlich über den Ausmaßen der Prozesskammer und die Teilchen erfahren auf dem Weg zum Substrat keinen Energieverlust durch Stöße. Der größte Vorteil des Aufdampfens liegt in der relativ einfachen Prozesstechnologie sowie in der Tatsache, dass kaum Strahlenschäden auftreten.

Sputtern Beim Sputtern (Kathodenzerstäuben) liegt das Ausgangsmaterial für die Dünnschichten in Form eines massiven Targets vor. Target und Substrate stehen sich im Rezipienten in wenigen Zentimetern Abstand gegenüber. Wie aus dem Begriff Kathodenzerstäubung hervorgeht, geschieht die Teilchenerzeugung im Gegensatz zum Aufdampfen nicht durch die Zufuhr thermischer Energie, sondern es werden in einem Plasma erzeugte positiv geladene Edelgasionen (z.B. Ar^+ , Xe^+) auf das Target hin beschleunigt, welche durch Impulsübertragung Atome oder Cluster aus dem Target herausschlagen. Die Erzeugung des Plasmas erfolgt mit einer HF- oder DC-Gasentladung. Die aus dem Target gelösten Teilchen gelangen nach Stößen mit dem Gasatomen zum Substrat und kondensieren dort. Die mittlere Energie der abgeschiedenen Teilchen ist vom Abstand zwischen Target und Substrat, dem

Kammerdruck und der Energie der Ionen abhängig und liegt in der Größenordnung von 5-10eV.

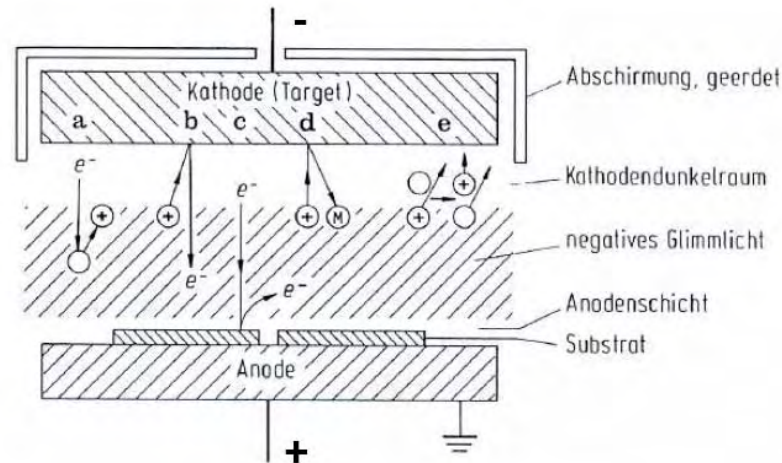


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung von Prozessen in einer Sputteranlage: a) Ionisation durch Elektronenstoß, b) Ioneninduzierte Elektronenemission an der Kathode, c) Elektroneninduzierte Sekundäremission an der Anode, d) Sputtern durch Ionenstoß, e) Umladungsprozess [Hae87].

Durch die Zugabe von zusätzlichen Prozessgasen ist es möglich, Schichten abzuscheiden die nicht in gleicher chemischer Zusammensetzung als Target vorliegen (**reaktives Sputtern**). Beispielsweise kann Aluminiumoxid (Al_2O_3) mit einem Aluminiumtarget unter Zugabe von Sauerstoff abgeschieden werden. Man unterscheidet zwischen:

- DC-Sputtern
- HF-Sputtern
- Magnetron Sputtern.

DC-Sputtern Durch Anlegen einer Gleichspannung zwischen Target (Kathode) und Substrat (Anode) wird ein Plasma gezündet. Die positiv geladenen Edelgasionen werden zum Target hin beschleunigt. Aufgrund der verwendeten Gleichspannung können beim DC-Sputtern nur elektrisch leitfähige Targets verwendet werden, da

bei der Verwendung nicht leitender Materialien Aufladungseffekte auftreten, die zu Prozessinstabilitäten führen können. DC-Sputtern zeichnet sich insbesondere durch einen vergleichsweise geringen apparativen Aufwand aus.

HF-Sputtern An das Target wird eine Hochfrequenzspannungsversorgung angeschlossen (typischerweise 13,5 MHz). Da hierbei nur Verschiebungsströme fließen, ist beim HF-Sputtern auch die Verwendung von nichtleitenden Targetmaterialien möglich. Gegenüber dem DC-Sputtern erreicht man beim HF-Sputtern eine geringere Abscheiderate, was aber auch zu einer geringeren Aufheizung des Substrates führt.

Magnetron Sputtern An der Kathode wird mit einem Magneten ein statisches Magnetfeld erzeugt. Durch die längere Verweildauer der Elektronen kann die Ionisierungsrate nahe der Targetoberfläche deutlich erhöht werden. Diese Erhöhung erlaubt Sputterprozesse bei niedrigeren Gasdrücken, was sich positiv auf die Schichtqualität auswirkt. Einerseits wird bei geringerem Kammerdruck weniger Restgas in die Schicht mit eingebaut, andererseits erfahren die Teilchen auf dem Weg zum Substrat weniger Stöße. Sie erreichen daher die Substratoberfläche mit einer höheren Energie. Die Adhäsion zum Substrat wird verbessert und insbesondere bei niedrigen Abscheidetemperaturen kommt es zu einer Verbesserung der Schichtqualität. Wird der Sputterprozess bei gleichem Gasdruck durchgeführt, so erhöht sich die Sputterrate um das Zehnfache.

Im Gegensatz zum Aufdampfen ist es beim Sputterverfahren möglich, nahezu jedes beliebige Material zu verwenden. Auch die Verwendung von Legierungen ist möglich, da es beim Sputtern zu keiner Entmischung der einzelnen Komponenten kommt. Im Gegensatz dazu ist das stöchiometrische Aufdampfen von Legierungen nur mit Flashverdampfungsquellen oder mit mehreren parallelen Aufdampfquellen möglich. Im Vergleich zu Aufdampfprozessen treffen die Teilchen beim Sputtern mit einer höheren Energie auf das Substrat. Als Folge besitzen gesputterte Schichten eine höhere Dichte und weisen eine verbesserte Substrathaftung auf. Sputterprozesse

finden im Vergleich zu Aufdampfprozessen bei höheren Prozessdrücken statt. Die mittlere freie Weglänge liegt unter der des Aufdampfens. Aus diesem Grund erfahren die Teilchen auf dem Weg zum Substrat Stöße und treffen daher in beliebigem Winkel auf das Substrat. Dies hat eine deutlich bessere Kantenbedeckung als beim Aufdampfen zur Folge. Dort ist die freie Weglänge größer als der Rezipient. Die Teilchen treffen somit aus einem sehr kleinen Winkelbereich auf das Substrat auf [MM97, VZ06, Hae87, Mes00, Hil02].

2.2.3 Ätzen

Die Ätztechnik dient in der Mikrosystemtechnik zum ganzflächigen Abtragen von Materialschichten oder zum Übertragen der in einer Maskierungsschicht (z.B. Lackmaske) vorgegebenen Struktur in die darunter liegende Schicht bzw. die darunter liegenden Schichten. Grundsätzlich wird zwischen Nassätzprozessen und Trockenätzprozessen unterschieden. Beide Arten des Ätzens können sowohl isotrop als auch anisotrop ablaufen (vgl. Abbildung 2.12). Ein **isotroper** Ätzprozess trägt das Material in allen Raumrichtungen gleichermaßen schnell ab. Im Gegensatz dazu existieren beim **anisotropen** Ätzen Vorzugsrichtungen, welche durch Materialeigenschaften (z.B. KOH Ätzen von Silizium) oder durch das Ätzverfahren selber (z.B. Bosch Prozess) hervorgerufen werden können.

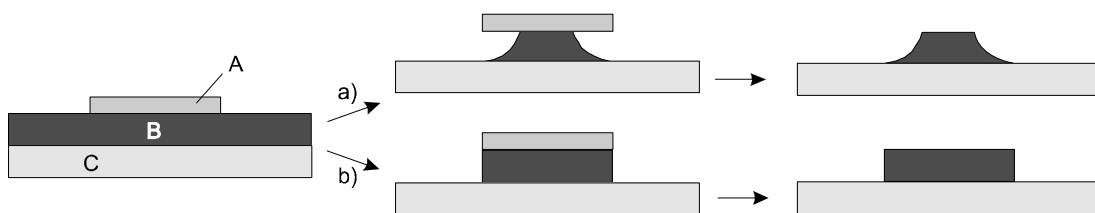


Abbildung 2.12: isotropes Ätzen a) und anisotropes Ätzen b) [VZ06].

Eine wichtige Kenngröße von Ätzprozessen ist die Selektivität. Sie gibt das Verhältnis der Ätzrate der zu ätzenden Schicht zur Ätzrate anderer Schichten an. Abhängig vom verwendeten Ätzmedium bietet eine Lackmaske, insbesondere bei langen Ätzzeiten,

keinen ausreichenden Schutz. Abhilfe schafft hier die Verwendung einer Hartmaske (vgl. Abbildung 2.13 b). Im Gegensatz zu dem herkömmlichen Ätzprozess mit

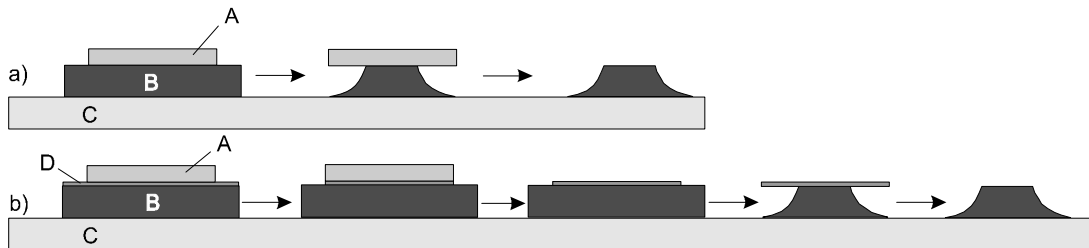


Abbildung 2.13: a) normaler Ätzprozess (Bi-Level): Strukturierung (isotropes Ätzen) des Schichtmaterials (B) mit einer Lackmaske (A);
 b) Tri-Level-Prozess: Strukturierung des Schichtmaterials (B) mit einer Hartmaske (D) die gegen das Ätzmedium resistent ist; Strukturierung der Hartmaske erfolgt mit einer Lackmaske (A)[VZ06].

einer Lackmaske wird hierbei zunächst eine Hilfsschicht auf die zu strukturierende Schicht aufgebracht und mit einer Lackmaske strukturiert. Die Lackmaske wird anschließend entfernt und die Funktionsschicht (B) in einem weiteren Ätzschritt strukturiert. Hierbei ist es notwendig, dass die Selektivität der Funktionsschicht (B) und der Hartmaske (D) in dem verwendeten Ätzmedium ausreichend groß ist.

Trockenätzen

Trockenätzen nutzt gasförmige Medien zum Materialabtrag. Handelt es sich dabei um ein inertes Gas, so erfolgt der Materialabtrag rein physikalisch durch Herausschlagen von Atomen bzw. Molekülen. Hierzu werden Gasionen im Feld beschleunigt und mit hoher Energie auf das Substrat geschossen. Bei reaktiven Gasen hingegen erfolgt der Materialabtrag chemisch. Die reaktiven Radikale und Ionen reagieren mit dem zu ätzenden Material zu gasförmigen Verbindungen. Auch eine Kombination aus rein physikalischem und rein chemischem Materialabtrag ist möglich. Die zur Zeit wichtigsten Trockenätzverfahren sind das Plasmaätzen (chemisch), das reaktive Ionenätzen (chemisch & physikalisch) und das Ionenstrahlätzen (physikalisch).

Nassätzen

Beim Nassätzen werden saure oder basische Lösungen verwendet, in denen das Schicht- oder Substratmaterial durch chemische Reaktionen abgetragen wird. Im Allgemeinen laufen nasschemische Ätzprozesse isotrop ab. Art und Geschwindigkeit des Ätzprozesses wird durch eine Vielzahl von Faktoren beeinflusst; z.B. Konzentration der Edukte und Produkte, Temperatur, Diffusionskoeffizienten usw.

2.3 Mechanische Spannungen in Dünnschichten

Dünnschichten, die unter Vakuum abgeschieden werden, weisen häufig große innere mechanische Spannungen auf. Art und Ausmaß der resultierenden Schichtspannung ist dabei sowohl von dem verwendeten Schicht- und Substratmaterial als auch von den jeweiligen Abscheidebedingungen abhängig. Üblicherweise wird versucht, remanente Spannungen in Schichten oder Schichtsystemen zu reduzieren, da sie eine der häufigsten Ursachen für das Versagen von mikromechanischen und mikroelektronischen Systemen darstellen. Im Gegensatz dazu gibt es insbesondere in der Mikrosystemtechnik Anwendungen, bei denen Schichtspannungen gezielt eingesetzt werden.

2.3.1 Wachstumsmodi

Unter Vakuumbedingungen abgeschiedene Dünnschichten können eine Vielzahl von verschiedenen Mikrostrukturen aufweisen. Abhängig von den Abscheidebedingungen (Material, Art der Abscheidung, Prozessparameter) können einkristalline, polykristalline oder auch amorphe Filme entstehen. Das Schichtwachstum selber besteht dabei aus mehreren Teilprozessen: Adsorption (Physisorption)/Desorption von Atomen und Molekülen auf/von dem Substrat, Oberflächendiffusion, Keimbildung, Keimwachstum und Reifeprozessen. Zur Beschreibung von Keimbildungs-

und Wachstumsprozessen werden thermodynamische und kinetische Modelle herangezogen. Man unterscheidet zwischen Frank-van-der-Merwe- (Lagen-), Volmer-Weber- (Insel-) und Stranski-Krastanov-Wachstum (Lagen- und Inselwachstum) (vgl. Abbildung 2.1). Erfolgt das Schichtwachstum im oder nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht - die Atome haben genügend Zeit den energetisch günstigsten Ort zu finden - so lassen sich die entstehenden Mikrostrukturen anhand der Oberflächenenergien von Substrat γ_s und Film (Adsorbat) γ_f sowie der Grenzflächenenergie zwischen Substrat und Adsorbat γ_g beschreiben.

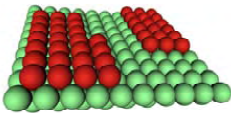
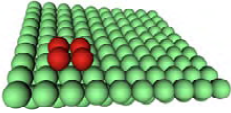
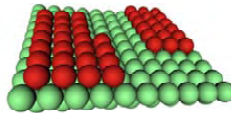
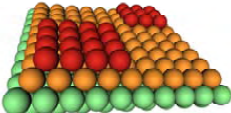
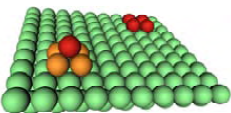
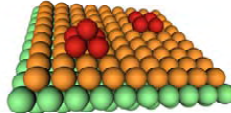
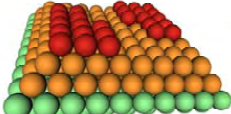
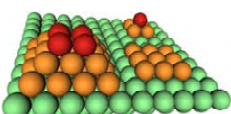
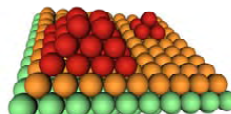
Abdeckung [ML]	Frank-van-der-Merwe	Volmer-Weber	Stranski-Krastanov
$\Theta < \text{ML}$			
$1\text{ML} < \Theta < 2\text{ML}$			
$\Theta > 2\text{ML}$			

Tabelle 2.1: Wachstumsmodi dünner Filme im thermodynamischen Gleichgewicht; ML = Monolage, Θ =Abdeckung [Got06].

- Frank-van-der-Merwe (Lagenwachstum): $\gamma_s > \gamma_f + \gamma_g$
Die Bindung der Atome an die Substratoberfläche ist stärker als die Bindung der Atome untereinander. Es kommt zu einem Lagenwachstum, bei welchem zunächst das Substrat vollständig von einer Monolage des Adsorbats bedeckt wird. Der Aufbau einer neuen Lage beginnt erst dann, wenn die vorherige Lage vollständig geschlossen ist. Ein typisches Beispiel für diese Wachstumsart ist die epitaktische Abscheidung von Halbleitern.

- Volmer-Weber (Inselwachstum): $\gamma_s < \gamma_f + \gamma_g$
Volmer-Weber-Wachstum wird häufig bei der Abscheidung von Metallen auf Isolatoren beobachtet. Die Wechselwirkung der Atome (Moleküle) untereinander ist in diesem Fall größer als die Wechselwirkung zwischen Adsorbat und Substrat. Eine möglichst geringe Bedeckung der Substratoberfläche ist daher für das Gesamtsystem energetisch am günstigsten. Aufgrund der großen Mobilität der Adsorbatteilchen reichern sich diese in dreidimensionalen Keimen an und bilden auf der Substratoberfläche Inseln bzw. Cluster. Eine vollständige Bedeckung des Substrates erfolgt erst bei starkem Wachstum durch das Zusammenwachsen der einzelnen Inseln.
- Stranski-Krastanov (Lagen- und Inselwachstum): $\gamma_s \cong \gamma_f + \gamma_g$
Nach der Bildung von einer oder einigen wenigen Monolagen mit vollständiger Substratbedeckung, kommt es zu einem Wechsel des Schichtwachstums vom Lagenwachstum hin zum Inselwachstum. Dieser Wechsel kann in verschiedenen Ursachen begründet liegen. Beispielsweise rufen unterschiedliche Gitterabstände zwischen Substrat und aufwachsendem Film mechanische Spannungen hervor. Der Substrateinfluss wird mit zunehmender Anzahl der Monolagen immer kleiner und die Oberflächenenergie des Substrats sowie des Films gleichen sich an ($\gamma_s = \gamma_f$). Aufgrund der mechanischen Verspannung der gewachsenen Schicht verschwindet die Grenzflächenenergie jedoch nicht vollständig ($\gamma_g > 0$) und es kommt zum Inselwachstum. Wachstum nach Stranski-Krastanov wird häufig bei Abscheidungen von Metall auf Metall beobachtet.

In vielen praktischen Fällen findet das Schichtwachstum nicht im, sondern fern vom thermodynamischen Gleichgewicht statt. Kristallwachstum wird hier bestimmt durch kinetische Prozesse. Beim PVD-Sputterbeschichten von metallischen Materialien auf kristalline oder amorphe Substrate entstehen im Allgemeinen polykristalline Schichten, die üblicherweise anhand der Korngröße, Kristallmorphologie und Textur charakterisiert werden. Die beiden Faktoren, die den größten Einfluss auf die Struktur des wachsenden Dünnsfilms haben, sind die Abscheiderate R und die Substrattemperatur T_S . Das Verhältnis von der Substrat- zur Schmelztemperatur (T_S/T_M) ist maßgebend für die Beweglichkeit der Adatome, welche in Verbindung

mit der Abscheiderate dafür verantwortlich ist, in welchem Maße ein angelagertes Teilchen die Zeit besitzt, ein energetisches Minimum zu finden oder vorher mit einem anderen Teilchen in Kontakt zu kommen und zu interagieren. Abgesehen von der Abscheiderate und der Substrattemperatur als entscheidende Einflussgrößen ist es möglich, die Mobilität der Adatome über Legierungselemente oder durch Beschuss mit hochenergetischen Teilchen zu beeinflussen. Ebenso können sich vorhandene Verunreinigungen (z.B. Restgaskonzentration) auf die Mobilität der Adatome während des Abscheideprozesses auswirken. Bei mittlerer Substrattemperatur und einer hohen Abscheiderate kommt es typischerweise zu einem Insel-Wachstum (vgl. Volmer-Weber). Angelagerte Teilchen treffen im Mittel aufeinander und bilden neue Cluster, bevor sie sich an bereits bestehende Strukturen anlagern können. Weist die Oberfläche eine genügend große Anzahl an Inseln auf, lagern sich weitere Atome an diesen an. Die Inseln wachsen, treffen aufeinander und bilden einen zusammenhängenden Film. Besitzen die zusammenwachsenden Körner keine ausreichend hohe Mobilität oder ist die Energie nicht hoch genug, um Korngrenzen zu eliminieren, so verbinden sich die einzelnen Körner zu einer polykristallinen Schicht [Bau58, Dre05, FS09, Got06].

2.3.2 Spannungszustände

Definition der mechanischen Spannung

Der Begriff der mechanischen Spannung wurde von Cauchy eingeführt. Im eindimensionalen Fall wird die Spannung σ definiert als:

$$\sigma = \frac{F}{A}. \quad (2.13)$$

Die Kraft F steht hierbei senkrecht auf der Fläche A und führt zu einer Längenänderung Δl bezogen auf die ursprüngliche Länge l_0 (vgl. Abbildung 2.14).

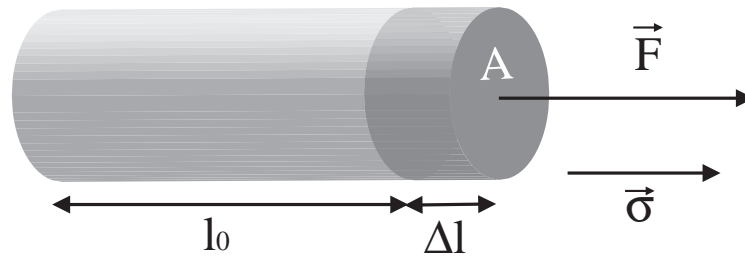


Abbildung 2.14: Spannung im eindimensionalen Fall [Dre05].

Entsprechend dem Hook'schen Gesetz besteht zwischen der Dehnung $\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$ und der mechanischen Spannungen folgender Zusammenhang:

$$\sigma = E \cdot \epsilon. \quad (2.14)$$

Der Proportionalitätsfaktor E ist ein Materialkennwert und wird Elastizitätsmodul genannt. Ein Körper, der in Krafrichtung gedehnt wird, erfährt eine Stauchung ϵ' , die senkrecht zur Kraftachse wirkt. Diese Stauchung ist über eine Proportionalitätskonstante ν (Querkontraktionszahl, Poissonzahl) mit der Dehnung verknüpft. Es gilt:

$$\epsilon' = \nu \cdot \epsilon. \quad (2.15)$$

Biaxiale Spannungen in Dünnschichten

Bei einem auf ein Substrat abgeschiedenen Dünnschicht können Spannungen, die senkrecht zur Substratoberfläche wirken, in Form von Maßänderungen relaxieren. Aufgrund der Substrat-Film-Wechselwirkung treten biaxiale Spannungen σ_b auf, welche in der Filmebene wirken (vgl. Abbildung 2.15).

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= 0 \\ \sigma_b &= \sigma_{xx} = \sigma_{yy} \end{aligned}$$

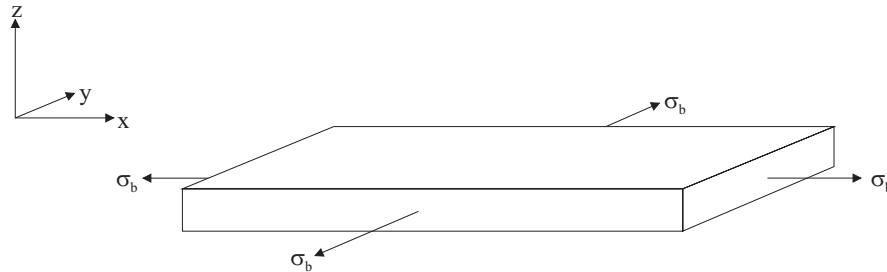


Abbildung 2.15: Biaxiale Spannungen in Dünnschichten [Dre05].

Definition der Filmkraft

Oftmals wird in Veröffentlichungen anstelle der mechanischen Spannung die Filmkraft f angegeben. Sie kann aus der mechanischen Spannung berechnet werden und beschreibt die Kraft F , die pro Einheitsbreite d_e in einer Schicht der Schichtdicke t_f wirkt.

$$f = \frac{F}{d_e} = \sigma \cdot t_f \quad (2.16)$$

Entsprechend Gleichung (2.16) lässt sich das Verhalten der Spannung aus der Filmkraft ableiten. Eine linear ansteigende bzw. abfallende Filmkraft korrespondiert mit einer konstanten positiven bzw. negativen Schichtspannung. Spannungsfreiheit ist gegeben, wenn die Filmkraft ebenfalls verschwindet.

Eigenstress

In einem abgeschlossenen System versteht man unter Eigenstress statisch wirksame mehrachsige Spannungszustände, die ohne Einwirkung äußerer Kräfte und Momente auftreten. Die mit diesen Spannungen verbundenen inneren Kräfte

und Momente befinden sich in einem mechanischen Gleichgewicht. Im Falle polykristalliner Werkstoffe werden drei Arten von Eigenspannungen unterschieden. Die Einteilung erfolgt hierbei anhand der Reichweite der auftretenden Spannung im Kristallgefüge.

- **Eigenspannungen 1. Art** wirken nahezu homogen über größere Bereiche des Gefüges. Sie werden oft auch als makroskopische Spannungen bezeichnet und stellen Mittelwerte über mehrere Körner hinweg dar. Die mit ihnen verbundenen inneren Kräfte sind für jede Schnittfläche des Körpers im Gleichgewicht. Eingriffe in das Momenten- und Kräftegleichgewicht führen immer zu makroskopischen Maßänderungen des Körpers.
- Als **Eigenspannungen 2. Art** werden über kleine Werkstoffbereiche gemittelte Abweichungen von den Eigenspannungen 1. Art bezeichnet. Sie sind innerhalb eines Kornes bzw. über einige Körner hinweg homogen. Bei Eingriffen in das mit den Eigenspannungen 2. Art verbundene Kräfte- und Momentengleichgewicht können makroskopische Maßänderungen auftreten. Im Gegensatz zu den Eigenspannungen 1. Art ist dies jedoch nicht zwangsläufig der Fall.
- **Eigenspannungen 3. Art** können als die Abweichung der wahren örtlichen Eigenspannung von der Summe der Eigenspannungen 1. und 2. Art aufgefasst werden. Sie sind selbst über mehrere Atomabstände inhomogen. Die von ihnen hervorgerufenen Kräfte sind in kleinen Bereichen, z.B. innerhalb eines Kornes im Gleichgewicht. Eingriffe in dieses Gleichgewicht führen nie zu makroskopischen Maßänderungen.

Ursachen mechanischer Spannungen

Mechanische Eigenspannungen setzen sich aus einem thermischen σ_{th} und einem intrinsischen Anteil σ_{int} zusammen.

$$\sigma_{ges} = \sigma_{th} + \sigma_{int} \quad (2.17)$$

Thermische Spannungen

Thermische Spannungen σ_{th} haben ihren Ursprung in unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Schicht- α_f bzw. Substratmaterials α_s . Sie entstehen, wenn sich die Temperatur T von der Substrattemperatur während der Abscheidung des Dünnschichtfilms T_0 unterscheidet. Es gilt:

$$\sigma_{th} = \frac{1}{t_f} \left(\frac{1 - \nu_f}{t_f E_f} + \frac{1 - \nu_s}{t_s E_s} \right)^{-1} \int_{T_0}^T (\alpha_s - \alpha_f) dT \quad (2.18)$$

Für den Fall, dass die Dicke des Substrates wesentlich größer ist als die Dicke des Dünnschichtfilms $t_s \gg t_f$, und die thermischen Expansionskoeffizienten konstant über dem betrachteten Temperaturintervall sind, vereinfacht sich Gleichung 2.18 zu:

$$\sigma_{th} = \frac{E_f}{1 - \nu_f} (\alpha_s - \alpha_f) (T - T_0) \quad (2.19)$$

Hierbei bezeichnen E_s , bzw. E_f die Elastizitätsmodule und ν_s bzw. ν_f die Querkontraktionszahlen des Substrats bzw. des Dünnschichtfilms.

Intrinsische Spannungen

Die intrinsische Spannungskomponente ist in besonderem Maße abhängig von den Eigenschaften des Schicht- und Substratmaterials, vom verwendeten Abscheidungsverfahren, sowie von den jeweiligen verwendeten Abscheidparametern (z.B. Substrattemperatur, Kammerdruck, Abscheiderate). Normalerweise ist die intrinsische Spannungskomponente, oftmals auch als Wachstumsstress (engl. growth stress) bezeichnet, für einen gegebenen Prozess reproduzierbar und der resultierende Spannungswert ist bei Raumtemperatur über einen längeren Zeitraum nahezu konstant. Intrinsische Schichtspannungen werden, vereinfacht ausgedrückt, durch Abweichungen bzw. durch Unterschiede zwischen Substrat und Dünnschichtfilm hinsichtlich der idealen Kristallstruktur hervorgerufen. Da Filmwachstum in der Realität mitnichten im thermodynamischen Gleichgewicht stattfindet, sondern vielmehr von kinetischen Aspekten bestimmt wird, enthalten die meisten Dünnschichtfilme eine Vielzahl verschiedener Defekte. In der Kristallographie unterscheidet man zwischen Punkt-, Linien-, Flächen- und Volumendefekten. Diese können sowohl Zug- als auch Druckspannungen

gen hervorrufen. Art und Größe der Spannung ist dabei eng mit der Mikrostruktur der gewachsenen Schicht verbunden. Nachfolgend werden verschiedene Ursachen für Spannungen, die insbesondere in polykristallinen Filmen auftreten, aufgeführt und erläutert.

Korngrenzen

In polykristallinen Dünnschichten, insbesondere in solchen mit kolumnarem Wachstum, gibt es eine hohe Konzentration von Kleinwinkelkorngrenzen, welche die zufällig orientierten Körner voneinander trennen. Diese Grenzen weisen eine geringere Dichte als die Körner selber auf. Die interatomaren Kräfte an den Grenzflächen üben eine Kraft auf die angrenzenden Kristallite aus, welche somit eine Zugspannung erfahren. Die resultierende Gesamtspannung ist proportional zur Summe der in der Schicht existierenden Grenzflächen und ist somit umgekehrt proportional zur mittleren Korngröße \bar{D} . Schichten mit kleineren Körnern zeigen daher höhere Spannungen als solche mit großen Körnern.

$$\sigma = \frac{E}{1 - \nu} \frac{\bar{d}}{\bar{D}}$$

Die Konstante \bar{d} bezeichnet die mittlere Verschiebung an den Kleinwinkelkorngrenzen.

Im Falle epitaktischen Schichtwachstums kann eine spezielle Art von Korngrenze, die sogenannte Domänenwand, entstehen. Aufgrund einer relativ schwachen Film-Substrat-Wechselwirkung entsteht keine Spannung aufgrund der unterschiedlichen Gitterparameter von Substrat und Dünnschicht. Die einzelnen Kristallite wachsen spannungsfrei. Da das Wachstum der isolierten Keime durch das Substrat beeinflusst wird, kann es zu Gitterversetzungen kommen, sobald die Körner zusammenwachsen. Atome, die auf solche Domänenwände treffen, bilden eine Reihe von energetisch günstigen Bindungen aus, indem sie in die niedrigste Monolage fallen. Derartige Bindungen führen zur Ausbildung von Druckspannungen.

Rekristallisationsprozesse

Unter der Maßgabe, dass die abgeschiedenen Schichten eine genügend große Eigendiffusion aufweisen, kann es sowohl während als auch nach der Abscheidung zu Rekristallisationsprozessen kommen. Defekte in der Schicht werden ausgeheilt und die durchschnittliche Korngröße nimmt zu. Darüber hinaus kommt es durch das Ausheilen von Defekten wie Korngrenzen, Leerstellen, Punktdefekten usw. zu einer Verdichtung der Schicht, was zur Ausbildung einer Zugspannung führt. Andererseits bedingt Kornwachstum auch eine Abnahme der Grenzflächen in der Schicht und führt folglich zu einer Verringerung der durch Korngrenzen hervorgerufenen Zugspannung.

Gitterdehnung

Die Gitterkonstante von Materialclustern ist aufgrund von Kapillareffekten kleiner im Vergleich zum Bulkmaterial. Dies hat zur Folge, dass die Gitterkonstante der Körner größer wird, wenn diese wachsen. Es wird eine Druckspannung in den Körnern aufgebaut, die teilweise durch Gleitmechanismen gegenüber dem Substrat abgebaut wird. Sobald sich die isolierten Körner vereinigen, ist dieser Spannungsabbau nicht mehr möglich. Gitterdehnungen führen isoliert betrachtet zu einer Druckspannung im Dünnschicht.

Kapillaritätsspannung

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, wird die Gitterkonstante in Kristalliten durch Kapillaritätseffekte beeinflusst. Im Anfangsstadium des Filmwachstums wird der atomare Gleichgewichtsabstand durch Gleitmechanismen eingestellt. Vereinigen sich die einzelnen Cluster zu einem kontinuierlichen Film, ist dies nicht mehr möglich und es kommt zu einem Spannungseintrag in die Schicht. Man spricht von Kapillaritätsspannungen, die bis hin zu einer Schichtdicke von einigen 100 nm Druckspannungen verursachen.

Verunreinigungen

Während der Abscheidung kommt es unvermeidlich zum Einbau von Defekten in die Schicht. Abhängig von der Art des Defekts können dabei Zug- oder Druckspannungen entstehen. Beispielsweise führt der Einbau von Zwischengitteratomen zu einer Druckspannung. Abhängig von der chemischen Reaktivität können Verbindungen zwischen dem Basismaterial und vorhandenen Fremdatomen entstehen. Treten diese Verbindungen an den Korngrenzen auf, so wird die Mobilität der Körner herabgesetzt und es können Zugspannungen hervorgerufen werden. Der Einbau von H_2O kann zur Ausbildung von Druck- oder Zugspannungen führen.

Abhängig von den Abscheidebedingungen treten eine Vielzahl von Leerstellen im Dünnfilm auf. Leerstellen sind insbesondere für thermisch aktivierte Prozesse bestimmend und wirken sich daher auf die intrinsische Spannung aus. Sinkt das spezifische Volumen des Dünnfilms durch Abnahme der Leerstellenkonzentration (z.B. Absorption von Leerstellen in Versetzungen, Transport von Leerstellen zur Oberfläche), wird die Schicht komprimiert, woraus eine Zugspannung resultiert. Im Gegensatz dazu entstehen Druckspannungen, wenn Leerstellen in Poren im Film aufgenommen werden. Das Volumen einer Pore wird durch die Summe der Atomvolumen bestimmt, die von der Pore vertrieben werden. Treten diese Leerstellen isoliert im Dünnfilm auf, so ist das eingenommene Volumen in Summe nur ca. halb so groß. Durch die Absorption von Leerstellen in Mikro- bzw. Makroporen kommt es quasi zu einer Aufblähung der Schicht.

Poren, die während der Abscheidung entstehen, sind Quellen starker Zugspannungen. Die Anwesenheit von Sauerstoff kann allerdings zu einer mehr oder weniger stark ausgeprägten inneren Oxidation führen, welche im Allgemeinen zu Druckspannungen führt.

Phasenumwandlung und Diffusion

An der Grenzfläche Substrat–Dünnfilm kann es zu einer Reaktion zwischen Substrat- und Schichtmaterial kommen. Die Bildung einer Verbindung oder Legierung hat eine Volumenänderung zur Folge, die wiederum ursächlich für das Auftreten einer

Schichtspannung ist. Vorzeichen und Größe dieser Spannung können jedoch nur bedingt aus den Volumina der Edukte und Produkte bestimmt werden. Sobald sich eine kontinuierliche Grenzschicht zwischen Adsorbat und Substrat aufgebaut hat, wird die Phasenumwandlung durch Diffusionsprozesse bestimmt. Weisen die Ausgangsprodukte verschiedene Diffusionskoeffizienten auf, so wächst die neue Phase überwiegend an der Grenzfläche, die dem Material mit höherem Diffusionsvermögen gegenüberliegt. In diesem Sinne muss als Ausgangsgröße vorrangig das Volumen der Schicht mit kleinerer Diffusionskonstante berücksichtigt werden.

Auch die Diffusion von Verunreinigungen oder Bestandteilen vom Substrat in die Schicht oder umgekehrt kann zu Spannungen führen. Abhängig von der Reaktivität der Stoffe und je nachdem wie und wo die diffundierenden Stoffe eingebaut werden, treten Zug- oder Druckspannungen auf.

Oberflächenspannungen

An der Grenzfläche Schicht–Vakuum treten Oberflächenspannungen auf. Durch

Ursache	Art	Ort	Ursache	Art	Ort
Kleinwinkelkorngrenzen	+	i	Punktdefekte	+/-	i
Domäne	-	i	Poren	+	i
Rekristallisation	+	i	Phasenumwandlung/Diffusion	+/-	i/s
Gitterdehnung	-	i/s	Oberflächenspannung	+/-	v
Kapillaritätsspannung	-	i/s			

Tabelle 2.2: Quellen intrinsischer Spannung. +: Zug, -: Druck, i: Filminneres, s: Grenzfläche Substrat-Schicht, v: Grenzfläche Schicht-Vakuum [Com08].

den Überschuss an freien Bindungen weicht der Gitterabstand von freien Oberflächen von dem des Bulkmaterials ab, wodurch Spannungen hervorgerufen werden. Oberflächenspannungen können sowohl ein positives (Zug) als auch ein negatives (Druck) Vorzeichen besitzen. Ist der Wert der Oberflächenspannung groß genug, kann es im Sinne einer energetisch günstigeren Konfiguration zum Aufbrechen von Bindungen zwischen der obersten Monolage zu der darunter liegenden kommen, wie es beispielsweise bei Au, Pt und Ir der Fall ist. In Tabelle 2.2 sind die verschiedenen

Ursachen für Spannungen in Dünnschichten nochmals zusammengefasst dargestellt. Abbildung 2.16 zeigt schematisch verschiedene Ursachen von Eigenspannungen in Kristalliten.

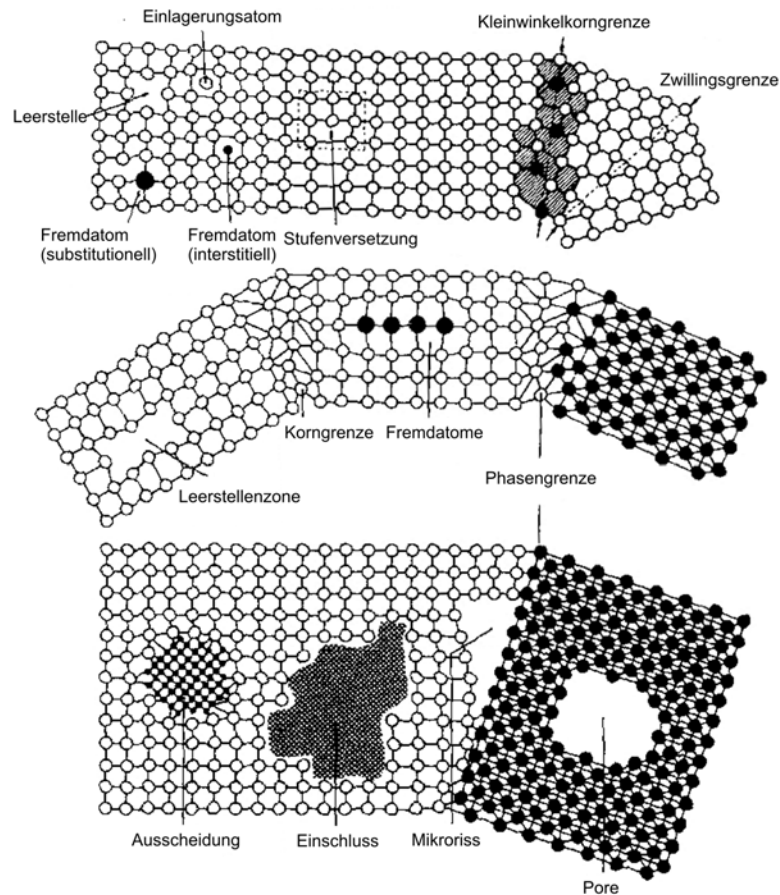


Abbildung 2.16: Gitterfehler als Ursachen von Eigenspannungen [SSBT05].

Schichtspannungen bei der Sputterdeposition

Bei der Abscheidung von Schichten mittels Sputtertechnologie sind zwei Besonderheiten bei der Entstehung von Spannungen in der Schicht von entscheidender Bedeutung: der Beschuss der wachsenden Schicht mit relativ hoch energetischen Teilchen sowie die Argon-Atmosphäre der Kammer. Es wird zwischen zwei Mechanismen unterschieden, welche die Spannung der Schicht beeinflussen.

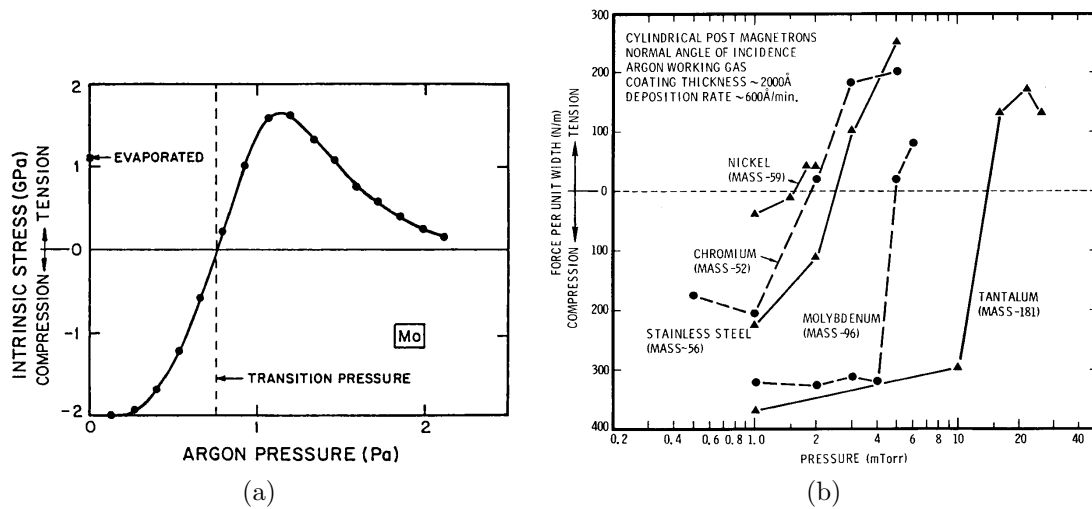


Abbildung 2.17: Abhängigkeit der intrinsischen Schichtspannung vom Sputterdruck: (a) Molybdän, (b) Materialien mit unterschiedlichem Atomgewicht ([Win92, TH89]).

Implantation von Teilchen / Forward Sputtering

Insbesondere bei hohen Kammerdrücken kann es zu einer vermehrten Einlagerung von Argon-Atomen in die Schicht kommen, was zur Generation von Druckspannungen führt.

Darüber hinaus gibt es den Prozess des „Vorwärts-Sputterns“. Hierbei kann es zu einer interstitiellen Einlagerung von Atomen des abzuschleifenden Materials durch direkte Stöße oder eine Stoßkaskade kommen. Bei entsprechend hoher Energie kann ein Atom durch die Stoßprozesse aus seiner Gleichgewichtslage herausgeschlagen werden. Ist die Temperatur T/T_M gering, so kann dieses Atom nicht in seine Ausgangslage relaxieren und seine Position wird eingefroren. Dieser Prozess, auch „atomic peening“ genannt, verursacht Gitterverzerrungen und führt typischerweise zu hohen Druckspannungen in der Schicht. Abbildung 2.17a zeigt den typischen Spannungsverlauf einer gesputterten Molybdän Schicht für $T/T_M < 0,25$ über dem Sputterdruck. Mit steigendem Sputterdruck nimmt mit der Energie der auf die Oberfläche auftreffenden Teilchen auch die Anzahl der aus ihrer Gleichgewichtslage verschobenen Atome ab und es kommt zu einem Abfall der Druckspannung. Erhöht man den Druck weiter, so findet ein Wechsel von Druck- nach Zugspannung statt.

Die resultierende Spannung ist jetzt nahezu unabhängig von den hier beschriebenen Stoßprozessen. Der jeweilige Druck, bei dem der Vorzeichenwechsel in der Schichtspannung stattfindet, ist dabei unmittelbar abhängig von der Atommasse des gesputterten Materials und verschiebt sich mit höheren Massen hin zu höheren Drücken. Bei weiter ansteigendem Druck werden vermehrt Verunreinigungen in die Schicht eingebaut, welche Druckspannungen zur Folge haben und so zur Absenkung der Zugspannung führen. Im Druckspannungsbereich, unterhalb des Übergangsdrucks, zeigen magnetron gesputterte Schichten eine hohe optische Reflektivität und einen geringen Schichtwiderstand. Oberhalb des Übergangsdrucks, im Bereich der Zugspannung, ist die Reflektivität der Schichten deutlich schlechter und der Schichtwiderstand erhöht.

Relaxation durch Teilchenbeschuss

Neben dem erwähnten Einbau von Spannungen in Dünnschichten durch energetische Teilchen, können diese auch eine Spannungsrelaxation bewirken. Der Beschuss mit Teilchen sehr hoher Energie kann zu einem lokalen Aufschmelzen des Materials führen und Spannungen können durch Rekristallisations- oder Diffusionsprozesse abgebaut werden. [Klo79, BES09, Pau01, FS09, Got06, Koc94, Win92, Mül87]

2.3.3 Morphologie und mechanische Spannung

Abhängig vom Material und der Abscheidetemperatur lassen sich zwei Arten unterscheiden, wie Körner zusammenwachsen (vgl. Abbildung 2.18). Materialien mit einem geringen Diffusionsvermögen (Si, W, Cr, Fe) zeigen eine Kornstruktur nach Typ 1. Eine Erhöhung der Substrattemperatur oder ein Temperschnitt bei Temperaturen von ($T_S/T_M = 0,8 \dots 0,9$) kann zu einer Umwandlung der Schicht von Typ 1 in eine Schicht nach Typ 2 führen. Materialien mit einem hohen Diffusionsvermögen (Al, Ag, Au, Cu) wachsen entsprechend Typ 2 auf. Da das Diffusionsvermögen gewöhnlich mit höherer Schmelztemperatur abnimmt, wird anstatt des Diffusionsvermögens häufig die homologe Temperatur (T_S/T_M) zur Einteilung verwendet. Generell lässt sich sagen, dass höhere Substrattemperaturen zur Ausbildung größerer

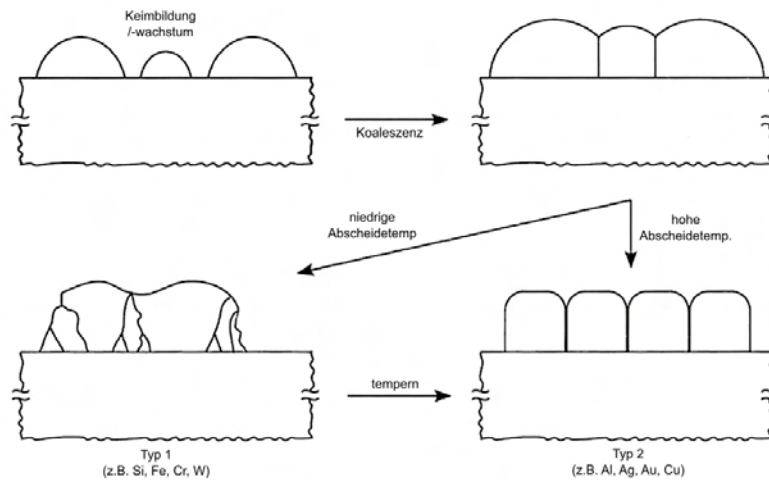


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung des Kornwachstums bei polykristallinen Dünnschichten [FS09].

Körner führen. Bei konstanter Substrattemperatur zeigen Materialien mit hoher Schmelztemperatur geringere Korngrößen als solche mit niedriger Schmelztemperatur.

Neben den bereits erwähnten Auswirkungen der homologen Temperatur auf Filmwachstum und Schichtspannungen tritt bei niedriger homologer Temperatur und kleinen Kammerdrücken zusätzlich der Abschattungseffekt (engl. shadowing effect) auf. Bei diesem Effekt wird die entstehende Filmstruktur, aufgrund der geringen Beweglichkeit der Adatome, maßgeblich von der Rauigkeit der Substratoberfläche und dem Einfallswinkel der Adatome beeinflusst. Eine Erhöhung des Sputterdrucks wirkt diesem Effekt entgegen, da die Atome bei genügend großer Streuung isotrop auf das Substrat auftreffen. Allerdings verschlechtert sich mit größerem Inertgasfluss die Homogenität der Schicht durch vermehrte Gaseinschlüsse. Darüber hinaus verringert ein hoher Sputterdruck die mittlere freie Weglänge der Atome. Durch Wechselwirkung mit den Atomen des Inertgases geben die Adatome einen Teil ihrer Energie an das Gas ab. Sie treffen folglich mit einer geringeren Energie auf das Substrat, was eine Verringerung ihrer Mobilität und eine porösere Schicht zur Folge hat.

Anhand von empirischen Beobachtungen an aufgedampften Dünnschichten entwickelten Movchan und Demchisin 1969 ein aus drei Zonen bestehendes Strukturzonenmodell, welches die bei Aufdampfprozessen entstehende Filmstruktur auf die homologe Temperatur zurückführt. 1974 wurde dieses Modell von Thornton für gesputterte Dünnschichten erweitert. Es teilt die bei Sputterprozessen entstehenden Strukturen in vier Zonen ein und verknüpft qualitativ die Schichtmorphologie mit der homologen Temperatur und dem Argonpartialdruck (vgl. Abbildung 2.19) unter der Annahme, dass bei einem bestimmten Verhältnis T_S/T_M jeweils einer der drei Effekte (Abschattungseffekt, Oberflächendiffusion oder Volumendiffusion) maßgeblich die Struktur des Films prägt.

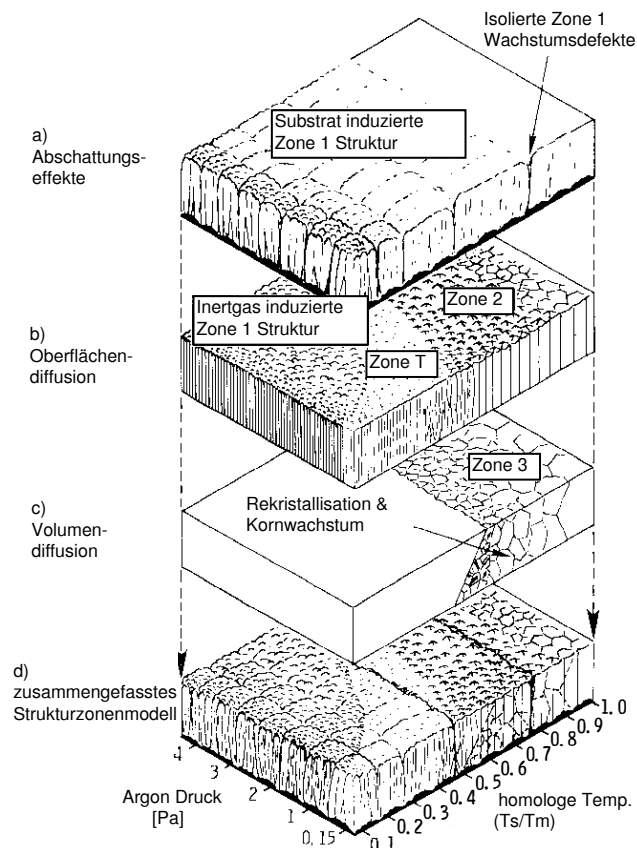


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der Überlagerung der Einzelprozesse zum Strukturzonenmodell nach Thornton [Tho77].

- *Zone 1*

Bedingt durch die niedrige Substrattemperatur ($T_S/T_M < 0,1 \dots 0,3$) und der damit verbundenen geringen Oberflächendiffusion bestimmen Abschattungseffekte das Wachstum der Kristallite in Zone 1. Es wachsen nadelartige Körner, die zur Spitze hin konisch zu laufen und aufgrund des Abschattungseffektes durch Leerräume voneinander getrennt sind. Es entstehen Schichten mit einer hohen Oberflächenrauigkeit und schlechter Reflektivität. Die innere Struktur der Dünnschichten ist extrem porös und somit nicht in der Lage, hohe intrinsische Spannungswerte aufzubauen.

- *Zone T*

Schichten der Übergangszone zeigen eine dichte, faserartige Struktur mit glatter Oberfläche und hoher Reflektivität. Sie entstehen auf sehr glatten Substraten bei niedrigen homologen Temperaturen bzw. wenn die Oberflächendiffusion groß genug ist die aus der Substratrauheit und dem Kristallwachstum resultierende Abschattung auszugleichen ($T_S/T_M < 0,1 \dots 0,4$). Abhängig von der Schichtdicke bilden sich eher V-ähnliche oder säulenartige Körner aus. Im Gegensatz zur Zone 1 können sich in Folge der dichten Struktur hohe intrinsische Spannungen in Schichten der Zone T ausbilden.

- *Zone 2*

In Zone 2 wachsen über die Schichtdicke homogene, säulenartige Körner, deren Durchmesser mit höherer Substrattemperatur zunimmt. Sie sind durch ausgeprägte, dichte Grenzen getrennt, die nahezu senkrecht zur Substratoberfläche stehen. Die Ausbildung von hohen Spannungen ist durch Materialerholung begrenzt.

- *Zone 3*

In Zone 3 ist die Volumendiffusion der bestimmende Faktor für die entstehende Schichtmorphologie. Durch Rekristallisations- und Erholungsprozesse entsteht ein aquiaxiales Gefüge grobkörniger Kristallite. Das T_S/T_M -Verhältnis, bei welchem das Wachstum einer Zone 3 Schicht einsetzt, ist dabei stark abhängig von den in der wachsenden Schicht herrschenden Spannungen und Verschiebungen. Ähnlich zu Zone 2 ist die Ausbildung hoher Spannungen durch die Rekristallisation und Materialerholung limitiert.

Abgesehen von dem T_S/T_M -Verhältnis und dem Argonpartialdruck beeinflussen Faktoren wie Verunreinigungen, Partikelbeschuss und Legierungselemente mehr oder weniger stark die resultierende Schichtstruktur [FS09, Tho77, TH89, BA98, MGR84, SSBT05].

2.3.4 Homologe Temperatur

Die homologe Temperatur kann als charakterisierender Faktor zur Bestimmung vieler Eigenschaften, wie z.B. der Härte, des thermischen Expansionskoeffizienten, der Aktivierungsenergie für Diffusionsprozesse und dem Verhältnis von thermischer zu intrinsischer Spannung, herangezogen werden. Abbildung 2.20 zeigt idealisiert den Zusammenhang zwischen der mechanischen Spannung im Dünnsfilm σ_{ges} und der homologen Temperatur. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Temperatur während der Messung kleiner als während der Abscheidung ist und dass der thermische Ausdehnungskoeffizient der Schicht größer ist als der des Substrats, wodurch als thermische Komponente eine Zugspannung auftritt. Weiterhin wird angenommen, dass die intrinsische Spannung in Form einer Zugspannung vorliegt.

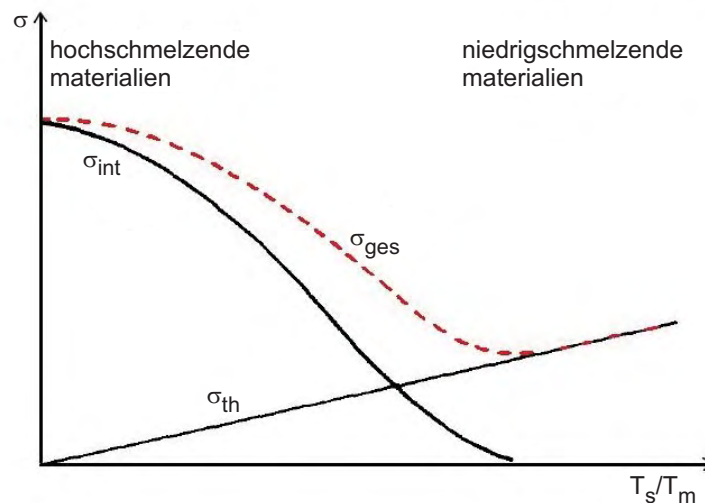


Abbildung 2.20: Verlauf der Gesamtspannung über der homologen Temperatur (vgl. [TH89]).

Deutlich zu erkennen ist, dass bei kleiner homologer Temperatur die intrinsische Spannungskomponente die thermische bei weitem überwiegt ($\sigma_{int} \gg \sigma_{th}$). Dies ist insbesondere für hochschmelzende Materialien der Fall. Verursacht durch Materialerholungs- und Relaxationsprozesse nimmt die intrinsische Spannungskomponente ab, wenn T_s/T_m den Wert $0,25 \dots 0,3$ überschreitet. Wird T_s/T_m weiter erhöht, gewinnt der thermische Anteil immer mehr an Bedeutung und wird schließlich zum dominierenden Faktor der Gesamtspannung [TH89].

2.4 Messmethoden

Zur Charakterisierung der hergestellten Schichten und Schaltelemente werden verschiedene Messmethoden verwendet. Nachfolgend werden die für diese Arbeit wichtigen Messsysteme und -verfahren einschließlich deren Anwendungsgebiete vorgestellt und erläutert.

2.4.1 Lichtmikroskopie

Beim Lichtmikroskop wird ein zu untersuchendes Objekt mittels optischer Effekte vergrößert. Die Bilderzeugung erfolgt im einfachsten Fall durch zwei Sammellinsen, Objektiv und Okular. Die maximale Auflösung moderner Lichtmikroskope wird bestimmt von der numerischen Apertur A_N und der Wellenlänge des Lichts λ . Die numerische Apertur berechnet sich aus dem Brechungsindex n des umgebenden Mediums und dem halben Öffnungswinkel α des Objektivs ($A_N = n \cdot \sin \alpha$). Die maximale Auflösung, d.h. die minimale Entfernung, die zwei Strukturen zu einander einnehmen dürfen, damit man sie als getrennte Punkte wahrnimmt, berechnet sich zu:

$$d_{min} = \frac{\lambda}{2 \cdot A_N} \quad .$$

In Luft $n = 1$ liegt der erreichbare Wert für die numerische Apertur bei 0,95. Mittels Immersionsmikroskopie, bei der der Raum zwischen Objekt und Objektiv mit einer höherbrechenden Flüssigkeit gefüllt wird, lässt sich dieser Wert auf ca. 1,4 steigern. Somit ergibt sich eine maximale Auflösung von ca. 200 nm. Im Vergleich zum Auflösungsvermögen des menschlichen Auges (0,3 bis 0,2 mm) bedeutet dies eine etwa 1000-fache Vergrößerung. Die Lichtmikroskopie wird im Rahmen dieser Arbeit vornehmlich zur Kontrolle der Maße hergestellter Strukturen und Bauelemente verwendet. Aufgrund der geringen Tiefenschärfe lässt sich durch Einstellen der Fokussierebene auch eine Aussage über Strukturhöhen treffen.

2.4.2 Rasterelektronenmikroskopie / Energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDS)

Mit Hilfe des Rasterelektronenmikroskops (REM) erreicht man laterale Auflösungen im Nanometerbereich bei gleichzeitiger hoher Tiefenschärfe. Bei dieser Mikroskopiemethode wird die Objektoberfläche mit einem hochenergetischen, sehr fein gebündelten Elektronenstrahl zeilenweise abgerastert. Der Primärelektronenstrahl interagiert mit der Probe und es kommt zur Bildung verschiedener Wechselwirkungsprodukte (vgl. Abbildung 2.21), welche entsprechend ihrer physikalischen Entstehung unterschiedliche Charakteristika der Probe widerspiegeln.

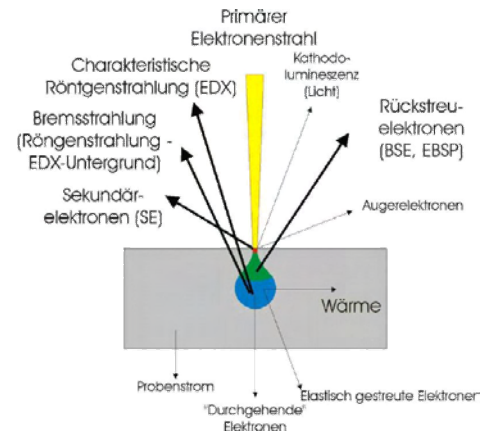


Abbildung 2.21:
Wechselwirkung der Primärelektronen mit der Probe [Sch08].

Sekundärelektronen beispielsweise entstehen vorwiegend nahe der Probenoberfläche und geben daher vornehmlich Auskunft über die Oberflächenstruktur. Im Gegensatz dazu liefern Rückstreuerelektronen primär Informationen über die Materialzusammensetzung, da die Intensität der Rückstreuung von der Atommasse abhängt. Eine genaue Bestimmung der in der Probe vorhandenen Elemente ist mit der energiedispersiven Röntgenspektroskopie möglich. Mit einem EDX-Detektor (engl. energy dispersive X-ray) wird die Energie der erzeugten Röntgenquanten gemessen und deren Häufigkeitsverteilung aufgezeichnet. Das so gewonnene Spektrum ist charakteristisch für jedes chemische Element und liefert damit einen Rückschluss auf die Zusammensetzung der Probe. Abgesehen von der Möglichkeit, Strukturbreiten und Topographien präzise zu analysieren, erlaubt die große Tiefenschärfe auch das genaue Vermessen von Strukturhöhen.

2.4.3 Weißlichtinterferometrie (WLI)

Das Weißlichtinterferometer ist ein spezielles Lichtmikroskop. Auf Basis eines interferometrischen Messverfahrens ermöglicht es die quantitative Charakterisierung der Topographie einer hinreichend reflektierenden Oberfläche. Die laterale Auflösung eines WLI liegt im Bereich der optischen Mikroskopie und ist abhängig von den verwendeten Objektiven. Der vertikale Messbereich liegt im nm-Bereich und ist unabhängig von dem gewählten lateralen Messfeld. Abbildung 2.22 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Weißlichtinterferometers.

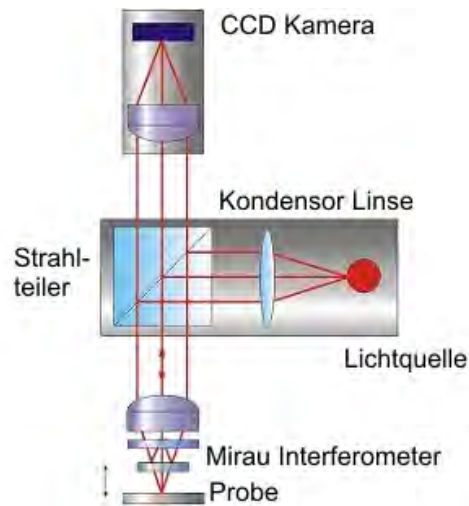


Abbildung 2.22:
Aufbau eines Weißlichtinterferometers [Goe09].

Zur Messung wird das Licht einer breitbandigen Lichtquelle (z.B. Wolfram-Halogen-Lampe), durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Ein Strahl wird dann auf einen Referenzspiegel, der zweite auf die Oberfläche der Probe gelenkt. Nach der Reflexion werden beide Strahlen wieder zusammengeführt und das entstehende Interferenzmuster mittels Frequenzdomänen-Analyse (FDA) ausgewertet. Während der Messung wird der relative Abstand Probe-Spiegel verändert. Durch Korrelation des Verfahrensweges und der FDA erhält man die Höheninformation der Probenoberfläche. Wenn man nur zur Veranschaulichung nur eine Wellenlänge betrachtet, dann leitet sich die Intensitätsverteilung I_{WL} nach folgender Gleichung ab:

$$I_{WL} = \frac{1}{2}(1 + \cos\Phi). \quad (2.20)$$

Der direkte Zusammenhang der Phasendifferenz Φ mit der optischen Weglängendifferenz L , dem Wellenvektor k und einer konstanten Phasenverschiebung Φ_0 ($\Phi = L \cdot k + \Phi_0$) erlaubt eine unmittelbare Berechnung der Weglängendifferenz und somit auch der Höheninformation der Probe. Weißlichtinterferometrie

wird im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um Höhenprofile von Schaltelementen aufzunehmen und Rauigkeiten von Oberflächen zu bestimmen.

2.4.4 Focused Ion Beam (FIB)

Ein FIB gleicht in Funktion und Aufbau einem REM. Allerdings wird statt einem Elektronenstrahl ein Ionenstrahl verwendet. Dieser bietet neben den abbildenden Eigenschaften auch die Möglichkeit, eine Probe zu bearbeiten. Die Ionen können durch ihre vergleichsweise große Masse einen wesentlich höheren Impuls übertragen. Durch einen längeren Ionenbeschuss kann somit ein lokaler Abtrag von Material (lokales Sputtern) erreicht werden. Damit ist es beispielsweise möglich, Gräben in Schichten zu schneiden und somit Abbildungen des Probenquerschnitts anzufertigen. Häufig werden FIB und REM in einem gemeinsamen Aufbau, einer sogenannten Dual Beam Workstation, verwendet.

2.4.5 Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

Bei der Transmissionselektronenmikroskopie wird eine Probe von einem hochenergetischen Elektronenstrahl durchstrahlt. Die Probe muss daher elektronentransparent sein. Aus diesem Grund ist eine spezielle Probenpräparation erforderlich, mit der die Probe auf eine Dicke von weniger als 100 nm rückgedünnt wird und gleichzeitig die zu untersuchenden Gebiete der Probe nicht verändert werden. Das theoretische Auflösungsvermögen eines TEM liegt in der Größenordnung der Wellenlänge der verwendeten Strahlung. Bei gegebener Beschleunigungsspannung U_B ergibt sich die Wellenlänge eines Elektrons zu:

$$\lambda = \frac{h_P}{2m_0 \cdot eU_B \left(1 + \frac{eU_B}{2m_0c^2}\right)} \quad (2.21)$$

Hierbei sind m_0 , e die Ruhemasse bzw. die Elementarladung des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit und h_P das Plancksche Wirkungsquantum. Für eine übliche

Beschleunigungsspannung von 200 kV verhält man $\lambda = 2,51 \text{ pm}$. Allerdings wird das maximale erreichbare Auflösungsvermögen durch Linsenfehler, etc. auf etwa $\leq 0,2 \text{ nm}$ begrenzt. Beim Durchfliegen der Probe werden die Elektronen von den Elektronen und Atomkernen der Probe gestreut. Durch verschiedene Formen der Kontrastentstehung, z.B. Streuabsorption oder Beugungskontrast, ist eine direkte Abbildung der Probe möglich. Aus dem Beugungsbild der Probe kann aus dem Radius R des Beugungsrings und der Kamerakonstante λL der Netzebenenabstand d_{hkl} mit Hilfe der Bragg'schen Gleichung abgeleitet werden.

$$d_{hkl} = \frac{\lambda L}{R} \quad (2.22)$$

Das Beugungsbild selber liefert eine direkte Aussage über den Kristallinitätsgrad der Probe (vgl. Abbildung 2.23).

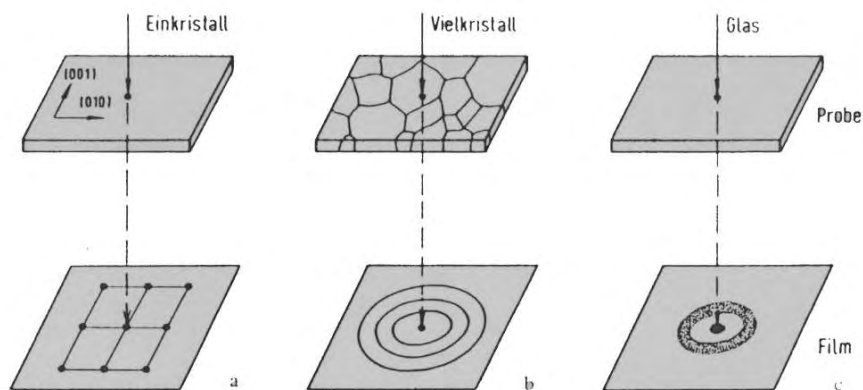


Abbildung 2.23: Schematische Darstellung der Beugungsbilder in Abhängigkeit von der Morphologie der Probe [Sch05].

2.4.6 Röntgendiffraktometrie (XRD)

Mit Hilfe der Röntgenbeugung lässt sich eine Vielzahl von Informationen über Materialien gewinnen. Unter anderem lassen sich mit ihr Aussagen über kristalline Phasen, über die Kristallstruktur oder auch Eigenspannungen treffen. Von

besonderer Bedeutung bei der Röntgendiffraktometrie ist die Tatsache, dass die Untersuchungen zerstörungsfrei sind.

Phasenanalyse

Bei der Phasenanalyse wird die Phasenzusammensetzung einer Probe ermittelt, indem man die gemessenen Diffraktogramme mit denen einer Datenbank (PDF - Powder Diffraction File) vergleicht. Zu beachten ist dabei, dass Abweichungen

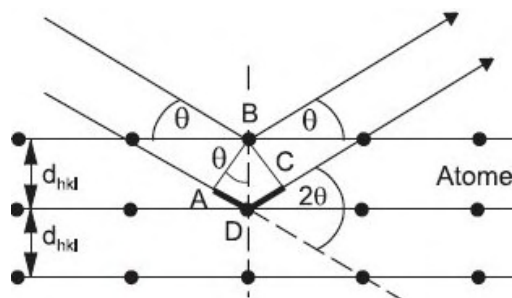


Abbildung 2.24: Darstellung der Bragg'schen Reflexionsbedingung [SSBT05].

des gemessenen Diffraktogramms von denen der PDF-Datei beispielsweise durch Textureinfluss oder vorhandene Schichtspannungen häufig sind. Das Diffraktogramm oder Beugungsmuster entsteht durch konstruktive Interferenz der an den Netzebenen des Kristallgitters gebeugten Röntgenstrahlung. Damit eine konstruktive Interferenz auftritt, muss die Bragg'sche Reflexionsbedingung (vgl. Abbildung 2.24) erfüllt sein.

$$2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} = n\lambda \quad (2.23)$$

Hierbei bezeichnet d_{hkl} den Netzebenenabstand, Θ den Einfallswinkel der Röntgenstrahlen, n die Ordnung der Interferenz und λ die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung.

Spannungsanalyse (RSA)

Mit der Röntgenographischen Spannungsanalyse (RSA) ist die Bestimmung makro- und mikroskopischer Spannungszustände in Dünnschichten möglich. Bei monochromatischer Strahlung ergibt sich der Ebenenabstand d der reflektierenden Netzebenen (vgl. Gleichung 2.23) durch Messung des Reflexionswinkels Θ . Mechanische Spannungen im Dünnschicht führen zu einer Änderung der Netzebenenabstände und somit auch des 2Θ Beugungswinkels im Bereich von $0,01^\circ$ - $0,5^\circ$. Diese geringfügige Winkeländerung ist Grundlage der RSA. Durch Differenzieren der Gleichung 2.23 erhält man:

$$\frac{\Delta\Theta}{\Delta d} = -\frac{1}{d} \tan \Theta \quad \Rightarrow \quad \Delta\Theta = -\epsilon \tan \Theta \quad (2.24)$$

Die Abstandsänderung der Netzebenen kann somit bestimmt werden und erlaubt Rückschlüsse auf die mechanischen Spannungen.

2.4.7 Waferbow

Bei genügend großer Adhäsion zwischen Substrat und Dünnschicht führt eine in der Dünnschicht vorhandene Schichtspannung zu einer Krümmungsänderung des Substrats. Wird die Verbiegung des Substrates vor und nach der Schichtabscheidung

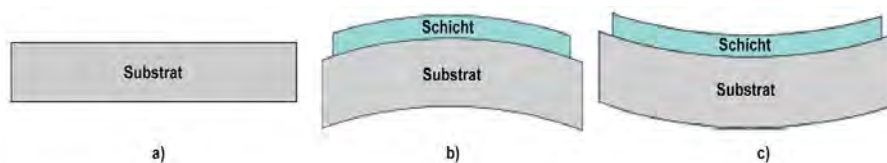


Abbildung 2.25: Substratkrümmung: a) ohne Dünnschicht, b) Dünnschicht mit Druckspannung, c) Dünnschicht mit Zugspannung [Aba09].

gemessen, so kann anhand der Änderung des Krümmungsradius der Spannungszustand des Dünnschicht berechnet werden. Für einen biaxialen, isotropen Spannungsverlauf ergibt sich die Gesamtspannung des Dünnschicht σ_{ges} (vgl. Gleichung 2.17)

entsprechend der von Stoney hergeleiteten Formel:

$$\sigma_{ges} = \frac{E_s}{6(1 - \nu_s)} \cdot \frac{d_s^2}{d_f} \cdot \left\{ \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right\} \quad (2.25)$$

mit dem E-Modul und der Querkontraktionszahl des Substrats (E_s, ν_s), sowie den Krümmungsradien vor und nach der Messung (R_1, R_2). Die Stoney-Gleichung ist gültig unter der Maßgabe, dass die Schichtdicke d_f klein gegenüber der Substratdicke d_s ist.

2.4.8 Bulgetest

Der Bulgetest (BT) erlaubt die Bestimmung des E-Moduls und des mechanischen Spannungszustandes von Dünnschichten. Er basiert auf der Ermittlung einer Spannungs-Dehnungskurve aus der Messung der maximalen Verbiegung einer rechteckigen Membran unter Druckbelastung. Analog zur Vorgehensweise beim Waferbow, wird auch beim Bulgetest zunächst eine Referenzmessung an der unbeschichteten Membran (hier Si_3N_4) und anschließend eine Messung der mit dem zu analysierenden Dünnschicht beschichteten Membran durchgeführt. Aus der Differenzbetrachtung der beiden Messungen können dann die mechanischen Eigenschaften des Dünnschicht berechnet werden. Abbildung 2.26 zeigt eine schematische Darstellung einer Bulge-Messung an einer Membran der Breite $2a$, der Länge $2b$ und der Dicke t . Im Fall einer elastischen Verbiegung ist die maximale Auslenkung h eine Funktion ($h = aF(\frac{p}{E}, \frac{\sigma}{E}, \frac{b}{a}, \frac{t}{a}, \nu)$) des Drucks p , der geometrischen Abmessungen der Membran, der spezifischen Materialparameter (Elastizitätsmodul E , Querkontraktionszahl ν), sowie des biaxialen Spannungszustandes σ . Im Falle einer linear

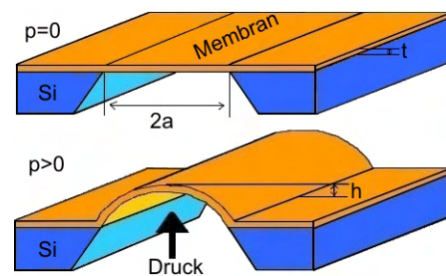


Abbildung 2.26: Schematische Darstellung des Bulgetests für eine rechteckige Membran [XCV05].

dem zu analysierenden Dünnschicht beschichteten Membran durchgeführt. Aus der Differenzbetrachtung der beiden Messungen können dann die mechanischen Eigenschaften des Dünnschicht berechnet werden. Abbildung 2.26 zeigt eine schematische Darstellung einer Bulge-Messung an einer Membran der Breite $2a$, der Länge $2b$ und der Dicke t . Im Fall einer elastischen Verbiegung ist die maximale Auslenkung h eine Funktion ($h = aF(\frac{p}{E}, \frac{\sigma}{E}, \frac{b}{a}, \frac{t}{a}, \nu)$) des Drucks p , der geometrischen Abmessungen der Membran, der spezifischen Materialparameter (Elastizitätsmodul E , Querkontraktionszahl ν), sowie des biaxialen Spannungszustandes σ . Im Falle einer linear

elastischen Membran gilt mit hinreichender Genauigkeit:

$$p = c_1(b/a)\frac{\sigma t}{a^2}h + c_2(b/a, \nu)\frac{Et}{(1-\nu)a^4}h^3, \quad (2.26)$$

wobei die Konstante c_1 vom Aspektverhältnis b/a und c_2 von der Querkontraktionszahl und dem Aspektverhältnis der Membran bestimmt wird. Für ein Aspektverhältnis der Membran von $b/a \geq 4$ wird Gleichung 2.26 zu:

$$p = 2\frac{\sigma t}{a^2}h + \frac{4}{3}\frac{\tilde{E}t}{a^4}h^3 \quad (2.27)$$

Hierbei ist $\tilde{E} = \frac{E}{1-\nu^2}$ das so genannte modifizierte E-Modul im Rahmen der Theorie dünner Platten. Dividiert man die Gleichung 2.27 durch die gemessene Höhe h und trägt das Ergebnis $\frac{p}{h}$ über h^2 auf, lässt sich die mechanische Spannung aus dem Ordinatenabschnitt und das E-Modul aus der Steigung der Kurve bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Bulgetest zur Messung des E-Moduls sowie des biaxialen Spannungszustands von Aluminium-Silizium-Kupfer Schichten verwendet. Dabei ist zu beachten, dass die auf die Membran abgeschiedene Schicht unter Zugspannung steht, da Druckspannungen zu einer initialen Verwölbung des Membran-Schicht-Aufbaus führen, was wiederum hohe Messfehler zur Folge hat. Auch zu hohe Spannungswerte sollten vermieden werden, da dies häufig zur Zerstörung der Membran führt [XCV05].

2.4.9 Nanoindentation

Die Nanoindentation (NI) ist ein Messverfahren zur direkten Bestimmung der Härte und des E-Moduls dünner Filme aus der Kraft-Eindringkurve (vgl. Abbildung 2.27a). Eine präzise geformte Messspitze wird dabei unter Aufbringung einer Last P in das zu vermessende Material gedrückt und die Eindringtiefe h gemessen. Es wird angenommen, dass während der Belastungsphase sowohl eine elastische als auch eine plastische Verformung stattfindet. Die Messung selber basiert auf der Entlastungsphase unter der Annahme, dass hier nur der elastische Teil der

Verformung relaxiert. Zur Berechnung des E-Moduls wird die aufgebrachte Last

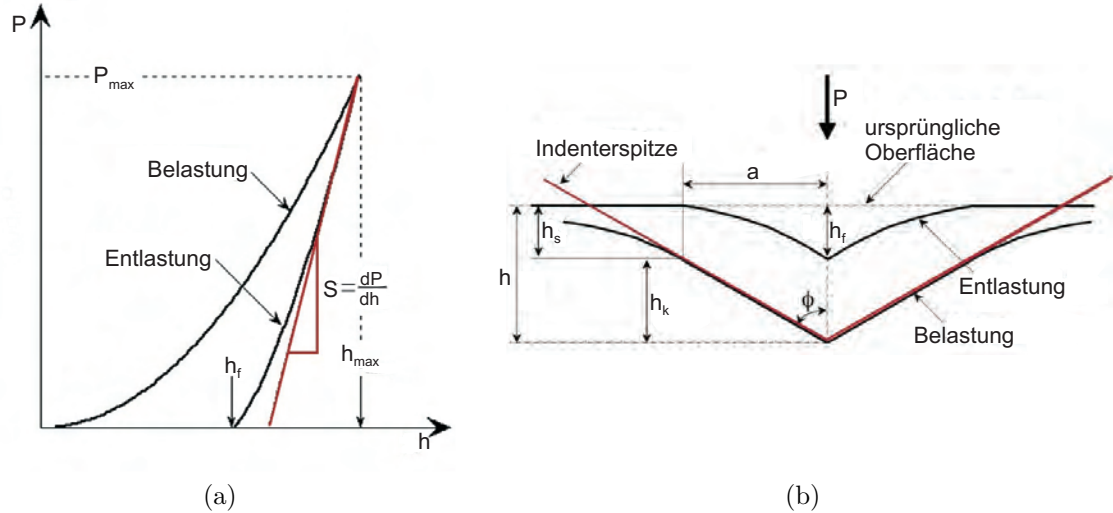


Abbildung 2.27: Nanoindenter: a) Kraft-Eindringkurve; b) Kontaktfläche während Be- und Entlastung [OP04].

P_{max} , die Eindringtiefe und die Steifigkeit $S = \frac{dP}{dh}$ der Entlastungskurve benötigt. Er leitet sich aus dem reduzierten E-Modul E_r , der Poissonzahl der Probe ν und des Indenters ν_{ind} sowie dem E-Modul der Indenterspitze E_{ind} her. Für die Querkontraktionszahl der Probe wird typischerweise ein Wert zwischen 0,25 und 0,3 angenommen. Dies ist ein empirisch ermittelter Bereich, der mit dem realen Werten der meisten Materialien gut übereinstimmt.

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu_{ind}^2}{E_{ind}} + \frac{1 - \nu^2}{E} \quad (2.28)$$

Der reduzierte E-Modul bestimmt sich aus der Messung und steht in direktem Zusammenhang mit der Steifigkeit und der Kontaktfläche A der Indenterspitze.

$$E_r = \frac{1}{2} S \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{A}} \quad (2.29)$$

Die Kontaktfläche ist eine Funktion der Kontakttiefe, die definiert ist als $h_k = h_{max} - \epsilon \frac{P_{max}}{S}$. Der Korrekturfaktor ϵ , welcher Kanteneffekte berücksichtigt, wird abhängig von der verwendeten Indenterform gewählt und beträgt im Rahmen dieser Arbeit 0,75. S bestimmt sich wie erwähnt aus dem Entlastungsteil der Kraft-

Eindringkurve und wird mit der Beziehung $P = \alpha(h - h_f)^m$ (Fittingparameter: α, h_f, m) angefitet.

$$S = \frac{dP}{dh} h_{max} = m\alpha(h_{max} - h_f)^{m-1} \quad (2.30)$$

2.4.10 Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand ρ ist eine temperaturabhängige Materialkenngröße. Im Falle eines ohmschen Leiters kann er, bei gegebenen Geometriedaten, aus der Steigung der Spannungs-Stromkurve ermittelt werden.

$$U = \underbrace{(R_l + R_k)}_{R_{mess}} \cdot I, \quad R_l = \rho \frac{l}{A}, \quad \Rightarrow \rho = R_l \frac{A}{l} \quad (2.31)$$



Abbildung 2.28:
Leiterbahnen für Widerstandsmessungen.

Zur Bestimmung des Kontaktwiderstands werden Widerstandsstrukturen verschiedener Längen (vgl. Abbildung 2.28) vermessen. Trägt man die gemessenen Widerstandswerte über der Leitungslänge auf, so ergibt sich der Kontaktwiderstand R_k als Ordinatenabschnitt und kann vom gemessenen Widerstand R_{mess} abgezogen

werden. Der spezifische Widerstand ergibt sich dann entsprechend Gleichung 2.31 aus dem Leitungswiderstand und den Geometriedaten.

Eine weitere Möglichkeit, den spezifischen Widerstand zu bestimmen stellt die Vierpunkt- oder Vierspitzenmethode dar. Hierbei werden auf die Probenoberfläche vier Spitzen aufgesetzt. Diese können entweder in Form eines Quadrates oder linear mit definierten Abständen angeordnet werden. Bei der linearen Anordnung wird ein konstanter Strom über die beiden äußeren Spitzen eingepreßt und der Spannungsabfall über die beiden mittleren Elektroden gemessen. Bei gleichem Spitzenabstand und für den Fall einer sehr dünnen, unendlich ausgedehnten Platte

in Bezug auf den Spitzenabstand, ergibt sich der spezifische Widerstand zu:

$$\rho = \frac{U}{I} \frac{\pi d}{\ln(2)}. \quad (2.32)$$

Mit den beiden genannten Methoden lässt sich auch die Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes bestimmen. Hierzu muss die Probe lediglich bei unterschiedlichen Temperaturen vermessen werden. In den meisten Fällen genügt eine Näherung zweiten Grades mit den spezifischen Materialkonstanten α und β für das Temperaturverhalten des Widerstandes.

$$R(T) = R(T_0) \cdot (1 + \alpha(T - T_0) + \beta(T - T_0)^2) \quad (2.33)$$

Da $\beta \ll \alpha$ lässt sich Gleichung 2.33 für kleine Temperaturbereiche weiter vereinfachen.

$$R(T) = R(T_0) \cdot (1 + \alpha(T - T_0)) \quad (2.34)$$

Die Konstante α wird üblicherweise als Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes bezeichnet. [Sch08, DM04, Sch05, SSBT05, FS09, JAK⁺09, Com08, OP04, BES09]

Kapitel 3

Simulation und Herstellung der RF-MEMS Schalter

Dieses Kapitel ist zunächst der mathematischen Beschreibung und der Simulation der mikromechanischen Bauelemente gewidmet. Der generelle Einfluss der geometrischen Abmessungen und der inneren Spannung auf das mechanische und elektrische Verhalten wird näher erläutert. Im zweiten Teil werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Prozessschritte zur Herstellung der Proben und Bauelemente anhand des Fertigungsablaufs der RF-MEMS Schalter dargestellt.

3.1 Mathematische Beschreibung und Simulation

Eine wichtige charakteristischste Kenngröße des gekrümmten RF-Schalters ist die Auslenkung am Balkenende. Sie lässt sich ausgehend von der aus der technischen Mechanik bekannten Differentialgleichung der Biegelinie eines Balkens unter Wirkung eines Biegemoments [GHSW09] herleiten. Mit dem Flächenträgheitsmoment I ergibt

sich die Krümmung w'' des Balkens zu

$$w(x)'' = \frac{M}{\tilde{E}I}. \quad (3.1)$$

\tilde{E} bezeichnet hierbei das modifizierte E-Modul, welches sich über die Beziehung $\tilde{E} = E/(1 - \nu^2)$ berechnen lässt und in der technischen Mechanik angewendet wird, wenn für die Breite b und die Dicke t $b \geq 5t$ gilt [SR06]. Im Fall eines einseitig eingespannten Balkens ergibt sich die Verbiegung $w(x)$ durch zweifache Integration von Gleichung (3.1). Mit den Randbedingungen $w(x=0)' = 0$ und $w(x=0) = 0$ folgt:

$$w(x) = \frac{1}{2} \frac{M}{\tilde{E}I} x^2. \quad (3.2)$$

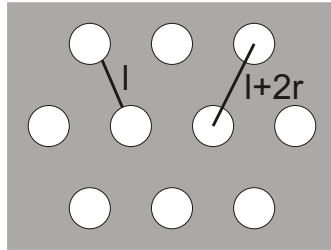
Das aus den inneren Spannungen resultierende Biegemoment M lässt sich entsprechend Gleichung (3.3) ermitteln:

$$M = \int_{-t/2}^{t/2} bz\sigma(z) dz. \quad (3.3)$$

Bei einem Zweischichtaufbau lässt sich die Auslenkung am Ort x , unter der Annahme gleicher Schichtdicken ($t = 2t_1 = 2t_2$) und einer in den jeweiligen Schichten konstanten mechanischen Spannung σ_1 und σ_2 , durch Einsetzen von Gleichung (3.3) in Gleichung (3.2) ermitteln. Mit dem Flächenträgheitsmoment eines rechteckigen Balkens $I = bt^3/12$ folgt für die Auslenkung δ am Balkenende ($x = l$):

$$\delta = w(x) = \frac{3}{4} \frac{(\sigma_2 - \sigma_1)}{\tilde{E}t} l^2. \quad (3.4)$$

Ist die funktionale Schicht des Bauelements perforiert, so müssen die mechanische Spannung und die elastischen Konstanten angepasst werden, um ein geeignetes Ersatzmodell in ausreichender Näherung zu finden. Gegenüber der nicht perforierten Schicht ist die effektiv eingebrachte Spannung geringer. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wird sie um einen Faktor $(1 - \tau)$ mit $\tau = l/l + 2r$ verringert (vgl. Abbildung 3.1). Der Wert des E-Moduls sinkt für $\tau = 0,625$ um 25% ab [Reb03b].

Abbildung 3.1: Abhängigkeit des Faktors τ von der Perforation.

Neben der analytischen Beschreibung werden in der Mikrosystemtechnik standardmäßig die Verfahren der Finite-Element-Analyse eingesetzt. Diese basieren auf einer numerischen Berechnung und erlauben es aufgrund der verwendeten Diskretisierung nahezu beliebig komplizierte Probleme zu lösen. Abbildung 3.2 zeigt ein entsprechendes Modell eines Wolfram-Titan Balkens der Länge $l = 300 \mu\text{m}$ und einer Breite von $b = 200 \mu\text{m}$. Verwendet wird die kommerzielle Software Coventorware,

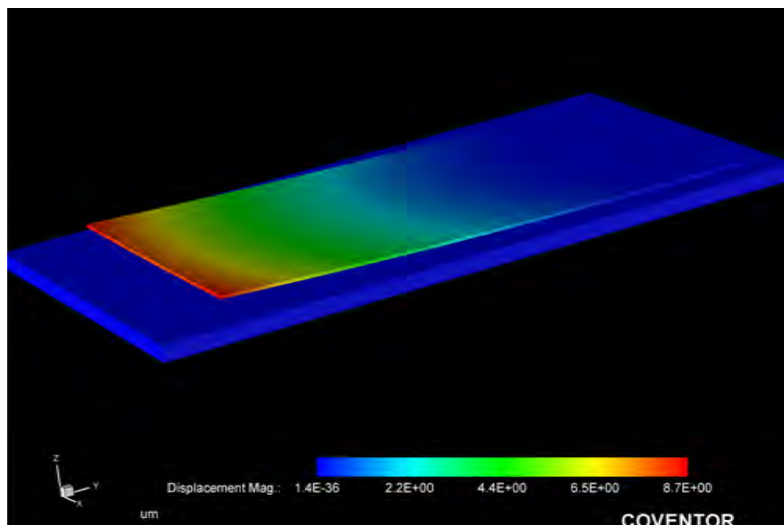


Abbildung 3.2: FEM-Modell eines WTi Balkens.

welche insbesondere für die FEM-Simulation von mikromechanischen Strukturen geeignet ist. Die Einfärbung der Höhenlinien verdeutlicht die durch den biaxialen Spannungsverlauf hervorgerufene Krümmung des Balkenelements sowohl entlang der Längs- als auch der Breitenachse. Mit Hilfe solcher Balkenmodelle wurden die

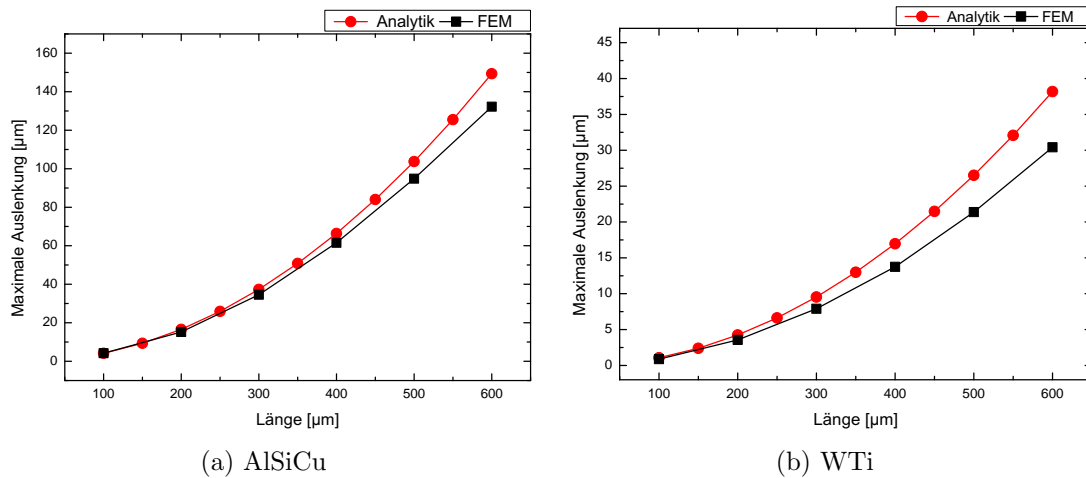


Abbildung 3.3: Vergleich zwischen der mit Gleichung 3.4 analytisch berechneten und der mittels FEM bestimmten Balkenauslenkung.

grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen Balkengeometrie und den inneren Spannungswerten mit der maximalen Auslenkung und der Pull-In-Spannung untersucht. Für AlSiCu werden die Modelle mit Perforation und für WTi ohne Perforation erstellt. Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich der mittels FEM erzielten Ergebnisse mit denen der analytischen Berechnung (vgl. Gleichung 3.4) für verschiedene Balkenlängen. Die Schichtspannungen betragen für AlSiCu $\sigma_1 = 100 \text{ MPa}$, $\sigma_2 = 200 \text{ MPa}$, im Falle von WTi gilt $\sigma_1 = -200 \text{ MPa}$, $\sigma_2 = -100 \text{ MPa}$. Die analytische Lösung liegt immer über dem Ergebnis der FEM. Diese Abweichung nimmt mit größerer Balkenlänge zu. Die durch den biaxialen Spannungszustand hervorgerufene Verbiegung entlang der Breitenachse führt zu einer Versteifung des Balkens und somit zu einer geringeren Verbiegung entlang der Längsachse. Diese Tatsache bleibt in Gleichung 3.4 unberücksichtigt, da hier nur uniaxiale Spannungszustände betrachtet werden. Ein signifikanter Zusammenhang zwischen Balkenbreite und Balkenauslenkung lässt sich für die betrachteten Breiten von $100 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ nicht feststellen. Gemäß der analytischen Formel hängt die Balkenauslenkung linear von der eingebrachten Differenzspannung $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$ ab. Dies wird durch die FEM-Simulationen bestätigt (vgl. Abbildung 3.4). Um einen möglicherweise vorhandenen Einfluss der Summenspannung auf das Simulationsergebnis der FEM auszuschließen, wird die Summenspannung $\sigma_{tot} = \sigma_1 + \sigma_2$ fest auf 300 MPa eingestellt.

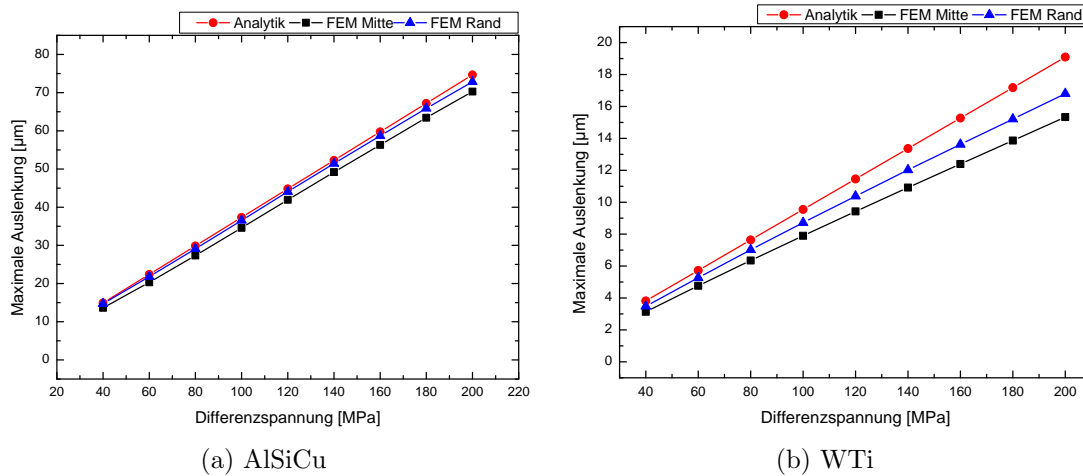


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Balkenauslenkung von der mechanischen Differenzspannung.

Auch hier zeigt sich, dass die Analytik die Balkenauslenkung im Vergleich mit der FEM überschätzt, da sie die Biegung entlang der Breitenachse vernachlässigt. Die durch die Krümmung entlang der Breitenachse hervorgerufene Versteifung wirkt sich bei WTi stärker aus als bei AlSiCu. Die prozentuale Abweichung zwischen FEM und Analytik ist bei WTi größer. Simulationen mit konstanter Spannungsdifferenz $\delta\sigma = 100$ MPa und Summenspannungen zwischen 50 MPa und 500 MPa zeigen, dass die Summenspannung nur sehr geringe Auswirkungen auf die resultierende Auslenkung hat und vernachlässigt werden kann. Trotz der gezeigten Abweichungen lässt sich mit Hilfe von Gleichung 3.4 die innere Spannungsdifferenz eines Balkens anhand einer gemessenen Auslenkung näherungsweise bestimmen. Dies ist mit der FE-Methode, wenn auch mit höherer Genauigkeit, nur mit sehr großem Zeitaufwand möglich.

Neben dem Einfluss auf die Balkenauslenkung, und somit auf das zu erwartende Isolationsverhalten, sind der Einfluss der mechanischen Spannungen sowie der Dicke der Opferschicht auf die Pull-In-Spannung von besonderem Interesse. Die Ergebnisse der zugehörigen FE-Simulationen sind in Abbildung 3.5 graphisch dargestellt. Sowohl für AlSiCu als auch für WTi ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Pull-In-Spannung und innerer Spannungsdifferenz. Die ermittelten Pull-In-Spannungen

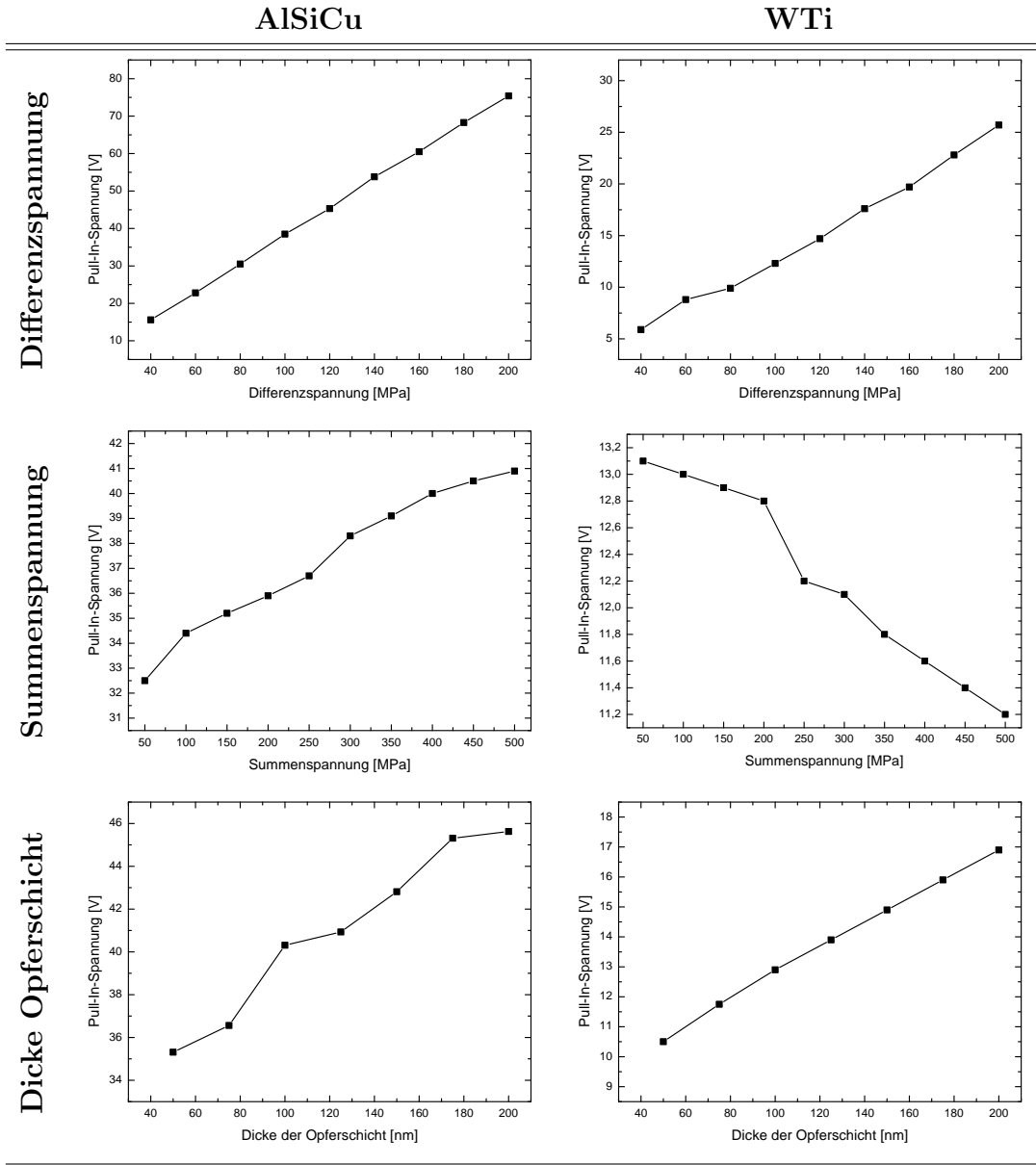


Abbildung 3.5: Mit FEM ermittelte Abhängigkeiten der Pull-In-Spannung von der mechanischen Differenz-, der mechanischen Summensionnung und der Dicke der Opferschicht.

liegen im betrachteten Spannungsbereich ($\delta\sigma = 40 \text{ MPa} \dots 200 \text{ MPa}$) zwischen 15,6 V und 75,4 V für AlSiCu und 5,9 V und 25,7 V für WTi. Im Schnitt ergibt sich aus der Simulation somit eine Steigung von 0,376 V/MPa bzw. 0,122 V/MPa für AlSiCu

bzw. WTi. Die Summenspannung wurde bei der Analyse des Einflusses der Differenzspannung fest auf 300 MPa für AlSiCu und auf -300 MPa im Falle von WTi eingestellt. In Bezug auf die eingebrachte Summenspannung verhalten sich die Pull-In-Spannungen für AlSiCu und WTi gegenläufig. Bei AlSiCu basierten Balkenelementen steigt die Pull-In-Spannung mit zunehmender Summenspannung an, wohingegen sie bei WTi mit steigender Summenspannung abnimmt. Ursache hierfür ist die Art der inneren Schichtspannung. Während bei AlSiCu Zugspannungen zur Simulation verwendet werden, beruhen die Simulationen der WTi Balken auf Druckspannungen (vgl. Kapitel 4 und 5). Da die Differenzspannung zwischen den beiden Einzelschichten für diese Simulation konstant auf 100 MPa eingestellt ist, führt der Gleichanteil der mechanischen Spannung zu einer Längenänderung des Bauelements. Im Fall von AlSiCu ergibt sich somit eine Verkürzung des Balkenelements, welche eine geringfügige Erhöhung der Balkensteifigkeit zur Folge hat. Die Druckspannungen in den Wolfram-Titan Schichten führen zu einer Verlängerung des Balkens und haben daher eine kleinere Balkensteifigkeit zur Folge. Das Ansteigen bzw. Abfallen der Pull-In-Spannung ist eine Folge dieser Steifigkeitsänderung. Als letztes wird noch die Abhängigkeit der benötigten Schaltspannung von der Dicke der Opferschicht untersucht, die letztendlich den Elektrodenabstand am Fußpunkt des Wanderkeils bestimmt. Wie erwartet steigt die Pull-In-Spannung mit größerer Schichtdicke an. Für den Herstellungsprozess ist daher ein Kompromiss nötig. Einerseits hat eine geringe Opferschichtdicke eine kleinere Pull-In-Spannung zur Folge, andererseits muss die Schichtdicke ausreichend groß sein, um eine vollständige Unterätzung über die gesamte Balkenbreite gewährleisten zu können.

3.2 Herstellung

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde eine Vielzahl verschiedener Proben benötigt und hergestellt. Im Folgenden wird der Herstellungsprozess der Aluminium-Silizium-Kupfer sowie der Wolfram-Titan basierten RF-MEMS Schalter dargestellt. Einige Prozessschritte sind bei beiden Schalterarten identisch und werden deshalb alleine anhand des Wolfram-Titan Schalters erläutert.

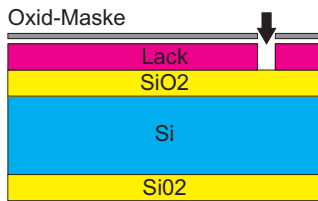
Grundsätzlich wurden zwei Schaltertypen hergestellt (*Typ A und Typ B*). Bis auf die fehlende Öffnung des Oxids auf der Waferoberseite im Bereich der Implantationsgebiete (*Typ B*) sind beide Typen vollkommen identisch. Ein weiterer Unterschied ergibt sich aus der Perforation der Funktionsschichten. Diese hat jedoch keinerlei Auswirkungen auf die Prozessfolge, sondern spiegelt sich ausschließlich in der Verwendung unterschiedlicher photolithographischer Masken wider. Während AlSiCu basierte Bauelemente aus ätztechnischen Gründen ausschließlich in perforierter Form hergestellt werden können, ist dies bei Wolfram-Titan-Schaltern nicht unbedingt erforderlich. Insgesamt werden für die Herstellung eines Schalters vier verschiedene Masken benötigt. Die Fertigung erfolgt mit einer Opferschichttechnologie in Oberflächenmikromechanik und kann in mehrere Schritte unterteilt werden. Einzelne Prozessschritte bzw. Teile davon wurde aus Gründen der Verfügbarkeit bzw. der Fertigungstechnik bei externen Partnern oder beauftragten Industrieunternehmen durchgeführt.

Schritt 1: Strukturierung des Oxids

Den Ausgangspunkt bildet ein beidseitig oxidiertes, 300 μm dicker, hochohmiger Siliziumwafer. Das thermisch aufgebraute Siliziumdioxid dient als Dielektrikum zwischen Schalter und Substrat. Seine Dicke beträgt 200 nm. Da bei der thermischen Oxidation Vorder- und Rückseite gleichermaßen oxidiert werden, muss das Rückseitenoxid wieder entfernt werden, um das Substrat als Gegenelektrode nutzen zu können. Im selben Ätzschritt werden auf der Vorderseite Justagemarken für die nachfolgenden Prozessschritte erzeugt und wo erforderlich das Oxid zur Kontaktierung des Implantationsgebietes geöffnet. Verwendet wird 6%-ige gepufferte Flussssäure (BHF). Die Strukturierung der Vorderseite erfolgt mit einer Lackmaske.



- Beidseitig oxidiertes Wafer
- Belacken (Haftvermittler, Photolack AZ1518)



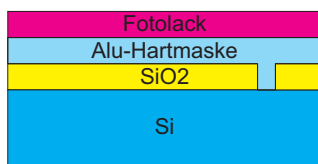
- Belichten (1. Maske)
- Entwickeln



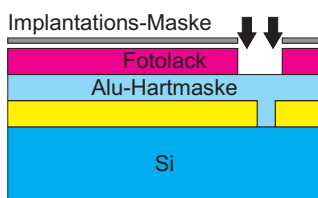
- Strukturieren Vorderseitenoxid & ganzflächiges Entfernen Rückseitenoxid
- Entfernen Lackmaske

Schritt 2: Ionenimplantation

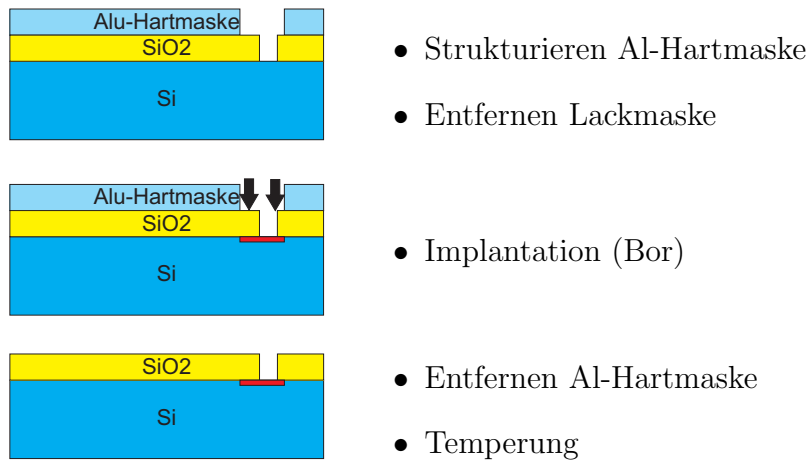
Mit Hilfe der Ionenimplantation wird das hochdotierte Implantationsgebiet (vgl. Abbildung 2.8) realisiert, welches dazu dient die Hochfrequenzankopplung zwischen Schalter und Mikrostreifenleitung zu verbessern. Als Maskierung wird eine gesputterte Aluminiumschicht der Dicke $1,2\ \mu\text{m}$ verwendet. Die Strukturierung der Aluminium Hartmaske erfolgt mittels Photolithographie und nasschemischem Ätzen. Der Ätzprozess wird mit einer für Aluminium gängigen Ätzmischung (Selectipur), bestehend aus 80%-iger Phosphorsäure (H_3PO_4), 5%-iger Salpetersäure (HNO_3), 10%-iger Essigsäure (CH_3COOH) und Wasser (H_2O) durchgeführt. Nach der Implantation wird zunächst die Hartmaske wieder entfernt. Eine anschließende Temperung unter Schutzgas bei $1000\ ^\circ\text{C}$ für 30 Minuten dient dazu, Implantationsschäden auszuheilen.



- Sputtern Al-Hartmaske
- Belacken (Haftvermittler, Photolack AZ1518)



- Belichten (2. Maske)
- Entwickeln

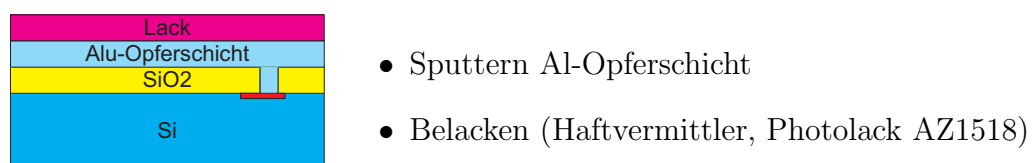


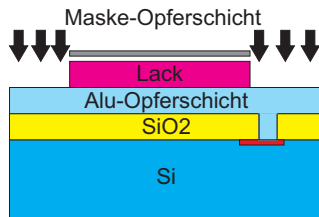
Schritt 3: Herstellung der Opferschicht

Abhängig vom Funktionsmaterial des herzustellenden Schalters werden verschiedene Materialien als Opferschicht verwendet. Von besonderer Bedeutung sind dabei die Selektivitäten der am Herstellungsprozess beteiligten Materialien und Ätzmittel. Eingesetzt werden Aluminium als Opferschicht für WTi basierte Schalter bzw. WTi für AlSiCu-Schalter. Die Dicke der Opferschicht, die einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Höhe der Pull-In-Spannung hat (vgl. Kapitel 3.1), beträgt 75 nm oder 100 nm. Noch kleinere Dicken würden zwar noch geringere Schaltspannungen ermöglichen, allerdings wird dadurch auch der Release Vorgang erschwert. Je geringer die Dicke der Opferschicht, umso schlechter ist der Austausch des Ätzmediums in dem zu unterätzenden Gebiet.

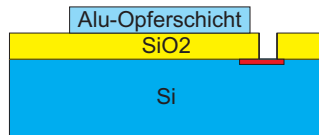
a) Aluminium als Opferschicht

Die Strukturierung der gesputterten Aluminium Opferschicht erfolgt in Analogie zur Strukturierung der bei der Implantation eingesetzten Hartmaske durch einen photolithographischen Schritt mit anschließendem nasschemischem Ätzen.





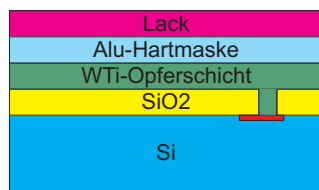
- Belichten
- Entwickeln



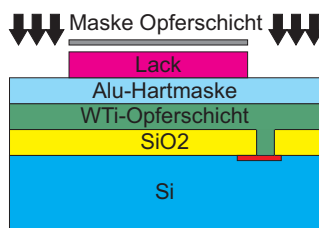
- Strukturieren Opferschicht
- Entfernen Lackmaske

b) Wolfram-Titan als Opferschicht

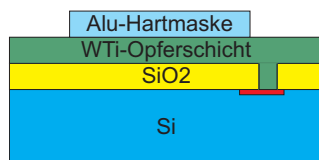
Das Ätzen der Wolfram-Titan Schichten erfolgt mit 35%-igem Wasserstoffperoxid (H_2O_2). Da der sonst verwendete Photolack (AZ1518) über die Dauer des Ätzschrilles nicht stabil ist, sondern aufgelöst wird, muss für die Strukturierung der WTi-Opferschicht eine Hartmaske verwendet werden. Diese besteht aus Aluminium, welches, wie vorhergehend beschrieben, bearbeitet wird.



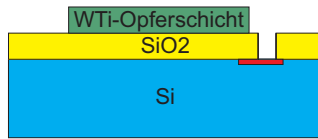
- Sputtern WTi-Opferschicht
- Sputtern Al-Hartmaske
- Belacken (Haftvermittler, Photolack AZ1518)



- Belichten
- Entwickeln



- Strukturieren Al-Hartmaske
- Entfernen Lackmaske



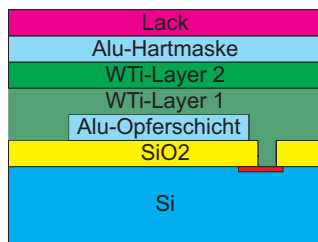
- Strukturieren WTi-Opferschicht
- Entfernen Al-Hartmaske

Schritt 4: Herstellung der Funktionsschichten

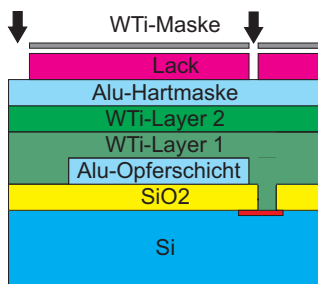
Die Funktionsschicht besteht aus zwei jeweils $1\ \mu\text{m}$ dicken Einzelschichten. Die Abscheideparameter der Schichten werden entsprechend der in den Kapiteln 4 und 5 für Aluminium-Silizium-Kupfer bzw. für Wolfram-Titan vorgestellten Ergebnisse festgelegt.

a) Funktionsschichten aus WTi

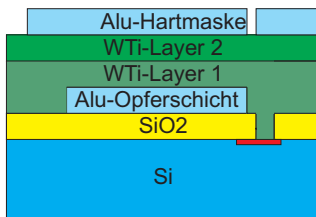
Die Abscheidung der Wolfram-Titan Schichten erfolgt ohne das Vakuum der Abscheidungskammer zu brechen. Zwischen beiden Sputterprozessen wird eine Pause von 45 Minuten eingelegt, damit das Substrat abkühlen kann und etwaige Temperatureinflüsse auf das Schichtwachstum minimiert werden. Strukturiert werden die Funktionsschichten wie in Prozessschritt 3 beschrieben.



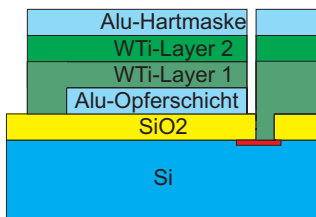
- Sputtern WTi-Layer 1
- Sputtern WTi-Layer 2
- Sputtern Al-Hartmaske
- Belacken (Haftvermittler, Photolack AZ1518)



- Belichten
- Entwickeln



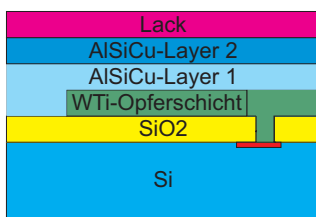
- Strukturieren Al-Hartmaske
- Entfernen Lackmaske



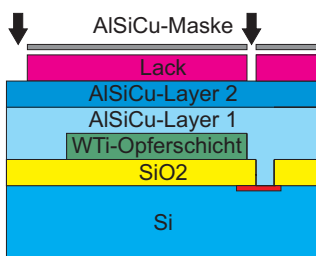
- Strukturieren Funktionsschichten

b) Funktionsschichten aus AlSiCu

Für das Ätzen von AlSiCu wird ebenso wie für Aluminium die Ätzmischung Selectipur verwendet. Das Ätzen von AlSiCu ist ein stark exothermer Vorgang. In Folge dessen kommt es zu einer lokalen Erwärmung und somit auch zu einer lokal erhöhten Ätzrate, welche eine starke Unterätzung verursacht. Aus diesem Grund wird der Ätzprozess nicht in einem einzigen, sondern in circa 20 Teilschritten mit einer Ätzdauer von ungefähr 40 Sekunden durchgeführt. Zwischen den einzelnen Ätzschritten werden die Wafer für jeweils zwei Minuten in Wasser gespült. Auf diese Weise können die Aufwärmung und somit auch die Unterätzung minimiert werden.



- Sputtern AlSiCu-Layer 1
- Sputtern AlSiCu-Layer 2
- Belacken (Haftvermittler, Photolack AZ1518)



- Belichten
- Entwickeln



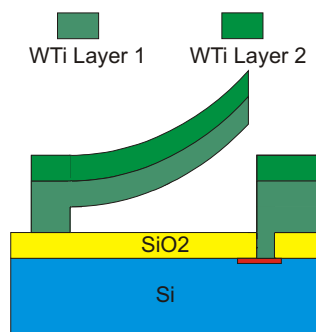
- Strukturieren Funktionsschichten
- Entfernen Lackmaske

Schritt 5: Ätzen der Opferschicht (Release)

Das Ätzen der Opferschichten erfolgt mit den bereits erwähnten Ätzmedien Selectipur und H_2O_2 . Nach dem Release werden die RF-MEMS Schalter mit Isopropanol gespült und mit Stickstoff abgeblasen. Hierdurch kann das Festkleben der Schalter auf der Substratoberfläche (Sticking) bis auf wenige Ausnahmen verhindert werden. Kompliziertere Verfahren wie etwa eine überkritische Trocknung werden aufgrund des inneren Spannungszustandes und der damit verbundenen Kraftwirkung nicht benötigt.

a) Release WTi-Schalter

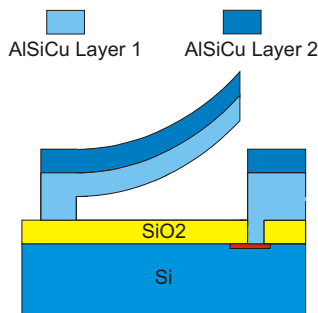
Da die noch vorhandene Hartmaske ebenso wie die Opferschicht aus Aluminium besteht, können beide in einem Ätzschritt entfernt werden.



- Ätzen Al-Hartmaske & Al-Opferschicht

b) Release AlSiCu-Schalter

Aufgrund der geringen Ätzrate von Wolfram-Titan und den damit verbundenen längeren Ätzzeiten, können AlSiCu basierte Schalter, im Gegensatz zu WTi-Schaltern, nur perforiert hergestellt werden.



- Ätzen WTi-Opferschicht

Schritt 6: Abscheiden der Rückseitenmetallisierung

Um eine gute elektrische Kontaktierung des Substrates sicherzustellen, wird im letzten Prozessschritt ein Kupfer-Dünnschicht auf die Waferrückseite abgeschieden. Das vorhandene natürliche Oxid wird vorher mittels Rückspütern entfernt.

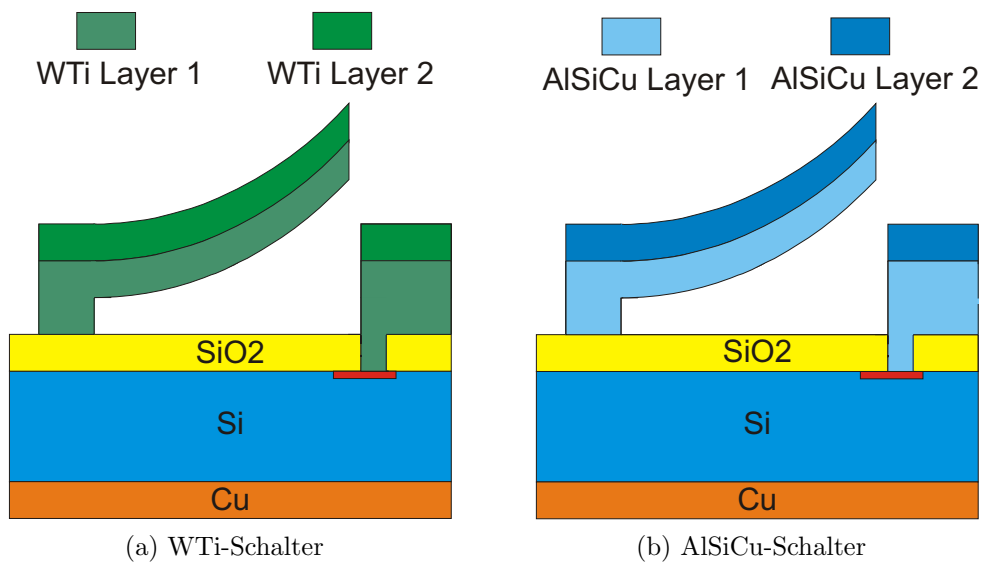


Abbildung 3.6: Prozessierte RF-MEMS Schalter mit Rückseitenmetallisierung.

Ausgehend von den beschriebenen Prozessschritten müssen zur Herstellung aller anderen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben, mit Ausnahme der für den Bulgetest benötigten Siliziumnitrid Membranen, lediglich einzelne Herstellungsschritte weggelassen werden.

Kapitel 4

Aluminium-Silizium-Kupfer

In diesem Kapitel werden zunächst Schichteigenschaften von reinem Aluminium bzw. von Aluminium-Silizium-Kupfer-Legierungen basierend auf Literaturangaben vorgestellt. Anschließend werden Messungen der hergestellten AlSiCu-Schichten zu den Schichtspannungen, zum spezifischen elektrischen Widerstand, und zum E-Modul vorgestellt. Den Abschluss des Kapitels bilden Untersuchungen hinsichtlich der Topographie und der inneren Struktur der Dünnschichten auf AlSiCu Basis.

4.1 Schichteigenschaften von AlSiCu

Die Kenntnis der mechanischen und elektrischen Dünnschichteigenschaften der Aluminium-Silizium-Kupfer Legierung sind für das Verständnis des aus dieser Legierung bestehenden Schalters von grundlegender Bedeutung. Die Angaben in der Literatur beziehen sich meist auf reines Aluminium und sind häufig auch nur für Bulkmaterial verfügbar. Werte für Dünnschichten unterliegen in der Regel deutlichen Schwankungen, welche in großem Maße durch die Abscheidebedingungen verursacht werden.

Aluminium ist aufgrund seiner Eigenschaften eines der am häufigsten verwendeten Materialien der heutigen Industrie. Sein Einsatzgebiet reicht vom Bauwesen über

den Fahrzeug- und Flugzeugbau bis hin zur Elektroindustrie. In der Mikroelektronik bilden Aluminium bzw. Aluminiumlegierungen das Standardmaterial für Leiterbahnen und elektrische Kontakte. Erst bei sehr kleinen Strukturgrößen wird Aluminium zunehmend durch Kupfer ersetzt. Der Einsatz von Aluminium in der Mikroelektronik und Mikromechanik ist insbesondere motiviert durch:

- sehr gute Verfügbarkeit
- geringe Materialkosten
- gute elektrische Leitfähigkeit
- gute Wärmeleitfähigkeit
- magnetische Neutralität
- gute Prozesskompatibilität
- gute Strukturierbarkeit

Die wichtigsten Kenndaten von Aluminium sind in den Tabellen 4.1 - 4.4 aufgelistet. Aluminium ist das am häufigsten vorkommende Metall der Erdkruste und gehört zu den Elementen der III. Hauptgruppe. Es ist ein relativ weiches Material. Dementsprechend weist es eine vergleichsweise geringe Zugfestigkeit (Spannung ermittelt aus der maximal erreichten Zugkraft bezogen auf den ursprünglichen Probenquerschnitt), eine niedrige Streckobergrenze (maximale Spannung bei einachsiger und momentfreier Beanspruchung ohne Eintreten einer plastischen Verformung) und eine relativ hohe Bruchdehnung (verbleibende Längenänderung der Probe nach dem Bruch bezogen auf die ursprüngliche Länge) auf. Aufgrund seiner hohen Sauerstoffaffinität bildet es in einer sauerstoffhaltigen Umgebung eine ca. 5 – 10 nm dicke stabile Oxidschicht (Al_2O_3), wodurch eine weitergehende Oxidation verhindert wird. Al gehört zu den Leichtmetallen und weist eine kubisch flächenzentrierte Gitterstruktur (engl.: **f**ace-**c**entered-**c**ubic; Abk.: fcc) auf und besitzt einen positiven Ausdehnungskoeffizienten. Somit nimmt mit steigender Temperatur das Volumen zu

und die Dichte ab. Bei Aluminiumlegierungen ist das Expansionsvermögen von den jeweiligen Legierungsbestandteilen abhängig und wird durch die Zugabe von Silizium und Kupfer herabgesetzt. Für die in der Mikroelektronik verwendeten geringen Anteile der Legierungselemente (Si: 0,5...2 Gew.-%; Cu: 0,5...5 Gew.-%) weicht dieser Wert jedoch nur in geringem Maße von dem des reinen Metalls ab. Dies gilt ebenso für Schmelz- und Siedepunkt sowie für die thermische Leitfähigkeit. Im Gegensatz dazu wird der spezifische elektrische Widerstand durch Art und Massenverteilung der Legierungselemente merklich beeinflusst. Die vergleichsweise gute elektrische Leitfähigkeit und seine paramagnetische Eigenschaft sind weitere Beweggründe für den Einsatz von Aluminium. So kann aufgrund des Paramagnetismus auf eine aufwändige Schirmung gegen elektromagnetische Strahlung verzichtet werden.

Entdeckung	1825 Oersted	Gitterparameter [nm]	0,4049
Materialeigenschaften	Metall	Oxidationszahl	+I,+III
Ordnungszahl	13	Elektronenaffinität [eV]	0,441
Elektronenkonfiguration	$[Ne]3s^23p^1$	Elektronegativität (Pauling)	1,61
relative Atommasse [u]	26,9815	Molvolumen [cm ³]	10,0
Dichte [g/cm ³]	2,699	Säureeigenschaften	amphoterisch
Kristallstruktur	fcc		

Tabelle 4.1: Allgemeine, chemische und festkörperphysikalische Eigenschaften von Aluminium [Com08].

Elastizitätsmodul [GPa]	70,04	Streckobergrenze [MPa]	90...250
Schubmodul [GPa]	26,037	Zugfestigkeit [MPa]	120...400
Querkontraktionszahl	0,345	Bruchdehnung	5-20%

Tabelle 4.2: Stoffrelevante Eigenschaften von Aluminium [Com08].

Atomradius [nm]	0,143	1. Ionisierungsenergie [eV]	5,986
Kovalenzradius [nm]	0,125	2. Ionisierungsenergie [eV]	18,829
van der Waals Radius [nm]	0,205	Kernspin	$\frac{5}{2}$

Tabelle 4.3: Atom- und kernphysikalische Eigenschaften von Aluminium [Com08].

Schmelztemperatur [K]	933,25	Schmelzenthalpie [kJ/mol]	10,67
Siedetemperatur [K]	2740	Siedenthalpie [kJ/mol]	293,72
Sprungtemperatur Supraleiter [K]	1,19	Spezifischer Widerstand [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	2,653
Thermische Leitfähigkeit [W/mK]	237	Elektrische Leitfähigkeit [$10^7/\Omega\text{m}$]	3,769
Längenausdehnungskoeffizient [$10^{-6}/\text{K}$]	23,03	Magnetische Suszeptibilität [10^{-6}]	+16,5
Spezifische Wärmekapazität [kJ/kgK]	0,888	TCR [$10^{-3}/\text{K}$]	4,2

Tabelle 4.4: Thermische und elektromagnetische Eigenschaften von Aluminium [Com08].

Die Materialeigenschaften eines Dünnsfilms können beträchtliche Abweichungen von den Werten im Bulkmaterial aufweisen. Verfügbare Literaturwerte eines Aluminium-Dünnsfilms sind in Tabelle 4.5 denen des makroskopischen Festkörpers für die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Eigenschaften gegenübergestellt. Poissonzahl (Querkontraktionszahl) und thermischer Ausdehnungskoeffizient weichen nur in geringem Maße voneinander ab. Abhängig von der Schichtdicke kann der spezifische Widerstand eines Metaldünnsfilms um mehrere Größenordnungen variieren. Bei konstanter Schichtdicke ist er abhängig von den Abscheidebedingungen, welche maßgeblich für Art und Anzahl von Verunreinigungen und für die Korngrenzendichte sind. Der Elastizitätsmodul eines gesputterten Dünnsfilms zeigt ebenso eine deutliche Spreizung der Werte. Die Abweichungen können unter anderem durch eine etwaige Porosität oder durch den Einschluss von Fremdatomen erklärt werden.

	Al Bulkmaterial	Al Dünnsfilm
Elastizitätsmodul [GPa]	70,04	47,2... 74,2
Querkontraktionszahl	0,345	0,334
Spezifischer Widerstand [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	2,65	57... 2,65
Längenausdehnungskoeffizient [$10^{-6}/\text{K}$]	23,03	23,90

Tabelle 4.5: Vergleich von Eigenschaften eines Aluminium Dünnsfilms mit denen des Bulkmaterials [CIB95, ZDMH00, Com08].

In der Halbleiterindustrie wird reines Aluminium vermehrt durch eine Aluminium-Silizium-Kupfer-Legierung ersetzt. Aluminium-Silizium (AlSi) Legierungen werden in der Siliziumtechnologie für Leiterbahnen und als Metallisierungen für Transistorgates eingesetzt [LD91]. Wie in Abbildung 4.1 a) zu sehen, ist Silizium in Aluminium löslich. Bei einer bestimmten Temperatur diffundiert Si solange in Al ein bis die Löslichkeitsgrenze (Phasengrenze Al/Al+Si) erreicht ist. Die anschließende Rückdiffusion von Al auf die frei gewordenen Gitterplätze im Silizium-Kristall wird Spiking genannt. Durch die Aluminiumatome im Si-Kristall verändern sich dessen Leitfähigkeitseigenschaften, was im schlimmsten Fall zum Versagen eines Bauteils führen kann. Durch das Verwenden einer Aluminium-Silizium-Legierung mit einem Silizium-Anteil von 0,5 bis 2 Gew.-% kann das diffusionsbasierte Spiking-Problem gelöst werden [LL93]. Allerdings kann nun ein anderes Problem auftreten, welches hauptsächlich bei sehr kleinen Bauteildimensionen relevant ist. Bedingt durch die hohen Prozesstemperaturen kommt es insbesondere in Grenzgebieten zwischen der Aluminium-Legierung und dem Silizium-Substrat zu Ausfällungen von Silizium. Eine monokristalline Schicht kann entstehen, die epitaktisch auf dem Silizium-Kristall bis in die Leiterbahn aufwächst. Der elektrische Widerstand der Leiterbahn nimmt folglich zu, was im Extremfall das Versagen der Leiterbahn zur Folge hat. Abgesehen von sehr kleinen Dimensionen lässt sich dieses Problem durch die Zugabe von Titan lösen [LD91]. Neben Spiking sind Aluminium-Leiterbahnen aufgrund des hohen atomaren Diffusionsvermögens anfällig für Elektromigration. Elektromigration beschreibt den Materialtransport in einem mit Strom durchflossenen Leiter, welcher durch die Stoßprozesse der Elektronen mit den Atomen des Leiters hervorgerufen

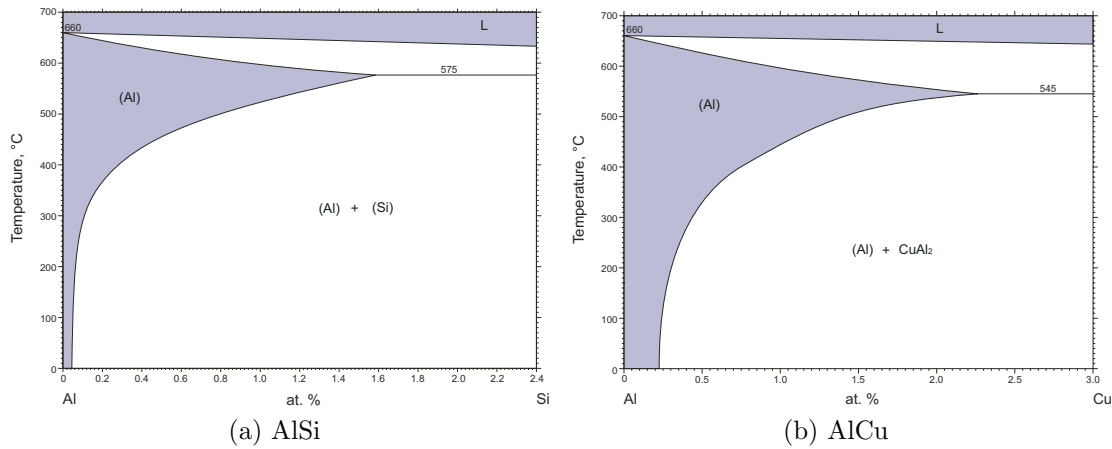


Abbildung 4.1: Phasendiagramme von Aluminium-Silizium und Aluminium-Kupfer [nim].

wird. Bedingt durch den Materialtransport können einerseits Hohlräume, so genannte Voids, entstehen und andererseits kann es zur Ausbildung von Hillocks durch Materialanreicherung kommen. Elektromigration ist eine der häufigsten Ursachen für den Ausfall von Schaltkreisen. Eine vermehrte Void-Bildung kann beispielsweise zu Unterbrechungen in Leiterbahnen führen. Durch eine lokale Ansammlung von Hillocks ist eine Verbreiterung der Leiterbahn möglich, was bei sehr geringen Leiterbahnabständen zum Kurzschluss führen kann. Das bereits erwähnte Legieren von Aluminium mit Silizium verringert dieses Problem, kann es aber nicht vollständig beheben. Eine beachtliche Verringerung der Elektromigration ist durch die Zugabe von Kupfer möglich [Lea74]. Kupfer-Atome diffundieren aus übersättigten Gebieten zu Korngrenzen, wo sie mit Aluminium Al_2Cu -Komplexe bilden, welche die Diffusion entlang der Korngrenzen verringern. Darüber hinaus sind Aluminium-Kupfer-Legierungen weniger anfällig für Stressmigration als reines Aluminium. Da bei der Verwendung von Plasma Ätzprozessen Kupferrückstände zurück bleiben, wird häufig auch Titan als Legierungselement zur Senkung der Elektromigration verwendet. Titan hinterlässt keine Rückstände beim Plasmaätzen und entsprechend der Untersuchungen von Dirks *et al.* ergibt sich eine deutliche Verbesserung des Elektromigrationsverhaltens [DTT86, LD91, LL93, Bad95, Lea74].

4.2 Mechanische Spannungen

Für die Realisierung eines RF-MEMS Schalters entsprechend Abbildung 2.8 ist die genaue Kenntnis des mechanischen Spannungszustandes der beiden Schichten (Layer 1, Layer 2) von grundlegender Bedeutung. Aus der Kombination von zwei Schichten mit entsprechender Schichtspannung resultiert ein Spannungsgradient, der zur gewünschten Verbiegung des Schalters führt. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, ist die mechanische Spannung in dünnen Schichten abhängig von den jeweiligen Abscheideparametern. Aus diesem Grund wird zunächst der Einfluss der Abscheideparameter auf den Spannungszustand der Aluminium-Silizium-Kupfer-Schichten untersucht. Für das in dieser Arbeit verwendete Sputterverfahren sind die

Parametersatz	Leistung [W]	Sputterdruck [mbar]	Inertgasfluss [sccm]	Sputterrate [nm/s]	Sputterzeit [s]
1	250	0,003	30	0,626	1598
2	250	0,005	50	0,567	1765
3	250	0,007	70	0,543	1840
4	250	0,009	90	0,495	2019
5	500	0,003	50	1,242	805
6	500	0,005	30	1,161	861
7	500	0,007	90	1,140	877
8	500	0,009	70	1,036	965
9	1000	0,003	70	2,551	392
10	1000	0,005	90	2,294	436
11	1000	0,007	30	2,364	423
12	1000	0,009	50	2,342	427
13	1500	0,003	90	3,676	272
14	1500	0,005	70	3,717	269
15	1500	0,007	50	3,497	286
16	1500	0,009	30	3,311	302

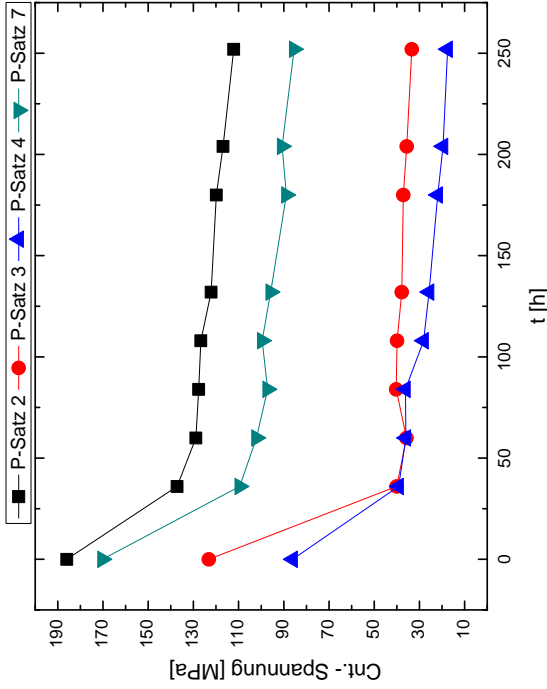
Tabelle 4.6: Sputterparameter der AlSiCu Schichten.

Sputterleistung, der *Sputterdruck* und der *Inertgasfluss* die wichtigsten Depositionsparameter. Die untersuchten Parametersätze sind in Tabelle 4.6 mit den zugehörigen Sputterraten angegeben. Die Sputterzeit gibt die Zeit an, welche bei gegebenen Sputterparametern für die Abscheidung einer Schicht der Dicke $t_f = 1 \mu\text{m}$ benötigt wird. Dies entspricht der Schichtdicke einer Lage des RF-MEMS Schalters. Die Auswahl der Parametersätze (P1–P16) basiert auf der statistischen Versuchsplanung (*engl.: Design of Experiments (DOE)*) nach Taguchi. Entsprechend der Anzahl der Einflussgrößen (Sputterleistung, Sputterdruck, Inertgasfluss), auch Faktoren genannt, kombiniert mit jeweils vier Variationen der Einflussgrößen, Stufen genannt, würde ein vollfaktorieller Versuchsplan $4^3 = 64$ einzelne Versuche benötigen. Durch Anwendung der Taguchi Versuchsplanung lässt sich dieser Versuchsaufwand deutlich reduzieren. Man erhält die qualitative Abhängigkeit der Zielgröße von den Einflussgrößen. Die Sputterrate, notwendig für die präzise Herstellung der gewünschten Schichtdicke, muss hierbei für jeden Parametersatz (P-Satz) getrennt ermittelt werden. Dazu werden mehrere Proben mit beliebig festgelegten Sputterzeiten hergestellt und anschließend deren Schichtdicke mit einem Profilometer vermessen. Die Sputterrate ergibt sich somit aus dem Quotienten der Schichtdicke und der zugehörigen Sputterzeit.

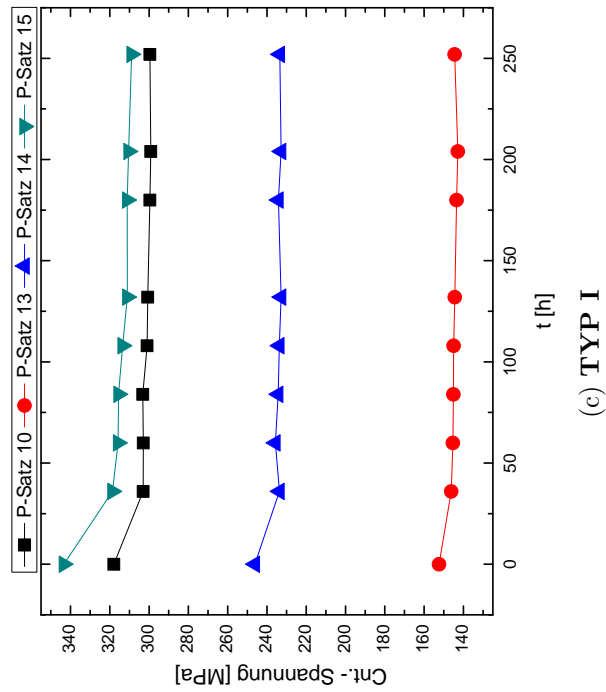
Waferbow-Messungen

Der Einfluss verschiedener Sputterparameter auf den resultierenden Spannungszustand, die Langzeitstabilität (Relaxationsverhalten) und das Temperverhalten des Spannungszustandes der gesputterten AlSiCu-Dünnschichten wird in diesem Abschnitt näher untersucht. Das Messen der mechanischen Spannung erfolgt mit dem Waferbow-Verfahren. Hierzu werden die Dünnschichten auf beidseitig polierte (100)-Si-Wafer abgeschieden. Alle Spannungsmessungen wurden an auf Raumtemperatur (RT) abgekühlten Proben durchgeführt.

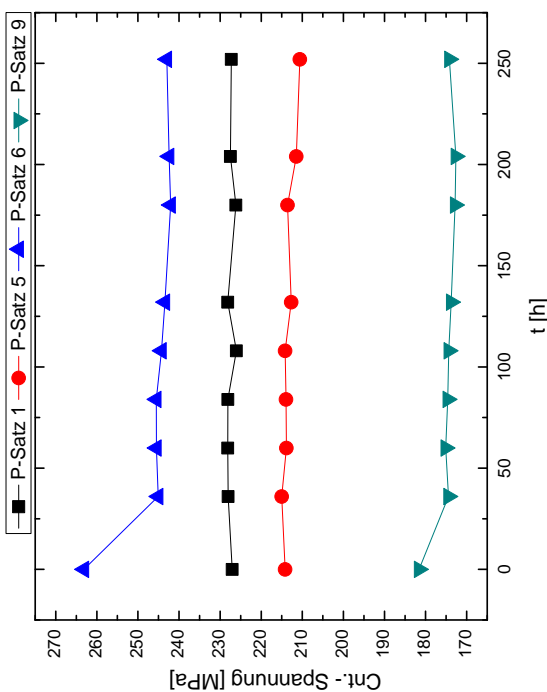
Die Abbildungen 4.2a–4.2d zeigen das Relaxationsverhalten der einzelnen P-Sätze nach Tabelle 4.6. Entsprechend dem Relaxationsverhalten bei Raumtemperatur können die Parametersätze in zwei Typen unterteilt werden. Während in den Schichten nach *Typ I* nur eine geringe Relaxation stattfindet ($\sigma_{252h}/\sigma_{36h} \geq 0,969$) und, falls



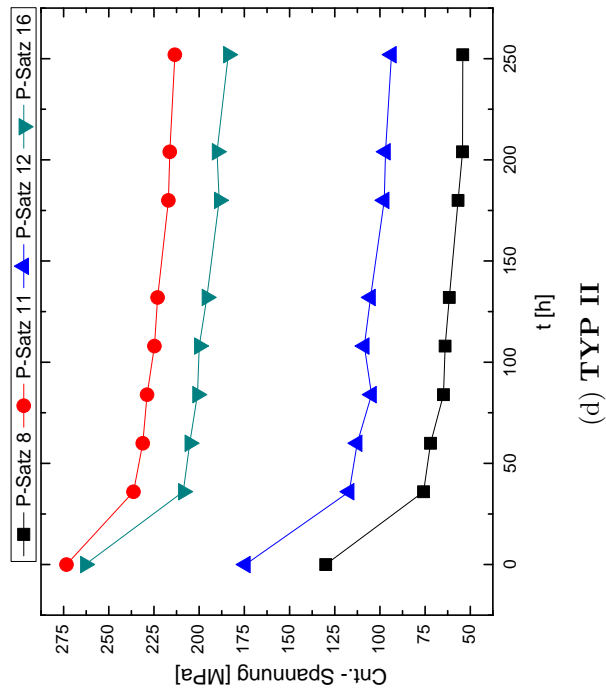
(a) TYP I



(b) TYP II



(c) TYP I

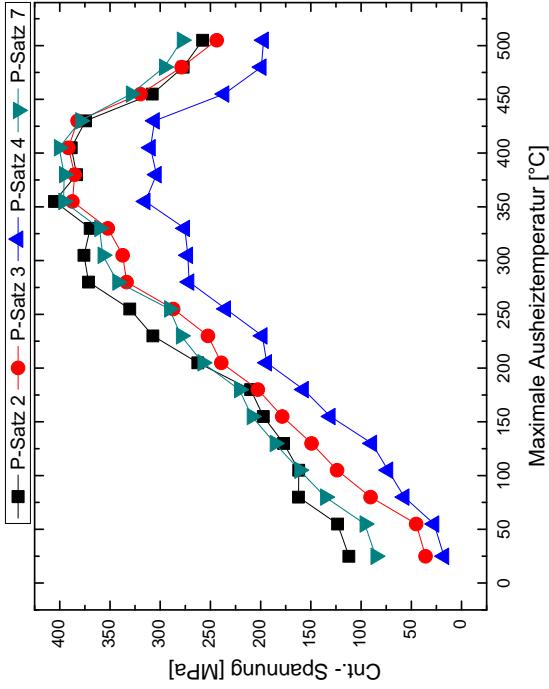


(d) TYP II

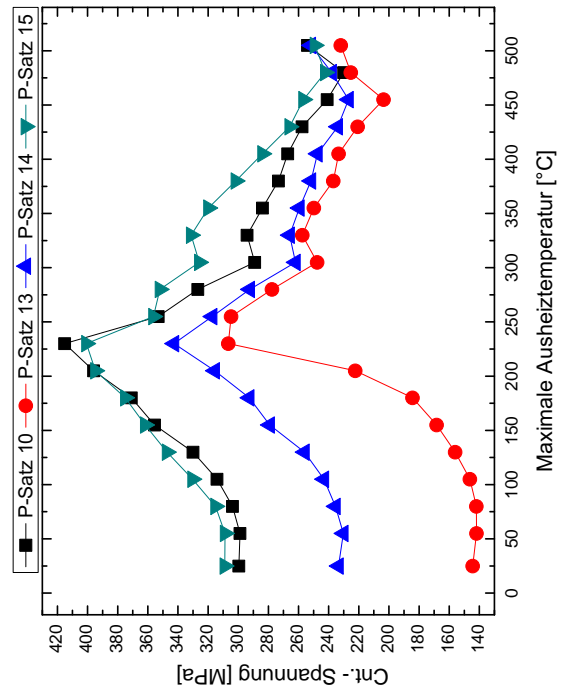
Abbildung 4.2: Relaxationsverhalten der AlSiCu-Dünfilme in zwei Typen unterscheidbar. **TYP I:**(a),(c); **TYP II:**(b),(d).

vorhanden, hauptsächlich in den ersten 36 Stunden auftritt, zeigen *Typ II* Schichten eine deutliche Abnahme der mechanischen Spannung ($\sigma_{252h}/\sigma_{36h} \leq 0,903$). Auch hier erfolgt der größte Spannungsabbau innerhalb der ersten 36 Stunden nach der Abscheidung. Im Gegensatz zu den Dünnschichten nach *Typ I*, welche spätestens nach 36 Stunden keine messbare Spannungsrelaxation mehr aufweisen, zeigt *Typ II* eine Relaxation der Spannung über den gesamten Beobachtungszeitraum von 252 Stunden. Allen Schichten gemeinsam ist die Tatsache, dass sich ausnahmslos Zugspannungen ausbilden (vgl. Abbildung 4.2a–4.2d). Vergleicht man die Spannungswerte für $t = 36 \text{ h}$ so lassen sich von den Abscheideparametern abhängige Unterschiede von bis zu $\Delta\sigma_{36} = 250 \text{ MPa}$ feststellen. Die ausgeprägte Abnahme der Schichtspannungen in den ersten 36 Stunden lässt sich auf Relaxationsprozesse hervorgerufen durch die Kraftwirkung des Substrats zurückführen, welche zu Umordnungsprozessen der inneren Struktur führen. Desweiteren kommt es unter Standardatmosphäre, nach der Abscheidung, zur Bildung der natürlichen Oxidschicht. Oxide sind Ursachen für Druckspannungen und tragen somit zur Abnahme von Zugspannungen bei. Aufgrund der besseren Langzeitstabilität der mechanischen Spannung, scheinen Schichten des *Typs I* besser geeignet zur Herstellung mechanischer Bauteile. Als Bezugsgröße dient im Weiteren der Spannungszustand nach 36 Stunden.

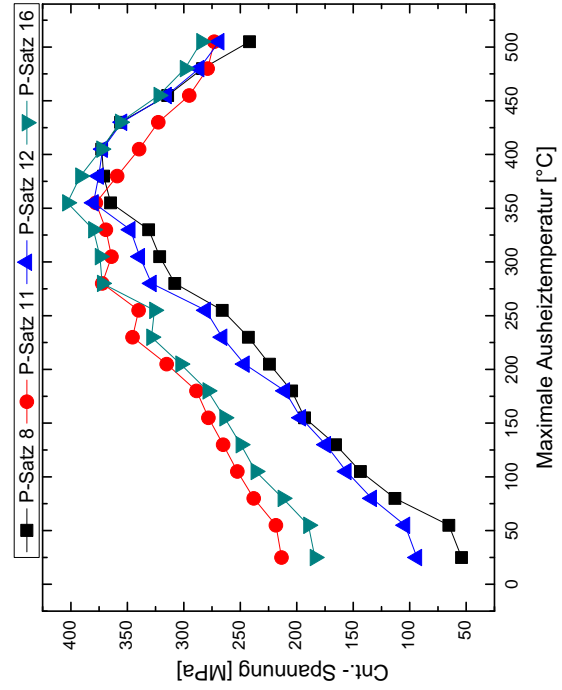
Um das Annealingverhalten der AlSiCu-Schichten zu untersuchen, werden die beschichteten Wafer in einem Muffelofen bei verschiedenen Temperaturen unter Standardatmosphäre getempert und, nachdem sie wieder auf Raumtemperatur abgekühlt sind, vermessen. Das Tempern der Schichten erfolgt für jeweils 30 Minuten bei den aus Abbildung 4.3 ersichtlichen Temperaturen beginnend bei $55 \text{ }^\circ\text{C}$. Bei allen Versuchen wurde eine konstante Aufheizrate von $180 \text{ }^\circ\text{C/h}$ verwendet. Auch aus den Untersuchungen des Temperaturverhaltens der Proben ergibt sich eine Einteilung der Schichten in zwei Kategorien, welche mit der Einteilung, die auf dem Relaxationsverhalten basiert, identisch ist. So ändert sich die Center-Spannung der Parametersätze des *Typs I* vom Wert bei Raumtemperatur bis hin zum Maximum um einen Faktor 1,3...2,1, wohingegen P-Sätze nach *Typ II* Maximalspannungen zeigen, die um den Faktor 2...18 größer sind bezogen auf den Ursprungswert (RT). Ein weiteres Kriterium ist die Lage des Maximums. Beim *Typ I* liegt es bei einer Temperatur von ca. $230 \dots 280 \text{ }^\circ\text{C}$. Im Gegensatz dazu erreichen Schichten des



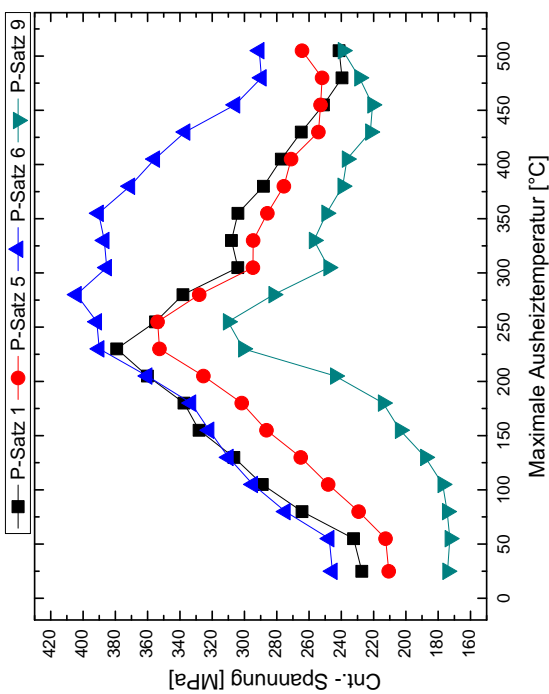
(a) TYP I



(b) TYP II



(c) TYP I

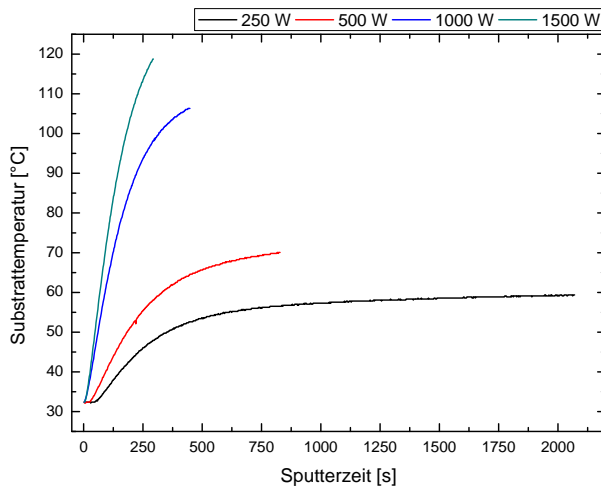


(d) TYP II

Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Schichtspannung in den AlSiCu-Dünnschichten von der maximalen Ausheiztemperatur. **TYP I:** (a),(c); **TYP II:** (b),(d).

Typ II ihre maximale Zugspannung bei 330...405 °C.

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, ist der mechanische Spannungszustand von Dünnschichten von deren Morphologie abhängig, welche von der homologen Temperatur beeinflusst wird. Bei Sputterprozessen wird die Substrattemperatur üblicherweise durch eine Substratheizung auf eine bestimmte Temperatur eingestellt. Das Temperaturverhältnis T_S/T_M kann somit unmittelbar berechnet werden, was eine Einordnung in das Strukturzonenmodell nach Thornton ermöglicht. Dieses Vorgehen ist jedoch im Rahmen der Arbeit nicht möglich, da anlagenbedingt keine Regelung der Substrattemperatur möglich ist. Dennoch erwärmt sich das Substrat während des Abscheidenvorgangs durch den Sputterprozess per se. Um eine Aussage hinsichtlich der Einteilung der Schichten auf Basis des Thornton-Modells treffen zu können, ist es daher nötig, den durch das Sputtern verursachten Temperatureintrag zu kennen. Die messtechnische Bestimmung der Abscheidetemperatur wird mit zwei Widerstandsthermometern (PT100) vorgenommen, die während der Schichtabscheidung im Zentrum und im Randbereich der Waferrückseite angebracht werden.



P-Satz	T_S/T_M
1...4	0,356
5...8	0,368
9...12	0,407
13...16	0,420

Tabelle 4.7: Homologe Temperatur der AlSiCu-Parametersätze.

Abbildung 4.4: In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von AlSiCu-Schichten.

Aus diesen Messungen geht eindeutig hervor, dass die thermische Belastung des Wafers von der Sputterleistung bestimmt wird. Inertgasfluss und Sputterdruck üben

	P-Satz	Ätzrate [nm/s]	P-Satz	Ätzrate [nm/s]
TYP I	1	1,027	5	1,063
	6	1,371	9	1,197
	10	1,303	13	1,102
	14	1,262	15	1,307
TYP II	2	1,303	3	1,729
	4	2,056	7	1,829
	8	2,204	11	1,555
	12	1,855	16	1,720

Tabelle 4.8: As-deposited Ätzraten der AlSiCu-Parametersätze in der Ätzmischung *Selectipur PS 80-04*.

nur einen vernachlässigbaren Einfluss im Bereich von einigen Grad aus. Der zeitliche Verlauf der Substrattemperatur im Zentrum in Abhängigkeit von der Sputterleistung ist in Abbildung 4.4 graphisch dargestellt. Aus der maximalen erreichten Substrattemperatur und der Schmelztemperatur von Aluminium (933, 52 K) kann anschließend die homologe Temperatur für die Parametersätze berechnet werden (vgl. Tabelle 4.7). Die Kenntnis des jeweiligen Sputterdrucks erlaubt somit eine erste grobe Einteilung der P-Sätze im Rahmen des Thornton-Modells. Wie aus Abbildung 2.19 hervorgeht, verschiebt sich die Grenze zwischen Zone 1 und der Übergangszone T mit steigendem Druck zu höheren homologen Temperaturen. Demzufolge fallen die P-Sätze nach *Typ I* eher in die Zone T, wohingegen solche des *Typs II* eher der Zone 1 zuzuordnen sind. Entsprechend dieser Einteilung zeigen die beiden Typen gemäß Kapitel 2.3 eine große Abweichung hinsichtlich ihrer Schichtqualität und Morphologie. Schichten der Zone 1 zeigen beispielsweise eine porösere Struktur im Vergleich zu Schichten der Zone T. Dieser Unterschied lässt sich auch anhand der Ätzraten von Dünnschichten beobachten. Bei konstanten Ätzbedingungen weisen Schichten mit einer hohen Porosität eine höhere Ätzrate auf als solche mit einer kompakten Struktur (Ätzmischung *VLSI Selectipur PS 80-04*, bestehend aus ca. 80%-iger Phosphorsäure (H_3PO_4), ca. 5%-iger Salpetersäure (HNO_3), ca. 10%-iger Essigsäure (CH_3COOH) und H_2O). Die in Tabelle 4.8 zusammengefassten Ätzraten der Parametersätze im as-deposited Zustand bestätigen somit die Einordnung

der beiden Schichttypen in das SZM von Thornton. P-Sätze des *Typs I* haben im Allgemeinen eine niedrigere Ätzrate im Vergleich zu denen des *Typs II*, was auf eine bessere Schichtqualität der Dünnschichten, die nach den Parametersätzen des *Typs I* hergestellt werden, schließen lässt. Mit Gleichung 2.19 lässt sich anhand der gemessenen Temperaturwerte auch die bei der Abscheidung der einzelnen Schichten eingebrachte thermische Spannungskomponente berechnen. Bezogen auf die mittlere Abscheidetemperatur ergeben sich Zugspannungswerte in der Größenordnung von 70 MPa bei 250 W bis hin zu 140 MPa bei einer Leistung von 1500 W. Die intrinsische Spannungskomponente ergibt sich anschließend entsprechend Gleichung 2.17.

In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse der Taguchianalyse (DoE), welche die prinzipiellen Abhängigkeiten der zu untersuchenden Zielgrößen (Gesamt-, thermische-, intrinsische Spannung, Ätzrate) von den Einflussgrößen der Sputterdeposition (Leistung, Druck, Fluss) zeigen, sowie die der linearen Regression zusammengefasst dargestellt. Beide Analyseverfahren führen zu den gleichen tendenziellen Zusammenhängen. Aus einer höheren Abscheideleistung resultiert auch eine höhere Gesamtspannung. Dieser Zusammenhang beruht einerseits auf dem Anstieg der thermischen Spannungskomponente mit zunehmender Leistung, andererseits nimmt auch die intrinsische Schichtspannung mit steigender Leistung zu. Dünnschichten, die bei hohen Leistungen abgeschieden werden, besitzen üblicherweise eine größere Dichtigkeit und Schichtqualität (vgl. Abschnitt 2.3.2) und werden eher der Zone T oder Zone 2 des Thornton-Modells zugeordnet. Diese Schichten sind generell besser geeignet, hohe Schichtspannungen auszubilden. Die Ätzrate der Dünnschichten fällt mit steigender Sputterleistung, wodurch die Annahme, dass eine höhere Leistung zu dichter gepackten Schichten führt, bestätigt wird. Sputterdruck und Argon-Fluss üben einen vergleichbaren Einfluss auf die resultierende mechanische Spannung aus. Während Sputterdruck und -fluss nahezu keinen Einfluss auf die thermische Komponente haben, zeigt die intrinsische und folglich auch die Gesamtspannung eine deutliche Abnahme mit steigendem Druck bzw. Fluss. Die Ätzrate hingegen nimmt mit höherem Druck bzw. Fluss zu. Es entstehen poröse Schichten niedriger Qualität, die tendenziell eher der Zone 1 zuzuordnen sind und daher keine hohe Schichtspannung aufbauen und häufig eine hohe Konzentration an Fehlstellen und Fremdatomen aufweisen können. Diese wiederum können Druckspannungen verursachen, welche

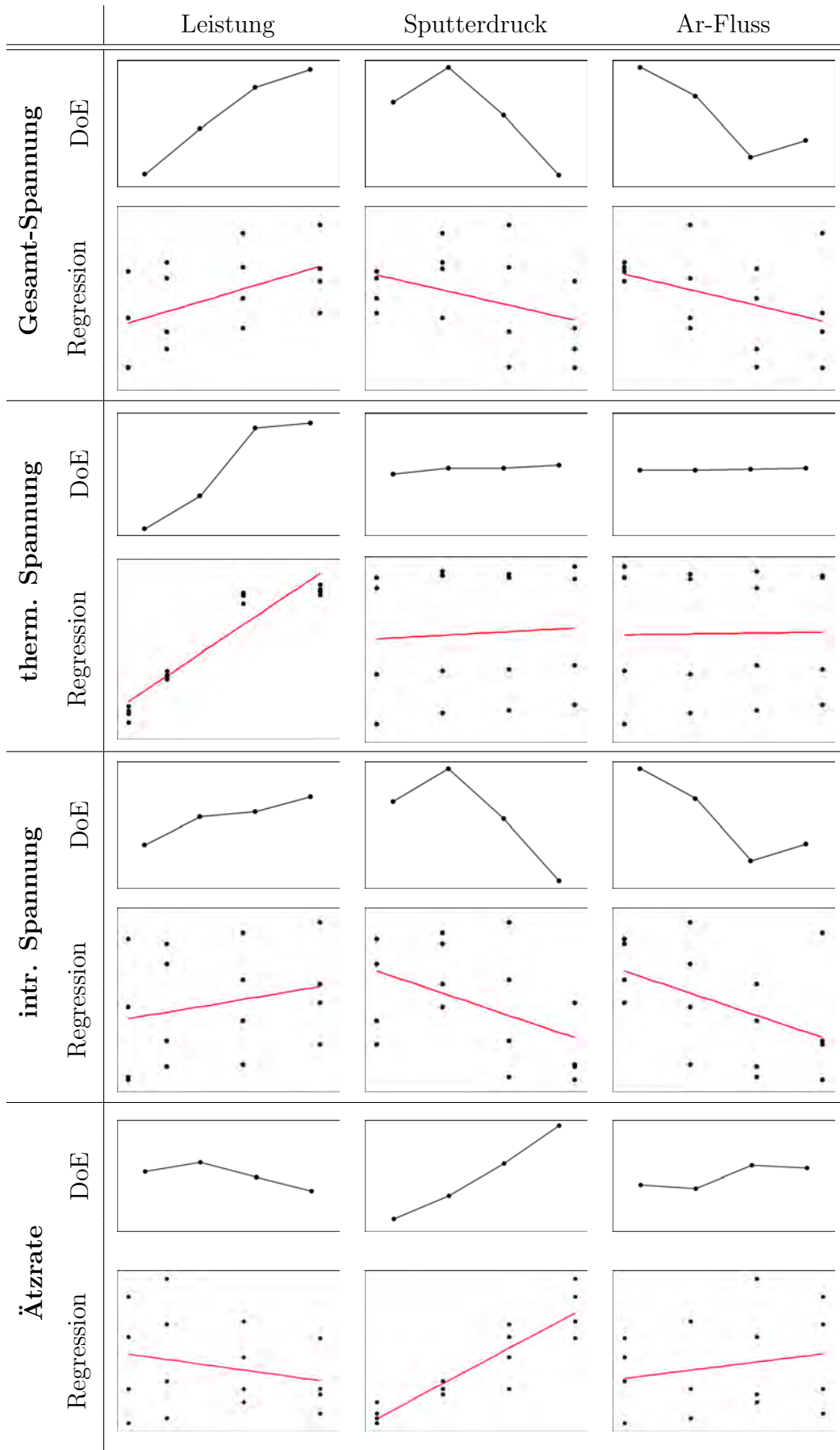


Abbildung 4.5: Einfluss der Prozessgrößen gemäß Taguchianalyse und gemäß linearer Regression.

den Zugspannungen entgegenwirken.

Mit Kenntnis der inneren Struktur, die aus den verschiedenen Sputterparametern resultiert, lässt sich nun das Relaxations- (vgl. Abbildung 4.2) und Temperverhalten (vgl. Abbildung 4.3) der beiden Schichttypen näher erläutern. Bei allen P-Sätzen werden Zugspannungen gemessen. Aufgrund der höheren Porosität der Schichten des *Typs II* zeigen diese eine ausgeprägte Relaxation. Bei kompakten Schichten (*Typ I*) spielen Relaxationsmechanismen nur eine untergeordnete Rolle. Entsprechend dem Thornton-Modell (vgl. Abschnitt 2.3) sind Dünnschichten, die der Zone T oder Zone 2 (P-Sätze des *Typs I*) zugeordnet werden, besser geeignet hohe Schichtspannungen aufrecht zu erhalten, als solche die der Zone 1 entsprechen (*Typ II*).

Beim Temperverhalten zeigen beide Typen zunächst einen Anstieg der Spannung mit der Temperatur. Rekristallisationsprozesse verdichten den Film und führen zu einer höheren Zugspannung. Zusätzlich wird in die Schichten eingebrachtes Prozessgas ausgetrieben, was eine Abnahme von Druckspannungen zur Folge hat. Diese beiden Prozesse sind bei Schichten niedriger Qualität deutlich ausgeprägter. Weiterhin nehmen diese den während der Haltedauer von 30 Minuten vorherrschenden Gleichgewichtszustand eher ein als Schichten hoher Qualität. Beim Abkühlen wird dieser Zustand eingefroren und es kommt zu einem signifikanten Eintrag einer thermischen Zugspannung. Dünnschichten des *Typs II* zeigen dementsprechend eine größere Zunahme der Gesamtspannung. Während P-Sätze nach *Typ I* ihr Spannungsmaximum bei Temperaturen von 230 . . . 280 °C erreichen, tritt dieses bei denen des *Typs II* erst bei 330 . . . 405 °C auf. Offensichtlich dominieren bei den poröseren Schichten oberhalb von 230 . . . 280 °C noch die Effekte, die zur Ausbildung von Zugspannungen führen. Im Gegensatz dazu führt die zunehmende Oxidation sowie die einsetzende Ausscheidung der Al_2Cu -Phase (vgl. Abbildung 4.1b) bei Schichten des *Typs I* bereits zur Bildung von Druckspannungen.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass Dünnschichten des *Typs II* aufgrund der schlechteren Schichtqualität, welche sich in den deutlich größeren Schwankungen des mechanischen Spannungszustandes hinsichtlich des Zeit- und Temperverhaltens widerspiegelt, zur Herstellung der RF-MEMS Schalter ungeeignet sind. Im Folgenden

werden daher nur noch Schichten des *Typs I* (P-Satz 5, 9, 10, 13, 15) bzw. deren Kombinationen betrachtet.

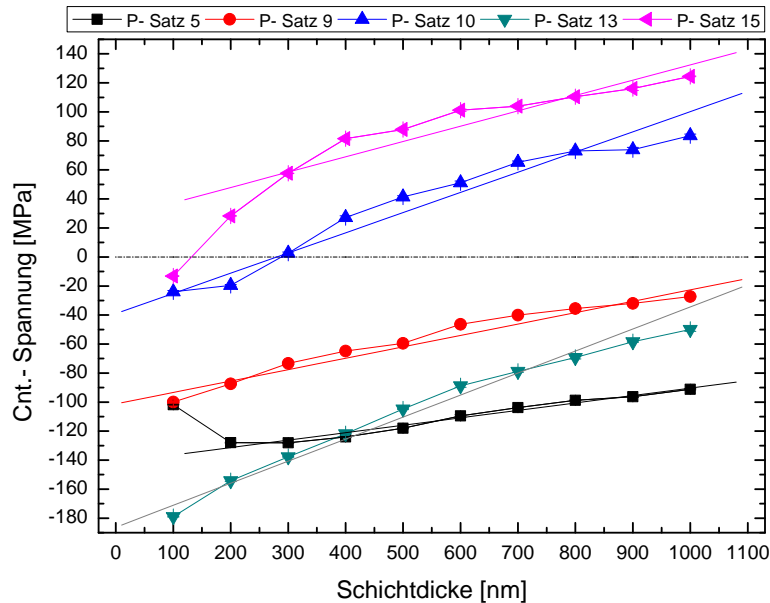
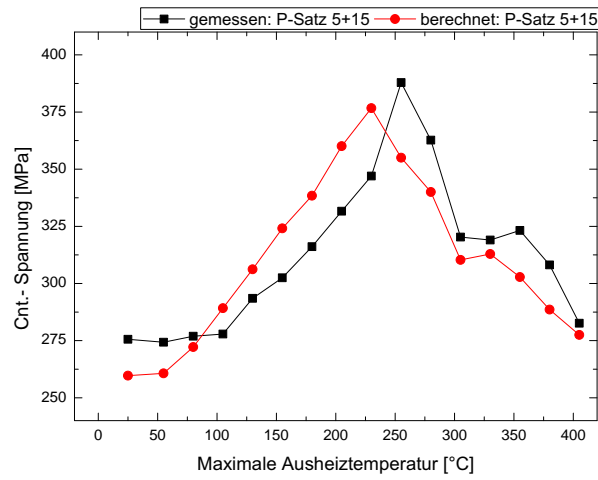
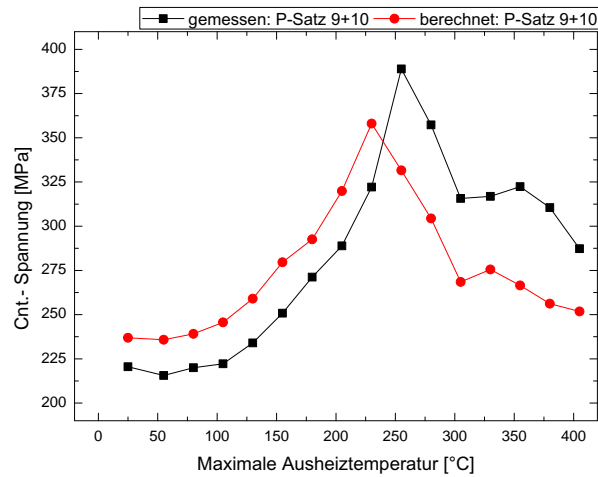


Abbildung 4.6: Mechanische Spannung von schrittweise gesputterten Schichten.

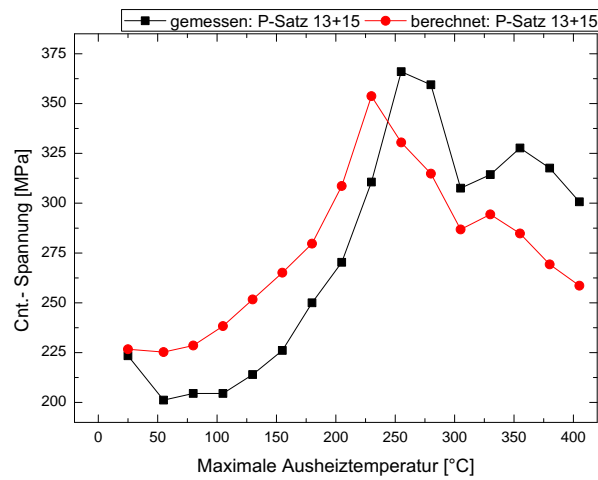
Um zuverlässig Aluminium-Silizium-Kupfer basierte RF-MEMS Schalter herstellen zu können, ist die Reproduzierbarkeit der mechanischen Schichtspannungen von besonderer Bedeutung. Aus diesem Grund wird der Einfluss von Schwankungen der Schichtdicke, welche bei allen Sputterprozessen auftreten, untersucht. Die einzelnen Parametersätze werden in 100 nm Schritten bis auf eine Gesamtdicke von 1 μm gesputtert und die resultierende Schichtspannung nach jedem Schritt mittels Waferbow ermittelt. Die auf diese Weise gewonnenen Messwerte sind in Abbildung 4.6 graphisch dargestellt. Wie erwartet ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen mechanischer Spannung und Schichtdicke, dessen Steigung charakteristisch für den jeweiligen Parametersatz ist. Bedingt durch den Substrateinfluss sowie aufgrund des großen Oberflächen-Volumenverhältnisses weichen die Messergebnisse bei sehr dünnen Schichten teilweise deutlich von der linearen Näherung ab. Die Höhe der Gesamtspannung bei 1 μm Schichtdicke ist, verglichen mit den durchgängig gesputterten Schichten, wesentlich geringer. Dies ist einerseits bedingt durch die geringe



(a) P-Satz 5 + 15



(b) P-Satz 9 + 10



(c) P-Satz 13 + 15

Abbildung 4.7: Temperverhalten der mech. Spannung von Zweischichtsystemen.

thermische Belastung infolge der verkürzten Sputterzeiten der Einzelschritte (vgl. Abbildung 4.4), andererseits erfahren die Dünnschichten, da die Messung der Schichtspannung unter Standardatmosphäre erfolgt, eine verstärkte Oxidation, welche eine wesentliche Ursache für Druckspannungen darstellt.

In den meisten Fällen werden die Untersuchungen der Schichteigenschaften an Einzelschichten durchgeführt. Die herzustellenden Schichten bestehen jedoch ausnahmslos aus der Kombination zweier Schichten. In Abbildung 4.7 ist das gemessene Temperverhalten gesputterter Zweischichtsysteme dem Verlauf, der sich aus dem arithmetischen Mittel der Messwerte der zugehörigen Einzelschichten ergibt, gegenübergestellt. Beide Kurven zeigen sowohl hinsichtlich der Größenordnung der Spannungswerte als auch in Bezug auf den prinzipiellen Kurvenverlauf eine gute Übereinstimmung. Eine Übertragung der Ergebnisse von Messungen an Einzelschichten auf Zweischichtsysteme ist somit durchaus gerechtfertigt.

Röntgenographische Spannungsanalyse

Nachfolgend sind die Ergebnisse der röntgenographischen Spannungsanalyse für die Parametersätze 5, 9, 10, 13, 15 in Matrixschreibweise (Angaben in MPa) aufgeführt:

$$\text{P-Satz 5: } \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{200,5} & -7,4 & -3,5 \\ -7,4 & \mathbf{194,7} & 3,2 \\ -3,5 & 3,2 & 0,0 \end{pmatrix}; \text{ P-Satz 9: } \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{105,6} & 1,3 & -16,9 \\ 1,3 & \mathbf{100,6} & -7,4 \\ -16,9 & -7,4 & 0,0 \end{pmatrix};$$

$$\text{P-Satz 10: } \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{281,1} & -3,1 & -17,7 \\ -3,1 & \mathbf{278,7} & -8,5 \\ -17,7 & 8,5 & 0,0 \end{pmatrix}; \text{ P-Satz 13: } \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{190,3} & 0,6 & -6,0 \\ 0,6 & \mathbf{187,9} & -1,0 \\ -6,0 & -1,0 & 0,0 \end{pmatrix};$$

$$\text{P-Satz 15: } \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{297,2} & -5,8 & -7,6 \\ -5,8 & \mathbf{299,8} & -0,9 \\ -7,6 & -0,9 & 0,0 \end{pmatrix}.$$

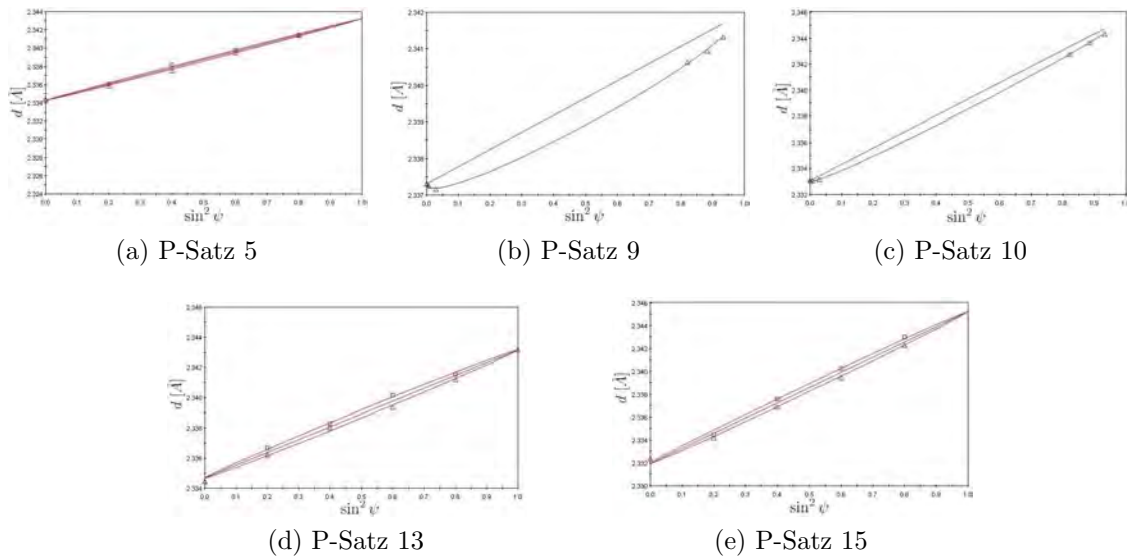


Abbildung 4.8: $d(\sin^2 \psi)$ Verteilung ausgewählter AlSiCu Parametersätze.

Aus den Messungen können zwei Schlussfolgerungen getroffen werden.

1. Gegenüber σ_{11} und σ_{22} können die übrigen Spannungskomponenten vernachlässigt werden.
2. Die geringen Abweichungen der Spannungswerte von σ_{11} und σ_{22} bestätigen die Annahme, dass in den Dünnschichten ein biaxialer Spannungszustand vorliegt.

Die zugehörigen Graphen der $d(\sin^2 \psi)$ Verteilung sind in den Abbildungen 4.8a - 4.8e dargestellt. Der nahezu lineare Verlauf in Abbildung 4.8 stellt einen Spezialfall dar, welcher für elastisch isotrope Kristalle oder für nicht-texturierte Werkstoffe mit homogenen Spannungszuständen gilt. Die geringen Abweichungen vom linearen Verlauf sind auf Schubspannungen oder Spannungsgradienten zurückzuführen. Diese können jedoch aufgrund ihrer geringen Höhe vernachlässigt werden (vgl. [SSBT05]).

Messung der mechanischen Spannung mittels Bulgetest

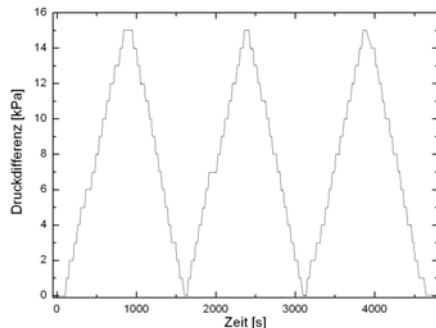


Abbildung 4.9:

Verlauf der Druckdifferenz (Be-/Entlastung).

Die Herstellung der Siliziumnitrid-Membran erfolgt auf einem beidseitig polierten Siliziumwafer. Vor der Abscheidung des Si_3N_4 wird zunächst das native Oxid entfernt. In einem photolithographischen Prozess wird anschließend die Waferrückseite strukturiert und die Membran durch Ätzen des Wafers in Kaliumhydroxid (KOH) freigestellt. Die Membranen werden passend zur Einspannvorrichtung des Bulgetest-Messplatzes vereinzelt und bei einer Temperatur von 230°C für 10 Minuten

getempert, um Veränderungen der Membran durch die thermische Belastung während der Abscheidung der AlSiCu-Schicht auszuschließen. Die Größe der Membran beträgt $7 \times 1,75 \text{ mm}$ ($2b = 7 \text{ mm}$; $2a = 1,75 \text{ mm}$). Die Auslenkung der Membran wird bei einer Druckdifferenz von $0 \dots 15 \text{ kPa}$ in 1 kPa Schritten gemessen. Der genaue Ablauf der Messung ist Abbildung 4.9 zu entnehmen. In Abbildung 4.10 sind Weißlichtaufnahmen des Bulgetests der Schicht nach P-Satz 15 für vier Differenzdrücke zusammengefasst. Die zugehörigen Auslenkungen liegen zwischen $< 1 \mu\text{m}$ für $\Delta p = 0 \text{ kPa}$ und ca. $16 \mu\text{m}$ für $\Delta p = 15 \text{ kPa}$. Die aus dem Bulgetest resultieren-

P-Satz	Spannung [MPa]	P-Satz	Spannung [MPa]
5	159,66	13	182,36
9	50,92	15	269,61
10	199,07		

Tabelle 4.9: Mechanische Spannungen der Parametersätze ermittelt per Bulgetest.

den $\frac{p}{h}(h^2)$ -Kurven zeigt Abbildung 4.11. Ebenso wie bei der röntgenographischen Analyse wurden die Parametersätze 5, 9, 10, 13 und 15 untersucht. Die einzelnen Kurven in den Graphen entsprechen dem Verlauf der unbeschichteten Membran (blau), dem des Multilayers (rot) und dem berechneten Verlauf der einzelnen AlSiCu-Dünnschicht (grün). Die aus der berechneten Kurve abgeleiteten Ergebnisse der mechanischen Spannung sind in Tabelle 4.9 zu sehen.

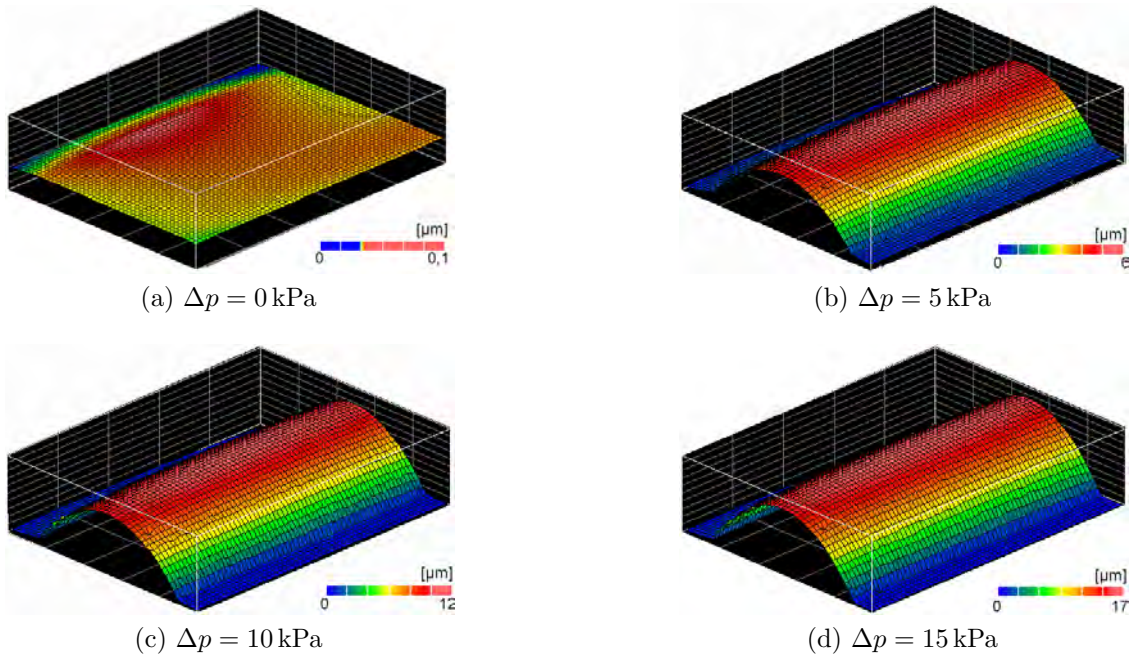


Abbildung 4.10: Weißlichtaufnahmen einer beschichteten Membran bei unterschiedlichen Differenzdrücken Δp .

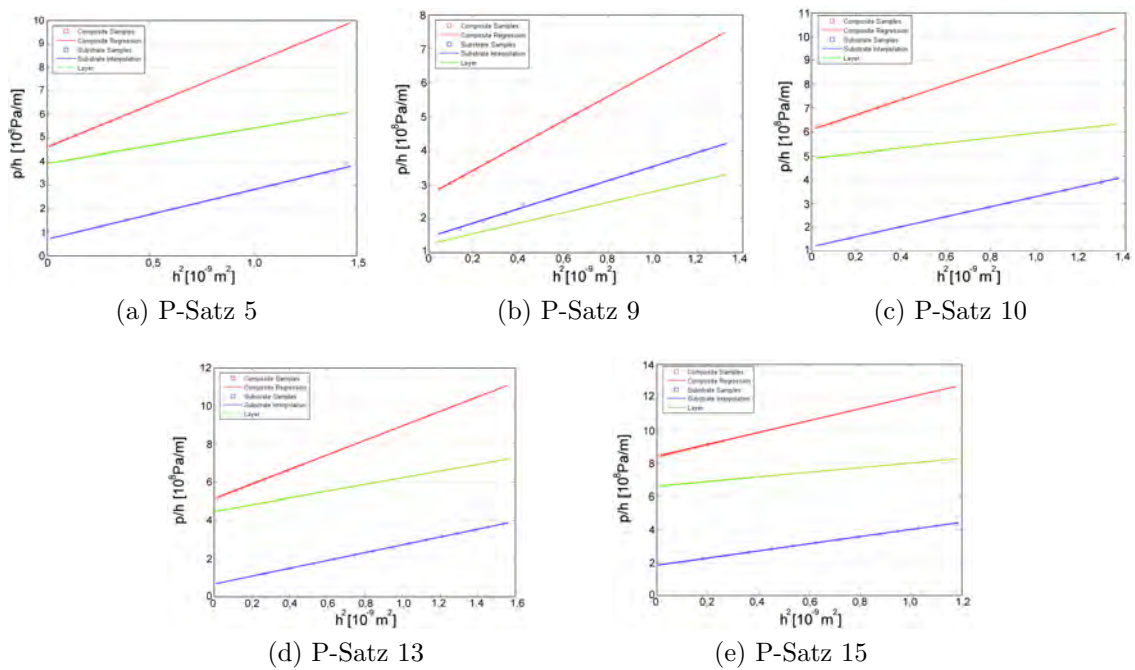


Abbildung 4.11: $\frac{p}{h}(h^2)$ -Kurven der Bulgetest Messungen.

Vergleich der Messergebnisse

In Tabelle 4.10 sind die anhand der unterschiedlichen Messverfahren ermittelten intrinsischen Spannungswerte gegenübergestellt. Die thermische Spannungskomponente wird hierzu aus den ursprünglichen Messergebnissen, welche die Gesamtspannung repräsentieren, herausgerechnet. Entsprechend der jeweiligen Dickenverhältnisse der Proben, erfolgt die Berechnung des thermischen Spannungsanteils für das Waferbow- und RSA-Verfahren mit der Gleichung 2.19. Für den Bulgetest muss aufgrund der geringen Dicke der Membran (ca. 770 nm) die Gleichung 2.18 verwendet werden. Bedingt durch Prozessschwankungen und sich unterscheidende Einflussgrößen,

P-Satz	WB [MPa]	RSA [MPa]	BT [MPa]
5	120,93	107,93	87,60
9	45,70	-25,40	-52,34
10	165,54	145,87	91,37
13	11,34	56,01	73,12
15	174,20	163,80	158,55

Tabelle 4.10: Vergleich der intrinsischen Spannung entsprechend Waferbow (WB), röntgenographische Spannungsanalyse (RSA) und Bulgetest (BT).

wie Substratmaterial und Probengröße, ergeben sich im Vergleich abweichende Spannungswerte für die einzelnen Parametersätze. Wie bereits erwähnt erfolgt die Abscheidung der zu untersuchenden Schichten beim Bulgetest auf Siliziumnitrid-Membranen. Da das Schichtwachstum und somit auch die mechanische Schichtspannung durch das jeweilige Substrat beeinflusst wird, kann es zu Abweichungen im Vergleich zu den Proben auf Silizium (Waferbow, röntgenographische Spannungsanalyse) kommen. Als Berechnungsgrundlage für die thermische Spannung werden die mittleren Temperaturbelastungen während des Sputterprozesses auf Siliziumwafer herangezogen (vgl. Abbildung 4.4). Die Größe der Proben für den Bulgetest und die röntgenographische Spannungsanalyse ist wesentlich kleiner als die bei der Temperaturmessung verwendeten 4“-Siliziumwafer. Daher sind auch in Bezug auf die Temperaturbelastung Abweichungen zu erwarten. Die in Tabelle 4.10 auftretenden Druckspannungen des mittels röntgenographischer Spannungsanalyse und dem Bulgetest gemessenen P-Satz 9 sind auf eine kleinere Temperaturbelastung

bei der Herstellung dieser Proben zurück zu führen. Da aus messtechnischen Gründen eine Messung der Temperaturlast nur an 4“-Siliziumwafer möglich war (vgl. Abbildung 4.4), kommt es bei der Differenzbildung auf Basis dieser Messwerte zu den angegebenen Druckspannungen. Die gezeigten Einzelwerte sollen daher nur als Anhaltspunkt verstanden werden.

Das wichtigste Ergebnis bei Betrachtung der verschiedenen Messverfahren ergibt sich bei Bildung der Differenzspannung. Für die Parameterkombinationen 5+15, 13+15 und 9+10 ergeben sich bei Verwendung der Ergebnisse aller Messverfahren ausschließlich positive Werte. Ausgehend von der mechanischen Spannung, sind die genannten Kombinationen zur Realisierung der MEMS Schalter geeignet.

4.3 Spezifischer elektrischer Widerstand

Ebenso wie die mechanischen Schichtspannungen ist der spezifische elektrische Widerstand ρ abhängig von der Schichtstruktur und somit von den Abscheidebedingungen. Wie in Abschnitt 2.4.10 beschrieben, erfolgt die Messung des spezifischen Widerstands mit in Oberflächenmikromechanik gefertigten Leiterbahnen oder mit der Vierpunktmethode. Die Abmaße der verwendeten Leiterbahnen (siehe Abbildung 2.28) betragen $30\ \mu\text{m}$ in der Breite bei Längen von $1 \dots 10\ \text{mm}$.

Einzelsschichten

Entsprechend dem zu realisierenden Schalter wurde auch für die Widerstandsmessungen eine Schichtdicke von $1\ \mu\text{m}$ gewählt. Die Ergebnisse der Widerstandsmessungen an den Leiterbahnen und mittels Vierspitzenmethode sind in Tabelle 4.11 für alle Parametersätze im as-deposited Zustand angegeben. Die Messwerte der Vierpunktmethode und der Widerstandsmessung an Leiterbahnen befinden sich in guter Übereinstimmung und zeigen anschaulich die Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von den Abscheideparametern. Auch die in Abschnitt 4.2 getroffene Unterteilung der Schichten in zwei Typen spiegelt sich in den Ergebnissen wieder. Schichten

	P-Satz	ρ [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]		P-Satz	ρ [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	
		Leiterbahnen	Vierpunkt		Leiterbahnen	Vierpunkt
TYP I	1	6,759	6,199	5	5,812	5,589
	6	6,704	6,443	9	6,133	5,535
	10	6,027	5,330	13	6,589	5,600
	14	6,352	6,034	15	7,113	5,947
TYP II	2	9,064	9,328	3	10,863	12,200
	4	11,155	14,849	7	10,670	10,031
	8	11,368	11,731	11	7,795	7,512
	12	10,756	7,270	16	7,825	7,084

Tabelle 4.11: Spezifischer elektrischer Widerstand von AlSiCu.

des *Typs II* zeigen einen deutlich höheren Widerstand als Schichten des *Typs I*. Diese Tatsache unterstützt auch die Annahme, dass *Typ I* eher der Zone T und *Typ II* eher der Zone 1 im Thornton-Modell entspricht. Die qualitative Abhängigkeit

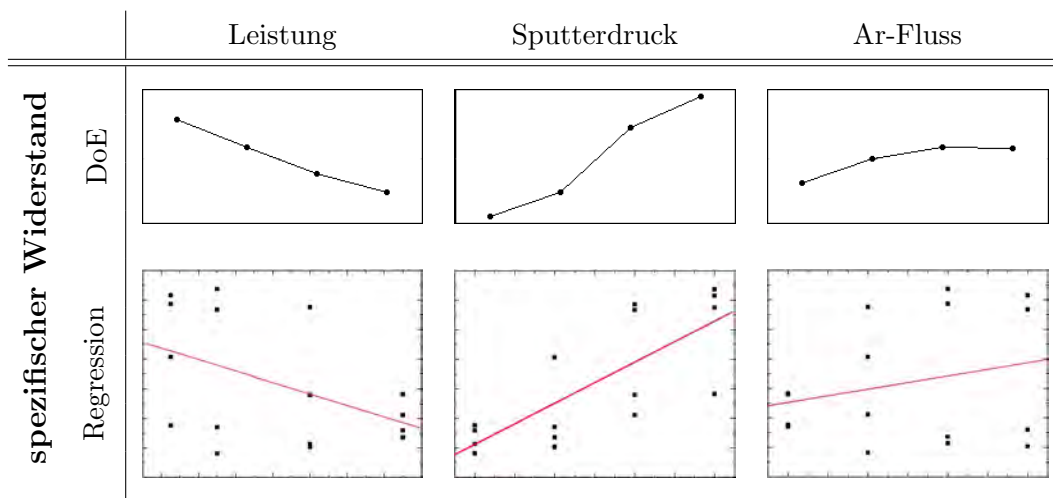


Abbildung 4.12: Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von den Prozessgrößen.

des spezifischen Widerstands ist aus Abbildung 4.12 ersichtlich. Der Widerstand sinkt mit steigender Sputterleistung. Im Gegensatz dazu führt eine Erhöhung des Sputterdrucks bzw. des Inertgasflusses auch zu einer Erhöhung des Widerstands. Diese Ergebnisse werden durch die Resultate der Vierpunktmessung bestätigt.

Zweischichtsysteme

Neben den Messungen an Einzelschichten wurden auch Messungen des spezifischen Widerstands an Leiterbahnen im Zweilagenaufbau, basierend auf ausgewählten P-Sätzen, im as-deposited Zustand durchgeführt. Wie im Schalterdesign beträgt

	P-Satz 5+15	P-Satz 13+15	P-Satz 9+10	P-Satz 4+16
gemessener Wert [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	6,254	6,102	6,116	8,043
berechnet Wert [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	6,397	6,841	6,079	9,198

Tabelle 4.12: Widerstandswerte der Zweischichtsysteme (berechnet, gemessen).

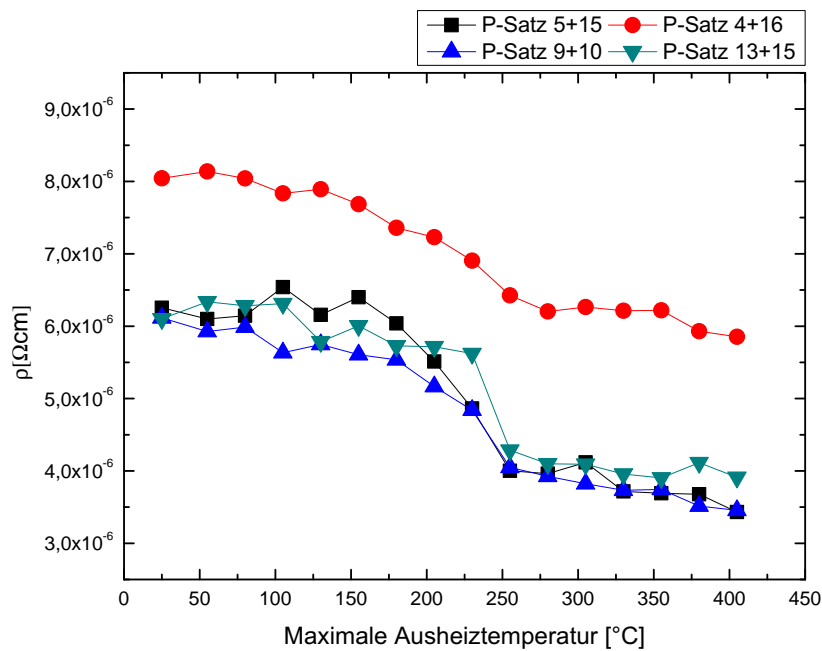


Abbildung 4.13: Tempverhalten des spezifischen Widerstands von Zweischichtsystemen.

die Gesamtdicke der Leiterbahnen $2\ \mu\text{m}$ bestehend aus $1\ \mu\text{m}$ Einzelschichten. Der berechnete Wert wurde als Parallelschaltung aus den Messergebnissen der zugehörigen Einzelschichten ermittelt. Die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Werten unterstützt die Annahme, dass der Zweischichtaufbau als Parallelschaltung der Einzelschichten aufgefasst werden kann. Abbildung 4.13 zeigt das

Annealingverhalten der Zweischichtsysteme. Bei allen Schichtkombinationen sinkt der spezifische Widerstand mit höherer Ausheiztemperatur und nähert sich dem in der Literatur angegebenen Bulk-Wert einer AlSiCu-Legierung (98,5 Gew.-% Al, 0,5 Gew.-% Si, 1 Gew.-% Cu) von $\rho = 3,0 \dots 3,2 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$ an [ZJ04].

Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstands

Die Messungen des Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstands (TCR) wurden an Leiterbahnstrukturen (vgl. Abbildung 2.28) im as-deposited Zustand durchgeführt. Hierzu wurden jeweils zwei Widerstände (Länge: 6 mm, 7 mm) pro Parametersatz in einem Temperaturbereich von 25 bis 150 °C in 25 °C Schritten vermessen. Die entsprechenden Ergebnisse können Tabelle 4.13 entnommen werden.

	P- Satz	$\alpha \cdot 10^{-3}$ [1/K]	P- Satz	$\alpha \cdot 10^{-3}$ [1/K]
TYP I	1	1,350	5	1,760
	6	1,199	9	1,753
	10	1,335	13	1,400
	14	1,636	15	1,772
TYP II	2	1,159	3	1,493
	4	1,368	7	1,128
	8	1,441	11	1,429
	12	1,294	16	1,047

Tabelle 4.13: TCR der AlSiCu Parametersätze (as-deposited).

Wie für metallische Dünnschichten dieser Größenordnung erwartet, besitzen alle Schichten einen positiven Temperaturkoeffizienten; d.h. der Widerstand der Leiterbahnen nimmt mit steigender Temperatur zu. Ein merklicher Unterschied zwischen Schichten des *Typs I* und des *Typs II* lässt sich nicht feststellen. Im direkten Vergleich mit dem Aluminium-Bulk-Wert ($4,2 \cdot 10^{-3}/\text{K}$) sind die Koeffizienten der Dünnschichten um einen Faktor 2,5 ... 4,5 kleiner. In Dünnschichten haben Abweichungen vom idealen Kristallgitter ρ_v (Verunreinigungen usw.) sowie der Size-Effekt ρ_s einen größeren Anteil am Gesamtwiderstand $\rho_f = \rho_p + \rho_v + \rho_s$. Diese zeigen im Gegensatz zu dem durch Gitterschwingungen hervorgerufenen Anteil ρ_p keine Temperaturabhängigkeit,

weshalb Dünnschichten häufig einen deutlich kleineren Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstands aufweisen als das zugehörige Bulkmaterial. Zusätzlich zu den genannten Effekten kann auch das Zulegieren von Silizium und Kupfer einen Einfluss auf den TCR haben [ZJ04].

4.4 E-Modul

Die Bestimmung des E-Moduls der Aluminium-Silizium-Kupfer Schichten erfolgt mit den Methoden Nanoindentation (vgl. Abschnitt 2.4.9) und Bulgetest (vgl. Abschnitt 2.4.8). Das E-Modul, welches mit dem Bulge Test ermittelt wird, ergibt sich aus der Steigung der $\frac{p}{h}(h^2)$ -Kurven und kann direkt aus den Messungen abgeleitet werden, die zur Bestimmung der Schichtspannung durchgeführt wurden (vgl. Abbildung 4.11).

Für die Messungen mit dem Nanoindenter wurden Proben der P-Sätze 5, 9, 10, 13, und 15 auf thermisch oxidiertem Silizium hergestellt. Beispielhaft sind Kräfteindringkurven der Nanoindentation am P-Satz 5 in Abbildung 4.14 dargestellt.

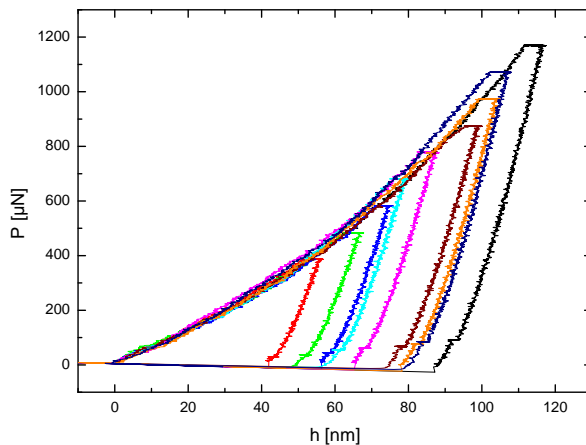


Abbildung 4.14: Kraft-Eindringkurven P-Satz 5.

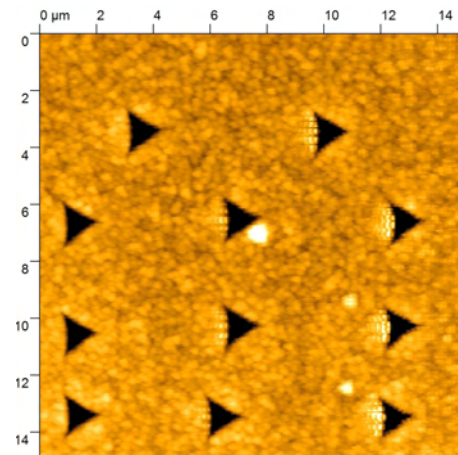


Abbildung 4.15: NI-Eindrücke in die AlSiCu-Schicht (AFM).

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.14 angegeben. Zwischen den Resultaten beider Messmethoden ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Die

P-Satz	E(BT) [GPa]	E(NI) [GPa]
5	65,90	86,05
9	69,41	99,85
10	46,82	102,89
13	78,21	107,83
15	64,66	107,72

Tabelle 4.14: E-Modul der AlSiCu-Schichten (Bulgetest, Nanoindentation). Literaturwerte von Aluminium-Dünnschichten (47, 24... 74, 16 GPa).

Messungen mittels Nanoindenter liefern ein signifikant größeres E-Modul als die des Bulgetests. Im Vergleich zu den Literaturwerten eines Aluminium Dünnschicht (47, 24... 74, 16 GPa) liegen die Werte des Bulgetests in der gleichen Größenordnung, wohingegen die Nanoindentation im Vergleich größere Werte liefert. Die höheren Ergebnisse der Nanoindentation sind möglicherweise auf den Einfluss des Substrats, der insbesondere bei großen Unterschieden zwischen dem E-Modul des Substrats und des Dünnschicht eine Rolle spielt, oder auf den so genannten „Pileup“ zurück zu führen. Tritt bei der Nanoindentation ein „Pileup“ auf, dessen Höhe nicht explizit bestimmt wird, so ist die Kontaktfläche A (siehe Gleichung 2.29) zwischen Indenter Spitze und Substrat aufgrund einer Aufwölbung des Substrats größer als die aus der Eindringtiefe abgeleitete Kontaktfläche. Dies führt typischerweise dazu, dass das Messergebnis den realen Wert des E-Moduls überschätzt [MMQ⁺97, TP99].

4.5 Topographie und innere Struktur

Die Oberflächenrauigkeit gesputterter Dünnschichten liegt typischerweise im Bereich weniger Nanometer. Filme niedriger Schichtqualität zeigen in der Regel eine höhere Rauigkeit als Schichten hoher Qualität (vgl. Abschnitt 2.3.3). Aufgrund der lateralen Auflösungsgrenze des Weißlichtinterferometers lassen sich jedoch keine Unterschiede hinsichtlich der Oberflächenrauigkeit der Parametersätze 1-16 sowie der Multilayer 5+15, 13+15 und 9+10 feststellen. Auch eine Temperung der P-Sätze 1-16 liefert

keine nennenswerten Unterschiede in der Rauigkeit der Schichten. Vergleicht man jedoch den as-deposited Zustand der Zweischichtsysteme mit dem Zustand nach einem 30 minütigen Ausheizschritt bei 405 °C, so ergeben sich deutliche Unterschiede in der Topographie. Im Gegensatz zur Oberflächenstruktur im as-deposited Zustand, welche sich nicht von den Einzelschichten unterscheidet, nimmt die Rauigkeit der Zweilagensysteme nach der Temperung zu (vgl. Abbildung 4.16). Es bilden sich relativ große Objekte, die sich deutlich von der Oberfläche abheben. In den REM-Aufnahmen der Oberfläche (vgl. Abbildung 4.17) sind diese klar zu erkennen. Bei den Schichten 5+15 und 13+15 wachsen sie bis zu einem Durchmesser von mehreren Mikrometern und einer Höhe von einigen 100 nm. Die Objekte der Schichtkombination 9+10 sind in Höhe und Breite kleiner, treten aber auch hier erkennbar aus der Oberfläche hervor (vgl. Abbildung 4.17 (f)).

Um genauere Informationen über die innere Struktur der Zweilagensysteme zu erhalten, wurden sowohl im as-deposited Zustand als auch nach dem Ausheizen FIB-Schnitte der Schichten angefertigt (vgl. Abbildung 4.18 (a)-(f)). Das Silizium Substrat und die thermisch gewachsene Siliziumoxid Schicht ist in allen Abbildungen deutlich zu erkennen. Die Platin Schicht an den oberen Bildrändern wurde aus Gründen der Probenpräparation unmittelbar vor dem FIB-Schnitt aufgebracht und hat somit keinerlei Einfluss auf die Struktur der zu untersuchenden Schichten. Unterhalb des Platins befindet sich eine dünne Al_2O_3 Schicht, welche zum Teil nur schwer von der Platin Schicht zu unterscheiden ist. Die untersuchten Parametersätze bilden nach der Abscheidung eine dichte und homogene Schicht und zeigen eine faser-, säulenartige Kornstruktur, wie sie für Zone T bzw. Zone 2 des Strukturzonenmodells von Thornton typisch ist. Anhand einer Trennlinie lassen sich die Einzelschichten in dem Zweilagensystem klar voneinander unterscheiden. Wie aus den Bildern nach dem Annealing (Abbildung 4.18 d-f) ersichtlich, werden Mikrorisse und -poren während der Temperung geschlossen. Die Schicht verdichtet sich und wird homogener. Auch die Korngröße in den Schichten steigt signifikant an, was einen Abbau von Korngrenzen zur Folge hat. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in den Messungen des spezifischen elektrischen Widerstands wider, welcher mit steigender Ausheiztemperatur abnimmt (vgl. Kapitel 4.3). Auch die in den REM-Aufnahmen der Oberfläche (vgl. Abbildung 4.17 d-f) festgestellten Objekte lassen

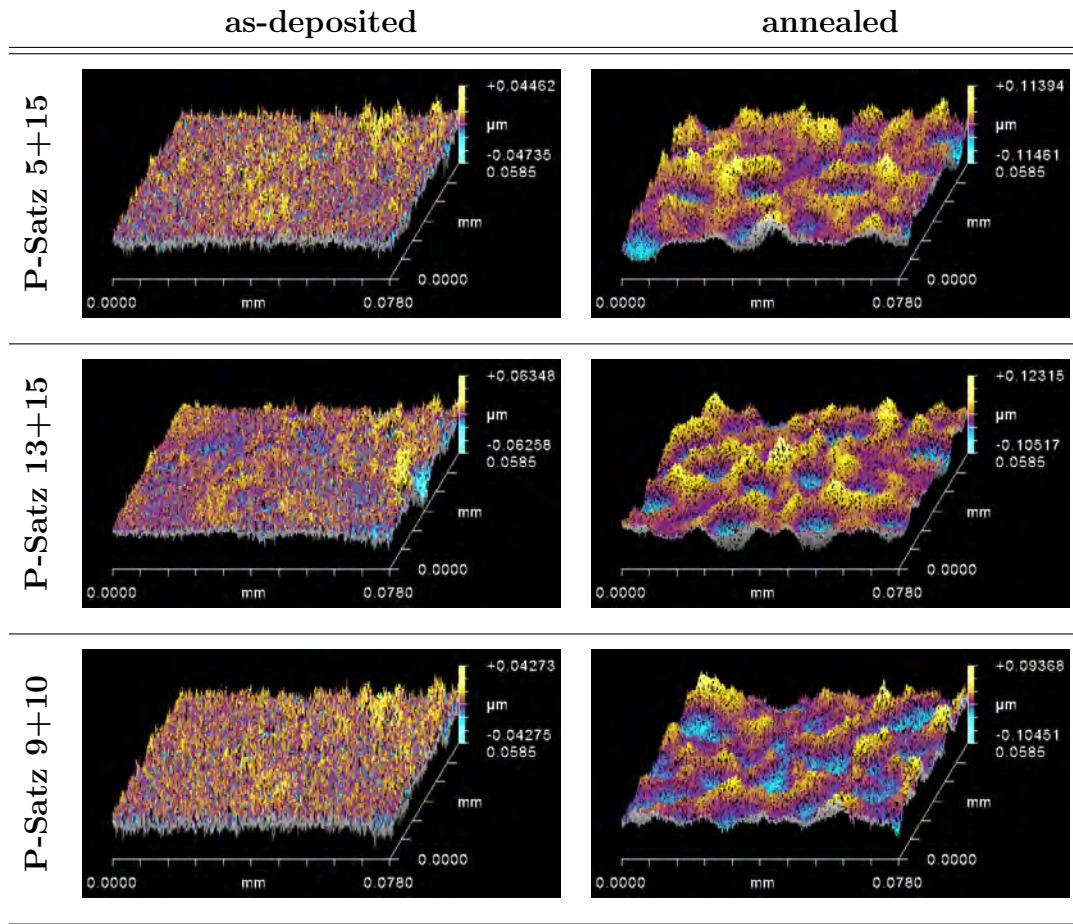


Abbildung 4.16: Weißlichtaufnahmen: Topographie der Multilayer.

sich anhand der FIB-Schnitte erklären. Vereinzelt wachsen Körner mit einer Korngröße über $1\ \mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 4.18 d, e). Diese können über die ursprüngliche Schichtdicke hinausragen und zeichnen sich dann als Erhebungen von der Oberfläche ab. Desweiteren sind in den Bildern der getemperten Schichten kleinere, meist kreisförmige Strukturen in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$ zu erkennen. Hierbei könnte es sich um Al_2Cu Ausscheidungen handeln (vgl. Abbildung 4.1b).

Anhand der röntgenographischen Phasenanalyse lässt sich erkennen, dass abhängig vom Parametersatz stark kristalline Schichten (P-Satz 5, 6, 7, 8, 9, 10, 13, 14) oder Dünnschichten mit hohen amorphen Anteilen (P-Satz 1, 2, 3, 4, 11, 12, 15, 16) entstehen. In Abbildung 4.19 sind exemplarisch einige XRD Diffraktogramme

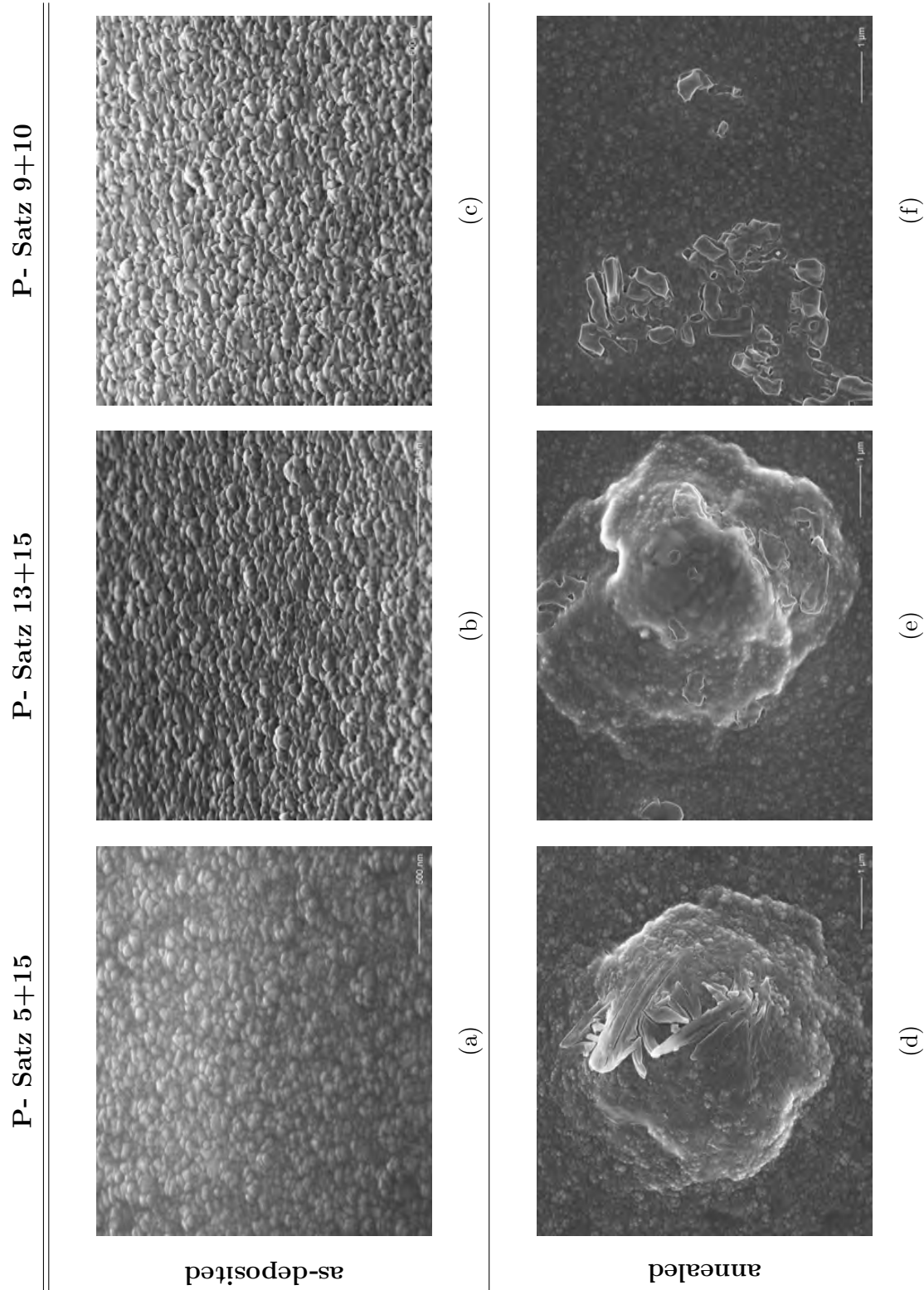


Abbildung 4.17: AlSiCu REM-Oberflächenaufnahmen Multilayer.

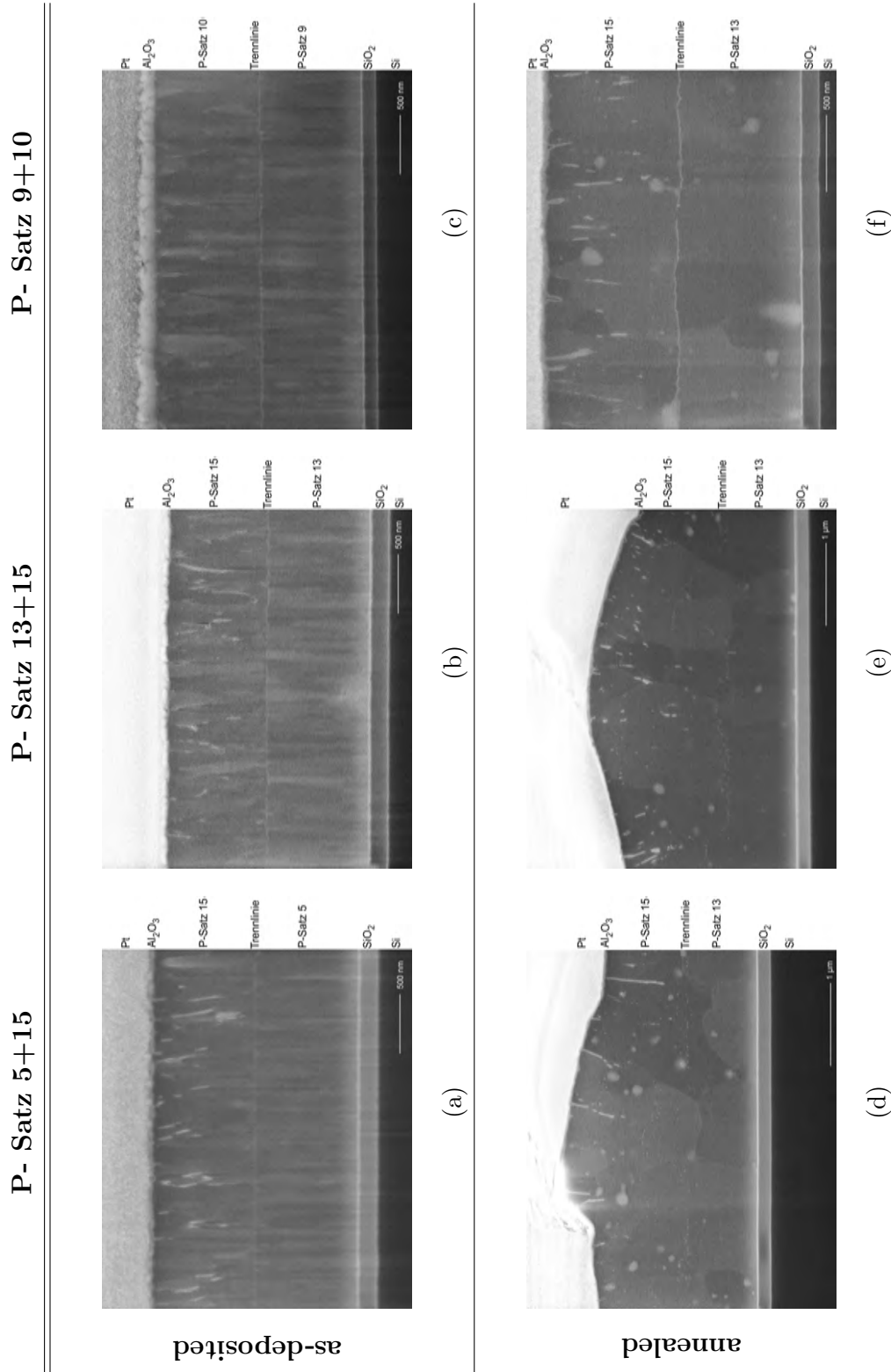


Abbildung 4.18: FIB Schnitte der AlSiCu-Multilayer.

dargestellt. Die Unterteilung der Schichten in *Typ I* und *Typ II* wird in der Phasenanalyse nicht wiedergegeben. Während eines Annealingschrittes bei 405 °C für 30 Minuten rekristallisieren die amorphen Proben, so dass der Unterschied zwischen den amorphen und den kristallinen Proben im getemperten Zustand deutlich weniger ausgeprägt ist.

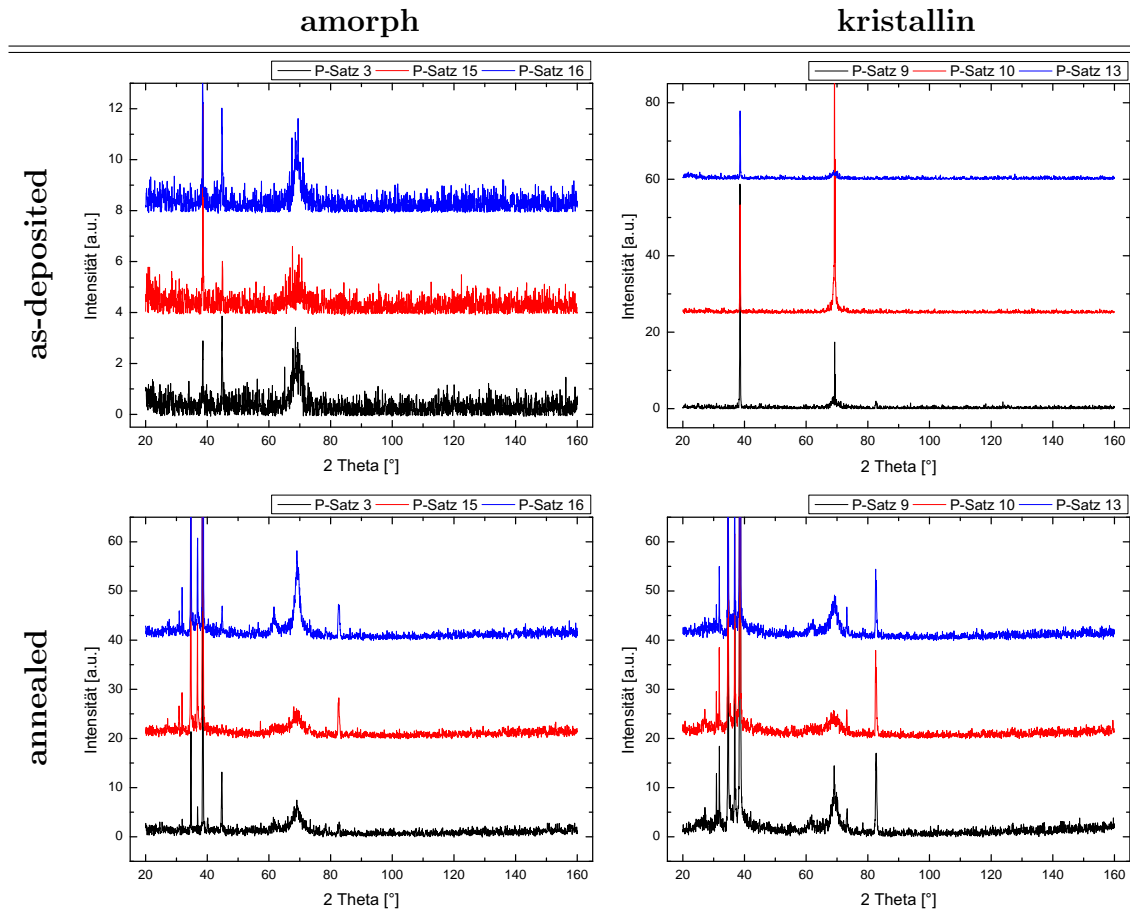


Abbildung 4.19: AlSiCu XRD Diffraktogramme Einzelschichten.

Abbildung 4.20 zeigt die Indizierung der Diffraktogramme anhand der P-Sätze 9 und 16. Im as-deposited Zustand lässt sich erwartungsgemäß nur Aluminium in den Dünnschichten nachweisen. Silizium und Kupfer lassen sich aufgrund des geringen Anteils von jeweils 0,5 % nicht detektieren. Dieses Ergebnis wird auch durch eine EDS Analyse (vgl. Abbildung 4.21) bestätigt. Neben Aluminium wird lediglich Sau-

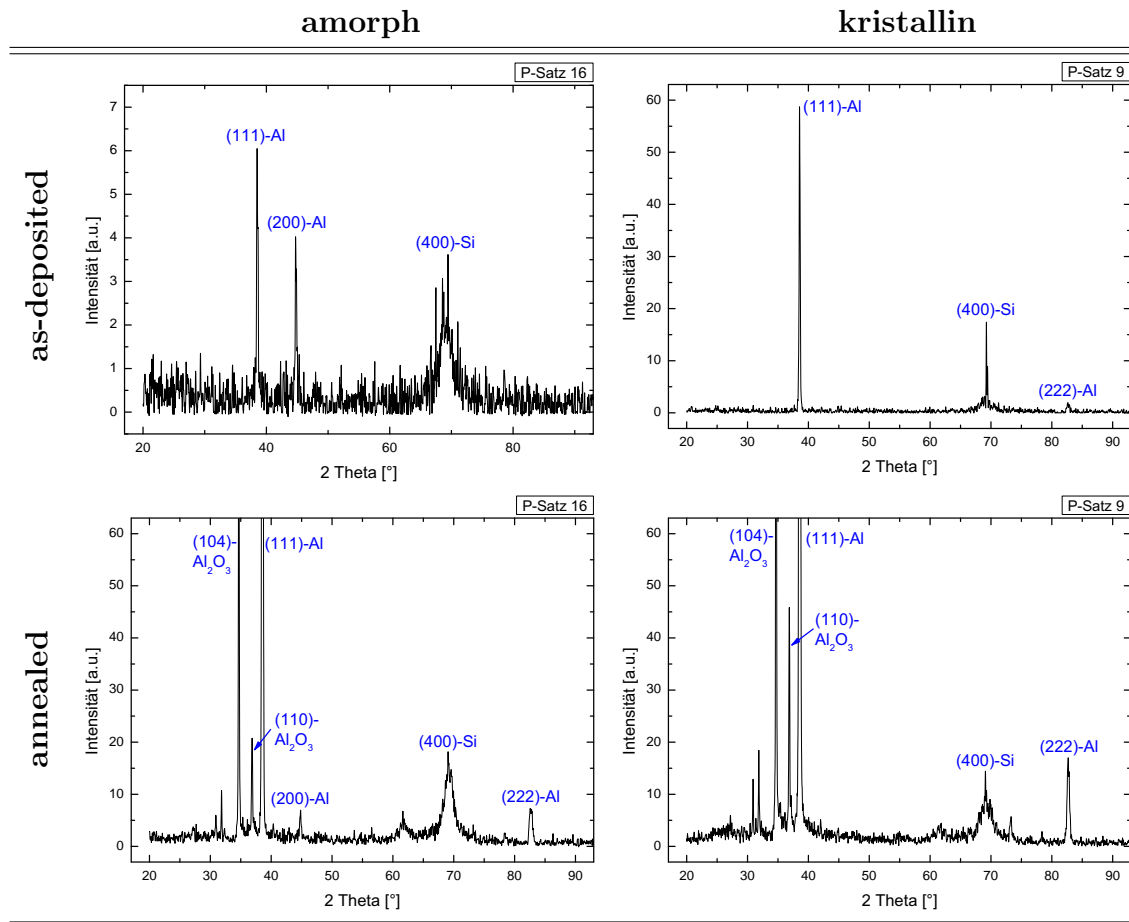


Abbildung 4.20: Indizierte AlSiCu XRD Diffraktogramme.

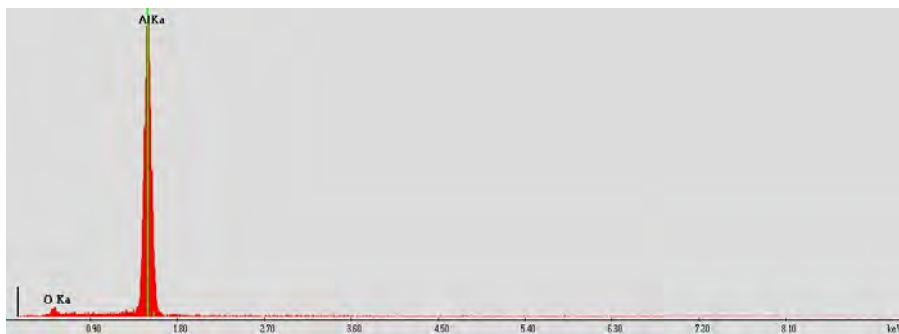


Abbildung 4.21: EDS eines AlSiCu-Schaltelements.

erstoff gemessen. Dieser ist Bestandteil des natürlichen Oxids, welches Aluminium unter sauerstoffhaltiger Atmosphäre bildet. Der in den Diffraktogrammen markierte

(400)-Silizium Peak ist dem Substrat zuzuordnen. Da die Bragg-Brentano Methode eine Tiefenintensität von einigen Mikrometern besitzt, wird bei nahezu allen Proben die (400)-Netzebene des Si-Einkristalls gemessen. Wie bereits aus Abbildung 4.19 ersichtlich, ist der Unterschied zwischen den amorphen und kristallinen Proben nach der Abscheidung deutlich ausgeprägt. In den Diffraktogrammen der P-Sätze 2, 3, 4, 7, 8, 12, 15 und 16 wird neben der (111)- auch die (200)-Ebene gemessen. Dies ist bei den übrigen Parametersätzen nicht der Fall. Diese zeigen eine stark ausgeprägte (111)-Textur. Die Temperung führt zur Oxidation der Schichten, was anhand der Diffraktogramme bestätigt wird. Unterschiede in der Korrelation der Messdaten mit den PDF-Dateien (Pulverdiffraktogramme) sind einerseits darauf zurück zu führen, dass Textureffekte in den Schichten möglich sind, andererseits kann es durch Schichtspannungen zu Verschiebungen der Peaklage kommen.

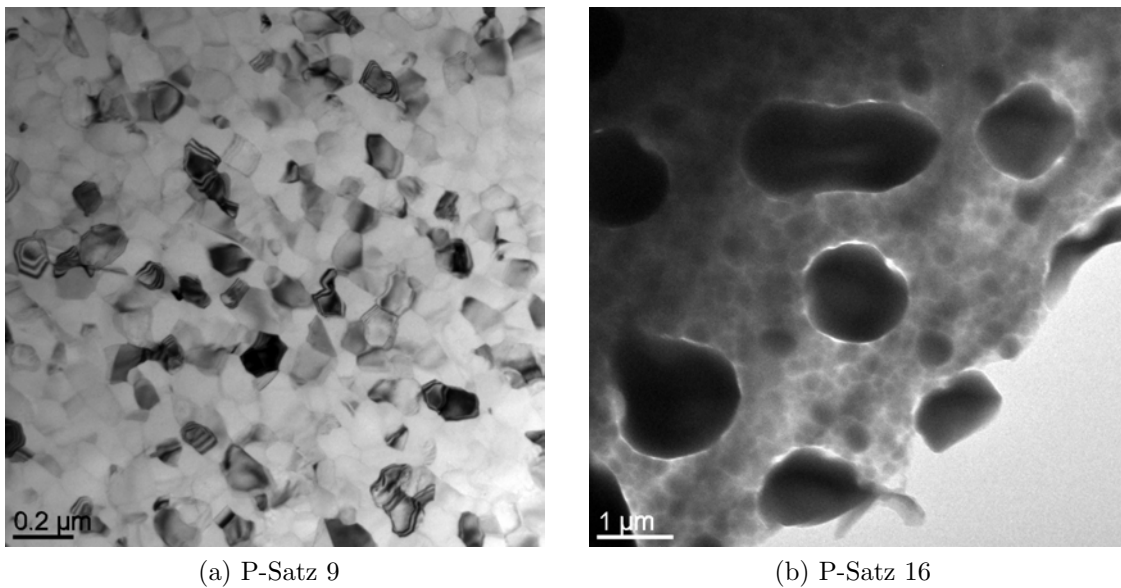


Abbildung 4.22: TEM-Aufnahmen von AlSiCu-Dünnschichten.

Abbildung 4.22 zeigt TEM-Aufnahmen der Parametersätze 9 und 16. Die Herstellung der Proben erfolgt mittels Ionenplattieren von der Rückseite. Die Aufnahmen zeigen somit einen Plane-View der Schichten. P-Satz 9 weist eine dicht gepackte Kristallstruktur auf, deren Kristallite klar erkennbar sind (vgl. Abbildung 4.22a). Die Probe des P-Satz 16 besitzt kristalline Bereiche, die von großen amorphen

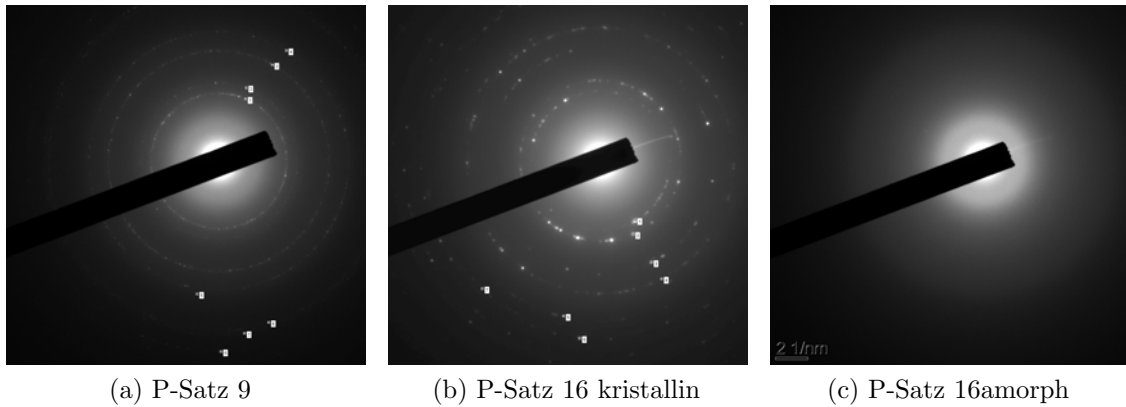


Abbildung 4.23: Beugungsaufnahmen von AlSiCu-Schichten.

Bereichen durchbrochen werden (vgl. Abbildung 4.22b).

Die in Abbildung 4.23 dargestellten Beugungsbilder verdeutlichen die Ergebnisse der röntgenographischen Phasenanalyse. Parametersatz 9 zeigt ausschließlich kristalline Beugungsbilder (4.23a), während in Proben die entsprechend P-Satz 16 hergestellt werden, ein hoher Anteil amorpher Bereiche detektiert werden kann (vgl. Abbildung 4.23b, 4.23c). Die Indizierung der Beugungsringe in den kristallinen Bereichen ergibt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten für reines Aluminium. Die zugehörigen Mess- und Literaturwerte sind in Tabelle 4.15 aufgeführt.

(hkl)	$d_{P-Satz9}$ [nm]	$d_{P-Satz16}$ [nm]	d_{Lit} [nm]
(111)	2,372	2,341	2,338
(200)	2,048	2,021	2,024
(220)	1,457	1,417	1,431
(311)	1,237	1,209	1,221
(222)	1,187		1,169
(400)		1,006	1,0124
(331)	0,9423	0,9207	0,9289
(420)	0,9189	0,8988	0,9055
(422)	0,8398		0,8266

Tabelle 4.15: Indizierung der Beugungsbilder der Parametersätze 9 und 16.

4.6 Zusammenfassung

Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden kurz zusammengefasst:

- Aluminium-Silizium-Kupfer ist wegen seiner Materialeigenschaften eines der am häufigsten verwendeten Materialien für Leiterbahnen in der Mikroelektronik. Aufgrund der Legierungselemente Kupfer und Silizium tritt im Gegensatz zu reinem Aluminium kaum Spiking auf und die Elektromigrationsneigung ist deutlich reduziert.
- Waferbow-Messungen der DC Magnetron gesputterten AlSiCu-Dünnfilme zeigen Zugspannungen für alle untersuchten Abscheideparameter. Anhand des Relaxationsverhaltens der mechanischen Schichtspannungen lassen sich die Schichten in zwei Typen unterteilen. Sowohl bei *Typ I* als auch bei *Typ II* findet die stärkste Abnahme der Schichtspannung in den ersten 36 Stunden statt. Im weiteren Verlauf zeigen die Schichten des *Typs I* keine oder nur eine sehr geringe Relaxation der Spannung ($\sigma_{252h}/\sigma_{36h} \geq 0,969$). Bei Schichten des *Typs II* hingegen ist das Relaxationsverhalten nach den ersten 36 Stunden im Vergleich zu *Typ I* deutlich stärker ausgeprägt ($\sigma_{252h}/\sigma_{36h} \leq 0,903$).
- Diese auf Basis des Relaxationsverhaltens getroffene Einteilung wird durch das Annealingverhalten der Schichtspannungen bestätigt. Ausgehend vom as-deposited Wert erhöht sich die Centerspannung bei *Typ I* bis zum Maximalwert um einen Faktor 1,3 bis 2,1 und um das 2- bis 18-fache bei Schichten des *Typs II*. Auch die Lage des Maximums unterscheidet sich bei beiden Typen deutlich ($\sigma_{max}(\text{Typ I}) : 230 \dots 280 \text{ }^\circ\text{C}$, $\sigma_{max}(\text{Typ II}) : 330 \dots 405 \text{ }^\circ\text{C}$).
- Die Messung der während der Abscheidung der Schichten hervorgerufenen Substraterwärmung ermöglicht eine Einordnung in das Strukturzonenmodell nach Thornton. Demzufolge sind Schichten des *Typs I* Zone T zuzuordnen, wohingegen solche des *Typs II* eher in Zone 1 fallen. Nach dem Modell von Thornton zeigen Schichten der Zone T eine dichte Kornstruktur. In Zone 1 hingegen bilden sich eher poröse Strukturen aus. Dies lässt sich anhand

der Ätzzraten der beiden Schichttypen bestätigen. *Typ I* zeigt eine geringere Ätzzrate als *Typ II*.

- Die auf Basis der Taguchianalyse bzw. der linearen Regression ermittelten prinzipiellen Abhängigkeiten der Schichtspannung sowie der Ätzzrate von den Abscheideparametern zeigen, dass mit steigender Sputterleistung die Gesamtspannung der Schichten zunimmt. Es entstehen dichter gepackte Schichten, was eine Verringerung der Ätzzrate zur Folge hat. Im Gegensatz dazu führt ein höherer Sputterdruck bzw. ein höherer Argon-Fluss zu kleineren Schichtspannungen und zu höheren Ätzzraten, was eine Folge der poröseren Schichtstruktur ist.
- Auch die Messungen zum spezifischen Widerstand führen zur Einteilung in *Typ I* und *Typ II*. So zeigen Schichten des *Typs I* einen kleineren spezifischen Widerstand als solche des *Typs II* (*Typ I*: $5,535 \dots 6,443 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$, *Typ II*: $7,084 \dots 14,849 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$). Mit höherer Sputterleistung erhält man einen niedrigeren Schichtwiderstand, wohingegen steigender Druck bzw. Fluss zu größeren Widerständen führen. Dies stützt die Annahme, dass eine höhere Leistung zu dichteren Schichten und höherer Druck bzw. Fluss zu poröseren Schichten führen.
- Alle Schichten weisen einen positiven Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstands auf, wie es typisch für metallische Dünnschichten ist. Im Vergleich mit dem Aluminium-Bulk-Wert ($4,2 \cdot 10^{-3}/\text{K}$) sind die gemessenen Werte um einen Faktor 2,5 bis 4,5 kleiner. Die getroffene Einteilung in *Typ I* und *Typ II* wird anhand des TCRs nicht wiedergegeben.
- Messungen an Zweischichtsystemen und ein Vergleich der Ergebnisse mit aus den Messergebnissen der Einzelschichten berechneten Bezugswerte liefern eine gute Übereinstimmung. Daher ist eine Übertragung der an den Einzelschichten erzielten Ergebnisse auf Zweischichtsysteme möglich.

- Das mit dem Bulgetest und der Nanoindentation gemessene E-Modul der Schichten des *Typs I* beträgt im Durchschnitt 65 GPa bzw. 100,9 GPa. Vergleich man die Resultate mit dem Literaturwert eines Aluminium Dünnsfilms, so liegen die Ergebnisse des Bulgetest in der gleichen Größenordnung.
- Untersuchungen der inneren Struktur mittels XRD und TEM zeigen, dass abhängig von den Abscheideparametern Schichten mit hoher Kristallinität bzw. mit einem hohen amorphen Anteil entstehen können. Ein Annealingschritt führt zur Rekristallisation, so dass der Unterschied zwischen kristallinen und amorphen Proben weniger stark ausgeprägt ist. Die Einteilung in *Typ I* und *Typ II* lässt sich nicht bzw. nur teilweise wiedergeben.

Schichten des *Typs II* sind aufgrund ihrer Eigenschaften zur Herstellung von mikromechanischen Bauelementen nicht geeignet. Daher werden nur Schichten des *Typs I* verwendet, die entsprechend den P-Sätzen 5, 9, 10, 13 und 15 abgeschieden werden.

Kapitel 5

Wolfram-Titan

Ebenso wie für AlSiCu werden auch für die Wolfram-Titan Legierung zunächst Messungen der Schichtspannungen, des elektrischen Widerstands und des E-Moduls vorgestellt. Das Ende des Kapitels bildet auch hier eine Betrachtung der inneren Struktur und Topographie. Einige Zusammenhänge wurden bereits im Kapitel 4 dargestellt und erläutert. Auf diese wird im vorliegenden Kapitel nur noch in verkürzter Form eingegangen.

5.1 Schichteigenschaften von WTi

Wolfram wird aufgrund seines hohen Schmelzpunktes zunächst mit der Drahtwendel in Glühlampen in Verbindung gebracht. Darüber hinaus besitzt es aber eine Reihe anderer Eigenschaften, die es für viele Industriebereiche besonders interessant macht. Einige in der Literatur angegebene Kenndaten sind in den Tabellen 5.1 - 5.4 aufgeführt. Neben dem höchsten Schmelzpunkt hat Wolfram auch den kleinsten thermischen Ausdehnungskoeffizienten aller Metalle. Darüber hinaus zeichnet es sich durch eine hohe Steifigkeit, seine große Härte und gute Korrosionsbeständigkeit aus. Härte und Sprödigkeit von Wolfram sind auf Verunreinigungen mit Kohlenstoff und Sauerstoff in geringen Mengen zurückzuführen. Die elektrische Leitfähigkeit

beträgt circa 31% der Leitfähigkeit von Kupfer. Seine Gitterstruktur ist kubisch raumzentriert. In der Mikroelektronik wird Wolfram häufig für Widerstandsstrukturen oder zum Füllen von Kontaktlöchern verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wird statt reinem Wolfram eine Legierung aus Wolfram und Titan mit einem Mischungsverhältnis von 90 Gew.-% Wolfram und 10 Gew.-% Titan verwendet. Durch die Beimischung von Titan wird die Haftfestigkeit von Wolfram auf Siliziumdioxid verbessert. Die Verwendung einer eigenständigen Haftvermittlerschicht wurde aus prozesstechnischen Gründen ausgeschlossen.

Entdeckung	Brüder de Elhuyar	Gitterparameter [nm]	0,3165
Materialeigenschaften	Übergangsmetall	Oxidationszahl	+II...+VI
Ordnungszahl	74	Elektronenaffinität [eV]	0,48...0,45
Elektronenkonfiguration	$Xe]4f^{14}5d^46s^2$	Elektronegativität (Pauling)	2,36
relative Atommasse [u]	183,85	Molvolumen [cm^3]	9,53
Dichte [g/cm^3]	19,35	Säureeigenschaften	leicht sauer
Kristallstruktur	bcc		

Tabelle 5.1: Allgemeine, chemische und festkörperphysikalische Eigenschaften von Wolfram [HMS05, Par60, SF66, per, lex, rut].

Elastizitätsmodul [GPa]	390...411	Streckobergrenze [MPa]	750
Schubmodul [GPa]	145...161	Zugfestigkeit [GPa]	4,2
Querkontraktionszahl	0,28	Bruchdehnung	2%

Tabelle 5.2: Stoffrelevante Eigenschaften von Wolfram [SK05, mat, RS04, web].

Atomradius [nm]	0,137	1. Ionisierungsenergie [eV]	7,980
Kovalenzradius [nm]	0,162	2. Ionisierungsenergie [eV]	17,619
van der Waals Radius [nm]	k.A.	Kernspin	$0; \frac{1}{2}$

Tabelle 5.3: Atom- und kernphysikalische Eigenschaften von Wolfram [HMS05, rut, per, web].

Schmelztemperatur [K]	3686	Schmelzenthalpie [kJ/mol]	35
Siedetemperatur [K]	5936	Siedeenthalpie [kJ/mol]	824
Sprungtemperatur Supraleiter [K]	0,015	Spezifischer Widerstand [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	4,9
Thermische Leitfähigkeit [W/mK]	167	Elektrische Leitfähigkeit [$10^7/\Omega\text{m}$]	1,77
Längenausdehnungskoeffizient [$10^{-6}/\text{K}$]	4,454	Magnetische Suszeptibilität [10^{-6}]	+59,0
Spezifische Wärmekapazität [kJ/kgK]	0,14	TCR [$10^{-3}/\text{K}$]	4,8

Tabelle 5.4: Thermische und elektromagnetische Eigenschaften von Wolfram [HMS05, per].

Wie bereits in Abschnitt 4.1 erwähnt können die Eigenschaften eines Dünnsfilms erheblich von denen des Bulkmaterials abweichen. So wird der Bulkwert des E-Moduls von Wolfram mit 400 – 410 GPa angegeben. Im Gegensatz dazu betragen die Werte für Wolfram-Dünnsfilme 246 – 417 GPa. Ebenso wie bei AlSiCu können sich auch bei WTi die physikalischen Eigenschaften der Legierung von denen des reinen Wolframs mitunter deutlich unterscheiden.

	W Bulkmaterial	W Dünnsfilm
Elastizitätsmodul [GPa]	390...410	246...417
Querkontraktionszahl	0,28	0,26
Spezifischer Widerstand [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	5,56	69...357

Tabelle 5.5: Vergleich von Eigenschaften eines Wolfram-Dünnsfilms mit denen des Bulkmaterials [HKTS91, RBJQ95, HRIJ98, OG96, RBB⁺98].

In Tabelle 5.5 sind Literaturwerte von Eigenschaften eines Wolfram Dünnsfilms denen des Bulkmaterials gegenübergestellt. Während die mechanischen Eigenschaften noch einigermaßen vergleichbar sind, weicht der spezifische Widerstand um ein bis zwei Größenordnungen vom Bulkwert ab.

5.2 Mechanische Spannungen

Wie bereits erwähnt, ist die Kenntnis des aus unterschiedlichen Abscheidebedingungen resultierenden mechanischen Spannungszustandes und dessen Verhalten in Bezug auf Zeit und Temperatur essentiell zur Realisierung des RF-MEMS Schalters. Daher wird auch für WTi zunächst der Einfluss der Sputterparameter auf die Schichtspannungen untersucht. Falls nicht gesondert erwähnt, wurden alle Schichten mit einer Dicke von $1\ \mu\text{m}$ auf Siliziumsubstrat abgeschieden.

Parametersatz	Leistung [W]	Sputterdruck [mbar]	Inertgasfluss [sccm]	Sputterrate [nm/s]	Sputterzeit [s]
1	100	0,003	30	0,223	4491
2	100	0,005	50	0,221	4532
3	100	0,007	70	0,228	4386
4	100	0,009	90	0,239	4178
5	250	0,003	50	0,562	1780
6	250	0,005	30	0,586	1706
7	250	0,007	90	0,589	1699
8	250	0,009	70	0,603	1659
9	500	0,003	70	1,107	903
10	500	0,005	90	1,131	884
11	500	0,007	30	1,154	867
12	500	0,009	50	1,172	853
13	1000	0,003	90	2,204	454
14	1000	0,005	70	2,174	460
15	1000	0,007	50	2,218	451
16	1000	0,009	30	2,189	457

Tabelle 5.6: Sputterparameter der WTi Schichten entsprechend DOE.

Die auf der DOE-Methode basierenden Parametersätze sind in Tabelle 5.6 eingetragen. Neben den P-Sätzen 1 - 16 werden drei weitere Parametersätze untersucht,

welche sich lediglich in Bezug auf die Sputterleistung unterscheiden. Sie werden im Folgenden mit L-Satz 1 - 3 bezeichnet. Druck und Gasfluss wurden entsprechend

L-Satz	Leistung [W]	Sputterdruck [mbar]	Inertgasfluss [sccm]	Sputterrate [nm/s]	Sputterzeit [s]
1	500	0,003	60	0,970	1025
2	400	0,003	60	0,800	1250
3	300	0,003	60	0,590	1706

Tabelle 5.7: Sputterparameter der WTi Schichten mit Variation der Leistung bei sonst konstanten Parametern.

der am Lehrstuhl vorhandenen Erfahrungen gewählt. Die zugehörigen Sputterparameter sind in Tabelle 5.7 angegeben. Wie bei den AlSiCu-Schichten auch ist es zunächst erforderlich die jeweiligen Sputterraten in Vorversuchen zu bestimmen, um anschließend die für die gewünschte Schichtdicke von 1 μm benötigte Sputterzeit berechnen zu können. Die ermittelten Sputterraten und die daraus resultierenden Sputterzeiten der jeweiligen Parametersätze sind zur besseren Übersicht bereits in den Tabellen 5.6 und 5.7 enthalten.

Messungen des Relaxationsverhaltens von Wolfram-Titan-Dünnfilmen wurden an Proben durchgeführt, die entsprechend L-Satz 1...3 hergestellt wurden (vgl. Abbildung 5.1). Diese wurden über einen langen Zeitraum unter Reinraumbedingungen gelagert und die mechanische Schichtspannung zu den angegebenen Zeiten vermessen. Alle Messungen hinsichtlich des mechanischen Spannungszustandes von Wolfram-Titan-Schichten wurden mit der Waferbow Methode durchgeführt, so dass dies bei den folgenden Resultaten nicht mehr gesondert erwähnt wird. Die Ergebnisse zeigen eine erfreuliche Stabilität der Spannung der WTi-Schichten über den gesamten Beobachtungszeitraum. Die gemessenen Änderungen sind kleiner 1% und sind damit vernachlässigbar. Diese Langzeitstabilität im as-deposited Zustand ist ein hervorragendes Ergebnis und lässt auch eine hohe Stabilität von Schaltern erwarten, die auf der Spannungsdifferenz zweier Schichten basieren.

Das Ausheizverhalten der WTi-Dünnfilme ist in den Abbildungen 5.2 (L-Sätze) und

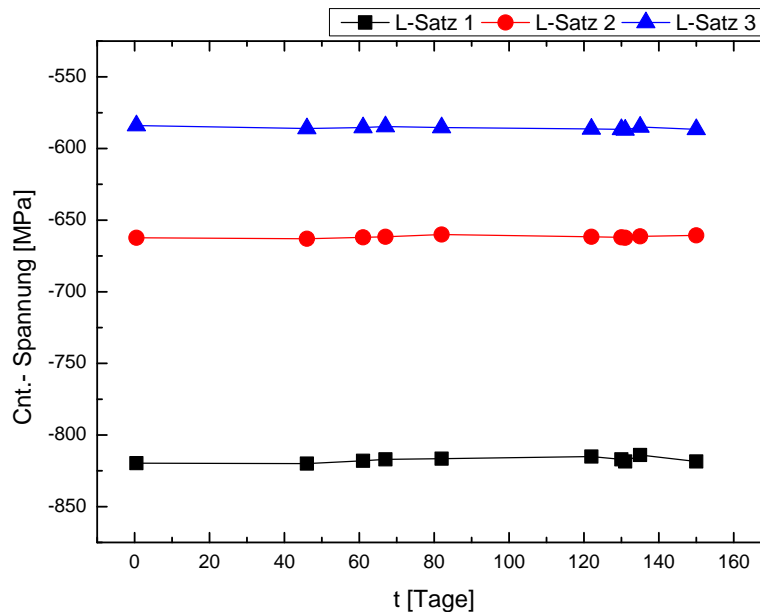


Abbildung 5.1: Relaxationsverhalten der mechanischen Spannung von Wolfram-Titan-Schichten.

5.3 (P-Sätze) dargestellt. Betrachtet man zunächst die Werte der Spannungen nach der Abscheidung (vgl. Abbildung 5.3), so stellt man fest, dass Wolfram-Titan-Schichten eine große Variation der mechanischen Spannung aufweisen. Dies steht im Gegensatz zu AlSiCu, wo ausschließlich Zugspannungen gemessen wurden. Abhängig von den Abscheideparametern entstehen Druckspannungen oder Zugspannungen mit einer Höhe von bis zu -900 bzw. $+600$ MPa. Anhand der Messergebnisse der P-Sätze kann man erkennen, dass es mit steigendem Sputterdruck zu Verschiebung von Druck- in Richtung Zugspannung kommt. Der Druckwert, bei dem es zu einem Vorzeichenwechsel von Druck (-) nach Zug (+) kommt, ist dabei abhängig von der jeweiligen Sputterleistung. Dieses Verhalten lässt sich auf den im Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Effekt des Atomic Peening zurückführen (siehe Abbildung 2.17).

Zur Messung des Temperatureinflusses auf die Schichtspannungen wurden die Proben, wie bei AlSiCu, für jeweils 30 Minuten bei den markierten Temperaturen unter Standardatmosphäre ausgeheizt und nach Abkühlung vermessen. Vergleicht man die einzelnen Messkurven, dann lässt sich feststellen, dass vor allem mit Zug-

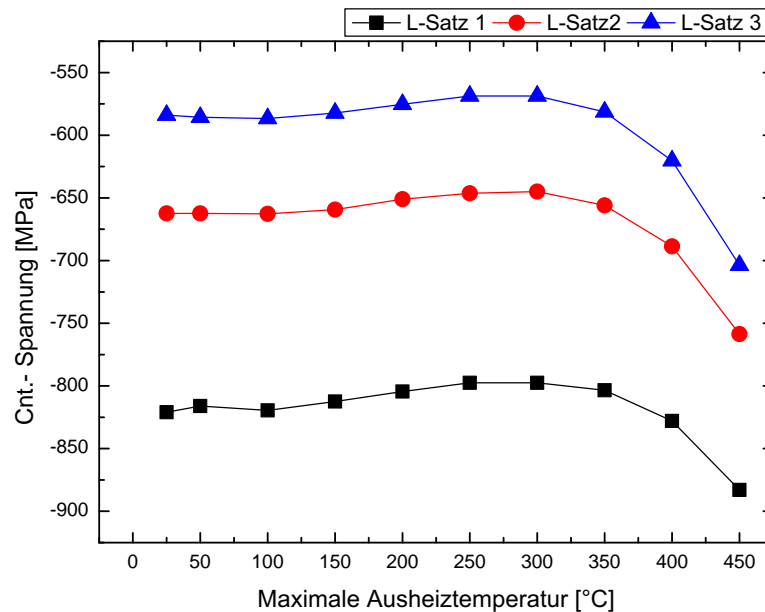


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Schichtspannung in den WTi Dünnschichten L1-L3 von der maximalen Ausheiztemperatur.

spannung behaftete Schichten einen Anstieg der Zugspannungskomponente bis hin zu 300...320 °C aufweisen. Dieser Anstieg ist umso größer, je höher die initiale Schichtspannung ist (vgl. Abbildung 5.3). Dünnschichten die unter Druckspannung stehen, zeigen keine oder nur sehr geringe Änderungen ihrer Schichtspannung bis 300...320 °C. Bei Temperaturen größer 320 °C zeigen alle Schichten eine Zunahme der Druckspannung, welche primär auf die ab ca. 300 °C verstärkte Oxidation der Filme zurückzuführen ist. Als erstes Fazit kann man festhalten, dass auf Grund des Temperverhaltens WTi-Dünnschichten mit Druckspannung besser zur Herstellung von MEMS Bauteilen geeignet sind als solche mit Zugspannung.

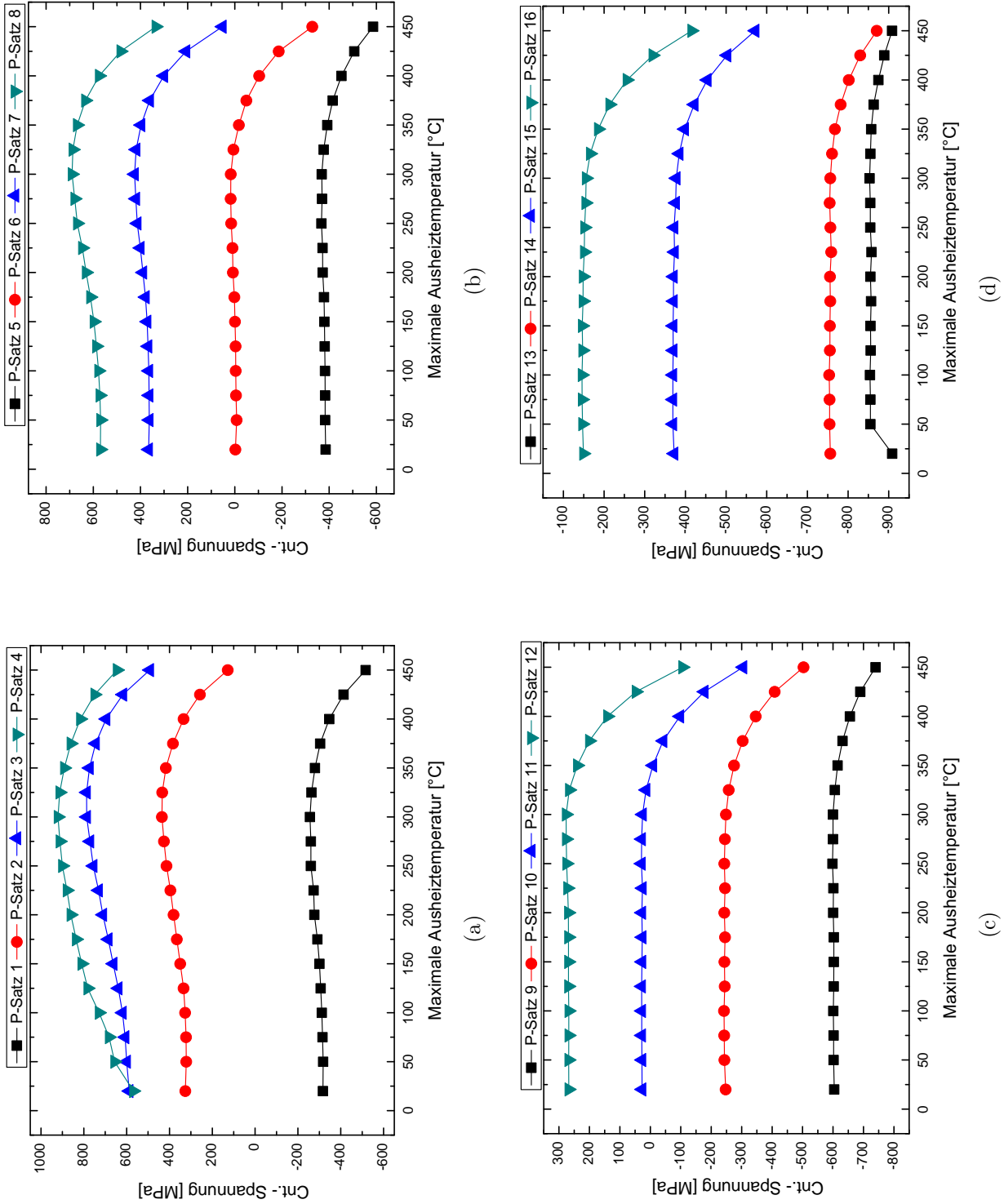
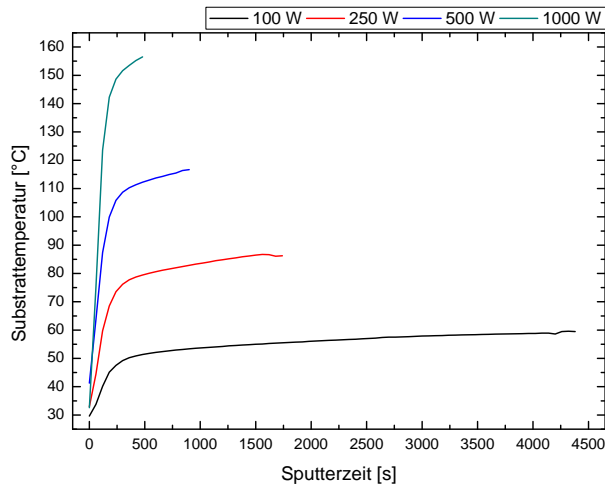


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Schichtspannung in den WTi Dünnschichten P1-P16 von der maximalen Ausheiztemperatur.



P-Satz	T_S/T_M
1...4	0,106
5...8	0,115
9...12	0,125
13...16	0,140

Tabelle 5.8: Homologe Temperatur der WTi-Parametersätze.

Abbildung 5.4: In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von WTi-Schichten.

Zur besseren Einordnung der Schichten in das Strukturzonenmodell von Thornton, wird auch bei Wolfram-Titan die während des Sputterprozesses auftretende Substrattemperatur mit Hilfe von PT100-Sensoren gemessen. Die aufgenommenen Temperatur-Zeit-Kurven sind in Abbildung 5.4 für die unterschiedlichen Leistungen aufgetragen. Der Einfluss der Parameter Druck und Fluss ist ebenso wie bei AlSiCu sehr gering und kann vernachlässigt werden.

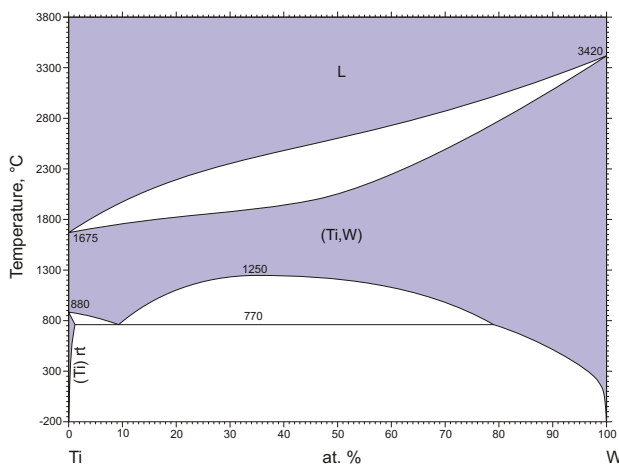


Abbildung 5.5: WTi Phasendiagramm.

Die ermittelten maximalen Temperaturwerte liegen zwischen ca. 60 und 160 °C. Aus der maximalen Substrattemperatur und der Schmelztemperatur von Wolfram-Titan können anschließend die homologen Temperaturen berechnet werden. Die Schmelztemperatur der WTi-Legierung ist kleiner als die des reinen Wolframs (3680 K) und lässt sich aus dem WTi Phasendiagramm

(Abbildung 5.5) ablesen. 90 Gew.-% Wolfram entsprechen umgerechnet ca. 70 At.-%. Die Schmelztemperatur liegt somit bei etwa 2850 °C, was ungefähr 3123 K entspricht. Unter Verwendung dieser Temperatur können die homologen Temperaturen berechnet werden. Die zugehörigen Werte sind in Tabelle 5.8 dargestellt. Aufgrund der Ergebnisse sind die WTi-Dünnsfilme der Zone 1 bzw. Zone T des Thornton Modells zuzuordnen. Die geringe homologe Temperatur stützt die Vermutung, dass die Abscheidung der WTi-Schichten gemäß dem Atomic-Peening-Modell abläuft.

Die Bestimmung der Ätzrate erlaubt mit einfachen Mitteln eine grobe Einschätzung der Qualität von Dünnsfilmen. Schichten mit hoher Porosität und vielen Verunreinigungen haben eine höhere Ätzrate als dichte Filme mit einer hohen Qualität.

P-Satz	Ätzrate [nm/s]	P-Satz	Ätzrate [nm/s]
1	3,181	9	4,668
2	3,416	10	4,181
3	3,385	11	3,950
4	6,360	12	4,270
5	4,325	13	4,017
6	4,278	14	4,192
7	4,646	15	4,689
8	4,828	16	4,270

Tabelle 5.9: As-deposited Ätzraten der WTi P-Sätze.

L-Satz	Ätzrate [nm/s]
1	3,993
2	4,383
3	4,449

Tabelle 5.10: As-deposited Ätzraten der WTi L-Sätze.

Die Ätzraten der WTi-Dünnsfilme sind den Tabellen 5.9 und 5.10 zu entnehmen (Ätzmedium: 35%iges H_2O_2 bei 60 °C). Anhand der Ergebnisse lässt sich nicht unmittelbar ein Zusammenhang zwischen den Sputterparametern und der Ätzrate

erkennen. Mit wenigen Ausnahmen liegen alle Messwerte in der gleichen Größenordnung. Lediglich bei kleinen Leistungen kann man eine Korrelation der Ätzrate mit dem Sputterdruck vermuten. Hier steigt die Ätzrate mit steigendem Druck an. Bei den L-Sätzen zeigt sich ein Anstieg der Ätzrate mit fallender Leistung, was die Annahme des Atomic-Peening-Modells stärkt. Dem Modell entsprechend haben Schichten höherer Leistung eine höhere Dichtigkeit, wodurch sich die geringe Ätzrate erklären lässt.

Die thermische Spannungskomponente lässt sich auch für Wolfram-Titan anhand der gemessenen Temperaturwerte mit Hilfe der Gleichung 2.19 berechnen. Sie liegt zwischen +20 MPa und +74 MPa für 100 W bzw. 1000 W und ist, aufgrund der Tatsache, dass die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von Silizium ($2,69 \cdot 10^{-6}$ [1/K]) und Wolfram ($4,5 \cdot 10^{-6}$ [1/K]) vergleichsweise gering ist, trotz höherer Substrattemperaturen deutlich kleiner im Vergleich zu AlSiCu. Die intrinsische Spannungskomponente ergibt sich dann aus der Differenz von Gesamt- und thermischer Spannung (vgl. Gleichung 2.17).

Die Analyse der erzielten Ergebnisse mittels Taguchi-Verfahren und linearer Regression ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Erwartungsgemäß hängt die thermische Spannung primär von der Sputterleistung ab, welche unmittelbar die Substrattemperatur beeinflusst (vgl. Abbildung 4.5) und somit über die Unterschiede der thermischen Ausdehnungskoeffizienten die thermische Spannung bestimmt. Der Einfluss von Druck und Fluss ist zu vernachlässigen. Da die thermische Spannung bei der Abscheidung der WTi-Schichten sehr gering ist, stimmen die Zusammenhänge von Gesamtspannung und intrinsischer Spannung bezogen auf die Abscheideparameter miteinander überein. Wie bei Refraktärmetallen häufig der Fall, dominieren die inneren Spannungen. Die Korrelation der intrinsischen Spannungskomponente mit Leistung und Druck deckt sich mit den Annahmen des Atomic-Peening-Modells. Ähnliche Untersuchungen wurden an Wolfram Schichten durchgeführt [BMM05, SMZ⁺00]. Diese zeigen den gleichen Zusammenhang zwischen Schichtspannung und Abscheidedruck. Entsprechend der Ergebnisse von Bouziane kann beim Übergang von Druck nach Zug eine signifikante Verringerung der mittleren Korngröße beobachtet werden. Dies stimmt mit den Beobachtungen des

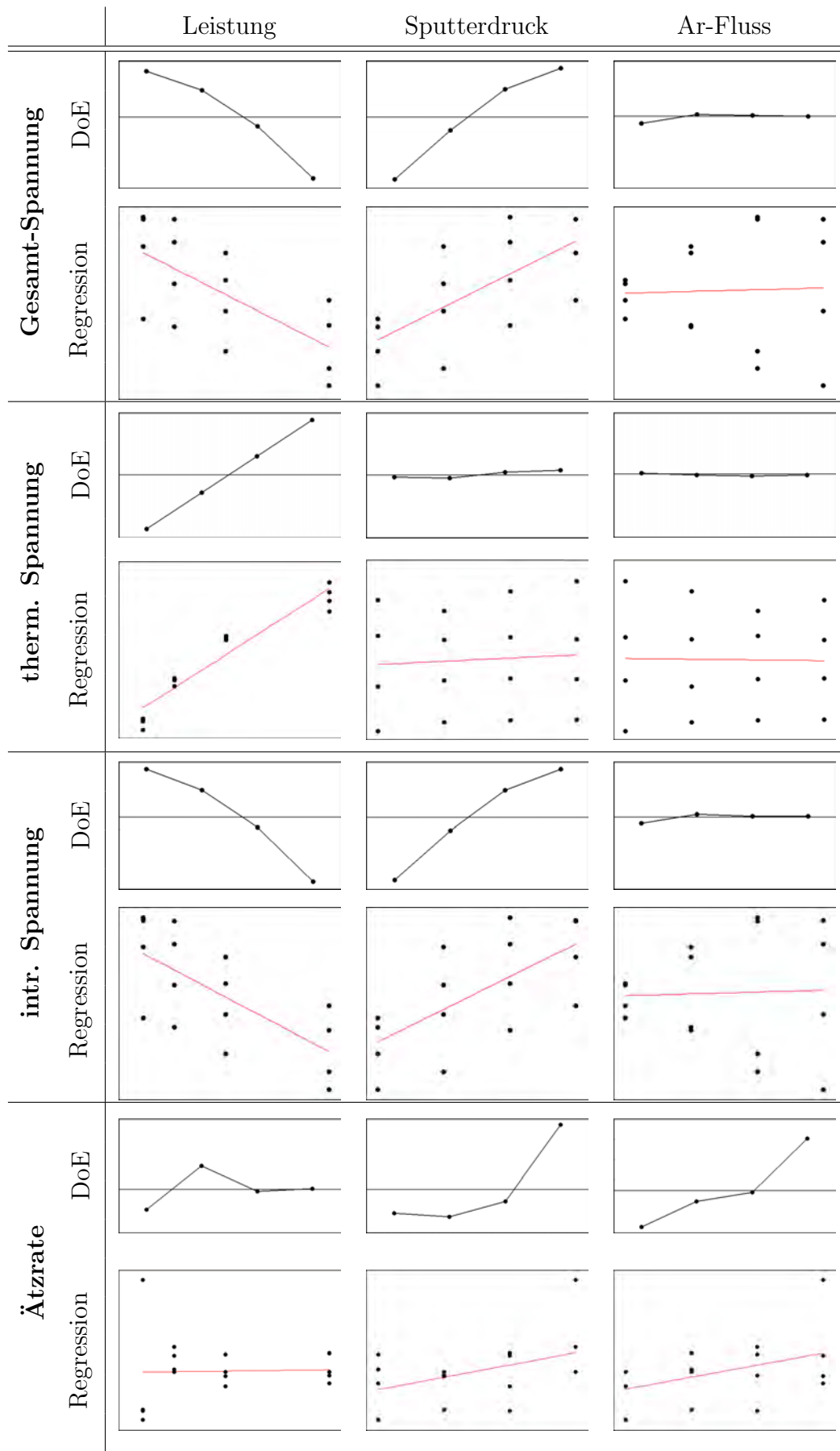


Abbildung 5.6: Einfluss der Prozessgrößen gemäß Taguchianalyse und linearer Regression.

Einfluss des Drucks auf die Ätzrate überein. Hier lässt sich bei einem bestimmten Druck ein starker Anstieg der Ätzrate verzeichnen. Eine Abnahme der Korngröße bedeutet eine Zunahme der Korngrenzendichte und ist somit für die höhere Ätzrate verantwortlich. Der Anstieg der Ätzrate mit dem Ar-Fluss stützt die Annahme, dass ein höherer Sputterfluss zu einem vermehrten Einbau von Fremdatomen führt, was typischerweise eine höhere Ätzrate zur Folge hat.

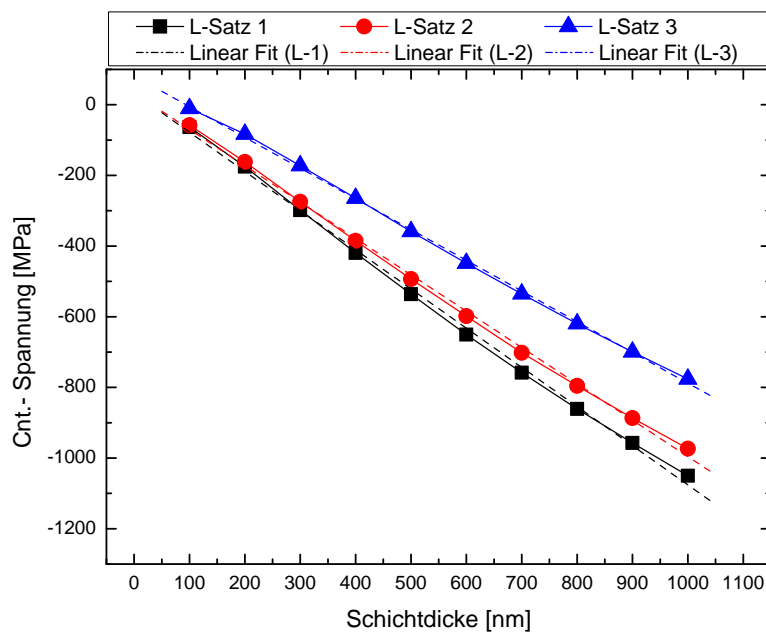


Abbildung 5.7: Mechanische Spannung schrittweise gesputterter WTi-Schichten.

Ebenso wie bei Aluminium-Silizium-Kupfer, wird auch bei Wolfram-Titan der Einfluss der Schichtdicke auf die Schichtspannung untersucht. Hierzu werden Schichten der L-Sätze in 100 nm Schritten bis auf eine Gesamtdicke von 1 μm gesputtert. Die Messung der Spannung erfolgt im abgekühlten Zustand unmittelbar nach jedem Sputterschritt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Schichtspannung folgt nahezu ideal einem linearen Verlauf. Mit Steigungen zwischen -8 MPa/nm und -10 MPa/nm wirken sich Schwankungen der Schichtdicke nur gering aus. Im Vergleich zu den durchgängig gesputterten Schichten erhält man eine größere Druckspannung bei 1 μm . Eine mögliche Erklärung ist die mit den kürzeren Sputterzeiten verbundene, geringere Aufheizung des Substrats, welche Zugspannungen verursacht, die den Druckspannungen entgegen wirken. Setzt man

die gemessenen Kurven linear zu kleineren Schichtdicken hin fort, so würde sich bei einer Schichtdicke von Null ein residuale Schichtspannung ungleich Null ergeben. Dies entspricht natürlich nicht der Realität. Ist keine Schicht vorhanden (Schichtdicke = 0 nm) so liegt auch keine mechanische Spannung vor. Die aus den Messkurven resultierende residuale Schichtspannung ist vielmehr darauf zurück zu führen, dass bei sehr kleinen Schichtdicken noch kein kontinuierlicher Dünnsfilm vorliegt. In diesem Bereich kommt es abhängig von den jeweiligen Abscheidebedingungen zu einem starken Anstieg oder auch einem wiederholten Vorzeichenwechsel der Schichtspannung [FS09, Tho05].

5.3 Spezifischer elektrischer Widerstand

Die Messungen des spezifischen elektrischen Widerstands ρ werden auch bei Wolfram-Titan an, in Oberflächenmikromechanik gefertigten, Widerstandsstrukturen oder mit Hilfe der Vierpunktmethode durchgeführt. Die Maße der Leiterbahnen entsprechen den in Abschnitt 4.3 vorgestellten Strukturen.

Einzelschichten

Die Messungen des spezifischen Widerstandes erfolgt an Schichten mit einer Dicke von 1 μm . Die Leiterbahnen werden nach der Bestimmung des elektrischen Widerstands geometrisch vermessen und eine Korrektur der geometrischen Daten vorgenommen. Bis auf wenige Ausnahmen befinden sich die Ergebnisse der Vierpunktmessung und der Bestimmung mittels Leiterbahnen in guter Übereinstimmung (vgl. Tabelle 5.11). Die Widerstandswerte der L-Sätze sind Tabelle 5.12 zu entnehmen. Die Höhe der Messwerte entspricht in der Größenordnung den von Glebosky ermittelten Werten für ein Mischungsverhältnis von 90 Gew.-% Wolfram und 10 Gew.-% Titan [GYBS95]. Der in der Literatur angegebene starke Anstieg des Widerstands beim Wechsel von Druck- nach Zugspannung lässt sich nur teilweise beobachten [BMM05]. Lediglich die Schichten mit den höchsten Zugspannungen (P-Satz 3, 4, 8, (2)) weisen einen deutlich erhöhten spezifischen Widerstand auf.

P- Satz	ρ [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]		P- Satz	ρ [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	
	Leiterbahnen	Vierpunkt		Leiterbahnen	Vierpunkt
1	65,25	51,90	9	51,49	50,02
2	72,24	56,39	10	47,40	51,57
3	87,59	72,11	11	52,66	51,91
4	75,79	101,08	12	54,92	50,63
5	56,65	54,90	13	52,33	47,15
6	54,40	52,28	14	50,74	49,44
7	56,74	58,19	15	51,10	48,62
8	69,82	62,34	16	52,08	46,30

Tabelle 5.11: Spezifischer elektrischer Widerstand der WTi Parametersätze.

L- Satz	ρ [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	
	Leiterbahnen	Vierpunkt
1	44,70	50,38
2	48,71	48,61
3	48,27	52,63

Tabelle 5.12: Spezifischer elektrischer Widerstand der WTi L-Sätze.

Betrachtet man die Messwerte mit dem Taguchi-Verfahren und der linearen Regression, so wird der Zusammenhang zwischen Sputterdruck und Widerstand besonders deutlich (vgl. Abbildung 5.8). Dieser entspricht dem im Atomic-Peening-Modell vorhergesagten Verhalten. Auch der mit steigender Leistung fallende Widerstandsverlauf kann anhand des Atomic-Peening-Modells erklärt werden. Bei niedrigen Sputterleistungen entstehen eher Schichten, die Zugspannungen aufweisen. Gemäß dem Atomic-Peening-Modell zeigen diese höhere Widerstandswerte. Die Korrelation des spezifischen Widerstands mit dem Argon-Fluss ist typisch für gesputterte Schichten. Mit höherem Fluss werden mehr Atome des Sputtergases in die Schicht eingebaut, wodurch sich der Widerstand erhöht.

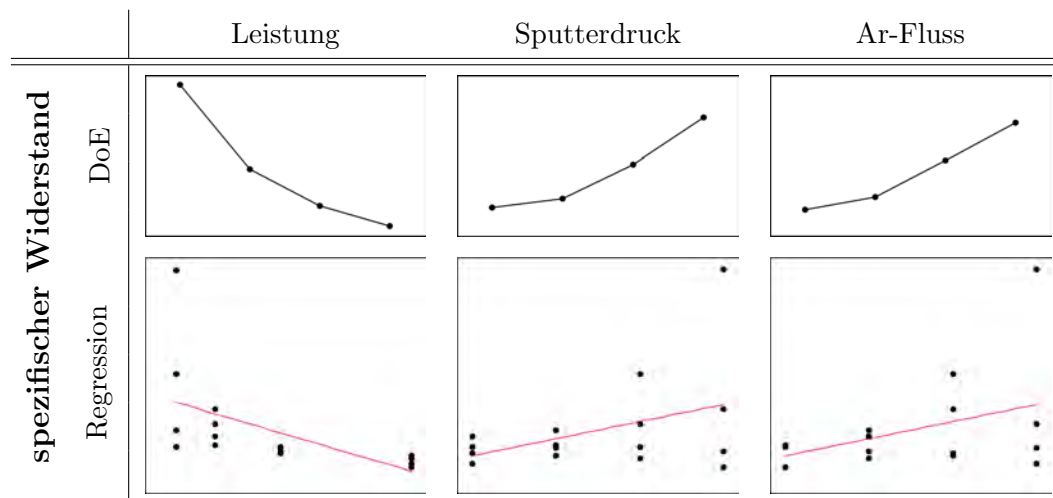


Abbildung 5.8: Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von den Prozessgrößen.

Zweischichtsysteme

Tabelle 5.13 zeigt die Ergebnisse der Messungen an Zweischichtsystemen der L-Sätze für die Vierpunktmethode und an Leiterbahnen. Die Gesamtdicke der Systeme beträgt, entsprechend der Dicke des geplanten Schalters, $2\ \mu\text{m}$. Die Messergebnisse sind den aus den Einzelschichten berechneten Widerstandswerten für eine zweilagige Anordnung gegenübergestellt. Die Grundlage der Berechnung bildet eine Parallelschaltung der Einzelschichten. Diese Annahme kann aufgrund der guten Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten bestätigt werden.

	L-Satz 1+3		L-Satz 2+3	
	Leiterbahnen	Vierpunkt	Leiterbahnen	Vierpunkt
gemessener Wert [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	46,61	48,91	47,01	49,65
berechneter Wert [$10^{-6}\Omega\text{cm}$]	46,42	51,48	48,49	50,54

Tabelle 5.13: Widerstandswerte von Zweischichtsystemen (gemessen, berechnet).

Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstands

Ebenso wie für Aluminium-Silizium-Kupfer werden auch für Wolfram-Titan die Temperaturkoeffizienten der Schichten mit Hilfe der Leiterbahnen (Länge: 6 mm, 7 mm)

bestimmt (vgl. Tabelle 5.14, 5.15). Verglichen mit dem Bulk-Wert von Wolfram

L-Satz	$\alpha \cdot 10^{-4}$ [1/K]
1	5,336
2	5,261
3	3,534

Tabelle 5.14: TCR der WTi L-Sätze (as-deposited).

P- Satz	$\alpha \cdot 10^{-4}$ [1/K]	P- Satz	$\alpha \cdot 10^{-4}$ [1/K]
1	3,370	9	6,372
2	3,360	10	5,761
3	3,276	11	5,035
4	3,618	12	4,506
5	2,873	13	4,887
6	3,820	14	5,425
7	4,268	15	4,192
8	3,880	16	5,084

Tabelle 5.15: TCR der WTi Parametersätze (as-deposited).

($4,8 \cdot 10^{-3}/\text{K}$) sind auch hier die Temperaturkoeffizienten der Dünnschichten um das 7,5...16,5-fache kleiner. Ursache ist, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, der große Anteil an Störstellen im Dünnschicht. Dieser ist, abgesehen von dem vergleichsweise hohen spezifischen Widerstand, auch für einen kleinen TCR verantwortlich.

5.4 E-Modul

Das E-Modul der Wolfram-Titan Schichten wurde mit der Nanoindentation (vgl. Abschnitt 2.4.9) bestimmt. Der Bulge-Test konnte nicht zur Ermittlung des E-Moduls herangezogen werden, da die sehr hohen auftretenden Schichtspannungen zur Zerstörung der Membran führen. Weiterhin treten hier im Gegensatz zu

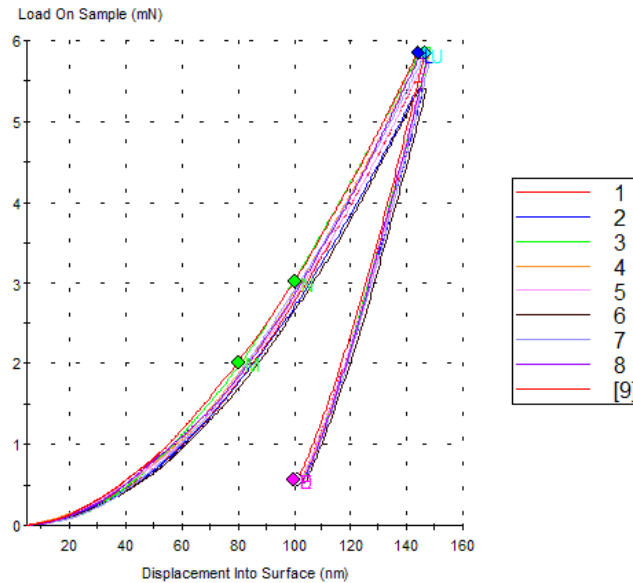


Abbildung 5.9: Indentationskurven der Probe L-1.

AlSiCu auch Druckspannungen auf. Schichten unter Druckspannung sind, aufgrund der daraus resultierenden Welligkeit (buckling) des Membran-Schichtaufbaus, mit dem Bulge-Test nur sehr ungenau und mit großen zu erwartenden Fehlern zu messen. Die Kraft-Eindringkurven der Indentationsmessung von Probe L-1 sind beispielhaft in Abbildung 5.9 dargestellt. Die mittels Nanoindentation ermittel-

L-Satz	E(BT) [GPa]
1	259,99
2	250,20
3	258,22
1+3	268,65
2+3	286,71

Tabelle 5.16: E-Modul der WTi-Schichten (Nanoindentation).

ten Elastizitätsmodule der Wolfram-Titan Schichten liegen zwischen 250 GPa und 287 GPa (vgl. Tabelle 5.16) und somit im Bereich der Literaturwerte für Wolfram-Dünnschichten (vgl. Tabelle 5.5). Im Vergleich zum Bulkwert (390...410) sind sie wesentlich niedriger [HKTS91, HRIJ98].

5.5 Topographie und innere Struktur

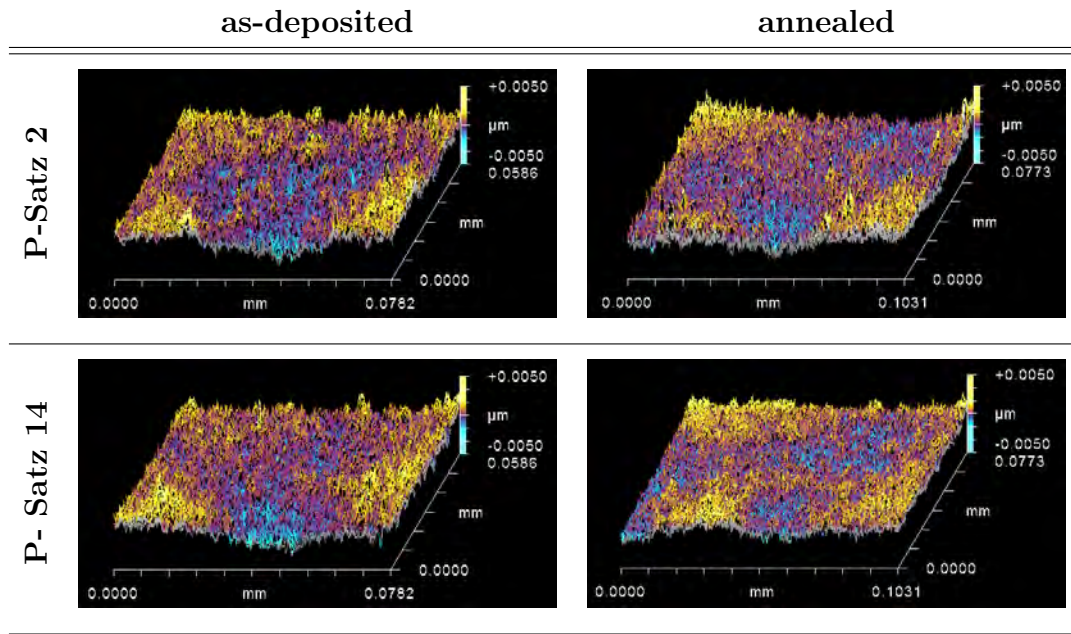


Abbildung 5.10: Topographieaufnahmen der WTi-Schichten.

Zur Untersuchung der Topographie werden die Wolfram-Titan Schichten auf oxidierte Siliziumstücke abgeschieden und die Oberfläche mittels Weißlichtinterferometrie vermessen. Die zugehörigen Rauigkeiten liegen, wie für gesputterte Dünnschichten typisch, im Bereich von 1 bis 2 nm. Eine Differenzierung der verschiedenen Proben anhand der Rauigkeit ist nicht möglich. Der Einfluss der untersuchten Abscheidungsparameter auf die Oberflächenrauigkeit ist offenbar zu vernachlässigen. Auch nach einem Ausheizzschritt bei 400 °C ergeben sich keine signifikanten Unterschiede der Proben sowohl untereinander als auch im Vergleich zum as-deposited Zustand (vgl. Abbildung 5.10).

In Abbildung 5.11 sind REM-Aufnahmen der Probenoberflächen der Parametersätze 2 und 14 dargestellt. Probe 2 steht unter Zugspannung, wohingegen Probe 14 mit Druckspannung behaftet ist. Entsprechend den Untersuchungen von Bouziane *et al.* haben Wolfram-Dünnschichten, die Druckspannungen aufweisen, im Durchschnitt größere Körner als Schichten, die unter Zugspannungen stehen [BMM05]. Die Aufnahmen

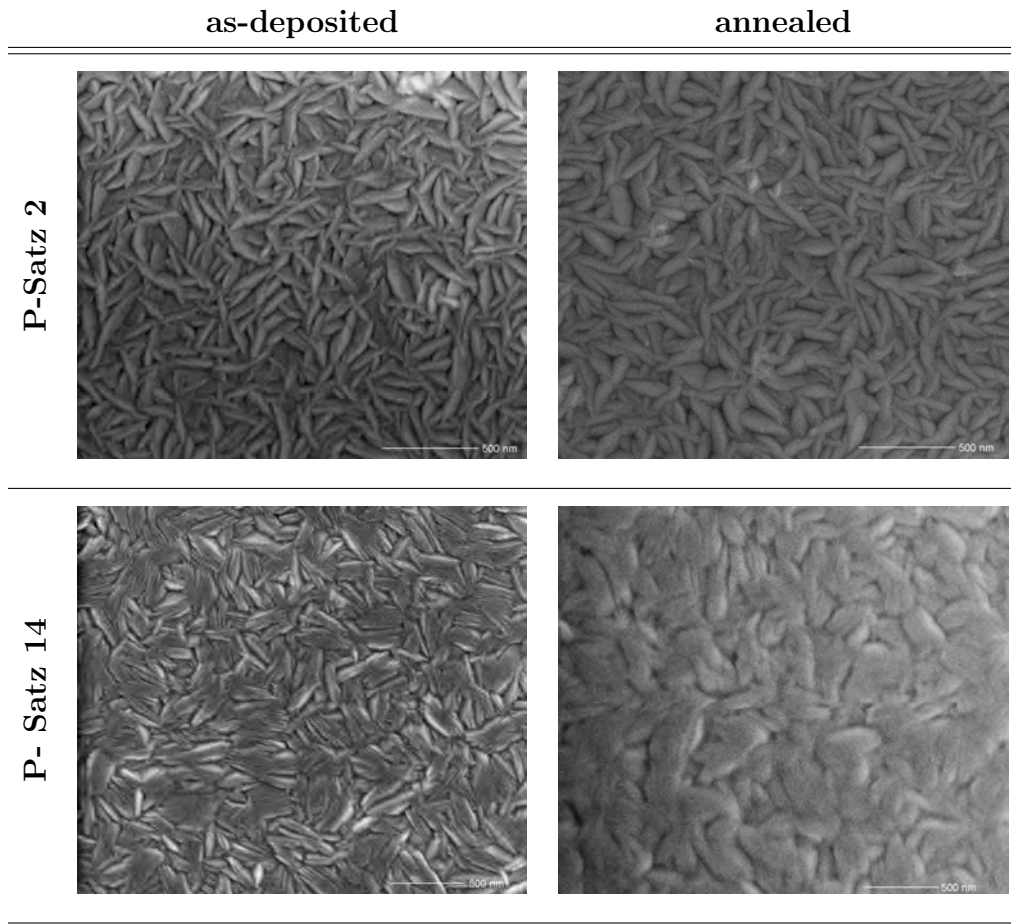


Abbildung 5.11: REM Oberflächenaufnahmen ausgewählter WTi-Schichten.

zeigen die Oberfläche im as-deposited Zustand und nach einem Ausheizzschritt bei 400 °C für 30 Minuten unter Standardatmosphäre. Nach Abscheidung zeigen beide Schichtarten eine Oberfläche, die von länglichen Objekten dominiert wird. Diese sind bei P-Satz 2 gut differenzierbar und nahezu gleichmäßig über die gesamte Oberfläche verteilt. Im Gegensatz dazu kann man bei P-Satz 14 auch Bereiche mit größeren Strukturen erkennen. In getempertem Zustand zeigen beide Parametersätze größere Objekte im Vergleich zum as-deposited Zustand.

Zur genaueren Untersuchung der inneren Struktur und der Korngrößen werden FIB-Schnitte der beiden Parametersätze angefertigt (vgl. Abbildung 5.12). Beide Schichten haben eine dichte und säulenartige Kornstruktur und sind somit der

Zone T des Thornton-Modells zuzuordnen. Weiterhin ist zu erkennen, dass, wie

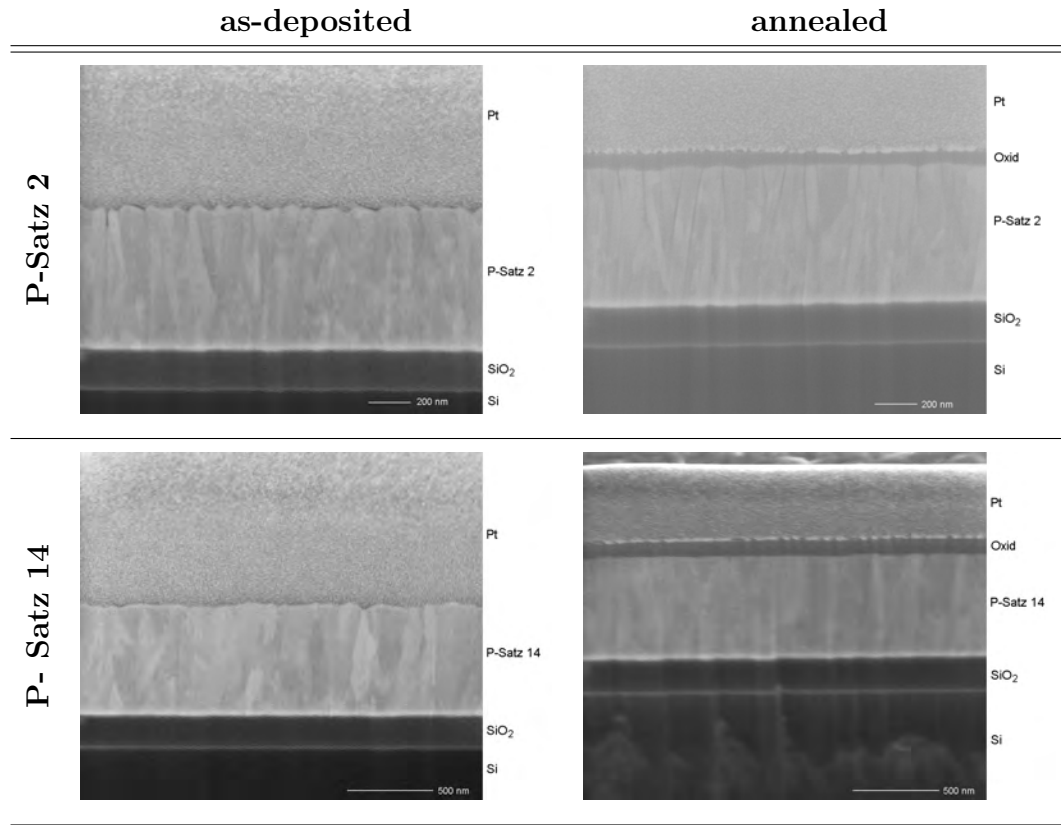


Abbildung 5.12: FIB-Schnitte ausgewählter WTi-Schichten.

bei Bouziane *et al.* beschrieben, die Schicht mit Druckspannung (P-Satz 14) eine größere Korngröße aufweist als diejenige nach P-Satz 2 (Zugspannung). Diese Tatsache deckt sich mit den Untersuchungen in Bezug auf den spezifischen Widerstand (vgl. Abschnitt 4.3) und auf die Ätzrate (vgl. Abschnitt 4.2) und bestätigt die dort getroffenen Annahmen. Aufgrund des Annealingschrittes unter Standardatmosphäre kommt es zur Bildung einer ca. 100 nm dicken Oxid-Schicht auf der Probenoberfläche. Eine signifikante Änderung der Korngröße lässt sich nicht feststellen. Ein ausgeprägtes Kornwachstum findet offensichtlich nicht statt. Das anhand der Oberflächenaufnahmen beobachtete Kornwachstum ist daher auf die Bildung des Oberflächenoxids zurückzuführen.

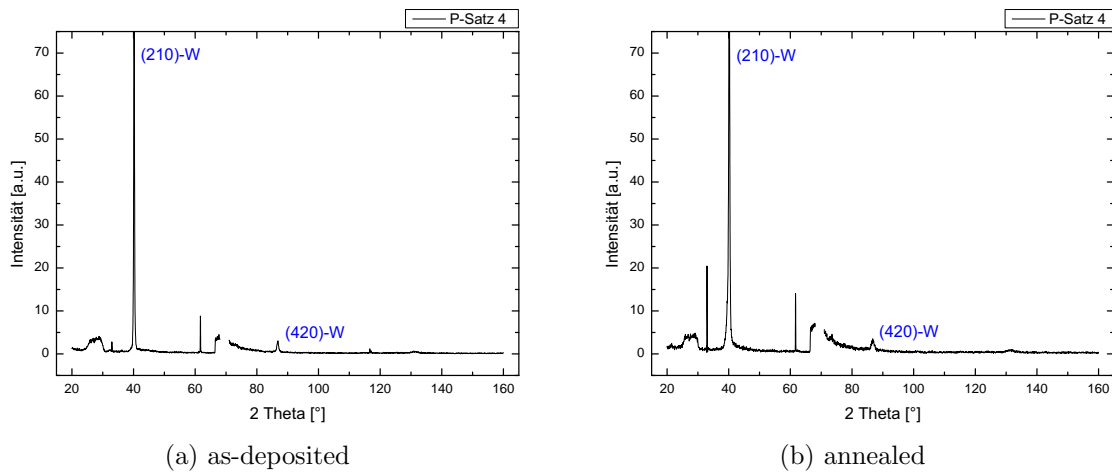


Abbildung 5.13: Diffraktogramm WTi P-Satz 4 .

XRD Untersuchungen der Schichten zeigen keine auffälligen Unterschiede zwischen den verschiedenen Proben. Abbildung 5.13 zeigt Diffraktogramme eines WTi-Dünnschichtes nach P-Satz 4 im as-deposited Fall (vgl. Abbildung 5.13a) und nach einem Ausheizzschritt bei 400 °C (vgl. Abbildung 5.13b). Bei allen Proben werden die (210)- und (420)- Wolfram Netzebenen detektiert. Diese zeigen auch nach dem Annealing keine signifikanten Änderungen. Die beiden Peaks bei 33,0° und 61,7° zeigen eine Änderung aufgrund des Ausheizens, können aber auf Basis der zu Verfügung stehenden Daten nicht zugeordnet werden. Stabile WTi-Phasen sind gemäß dem Phasendiagramm von Wolfram-Titan (vgl. Abbildung 5.5) unter den vorliegenden Bedingungen nicht zu erwarten.

5.6 Zusammenfassung

Aufgrund der schlechten Haftung von reinem Wolfram auf Siliziumdioxid wird eine Legierung aus 90 Gew.-% Wolfram und 10 Gew.-% Titan verwendet. Die wichtigsten Ergebnisse der durchgeführten Messungen werden im Folgenden nochmal kurz aufgeführt:

- Waferbow Messungen zeigen eine große Variation der auftretenden Schichtspannungen von -900 MPa (Druck) bis +600 MPa (Zug). Wie in der Literatur beschrieben, kommt es zu einem druckabhängigen Vorzeichenwechsel, welcher auf den Effekt des Atomic-Peening zurückzuführen ist.
- Messungen des Relaxationsverhaltens über einen Zeitraum von 150 Tagen ergeben Änderungen kleiner 1%. Bei Raumtemperatur ist der eingeprägte mechanische Spannungszustand äußerst stabil.
- In Bezug auf das Ausheizverhalten zeigen mit Zugspannung behaftete Schichten einen Anstieg der Zugspannungskomponente bis zu einer Temperatur von 300...320 °C. Dieser Anstieg ist umso größer, je höher der Spannungswert im as-deposited Zustand ist. Dünnschichten, die unter Druckspannung stehen, zeigen keine oder nur sehr geringe Änderungen ihrer Schichtspannung bis 300...320 °C. Bei Temperaturen größer 320 °C wird durchweg eine Zunahme der Druckspannungskomponente beobachtet, welche primär auf die verstärkt einsetzende Oxidation zurückzuführen ist.
- Basierend auf den bei den Abscheidvorgängen herrschenden Substrattemperaturen werden die homologen Temperaturen ermittelt. Aufgrund der Ergebnisse sind die WTi-Dünnschichten der Zone 1 bzw Zone T des Thornton-Modells zuzuordnen. Die Annahme, dass das Schichtwachstum gemäß dem Atomic-Peening-Modell abläuft, wird durch die kleinen homologen Temperaturen gestützt.

- Wie für Refraktärmetalle typisch, dominiert die intrinsische gegenüber der thermischen Spannungskomponente. Der thermische Anteil (+20...+74 MPa) steigt wie erwartet mit steigender Leistung, fällt jedoch aufgrund des geringen Unterschieds der Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Wolfram relativ gering aus. Die mit der Taguchi-Analyse und der linearen Regression durchgeführte Korrelation der Messergebnisse mit den Abscheideparametern spiegelt die Annahmen des Atomic-Peening-Modells in Bezug auf den Zusammenhang der inneren Spannung mit Leistung und Druck wieder. Dieses sagt für steigende Sputterleistungen eine Zunahme der Druckspannungsanteile voraus. Für steigenden Sputterdruck hingegen wird eine Abnahme der eingebrachten Druckspannung prognostiziert.
- Bei einem bestimmten Druck steigt die Ätzrate stark an. Diese Tatsache ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Bouziane, der eine signifikante Abnahme der mittleren Korngröße beim Wechsel von Druck nach Zug beschreibt. Auch ein höherer Sputterfluss führt zu einer größeren Ätzrate, was durch den vermehrten Einbau von Fremdatomen verursacht wird.
- Der Widerstand der WTi-Schichten liegt zwischen 46 und $101 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$ und somit in der Größenordnung entsprechender Literaturwerte. Der in der Literatur vorhergesagte starke Anstieg des spezifischen Widerstands beim Wechsel von Druckspannung zur Zugspannung lässt sich nur teilweise beobachten. Lediglich die Schichten mit den höchsten Zugspannungen (P-Satz 3, 4, 8 und (2)) zeigen einen signifikant höheren Widerstand. Die Aussagen des Atomic-Peening-Modells in Bezug auf die Auswirkungen des Sputterdrucks und -leistung auf den spezifischen Widerstand lassen sich anhand der Taguchi-Analyse bzw. der linearen Regression besonders gut herausarbeiten. Ein höherer Sputterdruck ist auch für einen größeren Schichtwiderstand verantwortlich. Im Gegensatz dazu führt eine höhere Sputterleistung eher zu einem kleineren Schichtwiderstand.
- Der gemessene TCR der WTi-Dünnschichten ist um einen Faktor 7,5 bis 16,5 kleiner als der Bulkwert von WTi ($4,8 \cdot 10^{-3} / \text{K}$). Ursache ist wie bei AlSiCu

der im Vergleich zum Bulkmaterial prozentual höhere Anteil der Störstellen am spezifischen Widerstand, welcher im Gegensatz zu anderen Faktoren nicht von der Temperatur abhängt.

- Die Elastizitätsmodule der WTi-Schichten liegen zwischen 250 und 287 GPa und haben dementsprechend die gleiche Größenordnung wie Literaturwerte von Wolfram-Dünnschichten.
- In Bezug auf die Oberflächenrauigkeit lässt sich kein Einfluss der Sputterparameter feststellen. Sie liegt bei allen Schichten zwischen 1 und 2 nm. Anhand von REM-Aufnahmen kann man jedoch erkennen, dass Schichten mit Druckspannungen größere Körner aufweisen als Schichten, die unter Zugspannung stehen. Dies wird auch durch FIB-Schnitte bestätigt und ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Widerstandsmessung. Alle abgeschiedenen Schichten zeigen eine dichte und säulenartige Kornstruktur und sind daher der Zone T des Thornton-Modells zuzuordnen.

In Summe bleibt festzuhalten, dass Wolfram-Titan basierte Dünnschichten und insbesondere solche mit Druckspannungen aufgrund ihrer Eigenschaften ausgezeichnet zur Herstellung hochtemperaturstabiler MEMS Bauelemente geeignet sind. Basierend auf den erzielten Ergebnissen werden im Rahmen dieser Arbeit die Schichten L-Satz 1, 2 und 3 zur Fertigung der Wolfram-Titan basierten MEMS Schalter verwendet.

Kapitel 6

Messungen an mikromechanischen Bauelementen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen an mikromechanischen Bauelementen, basierend auf Aluminium-Silizium-Kupfer bzw. auf Wolfram-Titan, präsentiert. Zunächst werden Messergebnisse von Balkenstrukturen (Cantilever) unterschiedlicher geometrischer Abmessungen hinsichtlich ihrer Auslenkung und dem Annealingverhalten gezeigt. Die Ergebnisse der Untersuchungen an RF-MEMS Schaltern bilden den zweiten und dritten Teil des Kapitels.

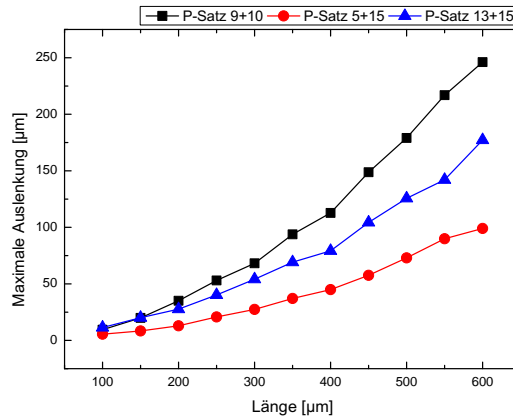
6.1 Mikromechanische Schaltelemente

Um eine genauere Vorstellung bezüglich des Zusammenhangs zwischen den geometrischen Abmessungen, der Schichtspannung und einer eventuell vorhanden Perforation zu erhalten, werden zunächst Untersuchungen an rechteckigen Balkenstrukturen der Längen $l = 100, 150, \dots, 600 \mu\text{m}$ und Breiten $b = 100, 150$ und $200 \mu\text{m}$ durchgeführt. Diese werden im Folgenden auch als Schaltelemente, Biegebalken oder Cantilever bezeichnet. Die messtechnische Erfassung der Höheninformationen erfolgt mit dem Rasterelektronenmikroskop oder dem Weißlichtinterferometer. Letzteres hat jedoch

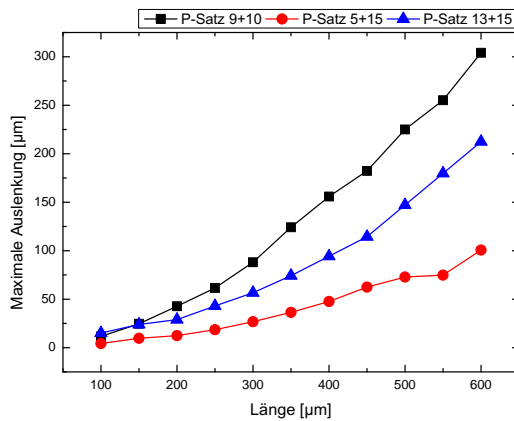
bei stark ausgelenkten Bauelementen den Nachteil, dass aufgrund der mit der Auslenkung verbundenen Verbiegung keine ausreichende Menge des verwendeten Lichtes in das Objektiv reflektiert wird und somit kein Messergebnis erzielt werden kann.

6.1.1 Schaltelemente aus AlSiCu

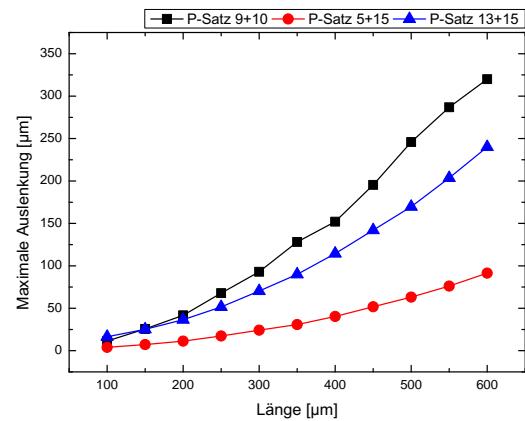
Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, können Bauelemente aus Aluminium-Silizium-Kupfer nur perforiert hergestellt werden. Die Kantenlänge der Perforation beträgt $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$. Basierend auf den in Kapitel 4 erzielten Messergebnissen werden



(a) Breite $100\ \mu\text{m}$



(b) Breite $150\ \mu\text{m}$



(c) Breite $200\ \mu\text{m}$

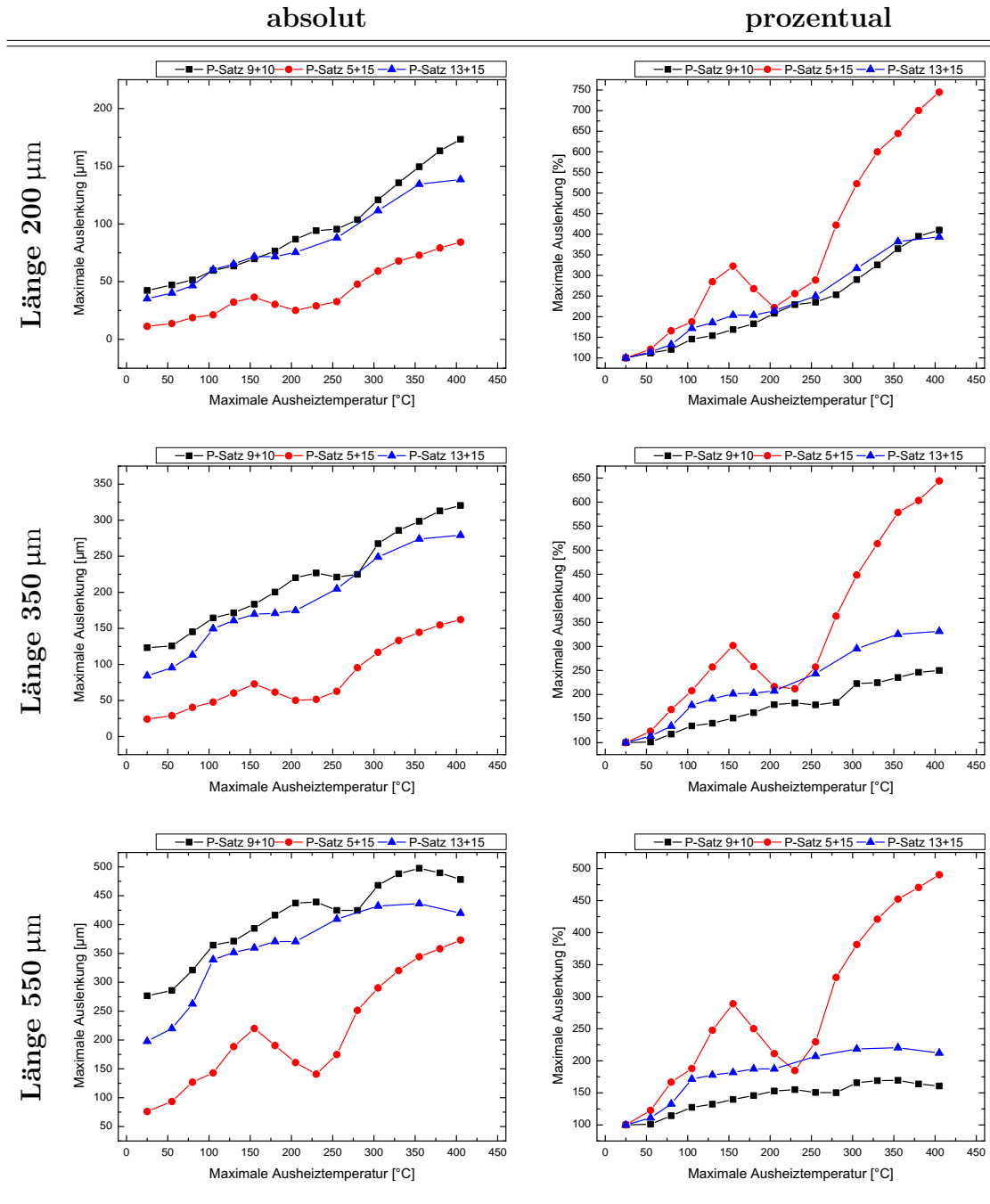
Abbildung 6.1: Auslenkung der AlSiCu-Schaltelemente.

hierzu die Parameterkombinationen 9+10, 5+15 und 13+15 verwendet. Die aus den Schichtspannungen resultierende Auslenkung der Cantilever im as-deposited Zustand sind in Abbildung 6.1 graphisch dargestellt. Entsprechend der Graphen zeigen Balken der Parameterkombination 9+10 die größte Auslenkung und somit auch die größte Differenzspannung. Schaltelemente, die aus den P-Sätzen 5 und 15 bestehen, weisen die geringste Auslenkung und damit verbunden auch die kleinste Differenzspannung auf.

Ausheizverhalten der AlSiCu-Schaltelemente

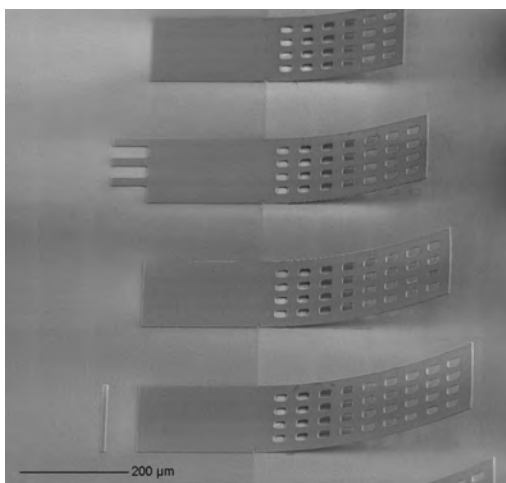
Ebenso wie die Auslenkung wurde auch die Änderung der Auslenkung durch Ausheizen der Bauelemente für P-Sätze 5+15, 9+10 sowie 13+15 untersucht. In Abbildung 6.2 sind exemplarisch die erzielten Ergebnisse für Cantilever der Breite $200\ \mu\text{m}$ und den Längen 200 , 350 und $550\ \mu\text{m}$ dargestellt. Die absoluten Werte beziehen sich wie im vorherigen Abschnitt auf die maximale gemessene Auslenkung am Balkenende. Die prozentuale Auslenkung gibt jeweils die Änderung der Auslenkung bezogen auf den Zustand nach der Abscheidung, ohne die Einwirkung von Temperatur, an. Die Temperschritte und Haltezeit entsprechen hierbei denen zur Bestimmung des Spannungszustandes (vgl. Abschnitt 4.2).

Wie im as-deposited Zustand zeigen die Schaltelemente basierend auf den Parametersätzen 9+10 für alle Temperaturen die größte Auslenkung. Die kleinsten Auslenkungen bezogen auf die P-Sätze ergeben sich für die Kombination aus P-Satz 5 und 15. Über dem gesamten betrachteten Temperaturbereich nimmt die Auslenkung der Bauelemente aus den P-Sätzen 9+10 und 13+15 stetig zu. Im Gegensatz dazu steigt die Auslenkung bei Verwendung der Parametersätze 5 und 15 bis hin zu $155\ ^\circ\text{C}$, sinkt dann bis zu einer Temperatur von 205 bzw. $230\ ^\circ\text{C}$ wieder ab und steigt im Folgenden wieder an. Für die Kombination der P-Sätze 9+10 werden bei einer Länge von $600\ \mu\text{m}$ Auslenkungen von ca. $530\ \mu\text{m}$ erzielt. Für die P-Sätze 5+15 beträgt der maximale Wert für Strukturen der Länge $600\ \mu\text{m}$ ca. $405\ \mu\text{m}$. Die Abhängigkeit der Auslenkung von der Breite folgt keinem klaren Trend. Je nach Parameterkombination und Länge kann die maximale Auslenkung

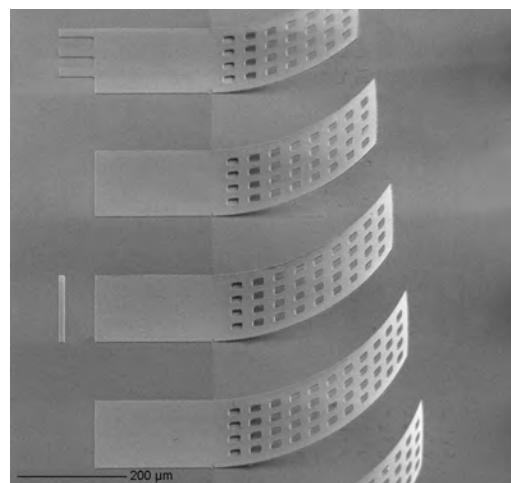
Abbildung 6.2: Ausheizverhalten AlSiCu-Schaltelemente ($b = 200 \mu\text{m}$).

bei Schaltelementen der Breite 100, 150 oder $200 \mu\text{m}$ gemessen werden.

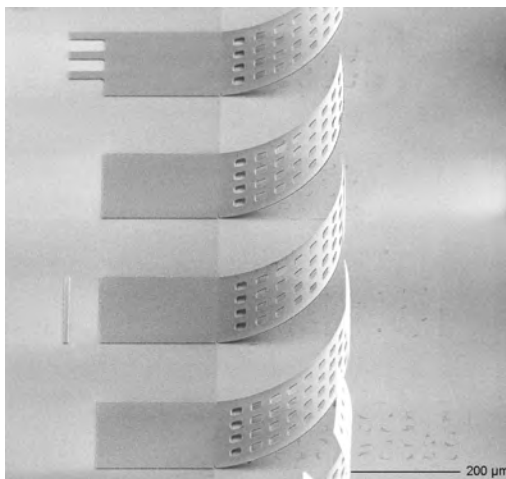
Aus der Zunahme der Auslenkung lässt sich auch auf eine Zunahme des inneren mechanischen Spannungszustandes schließen. Betrachtet man die prozentuale Änderung der Auslenkung, so wird besonders deutlich, dass die prozentuale Zunahme der Auslenkung mit größerer Balkenlänge abnimmt. Desweiteren kann man feststellen, dass bei den Parameterkombinationen 9+10 und 13+15 die Auslenkung, und somit auch die innere Spannungsdifferenz, eher gleichmäßig zunimmt. Im Fall der Kombination 5+15 hingegen unterliegt diese offenbar starken Schwankungen.



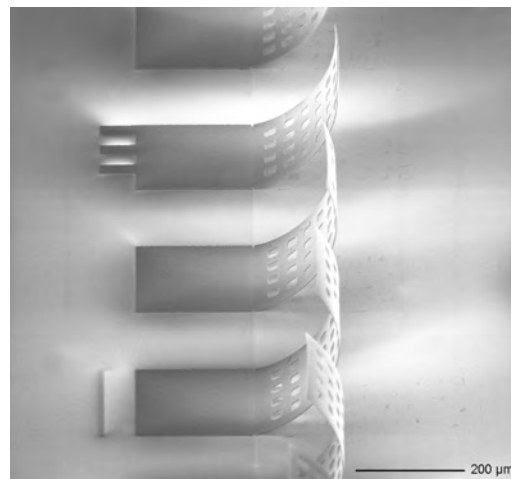
(a) RT



(b) 180 °C



(c) 305 °C



(d) 405 °C

Abbildung 6.3: REM-Aufnahmen von AlSiCu-Schaltelementen nach den angegebenen Ausheizschritten (P-Satz 13+15, $b=200\ \mu\text{m}$).

Abbildung 6.3 zeigt exemplarisch REM-Aufnahmen von Schaltelementen der Parameterkombination 13+15. Deutlich zu erkennen ist die zunehmende Verbiegung/Auslenkung mit steigender Ausheiztemperatur. Dieses Verhalten ist untypisch für Aluminium basierte Bauelemente. Hier würde man eigentlich eine Abnahme der Verbiegung durch Kriechen erwarten.

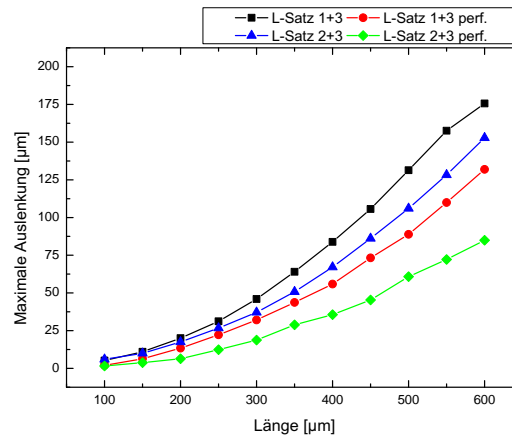
Pull-In-Spannung und Lebensdauer der AlSiCu-Schaltelemente

Die Messung der Pull-In-Spannung der AlSiCu-Schaltelemente wurde mittels Waferprober und direkter Kontaktierung der Schalter am Anker sowie der metallisierten Substratrückseite durchgeführt. Die Kontrolle der benötigten Schaltspannung kann aufgrund der Geräteausstattung nur optisch durchgeführt werden. Die gemessenen Werte liegen zwischen 40 und 60 V. Ein Zusammenhang der zum Schalten benötigten Spannung mit der Länge oder Breite der Balken sowie den verwendeten Parametersätzen konnte nicht festgestellt werden. Neben dem Einfluss der Differenzspannung, welche aus den gewählten Parametersätzen resultiert, würde man insbesondere bei großen Balkenlängen einen Einfluss der Balkenbreite erwarten. Hier kommt es wegen des biaxialen Spannungszustand und der damit verbunden Biegung entlang der Breitenachse zu einer Versteifung des Balkens, welche theoretisch zu einer Erhöhung der Pull-In führt. Sowohl der Einfluss der Balkenbreite als auch der Einfluss der Parametersätze kann aufgrund der hohen Schwankungsbreite der Messung nicht beobachtet werden.

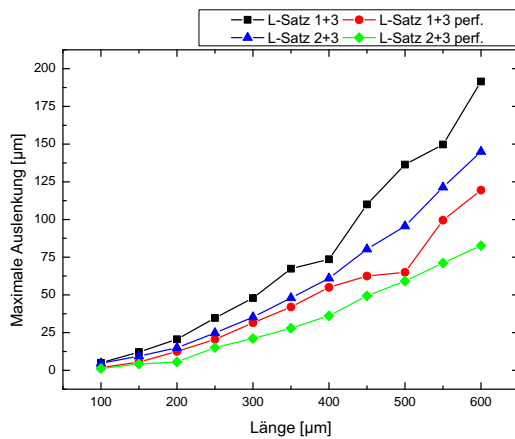
Untersuchungen zur Lebensdauer der AlSiCu-Schaltelemente waren im Rahmen dieser Arbeit nur mit Einschränkungen möglich. Gerätebedingt betrug die minimale Schaltzeit $t_{schalt} = 50$ ms. Über einen Beobachtungszeitraum von drei Monaten konnten somit ca. $50 \cdot 10^6$ Schaltzyklen an $200 \mu\text{m}$ breiten Schaltelementen der Kombination 13+15 durchgeführt werden. Als Schaltspannung wird ein bipolares Rechtecksignal mit ± 65 V verwendet. Eine erneute Vermessung der Auslenkung nach den Schaltvorgängen ergibt keine Abweichung in Bezug auf den ungeschalteten Zustand. Eine genauere Bestimmung der Lebensdauer bzw. der maximal möglichen Anzahl von Schaltzyklen ist aufgrund der genannten Einschränkungen nicht möglich.

6.1.2 Schaltelemente aus WTi

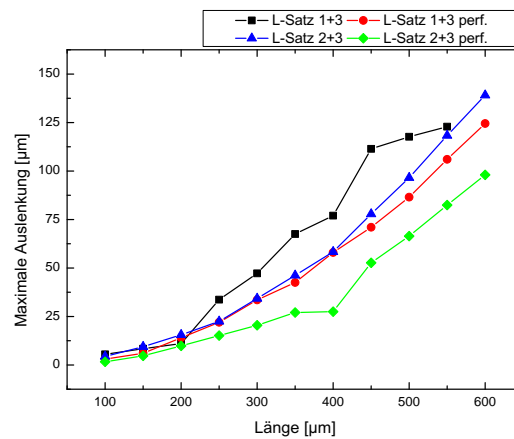
Wie vorhergehend bereits erwähnt, ist es möglich, Bauelemente auf Wolfram-Titan-Basis sowohl perforiert als auch ohne Perforation herzustellen. Aufbauend auf den Einzelschichten gemäß den Abscheideparametern L-Satz 1,2 und 3, werden Schaltelemente der Schichtkombinationen L-Satz 1+3 sowie L-Satz 2+3 gefertigt. Die zugehörigen Parameter können Kapitel 5 entnommen werden. Die resultierenden



(a) Breite 100 µm



(b) Breite 150 µm



(c) Breite 200 µm

Abbildung 6.4: Auslenkung der WTi-Schaltelemente.

Auslenkungen der fertig prozessierten WTi-Schaltelemente sind in Abbildung 6.4 in Abhängigkeit von der jeweiligen Länge dargestellt. Entsprechend der Ergebnisse

aus Abschnitt 5.2 ergeben sich die größten Auslenkungen für die Kombination von L-Satz 1 mit L-Satz 3. Sowohl für unperforierte (L-Satz 1+3, L-Satz 2+3) als auch für perforierte Balken (L-Satz 1+3 perf., L-Satz 2+3 perf.) sind die gemessenen Auslenkungen für L-Satz 1+3 ausnahmslos größer im Vergleich zu L-Satz 2+3. Weiter lässt sich erkennen, dass Biegebalken mit Perforation bei sonst gleichen geometrischen Abmessungen eine kleinere Auslenkung aufweisen als perforierte. Einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Bauelementbreite und der maximalen Auslenkung kann man, ebenso wie im Fall von AlSiCu, nicht feststellen.

Ausheizverhalten der WTi-Schaltelemente

Die Untersuchungen des Einflusses von Ausheiztemperaturen auf Wolfram-Titan Schaltelemente werden an den vorhergehend beschriebenen Biegebalken der Parameterkombinationen L-Satz 1+3 und L-Satz 2+3 mit und ohne Perforation durchgeführt. Die zugehörigen Ergebnisse sind beispielhaft für Balken der Länge 200, 400 und 600 μm und einer Breite von 150 μm graphisch in Abbildung 6.5 dargestellt. Die prozentualen Angaben beziehen sich auch hier auf die Auslenkung, welche unmittelbar nach der Herstellung gemessen wurde. Das Ausheizen erfolgt wiederum unter Standardatmosphäre bei den aus den Messkurven ersichtlichen Temperaturen und einer Haltezeit von 30 Minuten.

Wie auch bei Aluminium-Silizium-Kupfer nimmt die Maximalauslenkung tendenziell mit steigender Ausheiztemperatur zu. Ordnet man die Parameterkombinationen absteigend in Bezug auf die maximale Auslenkung, so ergibt sich bis auf wenige Ausnahmen, wie im as-deposited Zustand, folgende Reihenfolge: L-Satz 1+3, L-Satz 2+3, L-Satz 1+3 perforiert und L-Satz 2+3 perforiert. Mit Ausnahme der Kombination L-Satz 2+3 perforiert, welche vergleichsweise große relative Schwankungen der Auslenkung aufweist, zeigen die untersuchten Schaltelemente eine sehr gute Stabilität, insbesondere bis 400 °C. Erhöht man die Ausheiztemperatur weiter, lässt sich eine stärkere Zunahme der Auslenkung und somit auch der Spannungsdifferenz feststellen. Die Rasterelektronenmikroskopaufnahmen in Abbildung 6.6 zeigen,

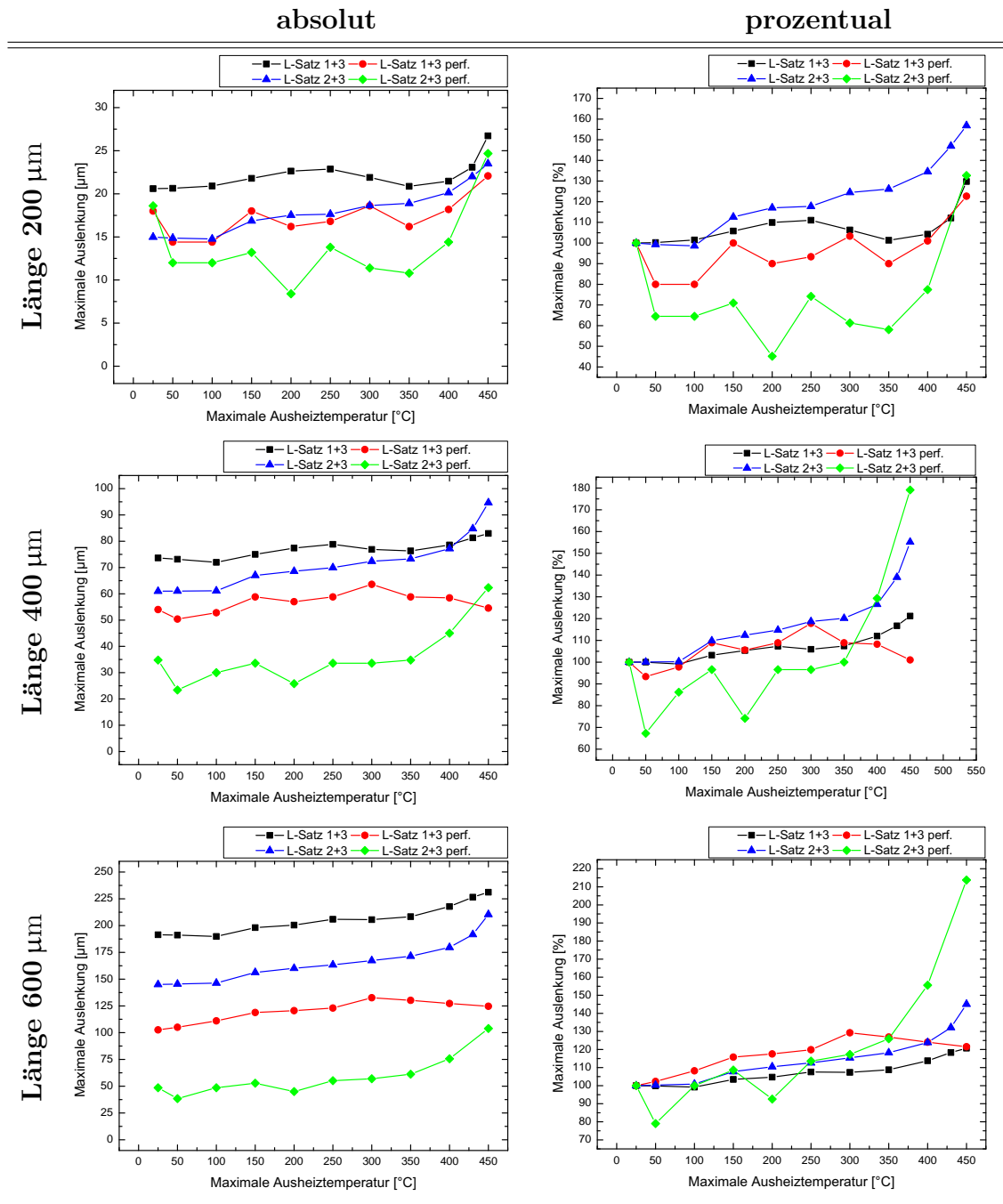


Abbildung 6.5: Ausheizverhalten WTi-Schaltelemente ($b = 150 \mu\text{m}$).

beginnend von oben, Balken der Länge 350, 400 und 450 μm nach Ausheizschritten bei den angegebenen Temperaturen. Die Zunahme der Verbiegung mit steigender

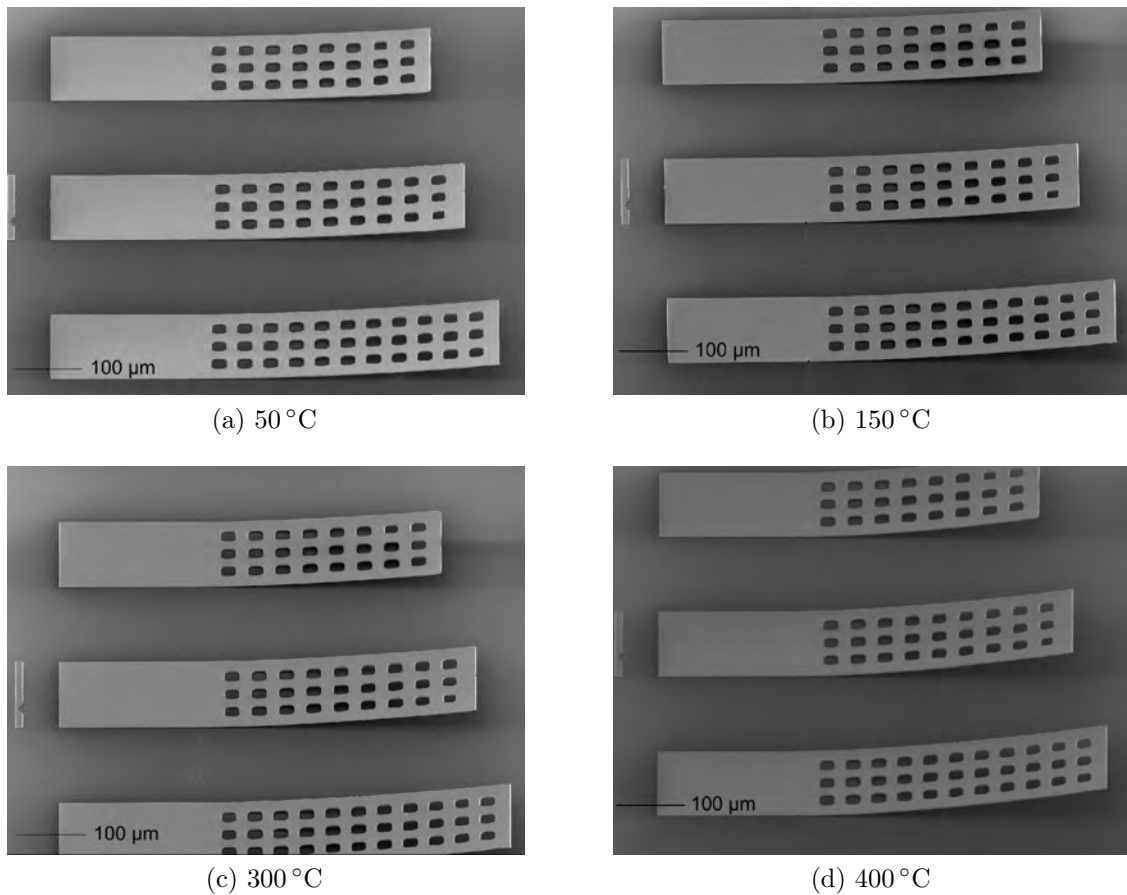


Abbildung 6.6: REM-Aufnahmen von WTi-Schaltelementen nach den angegebenen Ausheizschritten (L-Satz 2+3, $b=150\ \mu\text{m}$).

Annealingtemperatur wird besonders gut im direkten Vergleich der Abbildungen 6.6a und 6.6d deutlich. Darüberhinaus lässt sich anhand der REM-Bilder auch die vergleichsweise geringe Verbiegung bzw. geringe Zunahme der Verbiegung der Cantilever im direkten Vergleich mit AlSiCu basierten Schaltelemente erkennen (vgl. Abbildung 6.3).

Pull-In-Spannung und Lebensdauer der WTi-Schaltelemente

Die gemessenen Pull-In-Spannungen der Wolfram-Titan Schaltelemente liegen mit 35 bis 60 V in der gleichen Größenordnung wie die der AlSiCu-Balkenelemente. Ein Zusammenhang der Höhe der Pull-In-Spannung mit Breite und Länge der Schaltelemente, einer Ausführung mit oder ohne Perforation, sowie den verwendeten Schichtparametern kann auch bei den WTi basierten Biegebalken nicht festgestellt werden.

Die Untersuchungen zur Lebensdauer der Wolfram-Titan Schaltelemente unterliegen den gleichen Einschränkungen, wie sie bereits bei den AlSiCu Schaltelementen erläutert wurden. Auch hier wird eine bipolare Rechteckspannung mit ± 65 V und einer gerätebedingten, minimalen Schaltzeit von $t_{\text{schalt}} = 50$ ms verwendet. In einem Zeitraum von einigen Monaten konnten ca. $80 \cdot 10^6$ Schaltzyklen, ohne Veränderung der ungeschalteten Auslenkung, an perforierten Schaltelementen der Parameterkombination L-Satz 1+3 durchgeführt werden.

6.2 Mikromechanische Hochfrequenz-Schalter

Für die Herstellung der RF-MEMS Schalter werden pro Legierung zwei verschiedene Kombinationen der Funktionsschichten verwendet. Insgesamt werden fünf verschiedene Schalterarten (2 AlSiCu, 3 WTi) hergestellt und untersucht. Jede Art enthält dabei Schalter des Typs A und B (vgl. Abschnitt 3.2). Die Länge der Schalter beträgt $506 \mu\text{m}$ bei einer Breite von $266 \mu\text{m}$ am Anker und $80 \mu\text{m}$ an der Schalterspitze.

6.2.1 RF-MEMS Schalter aus AlSiCu

Anhand der an den AlSiCu-Schaltelementen erzielten Messergebnisse scheint die Parameterkombination 5+15 am wenigstens zur Realisierung von MEMS Bauteilen

geeignet, da sie die mit Abstand größten Änderungen in Bezug auf das Ausheizverhalten aufweist (vgl. Abbildung 6.2). Es werden daher nur die Parameterkombinationen 9+10 sowie 13+15 zur Herstellung der RF-MEMS Schalter verwendet.

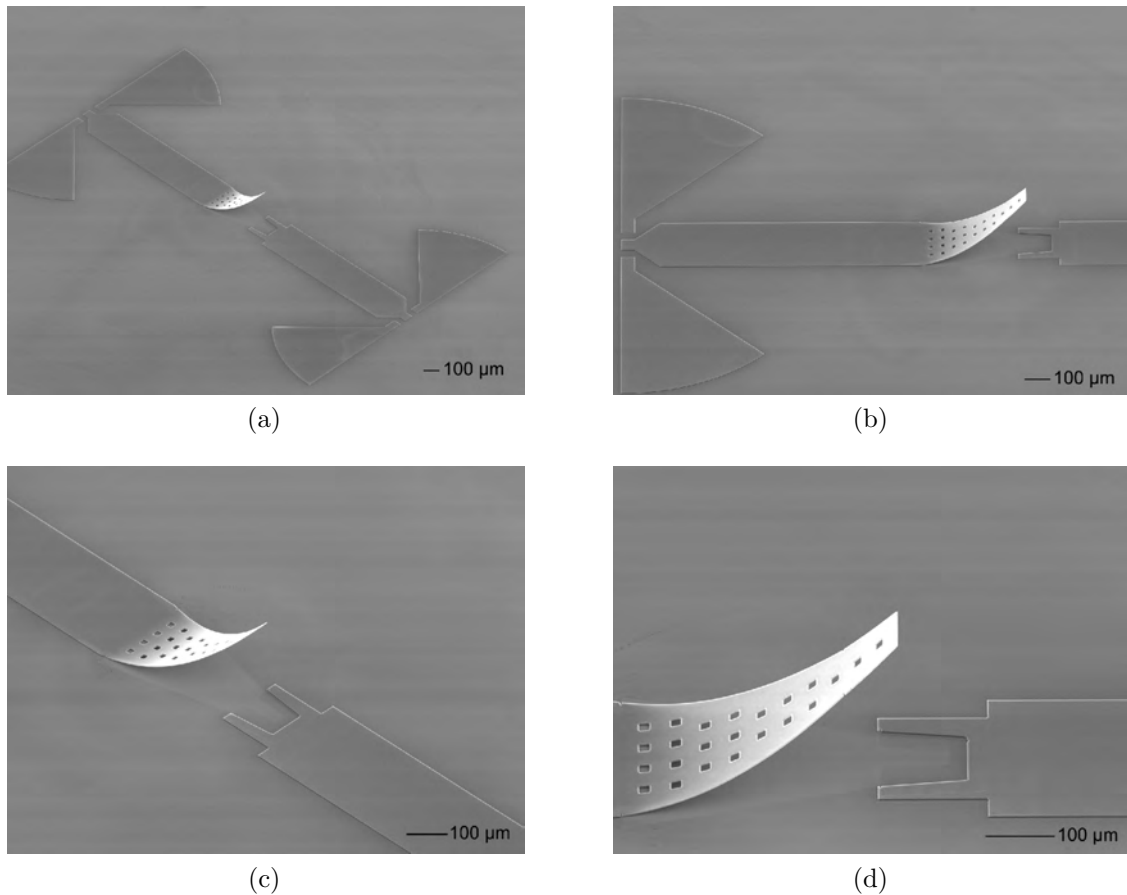


Abbildung 6.7: REM-Aufnahmen AlSiCu RF-MEMS Schalter (P-Satz 9+10).

Abbildung 6.7 zeigt REM-Aufnahmen eines AlSiCu RF-MEMS Schalters, der auf den Funktionsschichten P-Satz 9 und P-Satz 10 basiert. Aus Abbildung 6.7a ist deutlich zu erkennen, dass es sich hierbei um einen Längsseitenschalter in Mikrostrippausführung handelt. Hierbei liegt die Achse des beweglichen Elements parallel zum Signalpfad. Gut zu sehen ist auch die konkave Ausführung der Mikrostripleitung im Koppelgebiet des Schalters, um eine möglichst große Koppelfläche realisieren zu können. Die gemessene Auslenkung der Schalterspitze beträgt ca. $250\ \mu\text{m}$ und liegt somit in der Größenordnung eines AlSiCu-Schaltelements gleicher Kombination und

einer Länge von 500 μm .

Ausheizverhalten der AlSiCu RF-Schalter

Die Messungen des Ausheizverhaltens der AlSiCu RF-Schalter erfolgt auf bekannte Art und Weise. Die zugehörigen Ergebnisse sind in Abbildung 6.8 zu sehen. Die

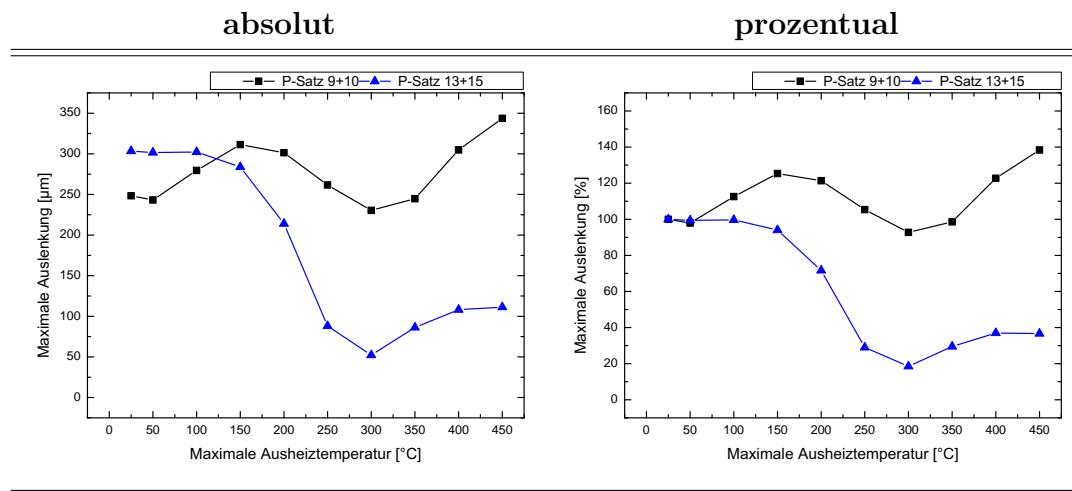


Abbildung 6.8: Ausheizverhalten RF-MEMS Schalter AlSiCu.

Schalter der beiden Parameterkombinationen zeigen zunächst ein unterschiedliches Verhalten. Während bei der Kombination P-Satz 9+10 die Auslenkung bis 150 $^{\circ}\text{C}$ um etwa 25% zunimmt, bleibt sie bei P-Satz 13+15 bis 100 $^{\circ}\text{C}$ nahezu konstant und fällt dann ab. Von 150 $^{\circ}\text{C}$ aufwärts, zeigen beide Schalterarten ein prinzipiell ähnliches Verhalten, wenn auch mit verschieden starker Ausprägung. Zwischen 150 und 300 $^{\circ}\text{C}$ sinkt die maximale Auslenkung und steigt anschließend wieder an. Dieses Verhalten ist bei Schaltern der Kombination 13+15 deutlich stärker. Dort schwankt die Auslenkung zwischen 20 und 100% des as-deposited Werts. Im Gegensatz dazu werden bei der Parameterkombination 9+10 prozentuale Werte von 98 bis 138% gemessen. Im Vergleich zu den Messungen an Schaltelementen (vgl. Abschnitt 6.1) weisen die hier erzielten Ergebnisse eine deutliche Abweichung auf. Dort wurde bei den gleichen Parameterkombinationen eine nahezu kontinuierliche Zunahme der Auslenkung beobachtet.

Neben den in den Graphen abgebildeten Messungen wurde an Schaltern der Kombination 9+10 untersucht, wie sich ein bereits ausgeheizter Schalter unter erneutem Einfluss von Temperaturen, wie sie üblicherweise in der Automobilindustrie spezifiziert sind hinsichtlich der Auslenkung verhält. Hierzu wurden mehrere RF-MEMS Schalter zunächst bei 400 °C getempert. Anschließend wurde die maximale Auslenkung vermessen. Diese beträgt 112% bezogen auf den Ursprungswert und ist somit etwa gleich groß wie bei Schaltern gleicher Kombination, die mehrere Ausheizschritte bis 400 °C erfahren haben. Maßgeblich für die maximale Auslenkung ist offenbar nur die maximale Ausheiztemperatur. Die Vorgeschichte hat keinen merklichen Einfluss. Nach dem Ausheizen und dem Vermessen der Auslenkung werden die Schalter bei 150 °C für eine Stunde erneut getempert. Hierdurch erfolgt keine weitere Änderung der maximalen Auslenkung. Sie beträgt nach wie vor 112%. Die Annahme, dass ausschließlich die Maximaltemperatur bestimmend für die Auslenkung ist, wird hierdurch bestätigt.

Insgesamt lässt sich daher festhalten, dass vom Gesichtspunkt des Temperverhaltens insbesondere die Kombination aus P-Satz 9+10 aufgrund der für Aluminium basierte Bauelemente relativ geringen Schwankungen für die Herstellung der RF-MEMS Schalter durchaus geeignet ist. Im direkten Vergleich mit P-Satz 9+10 zeigen Schalter aus den Schichten P-Satz 13 und P-Satz 15 zwar größere Änderungen der Auslenkung, dennoch ist auch diese Kombination zur Herstellung von MEMS Schaltern geeignet, da auch hier über dem gesamten Temperaturbereich eine Verbiegung der Schalter weg von der Substratoberfläche erhalten bleibt.

6.2.2 RF-MEMS Schalter aus WTi

Wie auch bei den Schaltelementen werden zur Herstellung der Wolfram-Titan Schalter die Schichtkombinationen L-Satz 1+3 und L-Satz 2+3 verwendet. Es werden sowohl Schalter mit als auch ohne Perforation gefertigt, um gegebenenfalls einen Einfluss der Perforation auf die Hochfrequenzeigenschaften feststellen zu können. Allerdings kommt bei den nicht perforierten Schaltern lediglich die Kombination L-Satz 1+3 zum Einsatz.

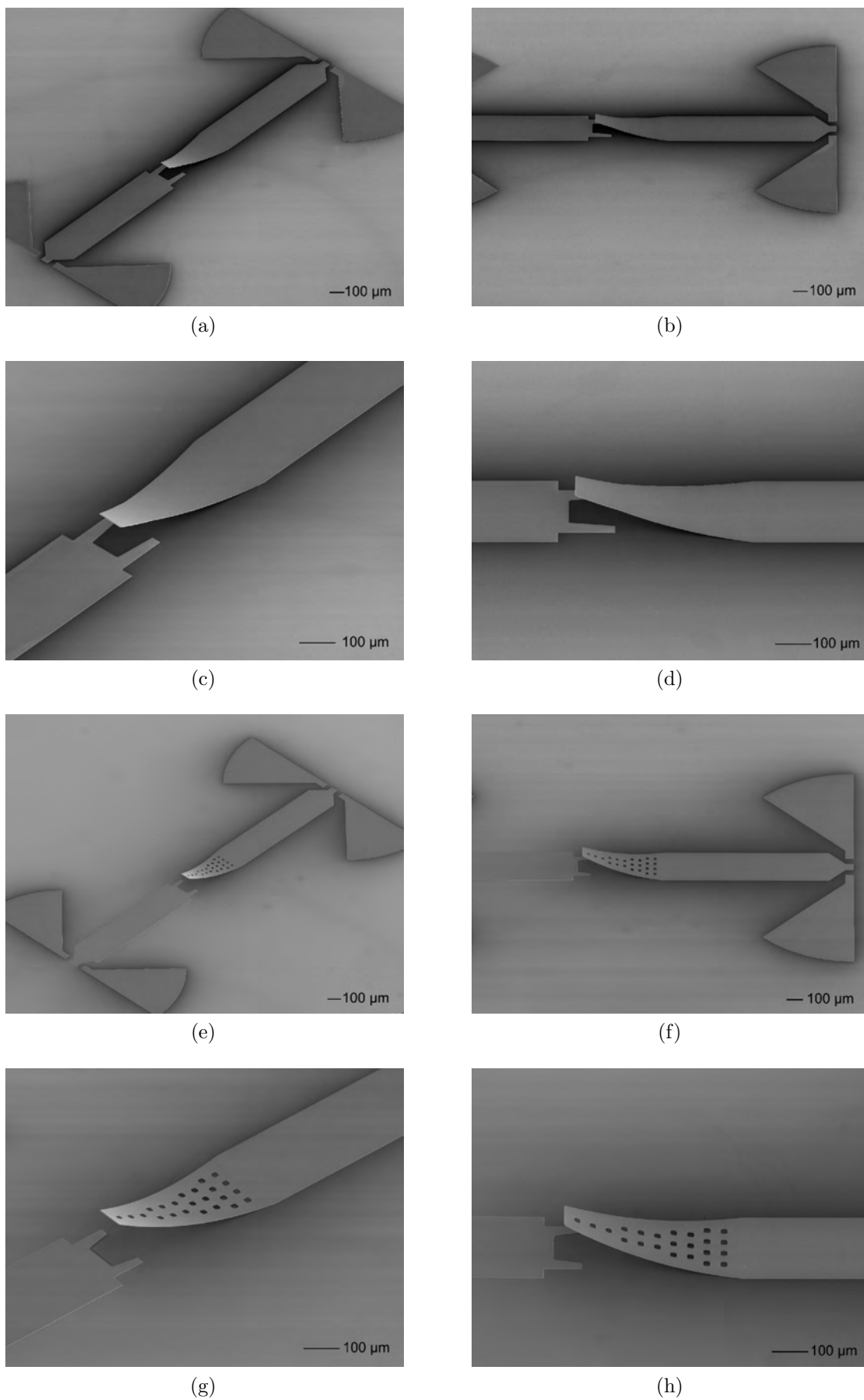


Abbildung 6.9: REM-Aufnahmen WTi RF-MEMS Schalter L-Satz 1+3.

Für die Wolfram-Titan Schalter wird das gleiche Layout wie bei den AlSiCu-Schaltern verwendet (vgl. Abbildung 6.9). Die nicht perforierte Ausführung unterscheidet sich lediglich durch die fehlenden Perforationslöcher. Alle anderen Abmaße entsprechen denen der MEMS Schalter mit Perforation. Die gemessenen Auslenkungen betragen durchschnittlich 133 und 67 μm für perforierte Schalter mit den Schichten L-Satz 1+3 und L-Satz 2+3. Sie liegen somit in der Größenordnung der Werte für vergleichbare Schaltelemente. Die durchschnittliche Auslenkung der Schalter ohne Perforation ist 85 μm und ist somit kleiner als die der vergleichbaren Balkenstrukturen. Die Größenordnung stimmt aber auch hier überein.

Ausheizverhalten der WTi RF-Schalter

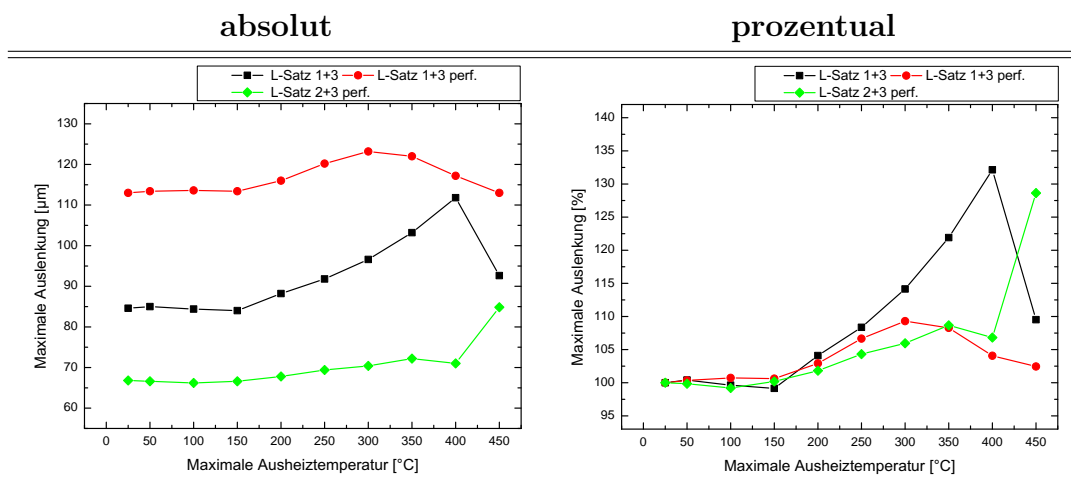


Abbildung 6.10: Ausheizverhalten RF-MEMS Schalter WTi.

Betrachtet man das Annealingverhalten der Wolfram-Titan Schalter (s. Abbildung 6.10) zunächst bis 400 $^{\circ}\text{C}$, so fällt vor allem die sehr gute Temperaturstabilität der perforierten Schalter ins Auge. Deren Auslenkung liegt in diesem Temperaturbereich zwischen 99 und 109% bezogen auf den Ursprungswert. Der Schalter ohne Perforation zeigt im gleichen Intervall größere Änderungen der Auslenkung. Sie liegen zwischen Raumtemperatur und 400 $^{\circ}\text{C}$ zwischen 99 und 132% der Bezugsgröße. Bei Temperaturen größer 400 $^{\circ}\text{C}$ zeigt sich das Ausheizverhalten der Schalter

verschiedener Schichtkombinationen stark unterschiedlich. Während bei perforierten Schaltern der Kombination L-Satz 2+3 eine signifikante Zunahme der Auslenkung zu verzeichnen ist, sinkt diese bei perforierten Schaltern, bestehend aus den Schichten L-Satz 1 und 3, vergleichsweise leicht ab. Die Schalter ohne Perforation hingegen weisen oberhalb von 400 °C einen großen Abfall der Auslenkung auf, nachdem diese vorher im Bereich zwischen Raumtemperatur und 400 °C relativ stark anstieg.

Wie schon bei den AlSiCu basierten Schaltern wird auch bei WTi Schaltern der Einfluss eines zweiten Annealingschritts bei 150 °C auf die Auslenkung eines bei einer Temperatur von 400 °C ausgeheizten Schalters untersucht. Hierzu werden mehrere perforierte Schalter der Kombination L-Satz 1+3 bei 400 °C getempert und die prozentuale Änderung bezogen auf den as-deposited Wert berechnet. Dieser beträgt bei einer gemessenen Auslenkung von 122 µm ca. 110%. Der Vergleichswert schrittweise getemperter Schalter liegt bei 117 µm bzw. 104%. Die Annahme, dass bei ausreichender Ausheizdauer primär die maximale Temperatur die resultierende Auslenkung bestimmt, wird hierdurch bestätigt. Nach einem weiteren Ausheizzschritt von einer Stunde bei 150 °C ist keine weitere Änderung der Auslenkung zu verzeichnen, was die vorherige Annahme stützt.

Basierend auf den bisherigen Untersuchungen an mikromechanischen Bauelemente auf Wolfram-Titan Basis sind die Schichtkombinationen L-Satz 1+3 und L-Satz 2+3 gut zur Herstellung der RF-MEMS Schalter geeignet. Insbesondere perforierte Bauelemente zeigen ein hervorragendes Ausheizverhalten.

6.3 Hochfrequenzmessungen

Zur Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften der MEMS Schalter werden deren S-Parameter gemessen. Von besonderem Interesse ist hierbei der Parameter S_{21} , der Vorwärts-Übertragungsfaktor. In geöffnetem Schalterzustand ist dieser ein Maß für die Sperrdämpfung des Bauelements, welche primär von ohmschen Verlusten und dem Skin-Effekt bestimmt wird. Ein weiterer wichtiger Parameter

zur Beschreibung der Hochfrequenzeigenschaften ist die Durchlassdämpfung bzw. Einfügedämpfung. Sie ergibt sich als Parameter S_{21} bei geschlossenem Schalter und ist im Wesentlichen abhängig von der kapazitiven Kopplung des Schalters mit der sich anschließenden Leiterbahn. Zur Messung werden ein Netzwerkanalysator zur Aufnahme der S-Parameter, ein Signalgenerator zum Schalten und ein Waferprober mit Hochfrequenzmessspitzen verwendet. Die elektrische Ansteuerung der Schalter erfolgt mit einem bipolaren Rechtecksignal im Kilohertzbereich.

6.3.1 HF-Eigenschaften der AlSiCu-Schalter

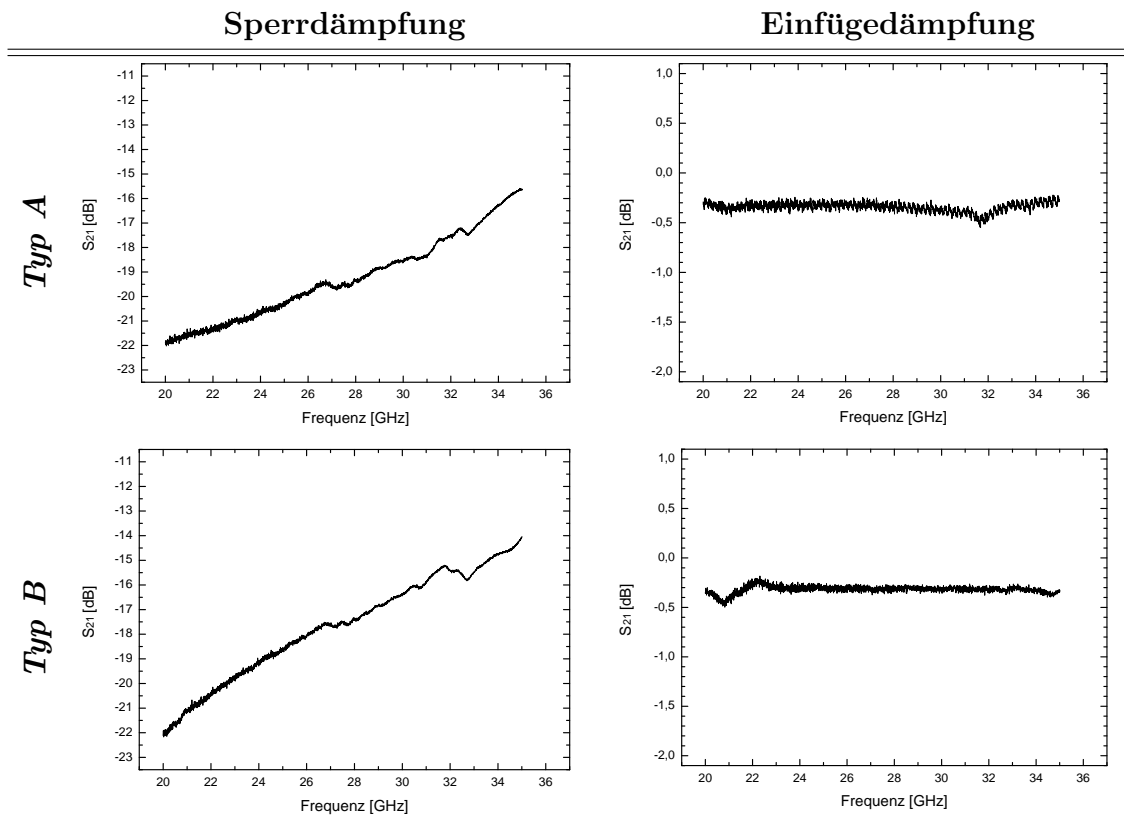


Abbildung 6.11: Sperr-, Einfügedämpfung AlSiCu-Schalter P-Satz 9+10.

Die Ergebnisse der Messungen von S_{21} an Aluminium-Silizium-Kupfer Schaltern der Parameterkombination 9 und 10 sind in Abbildung 6.11 graphisch zusammengefasst.

Die Graphen der Sperrdämpfungen zeigen das für eine Serienkapazität typische Verhalten einer mit der Frequenz abnehmenden Dämpfung. Die gemessenen Dämpfungswerte liegen im betrachteten Frequenzbereich von 20 bis 35 GHz zwischen -22 und $-15,6$ dB bzw. zwischen -22 und -14 dB für *Typ A* (mit Oxidöffnung) bzw. *Typ B* (ohne Oxidöffnung.) Die Werte der Durchgangsdämpfung betragen zwischen ca. $-0,5$ und $-0,2$ dB für beide Schaltertypen. Mit einem Durchschnittswert von $-0,33$ dB liegt die Dämpfung des Schalters *Typ A* nur unwesentlich über der des *Typs B*, mit einer durchschnittlichen Dämpfung von $-0,31$ dB. Ein signifikanter Unterschied zwischen Schaltern mit und ohne Oxidöffnung lässt sich somit messtechnisch nicht feststellen.

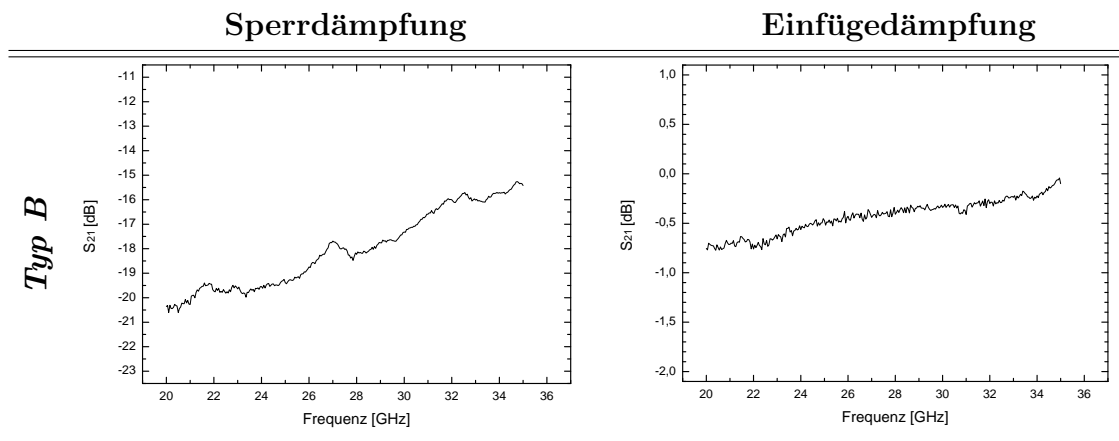


Abbildung 6.12: Sperr-, Einfügedämpfung AlSiCu Schalter P-Satz 13+15.

Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse der Hochfrequenzmessung eines AlSiCu Schalters bestehend aus den Schichten P-Satz 13 und P-Satz 15. Die Sperrdämpfung liefert mit ca. $-20,3$ dB bei 20 GHz und $-15,4$ dB bei 35 GHz mit den Schaltern P-Satz 9+10 vergleichbare Werte. Die Einfügedämpfung weist eine leichte Abnahme über dem Messbereich auf (ca. $-0,75 \dots 0,1$ dB). Möglicherweise war der Schalter während der Messung nicht vollständig geschlossen, sondern wies an der Schalterspitze, im Bereich des Implantationsgebiets, noch eine leichte Verbiegung auf. Dennoch liegt die durchschnittliche Dämpfung bei lediglich $-0,4$ dB.

Die durchschnittlichen Spannungswerte für Pull-In und Release der Schalter betragen

46 V bzw. 29 V. Die Höhe der Pull-In-Spannung ist somit in guter Übereinstimmung mit den Messwerten der Schaltelemente.

6.3.2 HF-Eigenschaften der WTi-Schalter

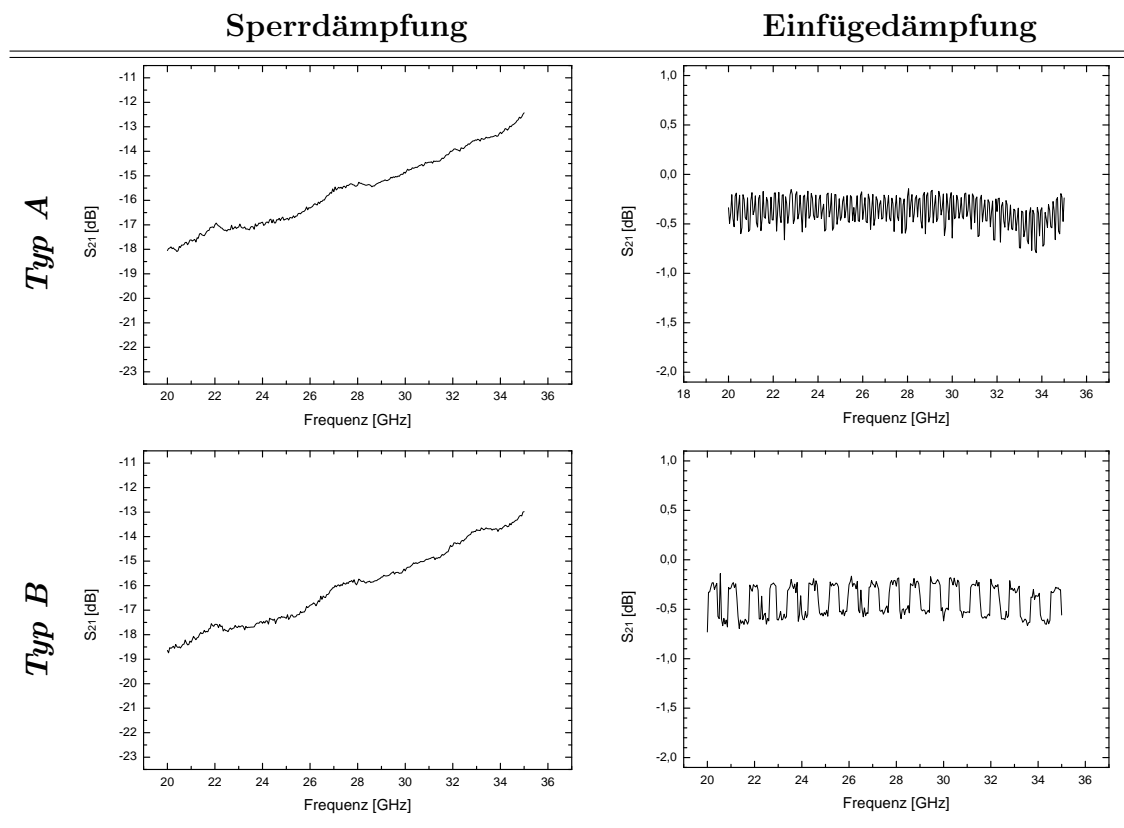


Abbildung 6.13: Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter perforiert L-Satz 1+3.

Die Diagramme in Abbildung 6.13 zeigen die Ergebnisse der S-Parameter Messung an einem perforierten Wolfram-Titan Schalter der Schichtkombination L-Satz 1 und L-Satz 3. Für die Sperrdämpfung ergibt sich der erwartete Verlauf. Sie sinkt beim Schalter des *Typs A* von etwa $-18,0$ dB bei 20 GHz bis auf $-12,5$ dB bei 35 GHz. Beim *Typ B* Schalter ergeben sich Dämpfungswerte zu $-18,6$ dB bei 20 GHz und $-13,0$ dB bei 35 GHz. Die durchschnittliche Einfügedämpfung beträgt bei beiden Schaltern etwa $-0,37$ dB. Der verhältnismäßig hohe Rauschanteil der

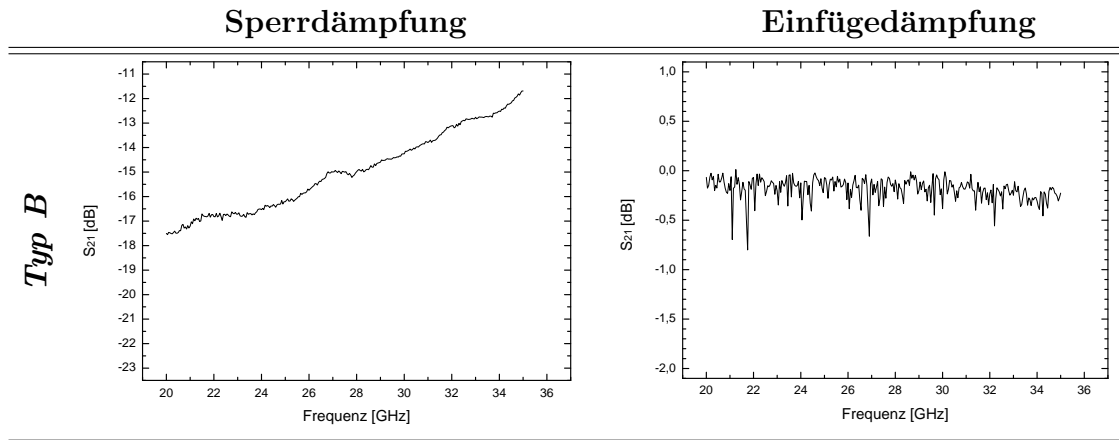


Abbildung 6.14: Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter perforiert L-Satz 2+3.

Einfügedämpfung liegt in der Tatsache begründet, dass es mit dem verwendeten Schaltsignal nicht möglich war die Wolfram-Titan Schalter während der benötigten Messzeit durchgehend geschlossen zu halten. Abhängig von Schaltzeit, Signalverlauf und der jeweiligen Schaltspannung war ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes Flackern der Schalterspitze zu beobachten. Durch ein entsprechend angepasstes Schaltsignal sollte es möglich sein dieses Verhalten gänzlich zu eliminieren. Im Rahmen dieser Arbeit war dies leider nicht möglich, da die an dem Messplatz verfügbare Zeit stark begrenzt war. Wie bei Aluminium-Silizium-Kupfer basierten Schaltern zeigt sich auch hier kein nennenswerter Unterschied zwischen Schaltern mit (*Typ A*) und ohne Oxidöffnung (*Typ B*) im Bereich des Implantationsgebiets. Die Sperrdämpfung eines Schalters, hergestellt aus den Funktionsschichten L-Satz 2 und L-Satz 3, liegt trotz der geringeren Auslenkung mit $-17,5$ dB bei 20 GHz und $-11,7$ dB bei 35 GHz nur unwesentlich unter der Dämpfung der Schalter, welche aus der Kombination L-Satz 1+3 bestehen. Die zugehörige Einfügedämpfung beträgt im Durchschnitt $-0,2$ dB. Wie aus den vorhergehenden Abschnitten hervorgeht, können Wolfram-Titan Schalter auch ohne Perforation hergestellt werden. Neben den Auswirkungen einer nicht vorhandenen Perforation auf die Auslenkung und deren Ausheizverhalten kann somit auch der Einfluss einer Perforation auf das Hochfrequenzverhalten untersucht werden. Abbildung 6.15 zeigt den Parameter S_{21} eines nicht perforierten WTi Schalters L-Satz 1+3. Die Sperrdämpfung weist Werte von $-19 \dots -14,1$ dB zwischen 20 und 35 GHz auf, die Einfügedämpfung beträgt

durchschnittlich $-0,5$ dB. In Bezug auf die Hochfrequenzeigenschaften ergeben sich demnach keine signifikanten Unterschiede durch eine eventuell vorhandene Perforation.

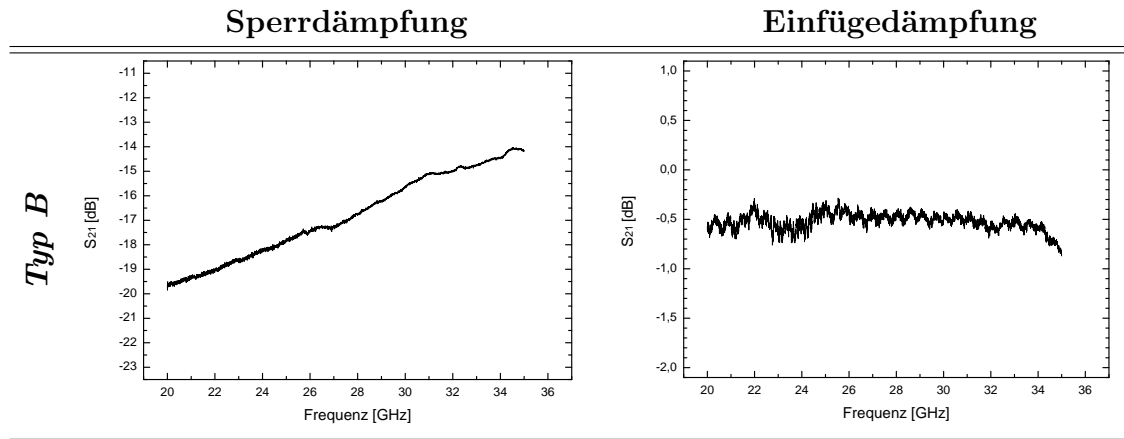


Abbildung 6.15: Sperr-, Einfügedämpfung WTi-Schalter ohne Perforation L-Satz 1+3.

Die gemessenen Pull-In- und Release-Spannungen liegen bei den Wolfram-Titan Schaltern durchschnittlich bei 37 V und 25 V. Wie bei den Schaltelementen lässt sich auch bei den Hochfrequenzschaltern kein signifikanter Zusammenhang zwischen der Höhe der Pull-In-Spannung und den für die Herstellung der Funktionsschichten verwendeten Parametersätzen oder der Perforation der Schalter feststellen. Ein Einfluss der geometrischen Abmessungen (Länge, Breite) kann zwar nicht untersucht werden, ist aber aufgrund der bisherigen Ergebnisse auszuschließen.

6.4 Zusammenfassung

Die wichtigsten Ergebnisse der Messungen an mikromechanischen Bauelementen werden nachfolgend kurz zusammengefasst:

- Die AlSiCu-Biegebalken zeigen im as-deposited Zustand Auslenkungen von 3,96 bis 319 μm abhängig von den verwendeten Parametersätzen sowie von

Länge und Breite. Der Einfluss der Breite auf die resultierende Auslenkung folgt hierbei erwartungsgemäß keinem klaren Trend. Cantilever der Parameterkombination P-Satz 9+10 weisen durchweg die größte Auslenkung und daher auch die größte Spannungsdifferenz auf. Die kleinste Auslenkung ist bei Balken der Kombination 5 und 15 zu verzeichnen.

- Das Ausheizen der Balken führt im Fall der Schichtkombinationen P-Satz 9+10 und P-Satz 13+15 zu einem stetigen Anstieg der Auslenkung. Im Gegensatz dazu unterliegt das Ausheizverhalten von Balken der Kombination 5+15 gewissen Schwankungen. Die prozentual kleinsten Änderungen ergeben sich für Balken, die aus den Schichten P-Satz 9 und 10 bestehen.
- Aufgrund der erzielten Messergebnisse werden zur Herstellung der RF-MEMS Schalter die Parameterkombinationen 9+10 und 13+15 verwendet. In Bezug auf das Ausheizverhalten zeigen Schalter beider Kombinationen ein ähnliches Verhalten. Die prozentualen Schwankungen der Auslenkung sind aber bei den Schaltern der Kombination 13+15 mit Werten zwischen 20 und 100% des as-deposited Werts im Vergleich zu denen aus den Schichten P-Satz 9 und 10 (98 bis 138%) deutlich größer.
- Bei den Wolfram-Titan basierten Balken resultiert die größte Auslenkung aus der Kombination von L-Satz 1 mit L-Satz 3. Es zeigt sich, dass bei gleichen geometrischen Abmessungen perforierte Bauteile eine geringere Verbiegung aufweisen als nicht perforierte.
- Mit Ausnahme von L-Satz 2+3 perforiert haben alle Balken eine sehr gute Stabilität über der Ausheiztemperatur. Von Raumtemperatur bis 400 °C betragen die prozentualen Abweichungen zwischen 80 und 134% bezogen auf den Ursprungswerts. Erst bei Temperaturen größer 400 °C lässt sich eine stärkere Zunahme der Auslenkungen feststellen.
- Das Ausheizverhalten der RF-MEMS Schalter und insbesondere das der perforierten Schalter liefert noch bessere Ergebnisse. Diese zeigen bis einschließlich

- 400 °C Abweichungen zwischen 1 und 9% (99...109%).
- Sowohl bei den AlSiCu- als auch bei den WTi-Schaltern ist für die maximale Auslenkung unerheblich, ob der Schalter lediglich einen 30 minütigen Temperaturschritt bei 400 °C oder vorher noch weitere Ausheizschritte bei niedrigeren Temperaturen durchlaufen hat. Die resultierende Auslenkung ist in beiden Fällen gleich groß. Auch das erneute Ausheizen bei einer niedrigeren Temperatur hat keinerlei Einfluss auf die Auslenkung. Maßgeblich ist unter der Voraussetzung ausreichend langer Zeiten, ausschließlich die maximale Temperatur.
 - Die Hochfrequenzmessungen liefern im Frequenzbereich von 20 bis 35 GHz für alle Schalter ähnliche Ergebnisse. Im Fall von AlSiCu beträgt die Isolation zwischen -22,0 und -14,0 dB. Die durchschnittliche Einfügedämpfung beträgt -0,31 bis -0,4 dB. Hinsichtlich des Hochfrequenzverhaltens macht es keinen signifikanten Unterschied, ob es sich um Schalter der Kombination P-Satz 9+10 oder 13+15 handelt. Auch der Einfluss einer vorhandenen oder nicht vorhandenen Oxidöffnung im Bereich des Implantationsgebiets kann vernachlässigt werden. Die gemessenen Pull-In Spannungen betragen im Durchschnitt 46 V. Der Release der Schalter findet bei ca. 29 V statt.
 - Auch für Wolfram-Titan ergeben sich zwischen den verschiedenen Schaltern nur geringfügige Abweichungen in Bezug auf Isolation und Einfügedämpfung. Letztere beträgt für perforierte Schalter zwischen -18,6 und -11,7 dB und -19,0 bis -14,1 dB für Schalter ohne Perforation. Die zugehörigen Einfügedämpfungen sind -0,2 bis -0,37 dB für perforierte und -0,5 dB für nicht perforierte Schalter. Pull-In und Release werden im Durchschnitt bei 37 und 25 V beobachtet.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden RF-MEMS Schalter auf Basis zweier unterschiedlicher Metalllegierungen entwickelt, welche Temperaturen von $\geq 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ohne Zerstörung überstehen. Ebenso wurden die zur Herstellung der Schalter benötigten Prozessabläufe ausgearbeitet. Basierend auf der Idee des Wanderkeil-Effektes weisen die Schalter eine Krümmung weg von der Substratoberfläche auf. Diese Krümmung entsteht durch eine innere Spannungsdifferenz im beweglichen Schalterteil und erlaubt es, eine hohe Isolation bei gleichzeitig moderaten Aktivierungsspannungen zu realisieren. Eine ähnliche Idee wurde erstmals bei früheren Arbeiten zu Mikrorelays realisiert [SGK⁺94], sowie bei Arbeiten der EADS zu Mikrowellenschaltern [SZPS05]. Um einen Bimetall-Effekt zu vermeiden, werden die Schalter aus zwei Lagen desselben Materials mittels DC Magnetron Sputtern gefertigt. Hierbei lässt sich die mechanische Spannung der Schichten durch Variation der Sputterparameter einstellen. Der Release der Schalter erfolgt mittels Opferschichttechnologie. Als Schaltermaterialien werden zum einen eine Aluminium-Silizium-Kupfer Legierung, zum anderen eine Legierung aus Wolfram und Titan verwendet.

Aufgrund der zentralen Rolle der Schichtspannungen ist der Einfluss der Abscheidungsparameter auf den Spannungszustand der Dünnschichten sowie dessen Ausheizverhalten von besonderer Bedeutung und wurde in dieser Arbeit detailliert untersucht. Ferner bildet die Kenntnis des spezifischen Widerstandes einen Anhaltspunkt für das zu

erwartende elektrische Dämpfungsverhalten der Metallfilme und wurde ebenfalls genauer untersucht.

- Die abgeschiedenen AlSiCu-Schichten zeigen durchweg Zugspannungen, welche nach der Abscheidung zwischen 86 und 340 MPa betragen. Basierend auf ihrem Relaxations- und Ausheizverhalten lassen sich die Schichten in zwei *Typen* einteilen, die anhand der Abscheidetemperaturen der Zone T (*Typ I*) bzw. Zone 1 (*Typ II*) des Thornton-Modells zuzuordnen sind. Das Ausheizen der Schichten unter Standardatmosphäre führt zu einer Erhöhung der Schichtspannungen um einen Faktor 1,3 bis 2,1 für *Typ I* bzw. um einen Faktor 2 bis 18 für *Typ II*. Auch anhand des spezifischen Widerstands und der Ätzrate der Schichten lässt sich die Unterteilung in *Typ I* und *Typ II* wiedergeben. Schichten des *Typs I* haben eine geringe Ätzrate und einen niedrigeren Schichtwiderstand als Schichten des *Typs II*.
- Mittels statistischer Auswerteverfahren werden die prinzipiellen Abhängigkeiten der Schichtspannung, Ätzrate und des spezifischen Widerstands von den Sputterparametern analysiert. Mit steigender Leistung ergibt sich eine höhere Schichtspannung. Gleichzeitig sinken die Ätzrate und der spezifische Widerstand der Schichten. Für Sputterdruck oder Gasfluss sind die Korrelationen umgekehrt. Mit steigendem Wert sinkt die Schichtspannung, Widerstand und Ätzrate nehmen zu.
- Die Untersuchungen der AlSiCu-Dünnschichten führen zu dem Ergebnis, dass lediglich Schichten des *Typs I* zur Herstellung mikromechanischer Bauteile geeignet sind.
- Im Falle von Wolfram-Titan ergibt sich eine große Variation der Schichtspannung. Abhängig von den jeweiligen Sputterparametern zeigen die hergestellten WTi-Dünnschichten Druck- oder Zugspannungen im Bereich von -900 MPa bis hin zu +600 MPa. Diese zeigen über einen Beobachtungszeitraum von 150 Tagen kein nennenswertes Relaxationsverhalten (Abweichungen < 1%). Die durchschnittliche Abweichung des Spannungswerts einer bei 400 °C ausge-

heizten Schicht in Bezug auf den as-deposited Wert beträgt -30,9 MPa. Die mechanische Spannung ist über der Ausheiztemperatur äußerst stabil. Die während der Abscheidung auftretenden Temperaturen legen eine Einordnung der Schichten in Zone 1 oder Zone T des Thornton-Modells nahe.

- Die Ergebnisse der Taguchi-Analyse und der linearen Regression stützen die Gültigkeit des Atomic-Peening-Modells in Bezug auf das Schichtwachstum. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse decken sich mit den Beobachtungen von Bouziane. Mit steigender Sputterleistung kommt es zu einer Erhöhung der Druckspannungskomponente und zu einer Verringerung des spezifischen Widerstands. Im Gegensatz dazu führt ein steigender Sputterdruck zu einer niedrigeren Druckspannung und zu einem höheren Schichtwiderstand.
- Die Messergebnisse zeigen, dass Wolfram-Titan Dünnschichten hervorragend zur Herstellung von hochtemperaturstabilen MEMS Schaltern geeignet sind. Aufgrund des geringeren spezifischen Widerstands und des besseren Ausheizverhaltens sind Schichten mit Druckspannungen zu bevorzugen.
- Die Auslenkung der AlSiCu RF-MEMS Schalter (Länge: 506 μm) beträgt im as-deposited Zustand zwischen 248 und 300 μm . Abhängig von der verwendeten Schichtkombination schwankt die prozentuale Auslenkung bezogen auf den Ausgangswert zwischen 20 und 100% bzw. 98 und 138% für Ausheiztemperaturen bis 400 °C.
- Die Auslenkungen der Wolfram-Titan basierten Schalter (Länge: 506 μm) betragen nach dem Freiätzen zwischen 66 und 113 μm . Mit Abweichungen von 1 bis 9% bis 400 °C, zeigen insbesondere perforierte Schalter eine hervorragende Temperaturstabilität. Nicht perforierte Schalter weisen Abweichungen von bis zu 32% auf.
- Sowohl für AlSiCu- als auch für WTi-Schalter gilt, dass unter der Voraussetzung genügend langer Ausheizzeiten die maximale Temperatur für die Änderung der Auslenkung verantwortlich ist. Zusätzliche Temperschritte vor-

oder nachher bei geringeren Temperaturen haben keinen Einfluss.

- Hochfrequenzmessungen im Frequenzbereich von 20 bis 35 GHz ergeben für AlSiCu eine durchschnittliche Einfügedämpfung von -0,31 bis -0,4 dB und -0,2 bis -0,5 dB für WTi basierte RF-MEMS Schalter. Die Sperrdämpfung zeigt den für eine Serienkapazität typischen Abfall der Isolation mit steigender Frequenz. Sie beträgt für AlSiCu -22,0 bis -14,0 dB und -18,6 bis -11,7 dB für perforierte bzw. -19,0 bis -14,1 dB für nicht perforierte WTi-Schalter. Die zugehörigen Pull-In- und Release-Spannungen betragen im Falle von AlSiCu durchschnittlich 46 und 29 V. Die Werte für Wolfram-Titan sind mit 37 und 25 V etwas kleiner.

Zusammengefasst zeigen die entwickelten RF-MEMS Schalter, insbesondere WTi basierte Schalter, sehr gute Ergebnisse in Bezug auf die Temperaturstabilität, die bisher von keinen anderen Mikrowellenschaltern in vergleichbarer Form demonstriert wurden. Diese Stabilität erlaubt die Anwendung von hermetischen Bondverfahren (z.B. Glasfrit-Bonden) sowie die Integration des Schalterprozesses in einen monolithischen CMOS-Prozess.

Weitere, auf den vorgezeigten Ergebnissen aufbauende Arbeiten sind sinnvoll und wünschenswert, um die genauen Schaltzeiten sowie das Schaltverhalten unter anliegender HF-Leistung (Power-Handling, Hot Switching) näher zu untersuchen. Ebenso sollten die Untersuchungen zur Lebensdauer vertieft werden. Darüber hinaus wäre es wichtig, das Ausheizverhalten der Schalter auch unter Schutzgas oder Vakuum zu untersuchen und den Einfluss einer Häusung auf die Performance der Schalter näher zu betrachten.

Anhang A

Masken zur Herstellung der RF-MEMS Schalter

Nachfolgend werden die wichtigsten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und verwendeten photolithographischen Masken dargestellt.

Oxid
UdS/ Mitranz

14.02.2008
Com/KI

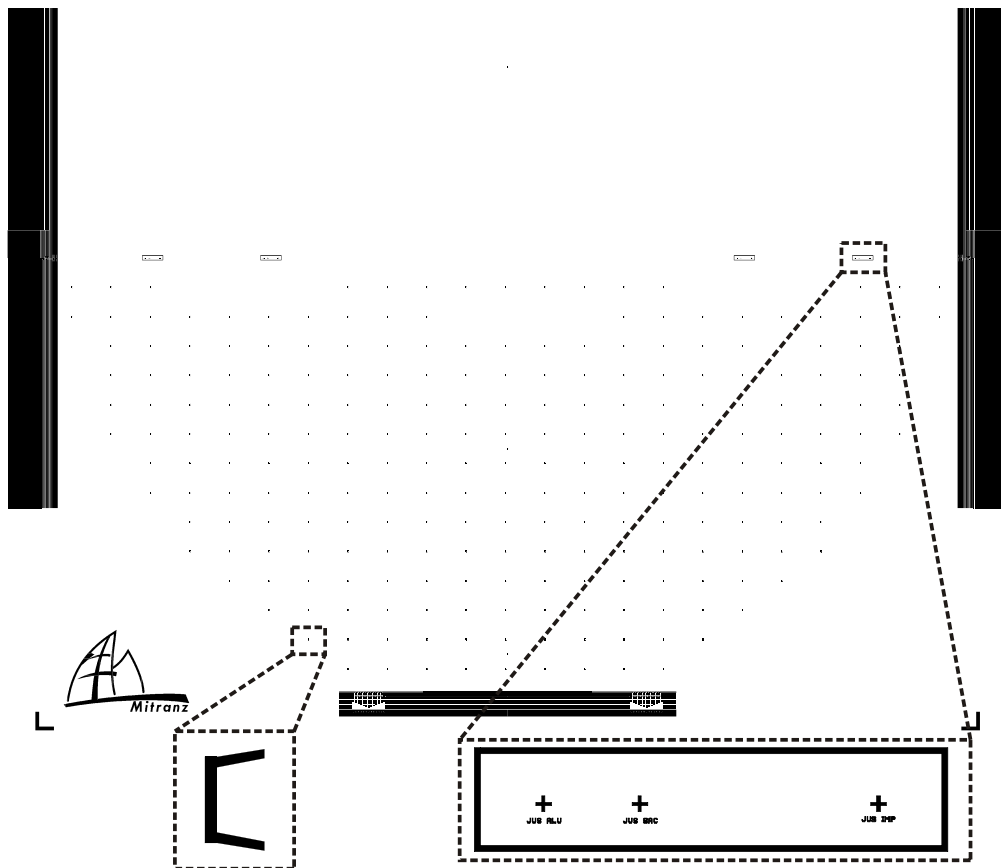


Abbildung A.1: Layout zur Herstellung der Oxid-Maske (1. Maske).

Die fertige Maske ist gegenüber dem gezeigten Layout A.1 invertiert.

Implant
UdS/ Mitranz

14.02.2008
Com/KI

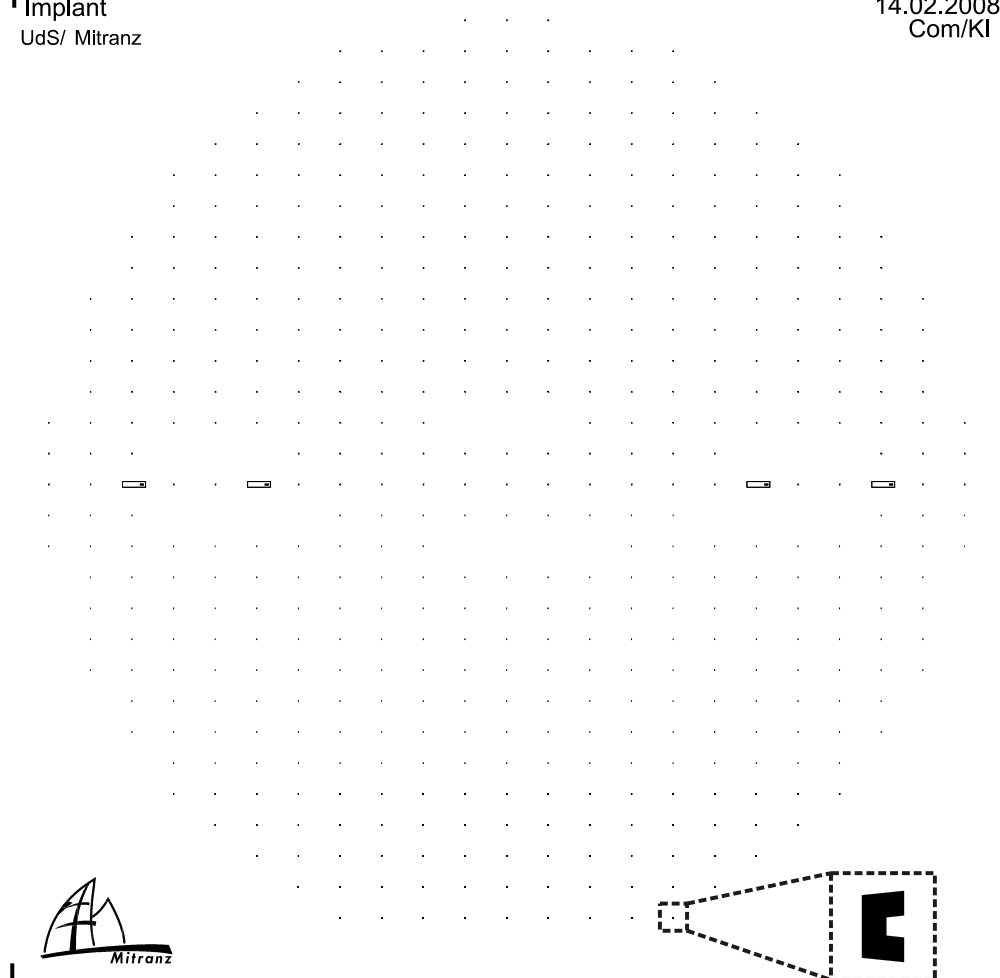


Abbildung A.2: Layout zur Herstellung der Implantations-Maske (2. Maske).

Die endgültige Maske ist gegenüber dem gezeigten Layout A.2 invertiert.

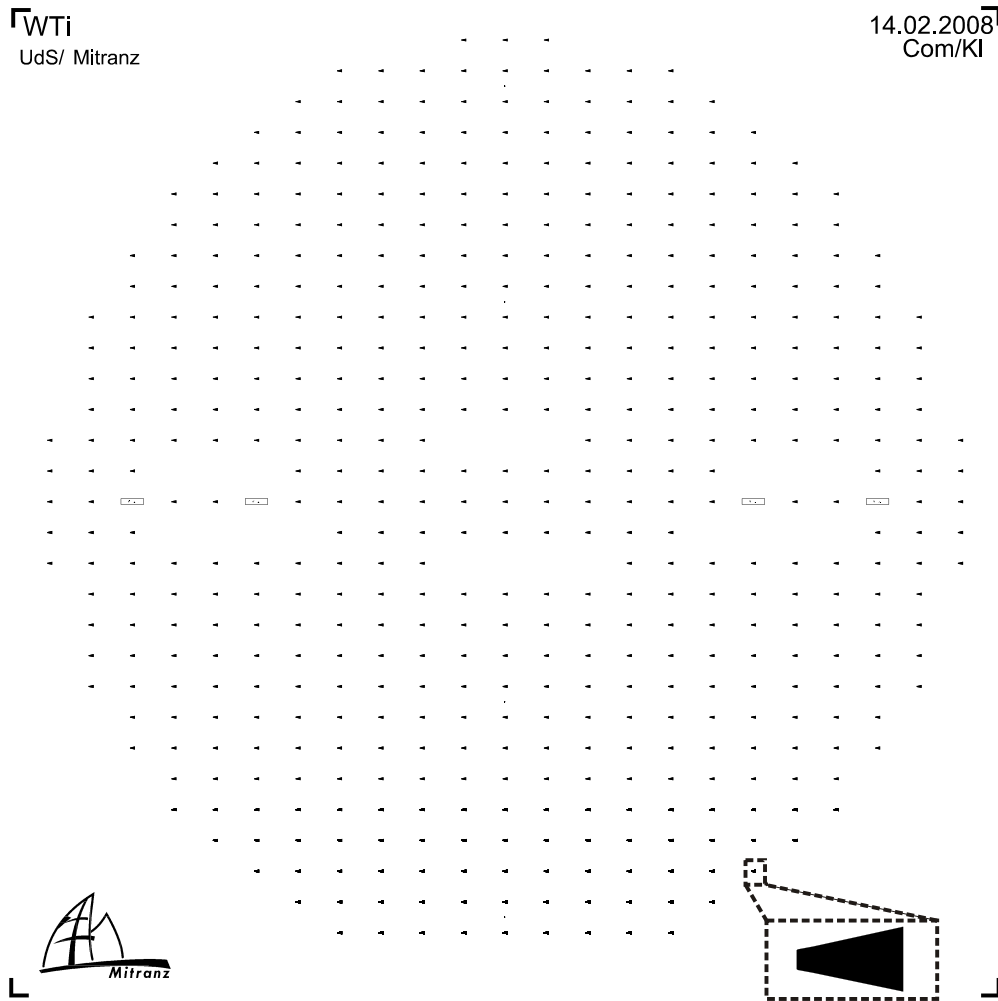


Abbildung A.3: Layout zur Herstellung der Opferschicht-Maske (3. Maske).

AlSiCu
UdS/ Mitrantz

14.02.2008
Com/KI

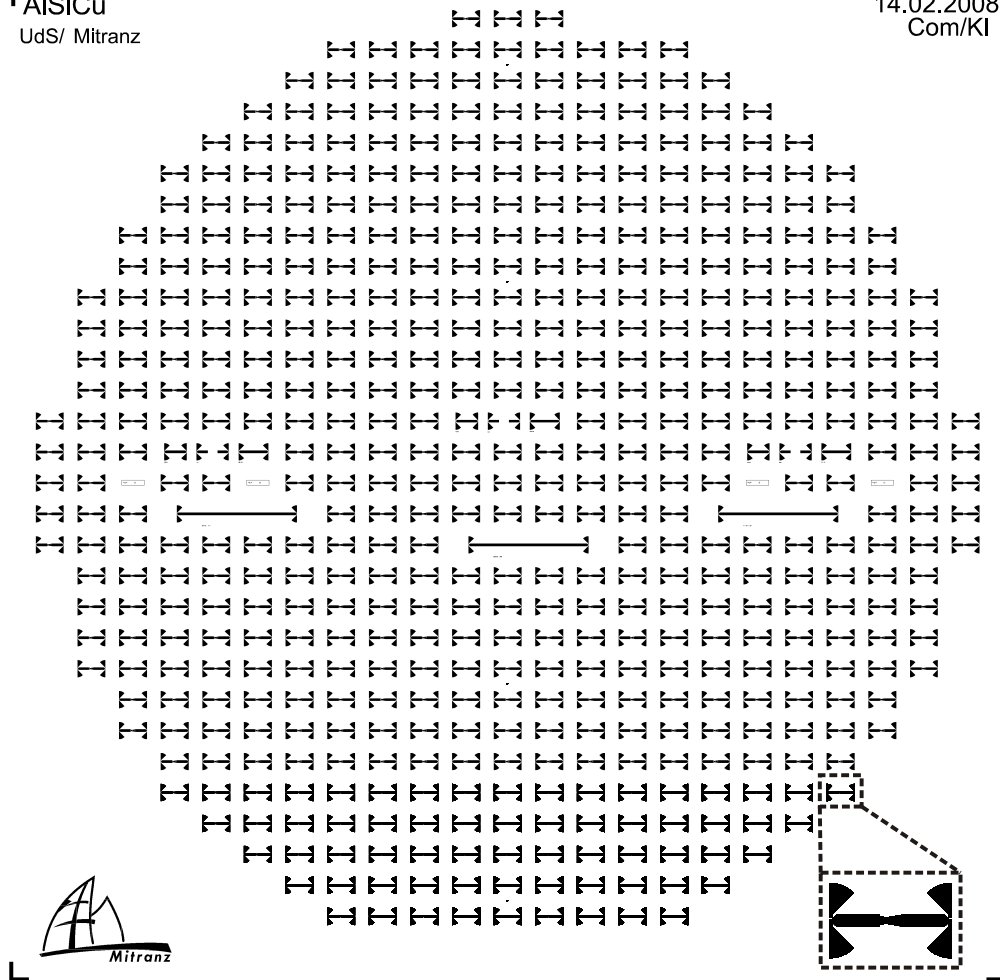


Abbildung A.4: Maskenlayout zur Strukturierung der Funktionsschicht (4. Maske).

Aufgrund der Größe der Abbildung sind die Maske für die perforierten Schaltelemente (AlSiCu-Maske) und die Maske zur Herstellung nicht perforierter Schaltelemente nicht zu unterscheiden. Es wird daher auf die Abbildung des Layouts zu Herstellung der nicht perforierten Maske verzichtet.

Anhang B

Strukturtreue der RF-MEMS Schalter

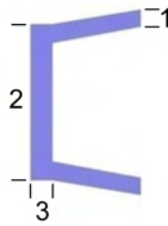
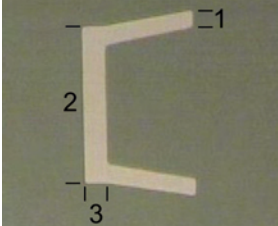
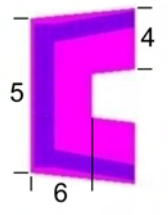
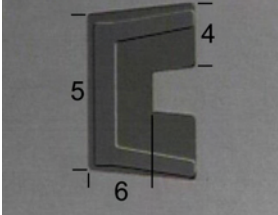
	Layout	Prozess
1. Maske	 <p>1: 14 μm 2: 132 μm 3: 18 μm</p>	 <p>1: 15,2 μm 2: 133,2 μm 3: 18,2 μm</p>
2. Maske	 <p>4: 56 μm 5: 143 μm 6: 56 μm</p>	 <p>4: 58,3 μm 5: 145,4 μm 6: 58,6 μm</p>

Abbildung B.1: Strukturtreue im Herstellungsprozess (1. und 2. Maske).

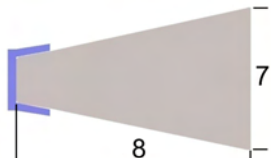
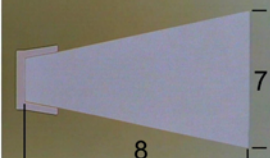
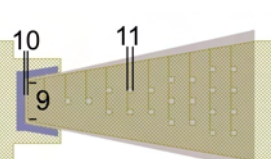
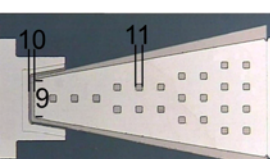
	Layout	Prozess
3. Maske	 <p>7: 311 μm 8: 512 μm</p>	<p>7: 311 μm 8: 512 μm</p> 
4. Maske	 <p>9: 80 μm 10: 5 μm 11: 12 μm</p>	<p>9: 74 μm 10: 10,5 μm 11: 15,3 μm</p> 

Abbildung B.2: Strukturtreue im Herstellungsprozess von AlSiCu basierten Schaltern (3. und 4. Maske).


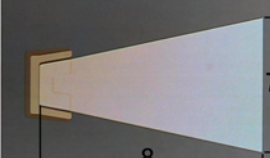
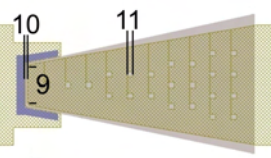
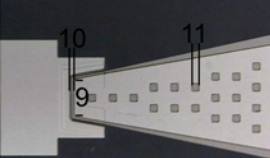
	Layout	Prozess
3. Maske	 <p>7: 311 μm 8: 512 μm</p>	<p>7: 306 μm 8: 507 μm</p> 
4. Maske	 <p>9: 80 μm 10: 5 μm 11: 12 μm</p>	<p>9: 77 μm 10: 6,6 μm 11: 15,7 μm</p> 

Abbildung B.3: Strukturtreue im Herstellungsprozess von WTi basierten Schaltern (3. und 4. Maske).

Literaturverzeichnis

- [Aba09] ABABNEH, A.: *Herstellung und Charakterisierung von dünnen, piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schichten für MEMS Anwendungen*, Universität des Saarlandes, Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät II, Saarbrücken, Deutschland, Diss., 2009
- [BA98] BARNA, P. B. ; ADAMIK, M.: Fundamental structure forming phenomena of polycrystalline films and the structure zone models. In: *Thin Solid Films* 317 (1998), S. 27–33
- [Bad95] BADER, S.: Comparison of mechanical properties and microstructure of Al(1 wt.%Si) and Al(1 wt.%Si, 0.5 wt.%Cu) thin films. In: *Thin Solid Films* 263 (1995), Juli, S. 175–184. [http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090\(95\)06556-3](http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090(95)06556-3). – DOI 10.1016/0040-6090(95)06556-3
- [Bau58] BAUER, E.: Phänomenologische Theorien der Kristallabscheidung an Oberflächen. In: *Zeitschrift für Kristallographie* 110 (1958), S. 372–394
- [BES09] BERGAUER, A. ; EISENMENGER-SITTNER, C. ; TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN (Hrsg.): *Technologie dünner Schichten*. Technische Universität Wien, 2009
- [Böh06] BÖHNING, P.: *Akustische Lokalisierung von Wirbelschleppen*, Technische Universität Berlin, Fakultät Verkehrs- und Maschinensysteme V, Berlin, Deutschland, Diss., 2006

- [Bit09] BITTNER, A.: *Charakterisierung und Optimierung von LTCC-Substraten und Metallisierungssystemen für Höchstfrequenzanwendungen*, Universität des Saarlandes, Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät II, Saarbrücken, Deutschland, Diss., 2009
- [BMM05] BOUZIANE, K. ; MAMOR, M. ; MEYER, F.: DC magnetron sputtered tungsten: W film properties and electrical properties of W/Si Schottky diodes. In: *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 81 (2005), Juni, S. 209–215. <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-004-2558-5>. – DOI 10.1007/s00339-004-2558-5
- [CC00] CHANG, Chienliu ; CHANG, Peizen: Innovative micromachined microwave switch with very low insertion loss. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 79 (2000), Nr. 1, 71 - 75. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0924-4247\(99\)00218-6](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/S0924-4247(99)00218-6). – DOI DOI: 10.1016/S0924-4247(99)00218-6. – ISSN 0924-4247
- [CIB95] CHINMULGUND, M. ; INTURI, R. B. ; BARNARD, J. A.: Effect of Ar gas pressure on growth, structure, and mechanical properties of sputtered Ti, Al, TiAl, and Ti3Al films. In: *Thin Solid Films* 270 (1995), Nr. 1-2, 260 - 263. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090\(95\)06990-9](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090(95)06990-9). – DOI DOI: 10.1016/0040-6090(95)06990-9. – ISSN 0040-6090. – 22nd International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films
- [Com08] COMTESSE, C.: *Herstellung und Charakterisierung eines auf einer Aluminium-Silizium-Kupfer Legierung basierenden RF-MEMS Schalters unter Betrachtung spezifischer Materialparameter*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, Diplomarbeit, 2008
- [CRDW06] CZARNECKI, P. ; ROTTENBERG, R. P. ; DE WOLF, I.: Effect of gas pressure on the lifetime of capacitive RF MEMS switches. In: *Proceedings MEMS 2006*, 2006, S. 890–893
- [DM04] DANIEL, C. ; MÜCKLICH, F.: Quantifizierung periodischer Oberflächen-

- topographien mittels Weißlichtinterferometrie. In: *Prakt. Met. Sonderbd.* 35 (2004), S. 405–410
- [Dre05] DRESE, R.: *In-Situ Messungen der mechanischen Spannungen in gesputterten Metall- und Oxidschichten*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften, Aachen, Deutschland, Diss., 2005
- [DTT86] DIRKS, Albertus G. ; TIEN, Tien ; TOWNER, Janet M.: Al-Ti and Al-Ti-Si thin alloy films. In: *Journal of Applied Physics* 59 (1986), Nr. 6, 2010-2014. <http://dx.doi.org/10.1063/1.336381>. – DOI 10.1063/1.336381
- [FS09] FREUND, L. B. ; SURESH, S.: *Thin film materials*. cambridge, 2009
- [GHSW09] GROSS, D. ; HAUGER, W. ; SCHRÖDER, J. ; WALL, W. A.: *Technische Mechanik 2: Elastostatik*. Springer, 2009
- [Goe09] GOERGEN, F.: *Herstellung und Charakterisierung von RF-MEMS Schaltern auf Basis einer Wolfram-Titan bzw. Aluminium-Silizium-Kupfer Legierung*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, Diplomarbeit, 2009
- [Got06] GOTTWALD, B.: *Grundlegende Ansätze zur Modellierung und Simulation von Beschichtungsprozessen am Beispiel von PVD-Kupfer*, Universität Stuttgart, Fakultät Maschinenbau, Stuttgart, Deutschland, Diss., 2006
- [Gus08] GUSTRAU, F. ; FACHHOCHSCHULE DORTMUND (Hrsg.): *Schaltungen*. Fachhochschule Dortmund, April 2008
- [GYBS95] GLEBOVSKY, V. G. ; YASCHAK, V. Y. ; BARANOV, V. V. ; SACKOVICH, E. L.: Properties of titanium-tungsten thin films obtained by magnetron sputtering of composite cast targets. In: *Thin Solid Films* 257 (1995), Nr.

- 1, 1 - 6. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090\(94\)06326-5](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090(94)06326-5). – DOI DOI: 10.1016/0040-6090(94)06326-5. – ISSN 0040-6090
- [Hae87] HAEFER, R. A.: *Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie*. Springer, 1987
- [Hil02] HILLERINGMANN, U.: *Silizium- Halbleitertechnologie*. Teubner, 2002
- [HKTS91] HIRASAWA, T. ; KOTERA, H. ; TAWA, S. ; SHIMA, S.: A study of mechanical properties of multi-layered thin films. In: *Proceedings of the Second International Conference on Intelligent Processing and Manufacturing of Materials, 1999 (IPMM '99)*., 1991, S. 221–226
- [HMS05] HERING, E. ; MARTIN, R. ; STOHRER, M.: *Taschenbuch der Mathematik und Physik*. Springer, 2005
- [HRIJ98] HARRY, E. ; ROUZAUD, A. ; IGNAT, M. ; JULIET, P.: Mechanical properties of W and W(C) thin films: Young's modulus, fracture toughness and adhesion. In: *Thin Solid Films* 332 (1998), November, S. 195–201. [http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090\(98\)01056-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090(98)01056-6). – DOI 10.1016/S0040-6090(98)01056-6
- [JAK⁺09] JANSSEN, G.C.A.M. ; ABDALLA, M.M. ; KEULEN, F. van ; PUJADA, B.R. ; VENROOY, B. van: Celebrating the 100th anniversary of the Stoney equation for film stress: Developments from polycrystalline steel strips to single crystal silicon wafers. In: *Thin Solid Films* 517 (2009), Nr. 6, S. 1858–1867
- [Kar06] KARK, K.: *Antennen und Strahlungsfelder*. Vieweg, 2006
- [Kau03] KAUFMANN, A. ; BERNER FACHHOCHSCHULE (Hrsg.): *Hochfrequenztechnik und Mikrowellentechnik eine Einführung*. Berner Fachhochschule, Oktober 2003

- [KHMD01] KIM, M. ; HACKER, J.B. ; MIHAILOVICH, R.E. ; DENATALE, J.F.: A DC-to-40 GHz Four-Bit RF MEMS True-Time Delay Network. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 11 (2001), Februar, Nr. 2, S. 56–58
- [Klo79] KLOOS, K. H.: Eigenspannungen, Definition und Entstehungsursachen. In: *Zeitschrift für Werstofftechnik* 9 (1979), S. 293–332
- [Koc94] KOCH, R.: The intrinsic stress of polycrystalline and epitaxial thin metal films. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 6 (1994), S. 9519–9550
- [KZS08] KÖRBER, R. ; ZIEGLER, V. ; SCHMID, U.: Imaging Millimeter Wave Radar with Phased Array Antenna. In: *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2008*, 2008, S. 167–180
- [LD91] LOWREY, T. A. ; DOAN, T. T.: *Aluminium alloy containing Copper, Silicon and Titanium for VLSI devices*. United States Patent 4999160, 1991
- [Lea74] LEARN, A.: Aluminum alloy film deposition and characterization. In: *Thin Solid Films* 20 (1974), Februar, S. 261–279. [http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090\(74\)90062-5](http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090(74)90062-5). – DOI 10.1016/0040-6090(74)90062-5
- [lex] <http://www.lexolino.de>; letzter Zugriff: 03.06.2010
- [LL93] LIANG, Ming-Kaan ; LING, Yong-Chien: Microstructural dependence of annealing temperature in magnetron-sputtered Al–Si–Cu films. In: *Journal of Applied Physics* 74 (1993), Nr. 6, S. 3890–3898
- [Luc04] LUCYSZYN, S.: Review of radio frequency microelectromechanical systems technology. In: *IEE Proceedings - Science, Measurement and*

- Technology* 151 (2004), Nr. 2, 93-103. <http://dx.doi.org/10.1049/ip-smt:20040405>. – DOI 10.1049/ip-smt:20040405
- [MA00] MISHRA, B. ; ALEX, Z.C.: Characteristic Features of RF MEMS Switches and its Various Applications. In: *Sensors & Transducers Journal* 103 (200), S. 65–72
- [Mac05] MACK, T.: *A MEMS-Based Reconfigurable RF Receiver Front-End Utilizing Multi-Port Technology*, Universität Erlangen-Nürnberg, Technische Fakultät, Erlangen, Deutschland, Diss., 2005
- [mat] <http://www.matweb.com>; letzter Zugriff: 03.06.2010
- [Mes00] MESCHEDER, U.: *Mikrosystemtechnik*. Teubner, 2000
- [MGR84] MESSIER, R. ; GIRI, A. P. ; ROY, R. A.: Revised structure zone model for thin film physical structure. In: *The Journal of Vacuum Science and Technology a* 2 (1984), S. 500–503
- [Mic01] MICHAELIS, S.: *Entwicklung von mikromechanischen Schaltern für neuartige MEMS-Produkte unter Aspekten industrieller Fertigungsprozesse*, Universität Bremen, Fachbereich für Physik und Elektrotechnik, Deutschland, Diss., 2001
- [Mül87] MÜLLER, K.-H.: Stress and microstructure of sputter-deposited thin films: molecular dynamics investigations. In: *Journal of Applied Physics* 62 (1987), S. 1796–1799
- [MM97] MENZ, W. ; MOHR, W.: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. VCH, 1997
- [MMQ⁺97] MENCÍK, J. ; MUNZ, D. ; QUANDT, E. ; WEPPELMANN, E. R. ; SWAIN, M. V.: Determination of elastic modulus of thin layers using nanoindentation. In: *Journal of Materials Research* 12 (1997), September,

- S. 2475–2484. <http://dx.doi.org/10.1557/JMR.1997.0327>. – DOI 10.1557/JMR.1997.0327
- [nim] *Provided by: Independent Administrative Institution National Institute for Materials Science (NIMS)*
- [Obe04] OBERHAMMER, J.: *Novel RF MEMS Switch and Packaging Concepts*, Royal Institute of Technology (KTH), Department of Signals, Sensors and Systems, Stockholm, Schweden, Diss., 2004
- [OG96] O'KEEFE, M. J. ; GRANT, J. T.: Phase transformation of sputter deposited tungsten thin films with A-15 structure. In: *Journal of Applied Physics* 79 (1996), Nr. 12, 9134-9141. <http://dx.doi.org/10.1063/1.362584>. – DOI 10.1063/1.362584
- [OP04] OLIVER, W. C. ; PHARR, G. M.: Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology. In: *Journal of Materials Research* 19 (2004), S. 3–20
- [Par60] PARRISH, W.: Results of the IUCr precision lattice-parameter project. In: *Acta Crystallographica* 13 (1960), Oct, Nr. 10, 838–850. <http://dx.doi.org/10.1107/S0365110X60002041>. – DOI 10.1107/S0365110X60002041
- [Pau01] PAULEAU, Y.: Generation and evolution of residual stresses in physical vapour-deposited thin films. In: *Vacuum* 61 (2001), S. 175–181
- [per] <http://www.periodensystem.info>; letzter Zugriff: 03.06.2010
- [PLP⁺06] PARK, Jae-Hyoung ; LEE, Hee-Chul ; PARK, Yong-Hee ; KIM, Yong-Dae ; JI, Chang-Hyeon ; BU, Jonguk ; NAM, Hyo-Jin: A fully wafer-level packaged RF MEMS switch with low actuation voltage using a piezo-electric actuator. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering*

- 16 (2006), Nr. 11, 2281-2286. <http://stacks.iop.org/0960-1317/16/2281>
- [RBB⁺98] RENAULT, P.-O. ; BADAWI, P.-O. ; BIMBAULT, L. ; GOUDEAU, Ph. ; ELKAIM, E. ; LAURIAT, J. P.: Poisson's ratio measurement in tungsten thin films combining an x-ray diffractometer with in situ tensile tester. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), Nr. 14, 1952-1954. <http://dx.doi.org/10.1063/1.122332>. – DOI 10.1063/1.122332
- [RBJQ95] ROUZAUD, A. ; BARBIER, E. ; J., Ernoult; ; QUESNEL, E.: A method for elastic modulus measurements of magnetron sputtered thin films dedicated to mechanical applications. In: *Thin Solid Films* 270 (1995), Nr. 1-2, 270 - 274. [http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090\(95\)06921-6](http://dx.doi.org/DOI:10.1016/0040-6090(95)06921-6). – DOI DOI: 10.1016/0040-6090(95)06921-6. – ISSN 0040-6090. – 22nd International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films
- [Reb03a] REBEIZ, G. M.: Rf MEMS Switches: Status of the technology. In: *Proceedings of the 12th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems*, 2003, S. 1726-1729
- [Reb03b] REBEIZ, G. M.: *RF MEMS: Theory, Design, and Technology*. Wiley and Sons, 2003
- [RN05] RASSHOFER, R. H. ; NAAB, K.: 77 GHz Long Range Radar Systems Status, Ongoing Developments and Future Challenges. In: *Proceedings of European Radar Conference (Eurad)*, 2005, S. 161-164
- [Roh] ROHLING, H. ; TECHNISCHE UNIVERSITÄT HAMBURG-HARBURG (Hrsg.): *Radartechnik und -signalverarbeitung*. Technische Universität Hamburg-Harburg
- [RS04] RAU, G. ; STRÖBEL, R.: *Die Metalle*. Neuer Merkur Verlag, 2004

- [rut] <http://www.uniterra.de>; letzter Zugriff: 03.06.2010
- [Sch05] SCHMAUCH, J.: *Praktikum für Fortgeschrittene: Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)*. Universität des Saarlandes, 2005
- [Sch08] SCHÜTZE, A.: *Vorlesung Messtechnik III*. Universität des Saarlandes, 2008
- [SF66] SCHEER, Milton D. ; FINE, Joseph: Electron Affinity of Tungsten Determined by its Positive and Negative Self-Surface Ionization. In: *Phys. Rev. Lett.* 17 (1966), Aug, Nr. 6, S. 283–284. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.283>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.17.283
- [SGK⁺94] SCHIMKAT, J. ; GEVATTER, H. J. ; KIESEWETTER, L. ; STECKENBORN, A. ; ARNDT, F. ; SCHLAAK, H. F.: Moving wedge actuator: An electrostatic actuator for use in a microrelay. In: *Micro System Technologies*. Berlin, Germany, 19.10-21.10 1994, S. 989–996
- [SK05] STUART, H. A. ; KLAGES, G.: *Kurzes Lehrbuch der Physik*. Springer, 2005
- [SMZ⁺00] SHEN, Y. G. ; MAI, Y. W. ; ZHANG, Q. C. ; MCKENZIE, D. R. ; MCFALL, W. D. ; MCBRIDE, W. E.: Residual stress, microstructure, and structure of tungsten thin films deposited by magnetron sputtering. In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Nr. 1, 177-187. <http://dx.doi.org/10.1063/1.371841>. – DOI 10.1063/1.371841
- [SR06] SADEGHIAN, H. ; REZAZADEH, Gh.: The Influence of Stress Gradient on the Pull-in Phenomena of Microelectromechanical Switches. In: *Journal of Physics: Conference Series* 34 (2006), 1117-1122. <http://stacks.iop.org/1742-6596/34/1117>
- [SSBT05] SPIESS, L. ; SCHWARZER, R. ; BEHNKEN, H. ; TEICHERT, G.: *Moderne Röntgenbeugung*. Universität Vieweg+Teubner, 2005

- [SVPW01] SATTLER, R. ; VOIGT, P. ; PRADEL, H. ; WACHUTKA, G.: Innovative design and modelling of a micromechanical relay with electrostatic actuation. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 11 (2001), Juli, S. 428–433. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/11/4/325>. – DOI 10.1088/0960-1317/11/4/325
- [SZPS05] SIEGEL, C. ; ZIEGLER, U. ; PRECHTEL, U. ; SCHUMACHER, H.: Low-complexity RF-MEMS technology for microwave phase shifting applications. In: *German microwave Conf.* (2005), S. 13–16
- [TDB03] TILMANS, H. A. C. ; DERAEDT, W. ; BEYNE, E.: MEMS for wireless communications: 'from RF-MEMS components to RF-MEMS-SiP'. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 13 (2003), Juli, S. 139–163. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/13/4/323>. – DOI 10.1088/0960-1317/13/4/323
- [TH89] THORNTON, J. A. ; HOFFMAN, D. W.: Stress-related effects in thin films. In: *Thin Solid Films* 171 (1989), S. 5–31
- [Thi] THIEDE, A.: *Einführung in die Hochfrequenztechnik*. Universität Paderborn,
- [Tho77] THORNTON, J. A.: High rate thick film growth. In: *Annual Review of Materials Science* 7 (1977), S. 239–260
- [Tho05] THOMPSON, Carl V.: Stress evolution during Volmer-Weber growth of thin films. In: *11th International Conference on Fracture*, 2005
- [TP99] TSUI, T. Y. ; PHARR, G. M.: Substrate effects on nanoindentation mechanical property measurement of soft films on hard substrates. In: *Journal of Materials Research* 14 (1999), Januar, S. 292–301. <http://dx.doi.org/10.1557/JMR.1999.0042>. – DOI 10.1557/JMR.1999.0042
- [Vis05] VISSER, H.: *Array and Phased Array Antenna Basics*. Wiley and Sons,

2005

- [VVJ03] VARADAN, V. K. ; VINOY, K. J. ; JOSE, K. A.: *RF MEMS and Their Applications*. Wiley and Sons, 2003
- [VZ06] VÖLKLEIN, F. ; ZETTERER, T.: *Praxiswissen Mikrosystemtechnik*. Vieweg, 2006
- [web] <http://www.webelements.com>; letzter Zugriff: 03.06.2010
- [Win92] WINDISCHMANN, H.: Intrinsic stress sputter-deposited thin films. In: *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* 17(6) (1992), S. 547–596
- [XCV05] XIANG, Y. ; CHEN, X. ; VLASSAK, J. J.: Plane-strain bulge test for thin films. In: *Journal of Materials Research* 20 (2005), S. 2360–2370
- [Yao00] YAO, J. J.: TOPICAL REVIEW: RF MEMS from a device perspective. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 10 (2000), Dezember, S. 9–38. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/10/4/201>. – DOI 10.1088/0960-1317/10/4/201
- [ZDMH00] ZHAO, J.-H. ; DU, Y. ; MORGEN, M. ; HO, P. S.: Simultaneous measurement of Young's modulus, Poisson ratio, and coefficient of thermal expansion of thin films on substrates. In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Februar, S. 1575–1577. <http://dx.doi.org/10.1063/1.372054>. – DOI 10.1063/1.372054
- [ZJ04] ZHIGAL'SKII, G. P. ; JONES, B. K.: *The Physical Properties of Thin Metal Films*. Taylor and Francis, 2004

Eigene Veröffentlichungen

- [1] KLEIN, S. ; BITTNER, A. ; SCHMID, U. ; SEIDEL, H.: CMOS kompatible RF MEMS Schalter. In: *Mikrosystemtechnik Kongress 2009 - Proceedings*. Berlin, Germany, 12.10-14.10 2009

- [2] KLEIN, S. ; BITTNER, A. ; SCHMID, U. ; SEIDEL, H.: CMOS-compatible RF-MEMS Switches. In: *Microsystems Technology in Germany 2010*. trias Consult, 2010, S. 56–57

- [3] KLEIN, S. ; COMTESSE, C. ; BITTNER, A. ; SEIDEL, H. ; ZIEGLER, V. ; PRECHTEL, U. ; SCHMID, U.: RF MEMS switches based on an alloy of aluminum-silicon-copper. In: *Smart Sensors, Actuators, and MEMS IV* Bd. 7362. Dresden, Germany : SPIE, 2009, 73621D

- [4] KLEIN, S. ; THILMONT, S. ; ZIEGLER, V. ; PRECHTEL, U. ; SCHMID, U. ; SEIDEL, H.: High temperature stable RF MEMS switch based on tungsten-titanium. In: *Proceedings of the 15th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS 09)*. Denver, CO, USA, 21.06-25.06 2009, S. 1409–1412

- [5] KLEIN, S. ; ZIEGLER, V. ; PRECHTEL, U. ; WÜRTZ, A. ; SEIDEL, H. ; SCHMID, U.: Tungsten-Titanium as Advanced Material for RF-MEMS Switches. In: *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2008*, Springer, 2008, S. 181–190

- [6] ZIEGLER, V. ; STEHLE, A. ; SIEGEL, C. ; SCHÖNLINNER, B. ; PRECHTEL, U. ;

SCHMID, U. ; KLEIN, S. ; WÜRTZ, A.: Eine einfache und robuste RF-MEMS Technologie für zukünftige Radarsysteme bei 77-81 GHz. In: *VDE Kongress*. Aachen, 23.10.-25-10 2006

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel, der es mir ermöglichte, die vorliegende Arbeit durchzuführen und der mit seinen Anregungen und seiner konstruktiven Kritik zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Andreas Schütze danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Schmid für seine fachlichen Ratschläge und Diskussionsbeiträge bedanken. Ohne seine Arbeit im Projekt Radarauge wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein Dank gilt allen benachbarten Lehrstühlen der Fachrichtung Mechatronik sowie der Physik und Werkstoffwissenschaften, die mich auf unbürokratische Art und Weise sowohl bei theoretischen Fragestellungen als auch bei der praktischen Durchführung von Messaufgaben unterstützt haben.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen vom LMM für die gute Zusammenarbeit, die vielen fruchtbaren Diskussionen und die Unterstützung auch nach meinem Ausscheiden am Lehrstuhl. Weiterhin möchte ich mich bei allen Studenten bedanken, die einen wertvollen Beitrag zu meiner Arbeit geleistet haben. Bedanken möchte ich mich auch bei Frau Ute Flieger für ihr Engagement und ihre Hilfe, vor allem bei der Bewältigung administrativer Aufgaben.

Bedanken möchte ich mich insbesondere auch bei meiner Familie sowie allen Freunden, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben. Nicht zuletzt und vor allen anderen möchte ich Kristin Luckhardt, nicht nur für das Korrekturlesen, sondern vielmehr für den seelischen und moralischen Rückhalt danken, den sie mir in den vergangenen Jahren gegeben hat.