

CMOS-kompatible Nanotube-Mikrobolometer- Infrarot-Detektoren

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaft

genehmigte Dissertation

von

M.Sc. Kai-Marcel Muckensturm

aus

Duisburg

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Roland Schmechel

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dezember 2016

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS). Mein Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Holger Vogt für die Schaffung hervorragender Rahmenbedingungen für Forschungsarbeiten und seine engagierte Betreuung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Ich danke Prof. Dr. Roland Schmechel für die Bereitschaft zur Übernahme des Amtes als Korreferent.

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern des Fraunhofer IMS für die stets freundliche und kollegiale Zusammenarbeit bedanken. Insbesondere möchte ich mich an dieser Stelle bei Dr. Dirk Weiler und Dr. Frank Hochschulz für die Themenfindung, für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und Hilfestellungen bei der Durchführung dieser Arbeit sowie für das Korrekturlesen bedanken. Bei Dr. Thomas Gerschke bedanke ich mich für die Durchführung des Packaging-Prozesses.

Den Mitarbeitern der Mikrosystemtechnik-Labor-Gruppe danke ich für Ihren engagierten Einsatz bei der Organisation und Wartung des Labors sowie für die Unterstützung bei der Durchführung meiner Versuche.

Marina Wirtz gilt mein Dank für die Durchführung zahlreicher REM- und EDX-Analysen.

Ferner bedanke ich mich bei Dr. Günther Prinz für die Durchführung der Raman- und FTIR-Spektroskopie-Analysen an der Universität Duisburg-Essen, in der Forschungsgruppe von Prof. Dr. Axel Lorke (Experimentalphysik). Dipl.-Ing.

Alexander Kompch danke ich für die Unterstützung bei den XRD-Messungen an der Universität Duisburg-Essen, im Fachgebiet der Nanopartikel Prozesstechnik, unter der Leitung von Prof. Dr. Markus Winterer.

Mein tiefster Dank gilt meinen Eltern und meiner Freundin, die mich während meines Studiums und der Promotion stets ermutigt und unterstützt haben.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von innovativen und hochempfindlichen CMOS-kompatiblen Mikrobolometern. Der Ansatz der zum Patent angemeldeten neuartigen Struktur basiert auf der Realisierung der thermischen Isolierung und gleichzeitiger elektrischer Kontaktierung der Mikrobolometer mit Hilfe von ausreichend langen und dünnbeschichteten Hohlröhrchen (hier als Nanotubes bezeichnet), welche mit Technologien und Prozessen aus der Mikrosystemtechnik hergestellt werden können. Somit wird der relative Flächenanteil des Absorbers bei einer gegebenen Pixelgröße maximiert, da laterale Stege, welche bislang Hauptbestandteil der thermischen Isolierung waren, komplett entfallen. Der resultierende thermische Leitwert kann über die einzelnen Schichtdicken, den Grundradius und die Länge der Nanotubes flexibel und unabhängig von der Pixelgröße eingestellt werden.

Basierend auf diesem Konzept wird ein skalierbarer Herstellungsprozess entwickelt, welcher eine Realisierung der Nanotube-Mikrobolometer ermöglicht. Die Nanotubes werden mit Hilfe eines Opferschichtprozesses hergestellt. Dabei wird zunächst mit Hilfe des Bosch-Prozesses eine Öffnung in die Opferschicht geätzt und diese mittels Atomlagenabscheidung (ALD) beschichtet. Im Anschluss folgt die Entfernung der Opferschicht, sodass die gefertigten Nanotubes frei stehen. Die verwendeten Nanotube-Materialien weisen Schichtdicken in einem Bereich von wenigen Nanometern auf. Zur Untersuchung der thermischen Leitfähigkeiten dieser dünnen ALD-Schichten, wird ein Messaufbau zur Anwendung der 3ω -Methode entwickelt.

Ein weiterer Kernpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung und Charakterisierung von rauscharmen und temperaturstabilen amorphen SiGe-Sensorschichten, welche im späteren Herstellungsprozess der Nanotube-Mikrobolometer implementiert werden. Generell muss der elektrische Widerstand der Sensorschichten an die später verwendete Ausleseschaltung ange-

passt werden. Die relativ langen und hohen Temperaturbelastungen bis zu 400 °C während der Atomlagenabscheidungen können jedoch Einfluss auf die Eigenschaften der zu diesem Zeitpunkt bereits auf dem Wafer befindlichen Sensorschichten nehmen. Hauptsächlich nehmen zwei Effekte der Temperung Einfluss auf den spezifischen Widerstand von Bor-dotierten amorphen Si bzw. Si-Ge-Schichten. Zum einen bewirkt die Wasserstoffdiffusion eine Erhöhung und zum anderen die Aktivierung von Bor eine Reduzierung des spezifischen Widerstandes. In dieser Arbeit kann gezeigt werden, dass durch geeignete Variation der Prozessparameter der Einfluss beider Effekte kompensiert wird. Somit bleiben die resultierende Konfiguration der Atombindungen bzw. die ursprünglichen elektrischen Eigenschaften nach der Temperung erhalten.

Die gefertigten Nanotube-Mikrobolometer werden zunächst anhand von Teststrukturen im Hinblick auf die elektro-optischen und mechanischen Eigenschaften grundlegend charakterisiert. Der Fokus liegt in dieser Arbeit auf Pixelgrößen von 12 µm und kleiner. Weiterhin werden die Strukturen auf einer bestehenden CMOS-Ausleseschaltung mit einer optischen Auflösung von 320x240 Pixeln (QVGA) monolithisch gefertigt, um diese in bildgebenden Infrarotsystemen einzusetzen. Um Wärmeverluste durch Gaskonduktion zu minimieren, werden die Mikrobolometer im Vakuum betrieben. Hierzu wurde am Fraunhofer IMS ein sogenanntes Chip-Scale-Package entwickelt, welches chipweise auf die hergestellten Arrays des Wafers aufgebracht wird. Es folgen die Bestimmung der Responsivität und NETD sowie die ersten Ergebnisse zum Einsatz im FIR-Kamerasystem.

Abstract

The present work deals with the development, fabrication und characterization of innovative and highly sensitive CMOS-compatible microbolometers. The approach of the patent pending novel structure is based on the realization of thermal insulation and simultaneous electrical contacting of the microbolometers by means of sufficiently long and thin coated hollow tubes (hereinafter referred as nanotubes), which can be fabricated with processes from microsystems technology. Thus, the relative area of the absorber is maximized at a given pixel size, since lateral legs are completely omitted, which were previously the main constituent of thermal insulation. The resulting thermal conductance can be tuned flexibly and independently of the pixel size by varying the individual layer thicknesses, base radius and length of the nanotubes.

Based on this concept a scalable fabrication process is developed, which enables the realization of the nanotube microbolometers. The nanotubes are fabricated using a sacrificial layer process. Here, an opening is first etched in the sacrificial layer using the Bosch process and then coated by atomic layer deposition (ALD). Following this, the sacrificial layer is removed, so that the fabricated nanotubes are free-standing. The nanotube materials used in this work have layer thicknesses in the range of a few nanometers. For investigation the thermal conductivities of thin ALD layers a measurement setup for application of the 3ω -method is developed.

Another key aspect of this thesis is the development and characterization of temperature-stable amorphous SiGe sensing layers that are implemented in the later fabrication process of the nanotube microbolometers. In general, the electric resistance of the sensing layer needs to be adapted to the operating range of the readout circuit. However, the relatively long and high temperature loads of up to 400 °C during the atomic layer deposition can influence the properties of the sensing layer, which is already located on the wafer at this point. Mainly two effects of heat treatment influence the resistivity of boron doped amorphous Si

or SiGe layers. For one thing the diffusion of hydrogen causes an increase and for another thing the activation of boron a reduction of the resistivity. In this work, it can be shown that the influence of both effects can be compensated by appropriate variation of process parameters. Thus, the resulting configuration of atomic bonds and the initial electrical properties remain after heat treatment.

Based on test structures the fabricated nanotube microbolometers are characterized essentially with respect to the electro-optical and mechanical properties. This work focuses on pixel sizes of 12 μm and below. Furthermore, the microbolometers are monolithically fabricated on an existing CMOS readout circuit with an optical resolution of 320x240 pixels (QVGA) to use these in imaging infrared systems. The microbolometers are operated in vacuum to minimize heat loss from gas conduction. For this purpose, a so-called chip-scale-package was developed at Fraunhofer IMS, which is applied individually to the fabricated chips on the wafer. This is followed by the determination of the NETD and first results for application in the FIR camera system.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
Kurzfassung	v
Abstract	vii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Gliederung.....	4
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 Strahlungsphysik.....	7
2.1.1 Radiometrische Größen	7
2.1.2 Der Schwarze Strahler	10
2.1.3 Strahlungsaustausch zwischen zwei Oberflächen	13
2.1.4 Strahlengang zwischen Objekt und Detektor	16
2.1.5 Infrarote Strahlung.....	17
2.2 Depositionsverfahren	19
2.2.1 Chemische Gasphasenabscheidung.....	19
2.2.2 Atomlagenabscheidung.....	20
2.3 Trockenätzverfahren.....	22
2.3.1 Reaktives Iontiefenätzen	22
2.3.2 Isotropes Siliziumätzen.....	24
3 Infrarotdetektoren	25
3.1 Photonische Detektoren	25
3.2 Thermische Detektoren	27
3.2.1 Widerstandsmikrobolometer	29
3.2.2 Diodenmikrobolometer.....	33
3.2.3 Thermopile.....	34
3.2.4 Pyroelektrischer Detektor.....	36
3.3 Elektro-thermisches Modell von Mikrobolometern	37
3.4 Absorption von Mikrobolometern	43
3.5 Rauschquellen in Mikrobolometern	52

3.5.1	Johnson-Rauschen.....	52
3.5.2	1/f-Rauschen.....	53
3.5.3	Temperaturfluktuationsrauschen	54
3.6	Empfindlichkeit von Mikrobolometern	55
4	Konzept zur Entwicklung innovativer Mikrobolometer	59
4.1	Herausforderung der Pixelskalierung.....	59
4.2	Nanotube-Mikrobolometer	60
4.3	Temperaturstabile Sensormaterialien	65
5	Entwicklung und Charakterisierung von temperaturstabilen SiGe-Sensorschichten	69
5.1	Nanokristalline SiGe-Schichten	69
5.1.1	Herstellungsprozess	69
5.1.2	Ergebnisse	72
5.2	Amorphe SiGe-Schichten.....	76
5.2.1	Schichtwachstum.....	79
5.2.2	Spezifischer Widerstand und Temperaturkoeffizient	80
5.2.3	Intrinsischer Stress.....	86
5.2.4	Rauschverhalten.....	89
5.3	Zusammenfassung	96
6	Untersuchung der thermischen Leitfähigkeit von dünnen ALD-Schichten	101
6.1	3 ω -Methode	101
6.2	Probenherstellung	106
6.3	Messaufbau.....	108
6.4	Messergebnisse.....	110
6.4.1	TCR-Messung des Metall-Streifens	110
6.4.2	Validierung des Messaufbaus.....	111
6.4.3	Thermische Leitfähigkeit von TiN und Al ₂ O ₃	112
6.4.4	Thermische Leitfähigkeit von Nanotube-Schichtsystemen....	118
6.4.5	Zusammenfassung.....	121
7	Herstellung und Charakterisierung von Nanotube- Mikrobolometern	123
7.1	Pixel Design	123

7.2	Herstellungsprozess.....	130
7.3	Elektro-optische Charakterisierungen.....	138
7.3.1	Teststrukturen	138
7.3.2	Mechanische Stabilität.....	141
7.3.3	Elektrisches Verhalten.....	143
7.3.4	Elektro-thermisches Verhalten	152
7.3.5	Absorption.....	157
7.3.6	Performance	158
7.4	QVGA-IRFPA.....	162
7.4.1	CMOS ROIC	163
7.4.2	Chip-Scale-Package	164
7.4.3	Elektrische Funktionalität.....	166
7.4.4	Bestimmung der Responsivität und NETD	171
7.4.5	Einsatz im FIR-Kamerasystem.....	177
8	Zusammenfassung und Ausblick.....	179
9	Literaturverzeichnis	187
	Abkürzungsverzeichnis.....	200
	Formelzeichen	203
	Abbildungsverzeichnis	213
	Tabellenverzeichnis.....	220
	Veröffentlichungen	221

1 Einleitung

1.1 Motivation

Ungekühlte Widerstandsmikrobolometer-Arrays dominieren den kontinuierlich wachsenden Markt für low-cost Infrarot(IR)-Detektoren [1] und fallen unter dem Begriff infrared focal plane arrays (IRFPA). Im Vergleich zu den gekühlten IR-Detektoren werden diese bei Raumtemperatur betrieben und können kostengünstig auf einer bereits bestehenden CMOS-Schaltung hergestellt werden. Der Nachteil der ungekühlten Widerstandsmikrobolometer (im weiteren Verlauf als Mikrobolometer bezeichnet) war in der Vergangenheit eine deutlich geringere Empfindlichkeit verglichen mit gekühlten IR-Detektoren. Mit modernen Technologien und Herstellungsprozessen aus der Mikrosystemtechnik, zur Herstellung von ungekühlten Mikrobolometern, können mit diesen heutzutage vergleichbare oder sogar bessere Empfindlichkeiten erzielt werden [1].

Zwei der bekanntesten Anwendungsgebiete für IRFPAs sind Zielerkennungen beim Militär oder die Gebäudethermographie im zivilen Bereich. Darüber hinaus existieren zahlreiche weitere Anwendungen wie z.B. in der Feuerbekämpfung zur Lokalisierung von Glutnestern, in der Medizin zur Detektion von Entzündungsherden oder in Fahrerassistenzsystemen im Automobil zur frühzeitigen Erkennung von Menschen und Tieren. In nahezu allen Bereichen, bei denen

Wärme von Objekten detektiert werden muss, können IR-Detektoren eingesetzt werden.

Grundlegend sind Mikrobolometer gekennzeichnet durch eine Membran, bestehend aus Sensor- und Absorberschicht, welche von zwei Metallkontakten über dem Substrat im Vakuum aufgehängt und somit thermisch isoliert ist (vgl. Abbildung 1.1). Aufgrund der Absorption der einfallenden infraroten Strahlung erwärmt sich die thermisch isolierte Membran, was eine Änderung des elektrischen Widerstandes der Sensorschicht zur Folge hat. Die resultierende Änderung des Messsignals kann mit Hilfe einer Ausleseschaltung detektiert werden. Weiterhin befindet sich unterhalb der Membran eine Metallschicht (Reflektor) auf dem Substrat, wodurch die zum Teil transmittierte Strahlung zurückreflektiert und anschließend von der Absorberschicht absorbiert wird.

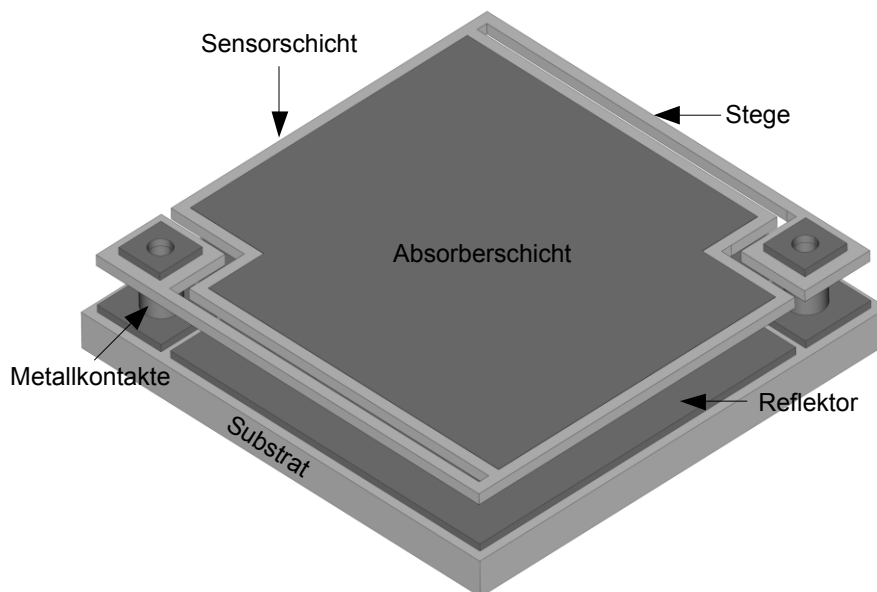


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau eines Mikrobolometers.

Um die Herstellungskosten weiter zu minimieren, geht der Trend in der Entwicklung der Mikrobolometer hin zu immer kleineren Pixelgrößen für hochauflösende IRFPAs, bei gleichzeitig steigenden Anforderungen an die Performance. Aktuell sind IRFPAs mit einer Pixelgröße von $17\ \mu\text{m}$ im kommerziellen Bereich

Stand der Technik [2–7]. In der Literatur sind bereits erste IRFPAs der nächsten Generation mit einer Pixelgröße von 12 μm vorgestellt worden [8–10].

Zwei Schlüsselparameter für das Design von hochempfindlichen Mikrobolometern sind die thermische Isolierung und die effektive Absorberfläche. In typischen Mikrobolometern wird die thermische Isolierung mittels Verbindungselementen (auch als Stege bezeichnet) zwischen der aufgehängten Membran und den Metallkontakten realisiert [2–7]. Der resultierende thermische Leitwert ist dabei abhängig von der Länge sowie der Breite und der Dicke der Stege. Diese Strukturmaße der Stege sind jedoch limitiert durch die verwendete Technologie der Fotolithografie sowie durch die mechanische Stabilität. Aus diesem Grund beanspruchen die Stegflächen bei einer Reduzierung der Pixelgröße relativ zu dieser immer mehr Platz bei einem gegebenen thermischen Leitwert. Folglich wird die effektive Absorberfläche eingeschränkt und die Performance der Mikrobolometer signifikant gemindert.

In dieser Arbeit wird ein innovatives Konzept zur Herstellung von hochempfindlichen Mikrobolometern vorgestellt, welches die oben beschriebene Einschränkung nicht aufweist. Der Ansatz basiert auf der Realisierung der thermischen Isolierung und gleichzeitiger elektrischer Kontaktierung der Mikrobolometer mit Hilfe von ausreichend langen und dünnbeschichteten Hohlröhrchen (hier als Nanotubes bezeichnet). Somit wird der relative Flächenanteil des Absorbers bei einer gegebenen Pixelgröße maximiert, da laterale Stege, welche bislang Hauptbestandteil der thermischen Isolierung waren, komplett entfallen.

Basierend auf diesem Konzept wird ein skalierbarer Herstellungsprozess entwickelt, welcher eine Realisierung der Nanotube-Mikrobolometer ermöglicht. Der Fokus liegt hierbei auf Pixelgrößen von 12 μm und kleiner. Zusätzlich beschäftigt sich diese Arbeit mit der Entwicklung von rauscharmen temperaturstabilen Sensorschichten, welche im Herstellungsprozess der Nanotube-Mikrobolometer implementiert werden.

1.2 Gliederung

Die vorliegende Arbeit ist in insgesamt 8 Kapitel aufgeteilt. Der Inhalt der einzelnen Kapitel wird im Folgenden kurz vorgestellt.

In Kapitel 2 werden die für diese Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen im Hinblick auf die Strahlungsphysik erörtert. Zudem werden die wichtigsten mikrosystemtechnische Prozesse beschrieben, welche in dieser Arbeit verwendet werden und den Kern des Herstellungsprozesses bilden.

Kapitel 3 fasst den allgemeinen Stand der Technik der Infrarotdetektoren zusammen. Weiterhin werden das elektro-thermische Verhalten sowie die Absorption und das Rauschen von Mikrobolometern diskutiert.

In Kapitel 4 wird der Hintergrund und das Konzept der Nanotube-Mikrobolometer detailliert vorgestellt.

Kapitel 5 befasst sich mit der Entwicklung und Charakterisierung von temperaturstabilen amorphen SiGe-Schichten. Hier wird im Speziellen der Einfluss von Temperaturbelastungen auf die elektrischen Eigenschaften wie spezifischer Widerstand, TCR und Rauschen analysiert.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Messplatzes zur Untersuchung der thermischen Leitfähigkeiten von sehr dünnen ALD-Materialien mit Hilfe der 3ω -Methode.

In Kapitel 7 werden der Herstellungsprozess sowie das Design der Nanotube-Mikrobolometer beschrieben. Die hergestellten Teststrukturen werden hinsichtlich der Performance charakterisiert. Ferner werden die Nanotube-Mikrobolometer auf eine CMOS Ausleseschaltung integriert und die Responsivität bzw. NETD bestimmt. Außerdem werden die hergestellten IRFPAs in ein Kamerasystem eingesetzt und erste Thermographie-Aufnahmen erstellt.

In Kapitel 8 folgen abschließend eine Zusammenfassung der Kernergebnisse sowie ein Ausblick.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Strahlungsphysik

2.1.1 Radiometrische Größen

Zum Verständnis dieser Arbeit werden die nach [11] definierten strahlungsphysikalischen Größen zur Beschreibung von radiometrischen Vorgängen im Folgenden kurz vorgestellt. Die grundlegenden radiometrischen Größen sind der Strahlungsfluss Φ , die Strahlstärke I_s , die Ausstrahlung M_s sowie die Strahldichte L_s . Zusätzlich wird noch die Strahlungsenergie Q als Maß für die gesamte Energie einer elektromagnetischen Welle eingeführt.

Die Strahlungsenergie Q ist die durch elektromagnetische Strahlung übertragene Energie über eine bestimmte Fläche und ein bestimmtes Zeitintervall.

Der Strahlungsfluss ist definiert als das an pro Zeitintervall übertragene Maß an Energie und wird ebenfalls als Strahlleistung bezeichnet.

$$\Phi = \frac{dQ}{dt}. \quad (2.1)$$

Die Strahlstärke berechnet sich aus dem Quotient des Strahlungsflusses und des betrachteten Raumwinkelements $d\omega$, in dem die Strahlung austritt.

$$I_s = \frac{d\Phi}{d\omega_s}. \quad (2.2)$$

Im Allgemeinen ist ein Raumwinkelement $d\omega$ definiert als

$$d\omega = \frac{dA}{R_k^2}, \quad (2.3)$$

wobei dA ein Flächenelement und R^2 der Radius einer betrachteten Kugel sind.

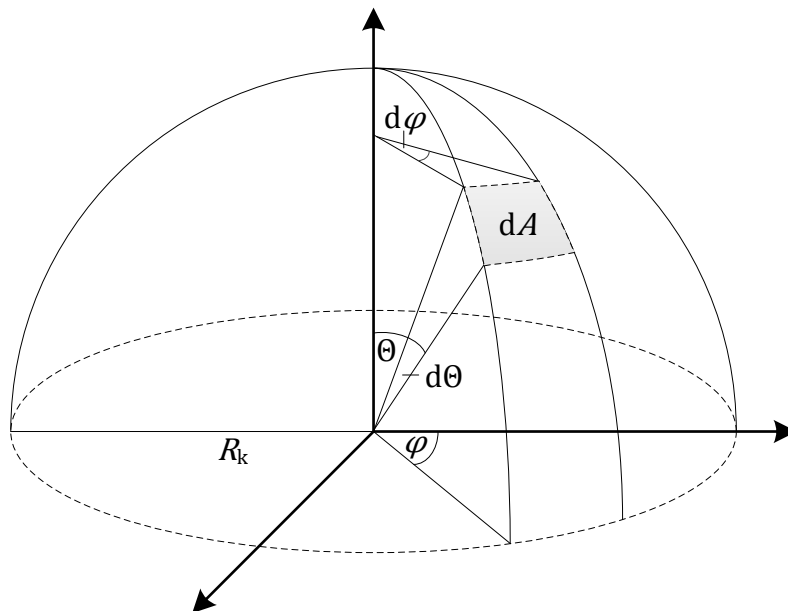


Abbildung 2.1: Definition des Raumwinkelementes.

Weiterhin gilt für das Flächenelement der Kugeloberfläche

$$dA = R_k^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (2.4)$$

Daraus ergibt sich für das Raumwinkelement der Zusammenhang

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (2.5)$$

Der vollständige Raumwinkel lässt sich dann berechnen zu

$$\omega = \int_{\theta=0}^{\theta} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin \theta \, d\theta d\varphi = 2\pi(1 - \cos \theta). \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.1 ist die geometrische Anordnung veranschaulicht.

Der Strahlungsfluss pro Flächenelement dA_s eines Senders wird Ausstrahlung genannt und ergibt sich zu

$$M_s = \frac{d\Phi}{dA_s}. \quad (2.7)$$

Eine weitere radiometrische Größe ist die sogenannte Bestrahlungsstärke E_s . Prinzipiell beschreiben Ausstrahlung und Bestrahlungsstärke dieselbe Größe, allerdings bezieht sich die Bestrahlungsstärke auf den auftreffenden Strahlungsfluss pro Flächenelement eines Empfängers.

Die Strahldichte L_s ist der Quotient aus Strahlungsleistung und Raumwinkel sowie Projektion der Fläche auf eine Ebene senkrecht zur Strahlrichtung.

$$L_s = \frac{d^2\Phi}{d\omega_s dA_s \cos \theta_s}. \quad (2.8)$$

Das projizierte Flächenelement $dA_{s,p}$ mit der Normalen in Richtung des Strahlungsflusses ist gegeben zu

$$dA_{s,p} = dA_s \cos \theta_s. \quad (2.9)$$

In Abbildung 2.2 ist der Zusammenhang zur Definition der Strahldichte illustriert.

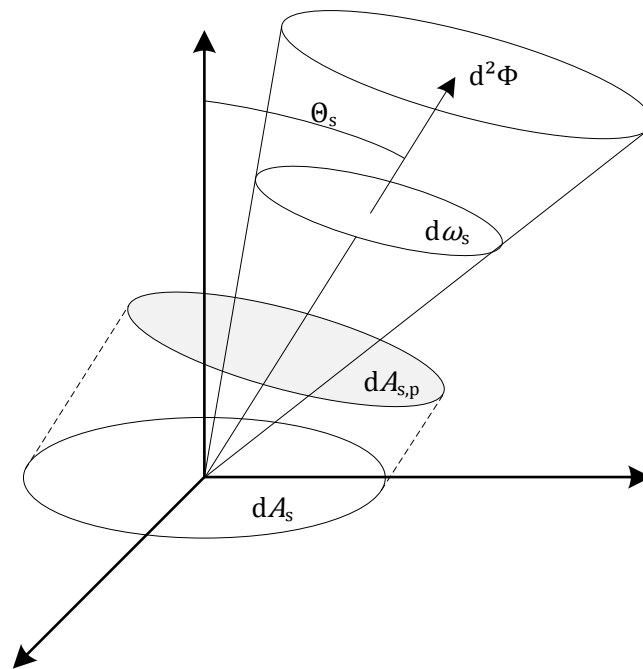


Abbildung 2.2: Anordnung zur Definition der Strahldichte, nach [11].

2.1.2 Der Schwarze Strahler

Alle Körper mit einer Temperatur über dem absoluten Nullpunkt emittieren elektromagnetische Strahlung. Je wärmer der Körper ist, desto mehr Strahlung wird ausgesendet. Ein schwarzer Strahler bzw. schwarzer Körper absorbiert die auf ihn treffende elektromagnetische Strahlung im vollständigen Spektrum und wirkt daher für das menschliche Auge bei Raumtemperatur schwarz. Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz ist die gesamte absorbierte Strahlung im thermischen Gleichgewicht gleich zur emittierten Strahlung. Da ein schwarzer Strahler maximal absorbiert, ist demnach auch das Emissionsvermögen maximal.

Die spektrale spezifische Ausstrahlung M_λ eines schwarzen Strahlers berechnet sich nach dem Planckschen Strahlungsgesetz zu

$$M_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1}, \quad (2.10)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und k_b die Boltzmannkonstante ist.

Abbildung 2.3 zeigt die spektrale spezifische Ausstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen. Wie zu erkennen ist, verschiebt sich das Maximum der Ausstrahlung zu kleineren Wellenlängen bei steigender Temperatur. Diese Beziehung kann mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz wiedergegeben werden zu

$$\lambda_{\max} T = 2897,8 \mu\text{mK}. \quad (2.11)$$

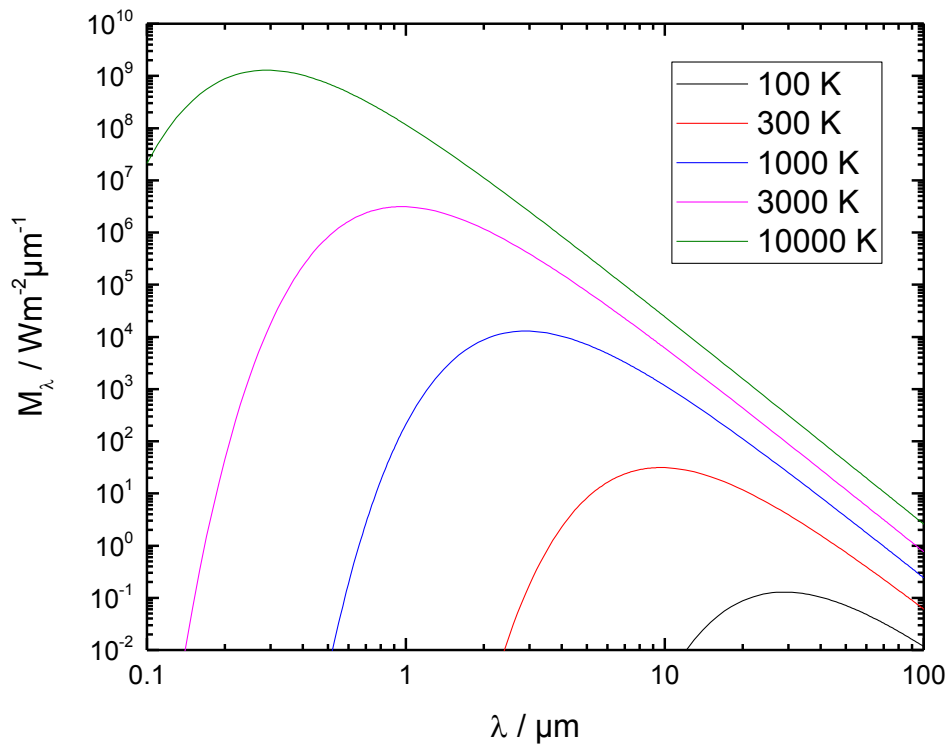


Abbildung 2.3: Spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen.

Die gesamte Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers über allen Wellenlängen ist gegeben durch das Stefan-Boltzmann Gesetz.

$$M(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1} d\lambda = \frac{2\pi^5 k_b^4}{15 h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4, \quad (2.12)$$

wobei σ die Stefan-Boltzmann Konstante genannt wird.

Generell ist die spektrale Strahldichte L_λ eines Körpers abhängig von der Richtung der ausgestrahlten Strahlung. Es gilt

$$L_\lambda(\lambda, T) = \frac{dM_\lambda(\lambda, T)}{d\omega_s}. \quad (2.13)$$

Bei einem schwarzen Strahler ist die spektrale Strahldichte jedoch unabhängig vom Raumwinkel. Derartige Körper werden ebenfalls Lambert-Strahler genannt. Der Zusammenhang zwischen der spektralen spezifischen Ausstrahlung M_λ und der spektralen Strahldichte L_λ vereinfacht sich zu

$$L_\lambda(\lambda, T) = \frac{M_\lambda(\lambda, T)}{\pi}. \quad (2.14)$$

Die gesamte Strahldichte über allen Wellenlängen lässt sich demnach analog zu Gleichung (2.12) berechnen zu

$$L(T) = \frac{2\pi^4 k_b^4}{15 h^3 c^2} T^4 = \frac{\sigma T^4}{\pi}. \quad (2.15)$$

In der Praxis ist meist nicht die Information über die Gesamtstrahldichte bzw. über die gesamte Ausstrahlung über allen Wellenlängen, sondern nur lediglich innerhalb eines bestimmten Wellenlängenbereichs von großer Bedeutung. In einem Intervall von $8 \mu\text{m}$ – $12 \mu\text{m}$ liegt der Großteil der abgestrahlten Leistung von Körpern nahe der Raumtemperatur und ist somit für viele Anwendungen interessant. Die Strahldichte eines schwarzen Strahlers in diesem Wellenlängenbereich bei Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) errechnet sich dann beispielsweise zu

$$L(300 \text{ K}) = \int_{8 \mu\text{m}}^{12 \mu\text{m}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_b T}} - 1} d\lambda = 63,37 \frac{\text{W}}{\text{sr} \cdot \text{m}^2}. \quad (2.16)$$

Die hier erläuterten radiometrischen Zusammenhänge eines schwarzen Strahlers sind gültig für Betrachtungen im Vakuum. Sollen beispielsweise Ausstrahlung und Strahldichte in einem Medium berechnet werden, müssen die oben genannten Formeln angepasst werden. In diesem Fall wird die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c und -Wellenlänge λ jeweils durch den Brechungsindex n des Mediums geteilt.

$$c_{\text{medium}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c}{n}, \quad (2.17)$$

$$\lambda_{\text{medium}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{\lambda}{n}, \quad (2.18)$$

wobei μ_r und ε_r die magnetische Permeabilität und relative Permittivität sind.

2.1.3 Strahlungsaustausch zwischen zwei Oberflächen

Die hier dargestellten Zusammenhänge und Beschreibungen orientieren sich nach [11]. Abbildung 2.4 skizziert die Sender/Empfänger-Geometrie, welche im Folgenden zur Berechnung des Strahlungsflusses herangezogen wird.

Die Strahldichte der Senderoberfläche ist gegeben durch

$$L_s = \frac{d^2\Phi}{d\omega_e dA_s \cos \Theta_s}, \quad (2.19)$$

wobei Θ_s der Winkel zwischen der Richtung des ausgesandten Flusses und der Flächennormale der Senderoberfläche, dA_s ein infinitesimales Flächenelement der Senderoberfläche und $d\omega_e$ das betrachtete infinitesimale Raumwinkelelement, in den der Strahlungsfluss abgestrahlt wird, sind. Weiterhin ist in Abbildung 2.4 ein infinitesimales Flächenelement dA_e der Empfängeroberfläche, der

Winkel θ_e zwischen der Richtung des empfangenen Strahlungsflusses und der Empfängeroberfläche sowie der Betrag des Abstandes R zwischen den betrachteten Flächenelementen dA_s und dA_e beschrieben.

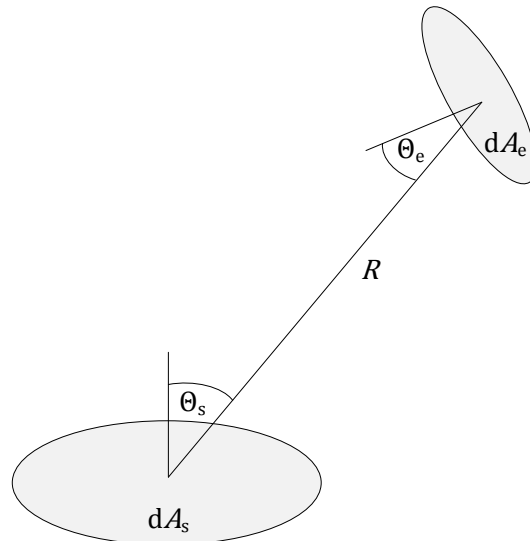


Abbildung 2.4: Sender/Empfänger-Geometrie, nach [11].

Das infinitesimale Raumwinkelement $d\omega_e$ berechnet sich aus der in die Hemisphäre projizierte Empfängeroberfläche und dem Abstand R zu

$$d\omega_e = \frac{dA_e \cos \theta_e}{R^2}. \quad (2.20)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.20) in Gleichung (2.19) und lösen nach $d^2\Phi$ ergibt sich für ein Element des Flusses, welches von dem Flächenelement dA_s ausgestrahlt und von dem Flächenelement dA_e empfangen wird

$$d^2\Phi = L_s \frac{dA_s \cos \theta_s dA_e \cos \theta_e}{R^2}. \quad (2.21)$$

Der gesamte Strahlungsfluss Φ , welcher von dem Sender mit der Oberfläche A_s ausgestrahlt und von dem Empfänger mit der Oberfläche A_e empfangen wird, ist gegeben durch das folgende Integral.

$$\Phi = \int_{A_s} \int_{A_e} L_s \frac{dA_s \cos \Theta_s dA_e \cos \Theta_e}{R^2}. \quad (2.22)$$

Diese Gleichung beschreibt den Transport von Strahlungsleistung von einer Sender- zu einer Empfängeroberfläche in einer grundlegenden Form. Im Allgemeinen sind die Parameter L_s , Θ_s , Θ_e und R Funktionen der Position auf Sender- und Empfängeroberfläche, wodurch Gleichung (2.22) sehr komplex und eine analytische Lösung somit sehr schwierig wird.

Unter der Annahme, dass es sich bei dem Sender um einen Lambert-Strahler handelt und zudem die Strahldichte in allen Punkten der Senderoberfläche gleich ist, lässt sich Gleichung (2.22) deutlich vereinfachen. In diesem Fall kann die Strahldichte L_s als Konstante angesehen werden und muss bei der Integration über die Senderoberfläche und über den Raumwinkel des Empfängers nicht berücksichtigt werden.

Es ergibt sich eine weitere Vereinfachung, wenn nicht der gesamte Strahlungsfluss über die Empfängeroberfläche, sondern lediglich die Bestrahlungsstärke dE in einem bestimmten Punkt der Empfängeroberfläche von Interesse ist. Es gilt

$$dE_e = \frac{d^2\Phi}{dA_e} = L_s \frac{\cos \Theta_s \cos \Theta_e dA_s}{R^2}. \quad (2.23)$$

Gleichung (2.23) beschreibt die Bestrahlungsstärke in einem Punkt der Empfängeroberfläche, ausgehend von einem infinitesimalen Flächenelement dA_s der Senderoberfläche. Soll nun die gesamte Bestrahlungsstärke in einem Punkt des Empfängers berechnet werden, muss diese Gleichung über die gesamte Senderoberfläche A_s integriert werden. Es ergibt sich:

$$E_e = \int_{A_s} L_s \frac{\cos \Theta_s \cos \Theta_e dA_s}{R^2}. \quad (2.24)$$

Unter der Bedingung, dass die Strahldichte in allen Richtungen konstant ist, kann der Faktor L_s auch in Gleichung (2.24) aus dem Integral herausgezogen werden.

Je nach Sender/Empfänger-Geometrie ist das Lösen der vereinfachten Gleichungen dennoch unterschiedlich kompliziert. In [11] sind daher exemplarisch eine Reihe von verschiedenen Anordnungen sowie die jeweiligen Lösungen von Gleichung (2.22) bzw. Gleichung (2.24) präsentiert.

2.1.4 Strahlengang zwischen Objekt und Detektor

In Abbildung 2.5 ist eine typische Objekt/Detektor-Anordnung schematisch illustriert. Die ausgehende Strahlung des Objektes wird in diesem Fall mit Hilfe einer Linse fokussiert und auf den Detektor gerichtet. Zunächst wird der Strahlungsfluss berechnet, welcher vom Objekt ausgestrahlt wird und auf die Linse fällt.

Analog zu Gleichung (2.22) ergibt sich

$$\Phi_1 = \int_{A_o} \int_{A_1} L_o \frac{dA_o \cos \Theta_1 dA_1 \cos \Theta_1}{R^2}. \quad (2.25)$$

Unter Verwendung der Substitution (vgl. Gleichung (2.20) und (2.5))

$$d\omega_1 = \frac{dA_1 \cos \Theta_1}{R^2} = \sin \Theta_1 d\Theta_1 d\varphi \quad (2.26)$$

ergibt sich für den Strahlungsfluss zwischen dem Objekt und der Linse

$$\Phi_1 = L_o A_o \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_0^{\Theta_o} \sin \Theta_1 \cos \Theta_1 d\Theta_1 d\varphi = L_o \pi A_o \sin^2 \Theta_o = M_o A_o \sin^2 \Theta_o. \quad (2.27)$$

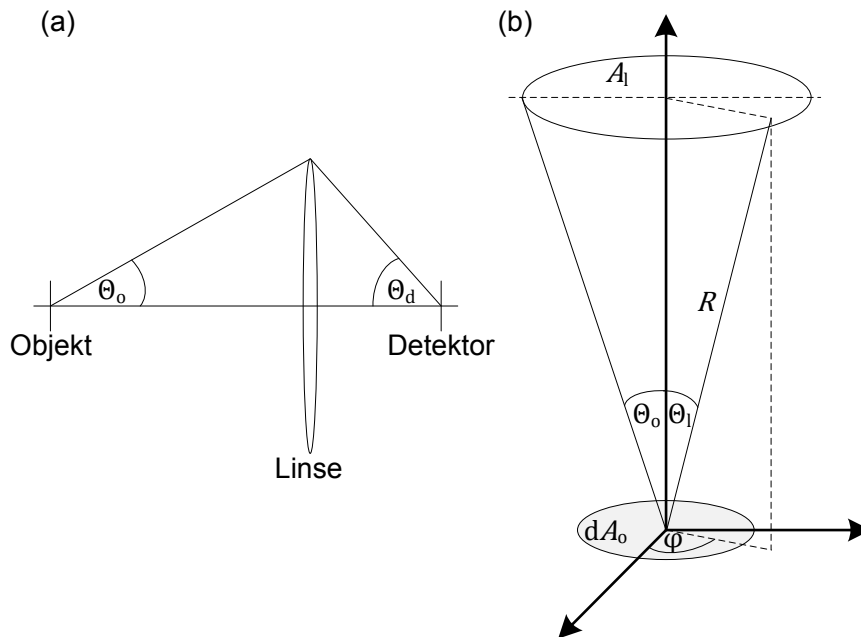


Abbildung 2.5: Geometrische Objekt/Detektor-Anordnung, nach [11, 12].

Nach der Abbeschen Sinusbedingung gilt

$$A_o \sin^2 \theta_o = A_d \sin^2 \theta_d. \quad (2.28)$$

Der empfangene Strahlungsfluss des Detektors ist dann gegeben durch

$$\Phi_d = M_o A_d \sin^2 \theta_d = \frac{M_o A_d}{4F^2}, \quad (2.29)$$

wobei F die Blendenzahl ist.

$$F = \frac{1}{2 \sin \theta_d}. \quad (2.30)$$

2.1.5 Infrarote Strahlung

In Abbildung 2.5 ist das elektromagnetische Spektrum in einem Wellenlängenbereich von 10^{-15} m – 10^7 m dargestellt. Das für den Menschen sichtbare Spektrum liegt etwa zwischen 400 nm und 700 nm Wellenlänge. Unterhalb vom

sichtbaren Spektralbereich befindet sich mit sinkender Wellenlänge bzw. steigender Frequenz die Ultraviolett-, Röntgen-, Gamma- sowie die Höhenstrahlung. Oberhalb von 700 nm Wellenlänge knüpft die Infrarot-Strahlung an, welche einen Bereich von etwa 780 nm – 1 mm abdeckt.

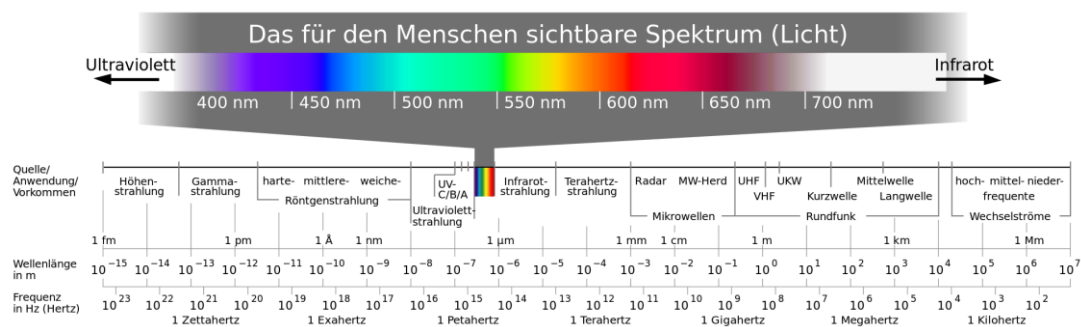


Abbildung 2.6: Klassifizierung des elektromagnetischen Spektrums (Urheber: Horst Frank).

In Tabelle 2.1 ist der infrarote Spektralbereich nach [13] weiterhin unterteilt in nahes, mittleres und fernes Infrarot.

Tabelle 2.1: Einteilung der Infrarot-Strahlung, nach [13].

Bereich	Kürzel	Wellenlänge
Nahes Infrarot	NIR	780 nm – 3 μ m
Mittleres Infrarot	MIR	3 μ m – 5 μ m
Fernes Infrarot	FIR	5 μ m – 1 mm

Die sich in der Atmosphäre befindlichen Gasmische absorbieren elektromagnetische Strahlung für jeweilige charakteristische Wellenlängen. Abbildung 2.7 zeigt die berechnete atmosphärische Transmission für eine Weglänge von 750 m innerhalb eines Spektrums von 1 μ m – 15 μ m Wellenlänge. Der technisch interessante Bereich von 8 μ m – 14 μ m befindet sich in einem so genannten atmosphärischen Fenster, d.h. die Atmosphäre ist in diesem Bereich nahezu transparent. Weiterhin weist die Atmosphäre eine hohe Transmission im MIR-Bereich von 3 μ m – 5 μ m auf, welcher ebenfalls in technischen Anwendungen zur Detektion verwendet wird.

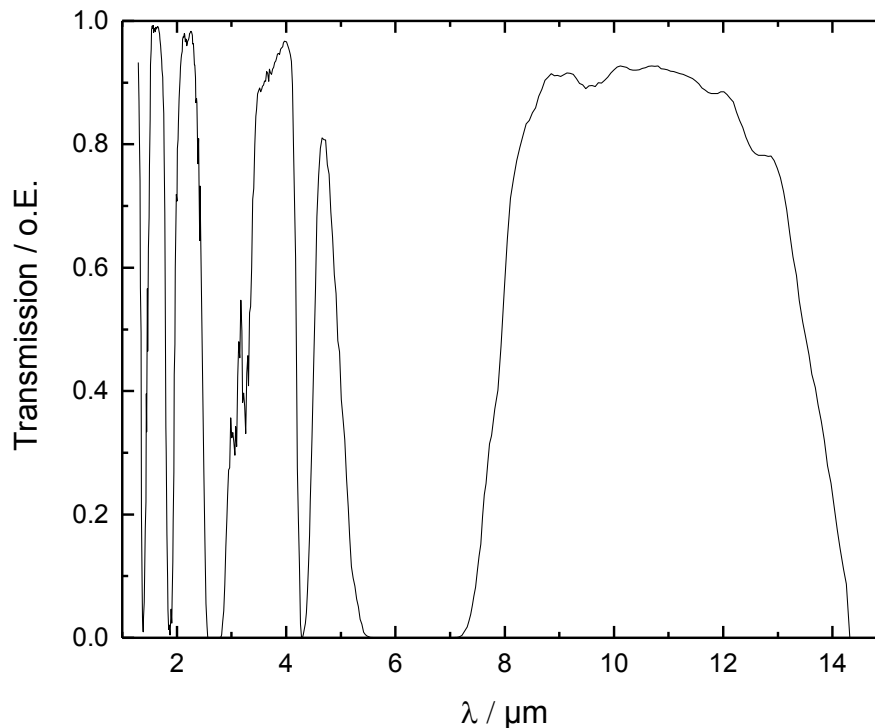


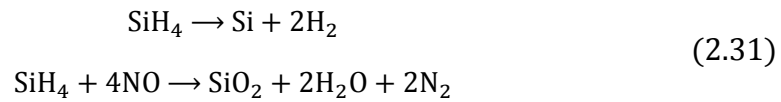
Abbildung 2.7: Atmosphärische Transmission für eine Weglänge von 750 m.

2.2 Depositionsverfahren

2.2.1 Chemische Gasphasenabscheidung

Bei der reinen chemischen Gasphasenabscheidung (chemical vapour deposition, CVD) werden in der Regel bei hohen Temperaturen von über 450 °C Moleküle der Prozessgase aufgebrochen. Die entstandenen Reaktanten werden an der Substratoberfläche adsorbiert und bilden durch chemische Reaktionen eine konforme Schicht. Je nach Prozessdruck kann das CVD-Verfahren in die Unterklassen APCVD (atmospheric CVD) und LPCVD (low pressure CVD) eingeteilt werden. Beim APCVD-Verfahren findet der Prozess unter Atmosphärendruck statt, wodurch sehr hohe Abscheideraten ermöglicht werden können. Beim LPCVD-Verfahren wird der Arbeitsdruck deutlich reduziert auf etwa 0,1 mbar – 1 mbar, was zu einer sehr hohen Uniformität der abgeschiedenen Schicht führen kann.

Bei der plasma-unterstützten chemischen Gasphasenabscheidung (plasma enhanced CVD, PECVD) geschieht die Dissoziation der Prozessgasmoleküle durch Stoßionisation beschleunigter Elektronen in einem Hochfrequenzfeld. Es entstehen metastabile und ionisierte Teilchen, welche zusammen ein Plasma bilden und an der Substratoberfläche reagieren bzw. sich anlagern. Im Gegensatz zum CVD-Verfahren liegen die Abscheidetemperaturen in der Regel deutlich unterhalb von 400 °C, wodurch auch empfindliche CMOS-Substrate gewählt werden können. Mit Hilfe des PECVD-Verfahrens werden in dieser Arbeit Siliziumdioxid (SiO₂) bzw. undotiertes Silikatglas (undoped silicate glass, USG) sowie amorphes und nanokristallines Silizium bzw. Silizium-Germanium (a-Si(Ge), nc-Si(Ge)) abgeschieden. Grundlegend werden für diese Prozesse Monosilan (SiH₄) als Prozessgas verwendet. Die Reaktionsschemata sind in Gleichung (2.31) zusammengefasst.



2.2.2 Atomlagenabscheidung

Die Atomlagenabscheidung (atomic layer deposition, ALD) basiert prinzipiell auf dem CVD-Verfahren. Auch hier wird eine konforme Schicht durch eine chemische Reaktion mindestens zweier Reaktanten erzielt. Der Unterschied ist jedoch, dass die Prozessgase bzw. die Prekursor dem Substrat zyklisch abwechselnd zugeführt werden. Hierbei handelt es sich um jeweils selbstlimitierende Oberflächenreaktionen, wodurch in jedem Prozessschritt eine sehr dünne Schicht, bestehend aus einer einzelnen Monolage entsteht. In Abbildung 2.9 ist der Prozessablauf schematisch für einen Prozess, basierend auf zwei Prekursoren, dargestellt.

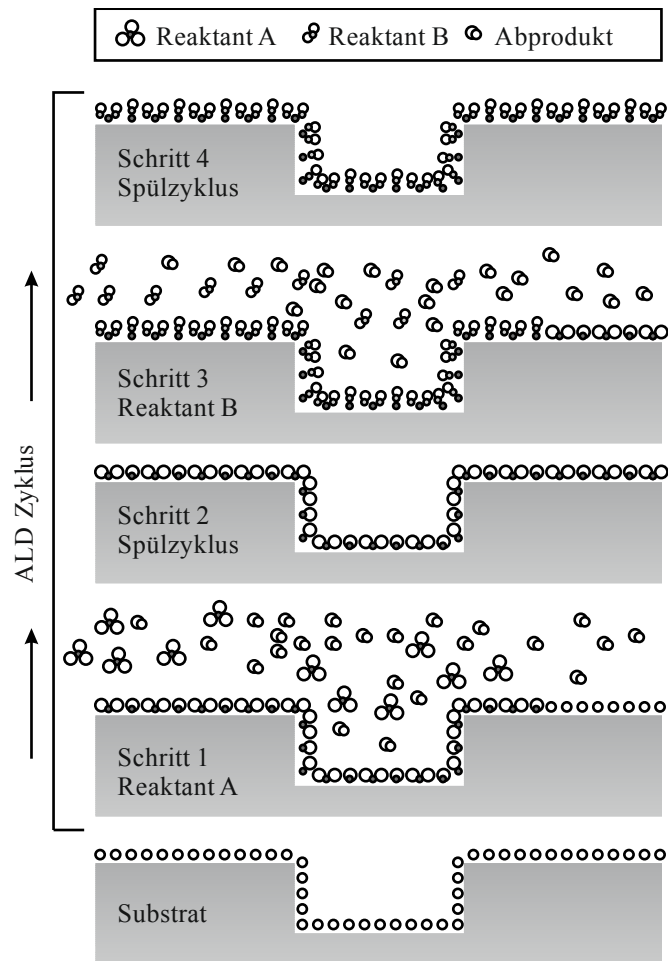
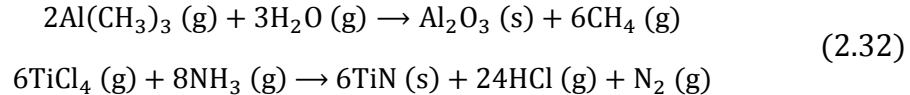


Abbildung 2.8: Schematischer Ablauf der Atomlagenabscheidung für einen Prozess basierend auf zwei Prekursoren, nach [14].

Zuerst wird der Prekursor A in die Prozesskammer eingelassen und reagiert selbstlimitierend mit der Substratoberfläche. Im zweiten Schritt wird die Prozesskammer mit einem Inertgas (z. B. Argon (Ar) oder Stickstoff (N₂)) gespült, sodass nichtreagiertes Gas des ersten Reaktanten sowie Reaktionsprodukte entfernt werden. Im dritten Prozessschritt wird Reaktant B in die Prozesskammer geführt und geht eine selbstlimitierende Reaktion mit der bereits vorhandenen Monolage ein. Somit entsteht die gewünschte chemische Verbindung und die Oberfläche wird für die erste Reaktion wieder aktiviert. Zuletzt folgt ein erneuter Spülschritt. Diese vier Schritte bilden einen Zyklus und werden solange wiederholt, bis die Zieldicke erreicht ist. Generell wird dieses Verfahren ver-

wendet, um Schichten im unteren Nanometer-Bereich abzuscheiden. Aufgrund der selbstlimitierenden Reaktionen können sehr konforme Schichten erzielt werden. Sobald die Reaktionen gesättigt sind, hat eine erhöhte Pulszeit der Prekursor prinzipiell keinen Einfluss mehr auf die Schichtdicke. Die notwendige Pulszeit zur Absättigung ist abhängig von der Gesamtoberfläche. Bei strukturierten Oberflächen muss demnach jeweils eine erhöhte Pulszeit gewählt werden. Da das Schichtwachstum proportional zur Anzahl der Zyklen ist, kann die resultierende Schichtdicke sehr genau eingestellt werden. Mit dem ALD-Verfahren werden häufig dünne Isolatoren mit hohen Dielektrizitätskonstanten, für den Einsatz in Transistoren oder Kondensatoren, hergestellt. In dieser Arbeit werden Aluminiumoxid (Al_2O_3) und Titannitrid (TiN) verwendet. Für die Abscheidung von Al_2O_3 kommen die Prekursoren Trimethylaluminium (TMA) und Wasser (H_2O) zum Einsatz. Für TiN wird Titan-tetrachlorid (TiCl_4) und Ammoniak (NH_3) verwendet. Die vollständigen Reaktionen sind in Gleichung (2.32) zusammengefasst.



2.3 Trockenätzverfahren

2.3.1 Reaktives Ionentiefenätzen

Das reaktive Ionentiefenätzen (deep reactive ion etching, DRIE) ist eine Erweiterung des RIE-Prozesses (reactive ion etching), welcher sich durch ein hoch anisotropes Ätzverhalten in Silizium auszeichnet. Somit ist es möglich, Strukturen mit sehr hohen Aspektverhältnissen zu erzeugen. In Abbildung 2.10 ist die Abfolge des Prozesses schematisch dargestellt.

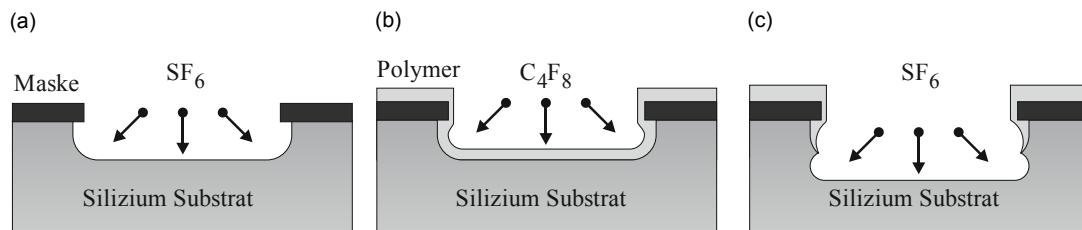


Abbildung 2.9: Schematischer Ablauf des DRIE-Prozesses.

Der Prozess basiert auf alternierenden Ätz- bzw. Passivierungsschritten. Zunächst wird Schwefelhexafluorid (SF_6) mit einem Trägergas (z. B. Argon) in die Prozesskammer eingeleitet und ein hochdichtes Plasma gezündet. Die entstandenen Radikale bewirken durch chemische Reaktionen eine Ätzung der nicht-maskierten Siliziumoberfläche. Ein weiterer physikalischer Materialabtrag entsteht durch Argon-Ionen. Im nächsten Schritt wird der SF_6 -Puls gestoppt und Octafluorocyclobutan (C_4F_8) in die Prozesskammer eingeleitet. Durch das Plasma wird eine Passivierungsschicht (CF_2) auf der Substratoberfläche sowie in der strukturierten Öffnung und auf den Seitenwänden der geätzten Struktur gebildet, wodurch diese im nächsten SF_6 -Schritt geschützt werden. Durch die gerichtete physikalische Ätzkomponente wird die Passivierungsschicht auf der Substratoberfläche und in der strukturierten Öffnung deutlich schneller geätzt, als die Passivierung auf den Seitenwänden. Somit ergibt sich die beschriebene Anisotropie des Ätzprozesses. Der Wechsel aus dem Ätz- und Passivierungsschritt wird solange wiederholt, bis die gewünschte Ätztiefe erreicht ist. Dabei hat der Passivierungsschritt einen signifikanten Einfluss auf das resultierende Ätzprofil. Wird die Passivierungsschicht zu dick gewählt, wird die Ätzrate deutlich gemindert. Bei einer sehr dünnen Passivierung werden die Seitenwände stark angegriffen. Die prozessbedingte Seitenwandrauigkeit (Scalloping) kann durch optimierte Prozessparameter minimiert werden. Nach dem Ätzvorgang kann die polymerbasierte Passivierung durch einen nasschemischen Reinigungsschritt mit EKC entfernt werden. Der geschilderte Prozess ist ebenfalls unter dem sogenannten Bosch-Prozess bekannt, welches ursprünglich von Mitarbeitern der Robert Bosch GmbH entwickelt wurde [15].

2.3.2 Isotropes Siliziumätzen

Bei Entfernung von Opfermaterialien werden isotrope Ätz-Prozesse verwendet, welche eine sehr hohe Selektivität gegenüber dem Nutzmaterial der hergestellten Strukturen aufweisen müssen. In dieser Arbeit wird a-Si als Opfermaterial verwendet, das mit Hilfe von Xenondifluorid (XeF_2) rückstandsfrei entfernt werden kann. Dabei reagiert XeF_2 als Feststoff in der Kombination mit einem Trägergas (z.B. N_2) ohne Zünden eines Plasmas an Siliziumoberflächen zu flüchtigem Xe und SiF_4 . Das Reaktionsschema ist in Gleichung (2.33) zusammengefasst.



Der beschriebene Prozess ist CMOS-kompatibel, da XeF_2 eine sehr hohe Selektivität gegenüber Isolatoren (z.B. SiO_2 oder Siliziumnitrid (Si_3N_4)) und Aluminium-Metallisierungen aufzeigt.

3 Infrarotdetektoren

In diesem Kapitel werden zunächst unterschiedliche Sensorprinzipien zur Detektion infraroter Strahlung vorgestellt, welche den Stand der Technik darstellen. Im weiteren Verlauf wird auf das elektro-thermische Verhalten sowie die Absorption von Mikrobolometern eingegangen. Zudem werden die dominanten Rauschquellen in Mikrobolometern und die Empfindlichkeit bzw. die Temperatureauflösung dieser Strukturen beschrieben.

3.1 Photonische Detektoren

Die Detektion von infraroter Strahlung mit photonischen Detektoren basiert auf der Generierung von Elektron-Loch-Paaren in der Raumladungszone eines in Sperrrichtung gepolten p-n-Übergangs (Photodiode) durch Absorption der einfallenden Photonen. Durch das elektrische Feld der Raumladungszone werden die generierten Elektron-Loch-Paare getrennt und es entsteht ein Photostrom, welcher abhängig von der Anzahl der absorbierten Photonen ist.

Entscheidend ist, dass das verwendete Halbleitermaterial der Photodiode eine relativ kleine Bandlücke besitzt, um Absorption von Photonen im infraroten Bereich überhaupt zu ermöglichen. Damit Elektronen vom Valenzband in das

Leitungsband gelangen können, muss diese kleiner als die Photonenenergie sein. Im Allgemeinen lässt sich die Energie eines Photons berechnen nach

$$E_{\text{ph}} = \frac{hc}{\lambda}. \quad (3.1)$$

Wenn die Energie direkt in der Einheit eV ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ kgm}^2\text{s}^{-2}$) angegeben werden soll, kann Gleichung (3.1) vereinfacht werden zu

$$E_{\text{ph}} = \frac{1,24 \text{ eV}\mu\text{m}}{\lambda}. \quad (3.2)$$

In diesem Fall muss für die Einheit der Wellenlänge μm gewählt werden. Nach Gleichung (3.2) beträgt die Energie eines Photons mit einer Wellenlänge von $12 \mu\text{m}$ nur etwa $0,1 \text{ eV}$. Aufgrund der somit notwendigen kleinen Bandlücken werden jedoch selbst bei Raumtemperatur mehr Elektronen-Loch-Paare thermisch generiert, als durch Absorption von infraroter Strahlung, wodurch ein relativ großer Dunkelstrom entsteht. Daher werden derartige Photodioden weit unterhalb der Raumtemperatur, z. B. auf 77 K , gekühlt, um den Dunkelstrom und das dadurch verursachte Rauschen zu minimieren und die Performance zu steigern [16–18].

Gängige Materialien für die Verwendung von Photodioden zur Detektion von infraroter Strahlung sind z.B. Indiumantimonid (InSb) oder Quecksilber-Cadmium-Tellurid (HgCdTe) [16–18]. In Abbildung 3.1 ist der Aufbau einer vertikal integrierten HgCdTe-Photodiode schematisch illustriert.

Zudem existieren weitere Arten von photonischen Detektoren, wie extrinsische und intrinsische Fotoleiter sowie so genannte Quantentopf-Infrarot-Detektoren (engl.: quantum well infrared photodetectors, QWIP) [16–18]. In der Regel sind photonische Detektoren empfindlicher und schneller als thermische Detektoren. Der Nachteil ist jedoch, dass diese aufgrund des Herstellungsprozesses und der zusätzlichen notwendigen Kühlung deutlich teurer sind.

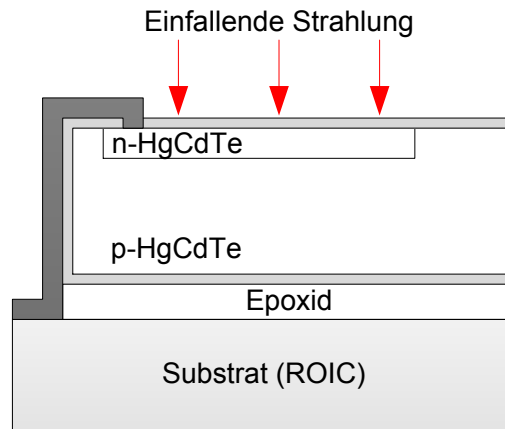


Abbildung 3.1: Realisierungsform einer vertikal integrierten Photodiode basierend auf HgCdTe, nach [16].

3.2 Thermische Detektoren

Im Gegensatz zu photonischen Detektoren basieren thermische Detektoren auf der Änderung einer elektrischen Eigenschaft bzw. einer elektrischen Größe, hervorgerufen durch die Erwärmung des Sensormaterials aufgrund von Absorption einfallender infraroter Strahlung. Die Änderung wird genutzt, um ein elektrisches Signal zu erzeugen, welches mit Hilfe einer Ausleseschaltung detektiert wird. Um eine möglichst geringe Reflexion der einfallenden infraroten Strahlung zu gewährleisten, befindet sich auf dem Sensormaterial eine Absorberschicht, deren Schichtwiderstand an den Vakuum-Wellenwiderstand angepasst ist. Weiterhin befindet sich unterhalb des Sensormaterials eine Metallschicht (Reflektor) auf dem Substrat, wodurch die zum Teil transmittierte Strahlung zurückreflektiert und anschließend wieder von der oberen Absorberschicht absorbiert wird. In Abbildung 3.2 ist ein thermischer Detektor schematisch dargestellt.

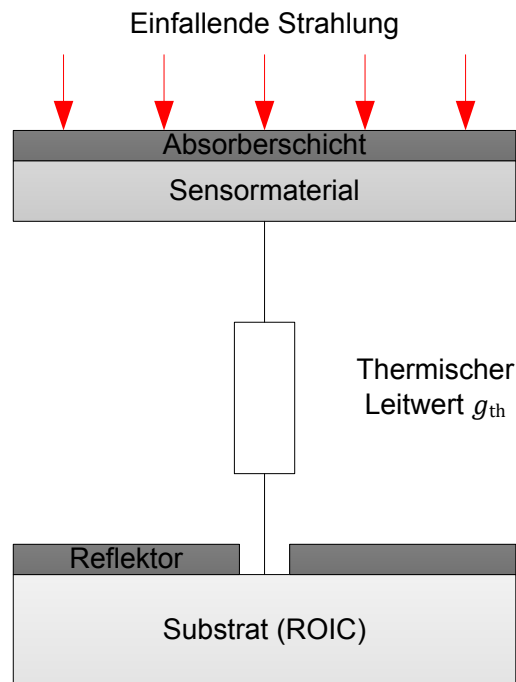


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau eines thermischen Detektors.

Eine möglichst hohe Erwärmung des Sensormaterials wird erzielt, indem dieses über Abstandshalter im Vakuum aufgehängt und somit vom Substrat thermisch isoliert wird (thermischer Leitwert g_{th}). Aufgrund der resultierenden thermischen Zeitkonstante reagieren thermische Detektoren in der Regel deutlich langsamer auf Änderung der einfallenden Strahlung und der Signal-Rausch-Abstand ist ebenfalls schlechter verglichen mit photonischen Detektoren. Der Vorteil ist jedoch, dass thermische Detektoren nicht bei sehr niedrigen Temperaturen betrieben werden müssen. Da die elektrischen Eigenschaften des Sensors jedoch stark temperaturabhängig sind, wird bei vielen dieser Detektoren ein thermoelektrischer Kühler (engl. thermoelectric cooler, TEC) zur Temperaturstabilisierung verwendet. Somit ist es möglich, eine konstante Betriebstemperatur (z.B. 300 K) zu gewährleisten, wodurch der Kalibrieraufwand stark reduziert wird.

Thermische Detektoren werden in einem sogenannten Post-Prozess monolithisch auf einem fertig prozessierten CMOS-Wafer mit bereits integrierter Aus-

leseschaltung aufgebracht. Aufgrund des vereinfachten Herstellungsprozesses und der Nichtnotwendigkeit einer zusätzlichen Kühlung sind diese Detektoren somit deutlich kostengünstiger in der Fertigung als photonische Detektoren und finden daher für viele Anwendungen immer mehr an Bedeutung.

3.2.1 Widerstandsmikrobolometer

Einzelne Mikrobolometer sind gekennzeichnet durch eine Membran, welche von zwei Metallkontakten mittels dünner Stege über dem Substrat im Vakuum aufgehängt und somit thermisch isoliert ist (vgl. Abbildung 1.1). Grundlegend besteht die Membran aus einer Absorber- sowie einer Sensorschicht. Um eine möglichst geringe Reflexion der einfallenden infraroten Strahlung zu gewährleisten, ist der Schichtwiderstand der Absorberschicht an den Vakuum-Wellenwiderstand angepasst (vgl. Kapitel 3.4). Weiterhin befindet sich unterhalb der Membran eine Metallschicht (Reflektor) auf dem Substrat, wodurch die zum Teil transmittierte Strahlung zurückreflektiert und anschließend von der Absorberschicht absorbiert wird.

Aufgrund der Absorption der einfallenden infraroten Strahlung erwärmt sich die thermisch isolierte Membran, was eine Änderung des elektrischen Widerstandes der Sensorschicht zur Folge hat. Die Temperaturänderung der Membran ist dabei abhängig von der thermischen Isolierung sowie von der Energie der absorbierten Strahlung und ist in der Regel mehrere Größenordnungen kleiner als die Änderung der Strahlertemperatur. Die Widerstandsänderung der Sensorschicht kann mit Hilfe einer Ausleseschaltung (engl.: readout integrated circuit, ROIC) bestimmt werden.

In kommerziellen Mikrobolometern wird hauptsächlich amorphes Silizium oder Vanadiumoxid als Sensorschicht verwendet [19]. Amorphes Silizium besitzt einen relativ hohen Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes (TCR) und ist somit sehr empfindlich gegenüber Temperaturänderungen. Ein weiterer Vorteil ist, dass es leicht auf einer bestehenden CMOS-Schaltung zu integrieren ist. Der Nachteil ist jedoch ein hohes 1/f-Rauschen, welches die

Empfindlichkeit des Mikrobolometers begrenzt [19]. Vanadiumoxid weist je nach Komposition einen vergleichbaren TCR auf und besitzt gleichzeitig ein relativ geringes 1/f-Rauschen im Vergleich zu amorphem Silizium [19]. Allerdings sind die Herstellung und die Integration deutlich aufwändiger.

Ein weiterer Ansatz basiert auf der Verwendung von Titan als Sensormaterial [19]. Dieses zeichnet sich ebenfalls durch ein sehr geringes 1/f-Rauschen aus und ist zudem CMOS-kompatibel. Allerdings ist der TCR vergleichsweise klein, wodurch die Empfindlichkeit stark gemindert wird.

Generell lässt sich die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes eines Halbleiters ausdrücken mit

$$R(T) = R_0 e^{\frac{\Delta E}{k_b T}}, \quad (3.3)$$

wobei ΔE die Aktivierungsenergie (entspricht der Hälfte der Bandlückenenergie) und R_0 ein Widerstandsvorfaktor ist. Der Widerstandsvorfaktor ist in der Regel konstant und unabhängig von der Aktivierungsenergie [20].

Der TCR ist im Allgemeinen definiert als

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}. \quad (3.4)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.3) in Gleichung (3.4) ergibt sich für den TCR von Halbleitermaterialien

$$|\alpha| = \left| \frac{\Delta E}{k_b T^2} \right|. \quad (3.5)$$

Weiterhin wird die Empfindlichkeit von Mikrobolometern u. a. maßgeblich von der thermischen Isolierung der Membran bzw. dem entsprechenden thermischen Leitwert beeinflusst. Im Allgemeinen wäre die Membran nur durch die Aufhängung an den Metallkontakten thermisch schlecht vom Substrat isoliert. Der resultierende thermische Leitwert ist in diesem Fall nicht ausreichend klein, um eine gute Performance zu erzielen, da die Kontaktröhrchen aus Pro-

zess- und Stabilitätsgründen aus dicken Metallbeschichtungen bestehen und somit die in der Membran entstehende Wärme relativ gut leiten.

In typischen Mikrobolometern wird eine signifikante Verbesserung der thermischen Isolierung bzw. Reduzierung des thermischen Leitwerts durch zusätzliche Verbindungselemente (Stege) zwischen der aufgehängten Membran und den Metallkontakten realisiert. In Abbildung 3.3 sind IRFPAs bestehend aus derartigen Mikrobolometern zu sehen, welche am Fraunhofer IMS hergestellt wurden [7, 21].

Der thermische Gesamtleitwert g_{th} lässt sich bestimmen zu

$$g_{\text{th}} = g_{\text{Rad}} + g_{\text{Stege}} + g_{\text{Gas}}, \quad (3.6)$$

wobei g_{Rad} , g_{Stege} und g_{Gas} die Wärmeverluste durch thermische Strahlung, Mikrobolometer-Stege und Gaskonduktion beschreiben. Der resultierende thermische Leitwert zwischen Mikrobolometer und der Umgebung, hervorgerufen durch thermische Strahlung, ergibt sich aus dem Stefan Boltzmann Gesetz (vgl. Gleichung (2.12)). Er ist abhängig von der Änderung der gesamten Ausstrahlung pro Temperatur sowie der Membranfläche A_b (Ober- und Unterseite) und dem Emissionsgrad ε_b des Mikrobolometers. Der Zusammenhang ist gegeben zu

$$g_{\text{Rad}} = 8\sigma\varepsilon_b A_b T^3. \quad (3.7)$$

Der thermische Leitwert der Stege ist gegeben durch

$$g_{\text{Stege}} = 2 \frac{b_{\text{Steg}}}{l_{\text{Steg}}} \sum d_{\text{Steg},i} \Lambda_{\text{Steg},i}, \quad (3.8)$$

wobei $\Lambda_{\text{Steg},i}$ die thermische Leitfähigkeit der einzelnen Stegmaterialien, b_{Steg} und $d_{\text{Steg},i}$ die Breite und Dicke der einzelnen Stegmaterialien und l_{Steg} die Länge der Stege sind. Um eine gute thermische Isolierung zu erzielen sollte demnach die Querschnittsfläche der Stege möglichst klein sein. Die Stege sollten aus Materialien bestehen, welche eine geringe thermische Leitfähigkeit besitzen. Bezüglich der Wärmeisolierung ist der Anteil der Metallkontakte meist gegen-

über dem der Stege zu vernachlässigen. Abhängig vom Design kann der thermische Leitwert der Stege in der Größenordnung des thermischen Leitwerts der thermischen Strahlung liegen.

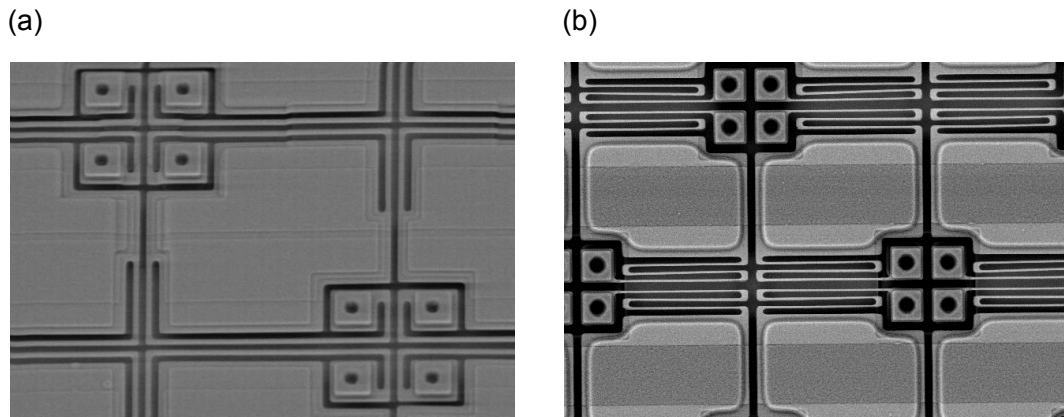


Abbildung 3.3: REM-Aufnahmen eines typischen (a) 25 µm und (b) 17 µm Pixel-Pitch IRFPA [7, 21].

Wenn der Abstand d zwischen Membran und Substrat deutlich kleiner ist als der Abstand von der Membran zum Deckel des Packages, kann die Wärmeleitung durch Gaskonduktion beschrieben werden als

$$g_{\text{Gas}} = \lambda_{\text{Gas}}(p) \frac{A_b}{d}, \quad (3.9)$$

wobei λ_{Gas} die druckabhängige thermische Leitfähigkeit des umgebenden Gases ist. In [22] wurde der Einfluss der Gaskonduktion auf die thermische Gesamtleitfähigkeit von Mikrobolometern mit einer Pixelgröße von 50 µm untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die thermische Isolierung erst für Drücke größer als 10^{-1} mbar infolge der Wärmeleitung abnimmt. Abhängig vom Design der Stege und der Membranfläche kann die Gaskonduktion jedoch auch bereits bei kleineren Drücken Einfluss auf die thermische Gesamtleitfähigkeit nehmen. Typische Mikrobolometer werden daher in einem Vakuum-Package mit einem Innendruck kleiner 10^{-2} mbar betrieben [23]. In Abbildung 3.4 sind Thermographie-Aufnahmen des am Fraunhofer IMS entwickelten und hergestellten Infrarot-Kamerasystems zu sehen.



Abbildung 3.4: Thermographie-Aufnahmen ohne zusätzliche Bildbearbeitung. Als Detektor wurde ein 17- μm -Pixel-Pitch-IRFPA mit QVGA-Auflösung verwendet [7].

3.2.2 Diodenmikrobolometer

Bei Diodenmikrobolometern wird die temperaturabhängige Diffusionsspannung eines p-n-Überganges zur Detektion infraroter Strahlung ausgenutzt. Wird die Diode mit einem konstanten Strom gespeist, kann bei Erwärmung somit eine Änderung der Spannung über der Diode gemessen werden. Durch die Reihenschaltung mehrerer Einzeldioden kann die Temperaturempfindlichkeit deutlich gesteigert werden.

Diodenmikrobolometer bestehen in der Regel aus monokristallinem Silizium der aktiven Schicht eines SOI-Wafers (silicon on insulator) [19]. Durch eine Unterätzung des Substrates entstehen freitragende Strukturen, wodurch eine thermische Isolierung gewährleistet wird. Der Nachteil dieser Variante ist, dass aufgrund der Unterätzung eine Ausleseschaltung nur neben dem Diodenmikrobolometer angeordnet werden kann, wodurch der Füllfaktor des Pixels stark eingeschränkt wird. Weiterhin ist es prozessbedingt nicht möglich, einen Reflektor unterhalb des Sensorelementes anzuordnen. In [24] wurde ein Diodenmikrobolometer präsentiert, bei dem der Reflektor oberhalb des Sensorelemen-

tes angeordnet ist (vgl. Abbildung 3.5). Der Absorber ist mit Hilfe von Abstandshaltern aufgehängt.

In [25] wurde eine Methode beschrieben, mit der es möglich ist, einen CMOS-Wafer mit Ausleseschaltung und einen Sensor-Wafer getrennt voneinander herzustellen und anschließend mittels eines Bondverfahrens zu vereinen. Die genannten Nachteile können somit umgangen werden. Zudem ist es möglich Hochtemperaturprozesse auf dem Sensor-Wafer durchzuführen, welche auf einem CMOS-Wafer nicht möglich sind.

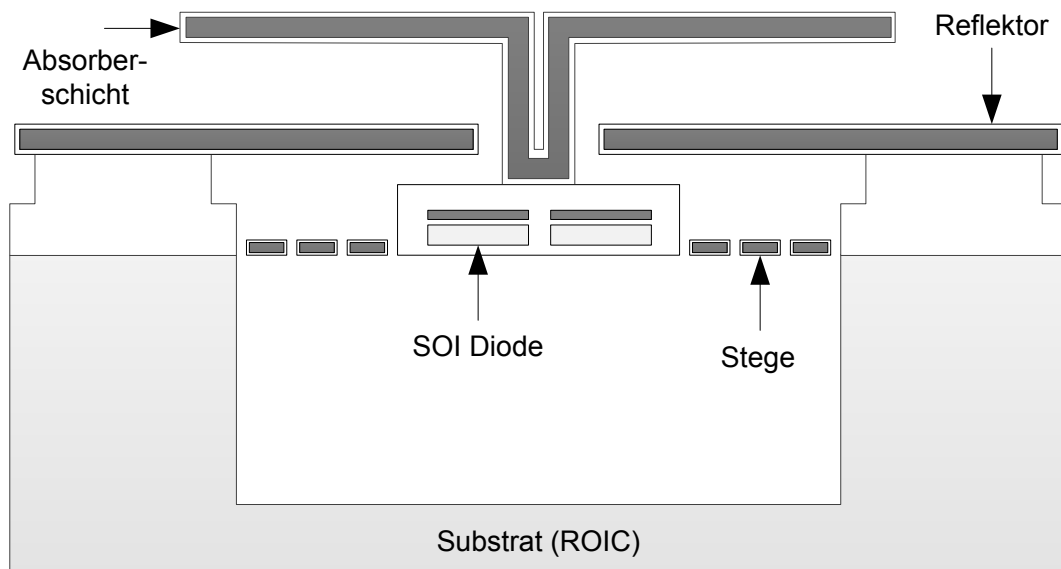


Abbildung 3.5: Aufbau eines Diodenmikrobolometers, nach [24].

3.2.3 Thermopile

Thermopile-Sensoren basieren auf dem Seebeck-Effekt. In der einfachsten Form sind diese gekennzeichnet durch zwei Leiter, bestehend aus unterschiedlichen Materialien, welche an einem Ende verbunden sind. Wird das verbundene Ende erwärmt, so diffundieren Ladungsträger vom wärmeren zum kälteren Ende und es entsteht eine Potentialdifferenz

$$U_{AB} = (\alpha_A - \alpha_B)(T_1 - T_2), \quad (3.10)$$

wobei α_A und α_B die Seebeck-Koeffizienten von Material A bzw. Material B und T_1 und T_2 die Temperaturen an den beiden Enden des Leiterpaars sind. Um das Messsignal zu vergrößern werden bei Thermopile-Sensoren in der Regel mehrere Leiterpaare in Reihe geschaltet, da die Potentialdifferenz eines einzelnen Thermoelements relativ gering ist. Entscheidend ist, dass die beiden Enden hinreichend voneinander thermisch isoliert sind, um eine möglichst hohe Temperaturdifferenz und somit auch Empfindlichkeit zu erzielen. Die Anforderung besteht demnach darin, Materialien zu wählen, welche möglichst unterschiedliche Seebeck-Koeffizienten und zugleich eine geringe thermische Leitfähigkeit aufweisen.

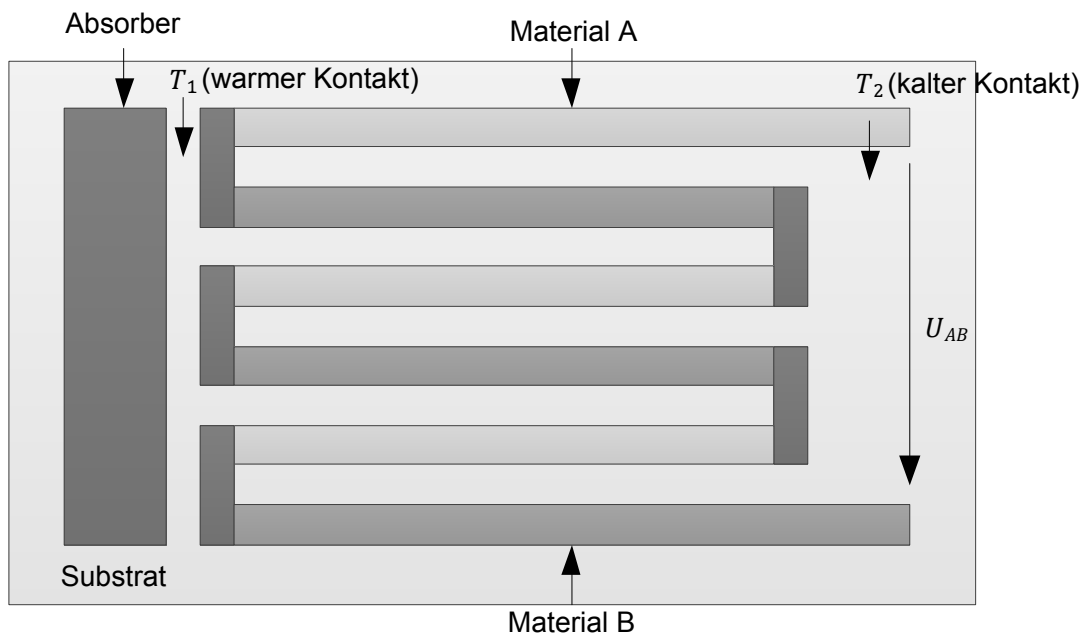


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines Thermopile Sensors, nach [19].

Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines Thermopile-Sensors, welches zur Veranschaulichung aus drei in Reihe geschalteten Thermoelementen besteht. Das Ende, an dem die Spannung gemessen wird, ist mit dem Substrat verbunden. Das andere Ende ist an einem Absorber gekoppelt und hängt frei,

sodass es vom Substrat thermisch isoliert ist. Herkömmliche Materialkombinationen sind beispielsweise Bi-Te und Bi-Sb-Te [26, 27], welche im Hinblick auf die oben genannten Anforderungen günstige Eigenschaften besitzen, jedoch nicht CMOS-kompatibel sind. Weitverbreitete CMOS-kompatible Materialkombinationen sind n-dotiertes Poly-Si und Al [28, 29]. Im Allgemeinen werden Thermopile-Sensoren aufgrund ihrer großen Pixelabmessungen meist als Einzelsensoren verwendet. Zudem ist die Reaktionszeit dieser Sensoren relativ groß und die Empfindlichkeit im Vergleich zu anderen thermischen Detektoren niedrig.

3.2.4 Pyroelektrischer Detektor

Pyroelektrische Sensoren basieren auf Materialien mit permanenter elektrischer Polarisierung. Durch Absorption infraroter Strahlung entstehen aufgrund der Erwärmung Temperaturänderungen im Material, wodurch Oberflächenladungen generiert werden [30]. Mit Hilfe von Elektroden auf den jeweiligen Oberflächen kann die Ladungsänderung detektiert werden, indem z.B. der Spannungsabfall gemessen wird. In Abbildung 3.7 ist der schematische Querschnitt eines pyroelektrischen Sensors dargestellt.

Der Aufbau kann prinzipiell mit einer Kondensatoranordnung verglichen werden. Die Ladungsänderung wird durch folgenden Zusammenhang bestimmt:

$$\Delta Q_P = A_P \Delta T \bar{p}, \quad (3.11)$$

wobei A_P die Fläche einer Elektrode, ΔT die Temperaturänderung und \bar{p} die pyroelektrische Konstante des verwendeten Material ist. Pyroelektrische Sensoren können nur Strahlungs- bzw. Temperaturänderungen detektieren. Daher ist es mit diesen Detektoren zunächst nicht möglich Absolutwerte zu bestimmen. Aus diesem Grund werden in Infrarotbildaufnehmern optische Chopper verwendet, welche das eintreffende Signal zerhacken und modulieren.

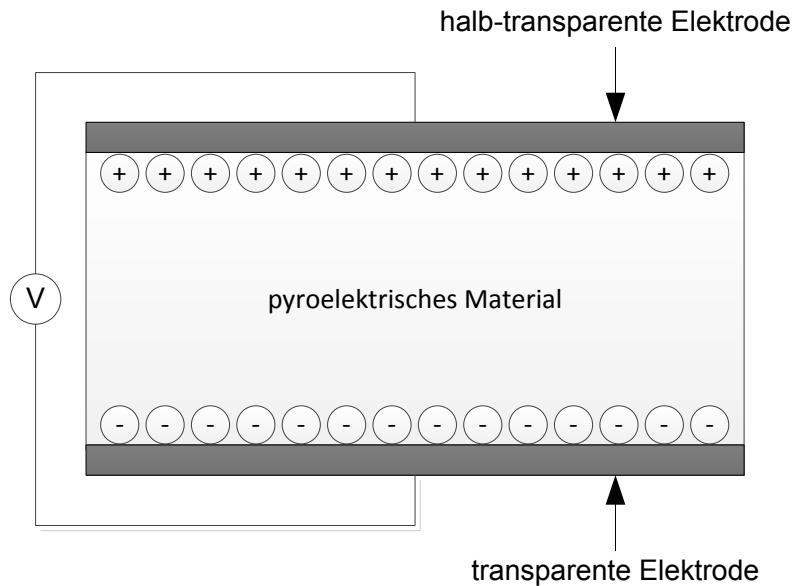


Abbildung 3.7: Funktionsweise eines pyroelektrischen Detektors

3.3 Elektro-thermisches Modell von Mikrobolometern

In diesem Unterkapitel wird das thermische Verhalten von Mikrobolometern abhängig von der absorbierten einfallenden Strahlung und der eingekoppelten elektrischen Leistung beschrieben. Die hier gezeigten Zusammenhänge und Formeln richten sich nach [31].

Die Wärmebilanzgleichung eines Mikrobolometers bei Temperatur T ist gegeben durch folgende Gleichung:

$$c_{\text{th}} \frac{dT}{dt} = IU + Q_{\text{ab}} - g_{\text{th}}(T - T_{\text{sub}}). \quad (3.12)$$

Hierbei beschreiben c_{th} die Wärmekapazität des Mikrobolometers, IU die in Wärme umgewandelte elektrische Leistung hervorgerufen durch die Betriebsspannung bzw. durch den Betriebsstrom und T_{sub} die Temperatur des Substrates. Die gesamte absorbierte Strahlungsleistung wird mit Q_{ab} bezeichnet, welche sich wiederum zusammensetzt aus

$$Q_{ab} = \varepsilon_b P_s + \varepsilon_b P_{sub} - 2A_b \varepsilon_b \sigma T^4, \quad (3.13)$$

Wobei P_s und P_{sub} die Strahlungsleistung des Senders bzw. des Substrates sind. Der letztere Term in Gleichung (3.13) ist angelehnt an das Stefan-Boltzmann Gesetz nach Gleichung (2.12) und beschreibt die vom Mikrobolometer emittierte Strahlungsleistung. Wie aus den obigen Zusammenhängen ersichtlich ist, wird der Temperaturanstieg des Mikrobolometers zum einen durch die entstehende Wärme im elektrischen Betrieb und zum anderen durch die zusätzliche Absorption einfallender Strahlung bestimmt. Gleichung (3.12) kann für diese beiden Fälle getrennt gelöst werden, um ein genaueres Verständnis der Interaktion zwischen Mikrobolometer und Umgebung bzw. Substrat zu erhalten.

Betrachtet wird zunächst der Fall ohne eingekoppelte elektrische Leistung, d. h. wenn keine Spannung bzw. kein Strom an das Mikrobolometer angelegt ist ($IU = 0$). In diesem Fall vereinfacht sich Gleichung (3.12) zu

$$c_{th} \frac{dT}{dt} = Q_{ab} - g_{th}(T - T_{sub}). \quad (3.14)$$

Mit den Anfangswerten $Q_{ab} = 0$ für $t < 0$ und $Q_{ab} = Q_{ab}$ für $t \geq 0$ lässt sich die Lösung für die Differentialgleichung berechnen zu

$$T(t) = T_{sub} + \frac{Q_{ab}}{g_{th}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}} \right), \quad (3.15)$$

wobei $\tau_{th} = c_{th}/g_{th}$ die thermische Zeitkonstante beschreibt. Da für $t < 0$ keine Strahlungsleistung absorbiert wird, hat das Mikrobolometer für diesen Zeitraum die Temperatur des Substrates ($T = T_{sub}$). Bei einer sprunghaften Änderung der Strahlungsleistung für $t \geq 0$ steigt die Temperatur exponentiell an und erreicht nach einer gewissen Zeitdauer (Vielfaches von der Zeitkonstanten) einen stationären Wert, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Der stationäre Wert ist gegeben zu

$$T(t \gg \tau_{th}) = T_{sub} + \frac{Q_{ab}}{g_{th}}. \quad (3.16)$$

Fällt die Strahlungsleistung wieder sprunghaft auf den Wert Null ab ($Q_{\text{ab}} = 0$ für $t \geq t_1$), so sinkt die Temperatur gleichermaßen exponentiell auf den Anfangswert T_{sub} . Aus Gleichung (3.16) geht hervor, dass der Temperaturanstieg neben der absorbierten Strahlungsleistung ebenfalls von dem thermischen Leitwert g_{th} des Mikrobolometers zum Substrat abhängig ist. Da eine möglichst hohe Temperaturänderung gewünscht ist, um eine ebenfalls hohe Widerstands- bzw. Signaländerung zu erzielen, muss der thermische Leitwert dementsprechend möglichst klein sein. Die Temperaturänderung, verursacht durch eine Änderung der absorbierten Strahlungsleistung, ist beschrieben durch

$$dT = \frac{dQ_{\text{ab}}}{g_{\text{th}}}. \quad (3.17)$$

Im elektrischen Betrieb wird das Mikrobolometer ebenfalls durch die in Wärme umgesetzte elektrische Leistung erhitzt. Dabei ist diese hervorgerufene Erwärmung in der Regel deutlich höher als die der absorbierte Strahlungsleistung ($IU \gg Q_{\text{ab}}$). Aufgrund der Erwärmung sinkt bzw. steigt der elektrische Widerstand des Mikrobolometers, je nachdem ob der TCR positiv oder negativ ist. Die nachfolgenden Zusammenhänge beziehen sich auf den Fall, dass das Mikrobolometer mit einer konstanten Spannung betrieben wird.

Die Wärmebilanzgleichung kann im thermischen Gleichgewicht ausgedrückt werden zu

$$0 = IU + Q_{\text{ab}} - g_{\text{th}}(T - T_{\text{sub}}). \quad (3.18)$$

Für die Temperatur T des Mikrobolometers ergibt sich

$$T = \frac{IU + Q_{\text{ab}}}{g_{\text{th}}} + T_{\text{sub}}. \quad (3.19)$$

Bei angelegter Spannung U gilt für den resultierenden Strom

$$I(T) = \frac{U}{R(T)}, \quad (3.20)$$

wobei $R(T)$ den temperaturabhängigen elektrischen Widerstand des Mikrobolometers beschreibt. Mit Gleichung (3.19) kann Gleichung (3.3) umgeschrieben werden zu

$$R(T) = R_0 e^{\frac{\Delta E}{k_b \left(\frac{IU + Q_{ab}}{g_{th}} + T_{sub} \right)}} \quad (3.21)$$

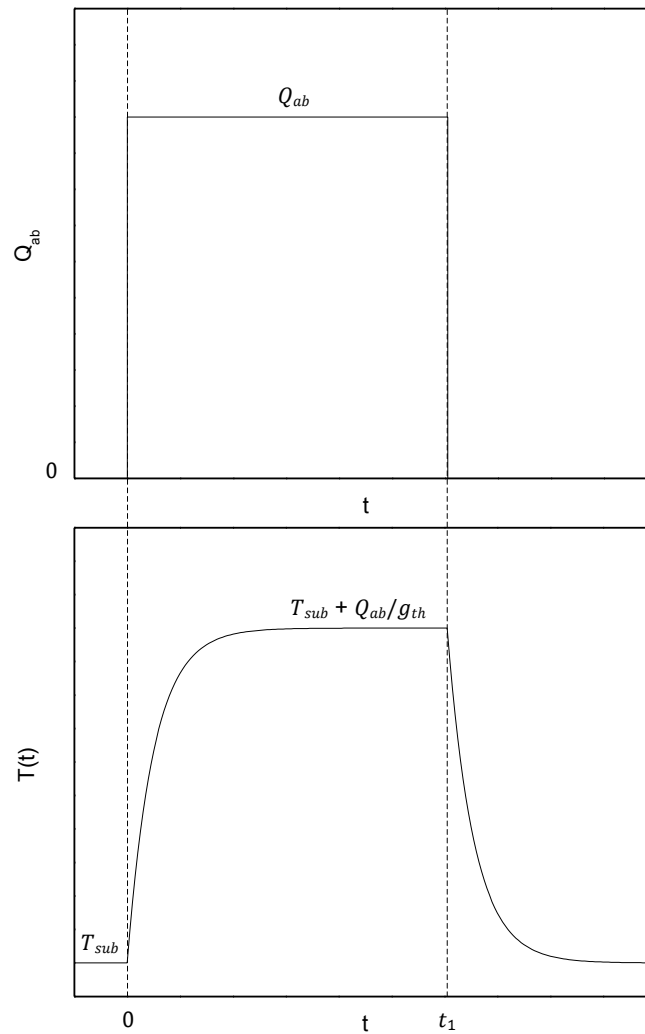


Abbildung 3.8: Zeitlicher Verlauf der Mikrobolometer-Temperatur.

Von Bedeutung ist lediglich die effektive Signal- bzw. Temperaturänderung dT , welche durch die absorbierte Strahlungsleistung dQ_{ab} hervorgerufen wird.

Wenn keine Spannung an das Mikrobolometer angelegt ist, berechnet sich dT nach Gleichung (3.17). Für den Fall, dass das Bauelement mit einer Spannung betrieben wird, ändert sich durch Absorption der Strahlungsleistung die eingekoppelte elektrische Leistung IU aufgrund der Widerstandsänderung. Dies hat zur Folge, dass die effektive Temperaturänderung ebenfalls beeinflusst wird und nicht mehr nach Gleichung (3.17) berechnet werden kann. Diese Interaktion wird als elektrothermischer Effekt bezeichnet [32].

Ein Schlüsselparameter, welcher die Performance von Mikrobolometern widerspiegelt, ist die Responsivität. Sie ist definiert als das Ausgangssignal pro absorbierter Strahlungsleistung.

$$\mathfrak{R}_U = \frac{dU}{dQ_{ab}}, \quad (3.22)$$

$$\mathfrak{R}_I = \frac{dI}{dQ_{ab}}, \quad (3.23)$$

wobei \mathfrak{R}_U die Spannungsresponsivität und \mathfrak{R}_I die Stromresponsivität sind.

Für dI gilt [33]

$$dI = d\left(\frac{U}{R(T)}\right) = -\frac{U}{R(T)^2} dR. \quad (3.24)$$

Im thermischen Gleichgewicht lässt sich die absorbierte Strahlungsleistung nach Gleichung (3.18) berechnen zu

$$Q_{ab} = -IU + g_{th}(T - T_{sub}) = \frac{U^2}{R(T)} + g_{th}T - g_{th}T_{sub}. \quad (3.25)$$

Der Parameter dQ_{ab} als eine Funktion von dR und dT ist dann gegeben durch

$$dQ_{ab} = \frac{U^2}{R(T)^2} dR + g_{th}dT. \quad (3.26)$$

Mit den Gleichungen (3.24), (3.26) und (3.4) lässt sich die Stromresponsivität berechnen zu

$$\begin{aligned} \Re_I = \frac{dI}{dQ_{ab}} &= \frac{-\frac{U}{R(T)^2} dR}{\frac{U^2}{R(T)^2} dR + g_{th} dT} = \frac{-\frac{U}{R(T)} \frac{dR}{R dT}}{\frac{U^2}{R(T)} \frac{dR}{R dT} + g_{th}} = \frac{-I\alpha}{g_{th} + IU\alpha} \\ &= \frac{-I\alpha}{g_{eff}}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

In Gleichung (3.27) beschreibt g_{eff} den effektiven thermischen Leitwert, welcher durch den oben beschriebenen elektrothermischen Effekt resultiert. Wenn die Erwärmung des Mikrobolometers hauptsächlich durch die elektrisch eingekoppelte Leistung IU hervorgerufen wird, kann der effektive thermische Leitwert geschrieben werden zu

$$g_{eff} = g_{th} + IU\alpha \approx g_{th}(1 + \alpha\Delta T), \quad (3.28)$$

mit $\Delta T = T - T_{sub}$.

Aufgrund des effektiven thermischen Leitwerts resultiert ebenfalls eine effektive Zeitkonstante τ_{eff} . Der Zusammenhang ist gegeben durch

$$\tau_{eff} = \frac{c_{th}}{g_{eff}} \approx \tau_{th} \frac{1}{(1 + \alpha\Delta T)}. \quad (3.29)$$

Halbleitermaterialien weisen in der Regel einen negativen Temperaturkoeffizienten auf. Dies hat zur Folge, dass der effektive thermische Leitwert im elektrischen Betrieb kleiner wird und die Stromresponsivität sowie die effektive thermische Zeitkonstante ansteigen. Solange die Bedingung $1 \gg \alpha\Delta T$ erfüllt ist, gilt $g_{eff} \approx g_{th}$. Bei einer gewissen Betriebsspannung kann der effektive thermische Leitwert jedoch sogar den Wert Null annehmen. In diesem Grenzfall erreichen der Strom und die Stromresponsivität theoretisch einen unendlich hohen Wert. Da die entstehende Wärme nicht mehr abtransportiert werden kann, wird das Bauelement aufgrund dieser Belastung zerstört. Für die kritische Grenze der Betriebsspannung ergibt sich

$$U_{\text{kritisch}} = -\frac{g_{\text{th}}}{I\alpha} = \sqrt{-\frac{g_{\text{th}}R(T)}{\alpha}}. \quad (3.30)$$

Um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten, muss die Betriebsspannung deutlich unterhalb der kritischen Grenzspannung liegen. In der Realität werden Mikrobolometer jedoch nicht im Dauerbetrieb belastet, sondern es werden für die Auslese nur kurze Pulse verwendet. Das thermische Gleichgewicht wird somit nicht erreicht, wodurch enorme Temperaturerhöhungen vermieden werden und Spannungsspitzen oberhalb der Grenzspannung verwendet werden können. Da der Einfluss des elektrothermischen Effekts in diesen Betriebsmodus in der Regel nur sehr gering ist, gilt $g_{\text{eff}} \approx g_{\text{th}}$.

3.4 Absorption von Mikrobolometern

Die Absorption von Mikrobolometern stellt einen entscheidenden Faktor für die Empfindlichkeit des Bauelements dar. Gängige Sensormaterialien, wie amorphes Silizium, weisen in der Regel eine unzureichende Absorption im technisch interessanten Wellenlängenbereich von 8 μm bis 14 μm auf. Ein großer Teil der einfallenden infraroten Strahlung wird daher reflektiert bzw. transmittiert und kann nicht zur Erwärmung der Membran beitragen. Um die Effizienz der Absorption und somit auch die Empfindlichkeit von Mikrobolometern zu steigern, befindet sich oberhalb der Sensorschicht eine spezielle Absorberschicht, wie in Kapitel 3.2 bereits erwähnt wurde.

Generell können mit sogenannten black coatings hohe Absorptionen in einem weiten Wellenlängenbereich erreicht werden [34]. Der Nachteil ist jedoch, dass diese Schichten typischerweise eine Dicke von 0,3 μm – 20 μm aufweisen und daher für den Einsatz in Mikrobolometern ungeeignet sind. Aufgrund der zusätzlichen großen thermischen Masse erhöhen sich die thermische Kapazität der vergleichsweise dünnen Membran und somit auch die Zeitkonstante des Mikrobolometers drastisch.

Absorption kann anhand der folgenden Beispiele erläutert werden. In einer relativ dicken Metallschicht existieren viele frei bewegliche Elektronen. Trifft elektromagnetische Strahlung senkrecht auf die Oberfläche des Metalls, entsteht ein vertikal polarisiertes elektrisches Feld. Dieses elektrische Feld regt die Elektronen zum Schwingen an, wodurch ebenfalls elektromagnetische Strahlung mit der Frequenz der einfallenden Welle emittiert wird. Somit entsteht Reflektion. Eine sehr dünne Metallschicht ist im Vergleich transparent für einfallende Strahlung, da nicht genügend Elektronen vorhanden sind, um mit dieser zu interagieren. Zwischen diesen beiden Extremfällen existiert ein Schichtdickenbereich in dem die Elektronen mit der einfallenden Strahlung interagieren, jedoch nicht frei beweglich sind [35]. Hierbei wird der Strahlung Energie entzogen, allerdings emittieren die Elektronen selbst keine Strahlung, da sie nicht schwingen. Folglich entsteht Absorption an der Metalloberfläche.

In [36–38] wurde das Absorptionsverhalten von sehr dünnen Metallschichten im Bereich von einigen Nanometern untersucht. Freitragende metallische Dünnschichten können eine Absorption von etwa 50% erreichen. In Verbindung mit weiteren dielektrischen Schichten kann die Absorption jedoch auch deutlich gesteigert werden. Metallischen Dünnschichten eignen sich daher sehr gut in Mikrobolometern zur Absorption von infraroter Strahlung. Aufgrund der geringen Masse tragen diese Absorptionsschichten kaum zur thermischen Kapazität bzw. zur thermischen Zeitkonstante bei.

Basierend auf [38] wird zunächst die Theorie zur Absorption von infraroter Strahlung von dünnen Metallschichten in Kombination mit einem Dielektrikum erläutert. Das Modell, welches als Grundlage herangezogen wird, ist in Abbildung 3.9 veranschaulicht.

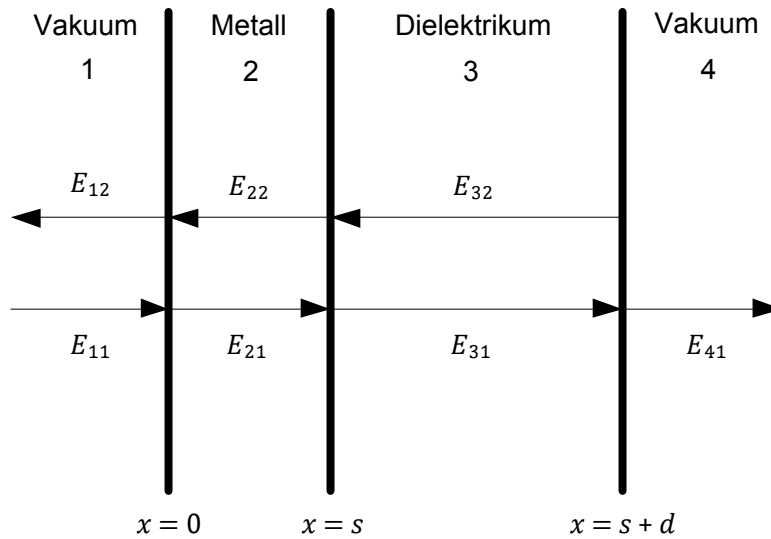


Abbildung 3.9: Strahlungsverlauf in einem Metall/Dielektrikum-Schichtpaket, nach [38].

In diesem Modell wird in den Bereichen 1 und 4 Vakuum angenommen. Bereich 2 stellt die dünne Metallschicht mit Dicke s und Bereich 3 stellt das verlustfreie Dielektrikum mit Dicke d dar. Der Brechungsindex, der Extinktionskoeffizient und der Schichtwiderstand der Metallschicht sind gegeben durch n_m , κ und R_s . Der Brechungsindex des Dielektrikums ist gegeben durch n_r . Mit Hilfe der Theorien und Gleichungen aus [39–41] können die Grenzbedingungen in Abhängigkeit der Ausbreitungen der elektromagnetischen Wellen im jeweiligen Medium angegeben werden. Betrachtet wird zunächst der Fall, dass die infrarote Strahlung aus Bereich 1 eintrifft.

Die Grenzbedingungen können wie folgt angegeben werden [38]:

Für $x = 0$:

$$E_{11} + E_{12} = E_{21} + E_{22}, \quad (3.31)$$

$$E_{11} - E_{12} = \alpha_1(E_{21} - E_{22}). \quad (3.32)$$

Für $x = s$:

$$E_{21} \exp(ik_2s) + E_{22} \exp(-ik_2s) = E_{31} \exp(ik_3s) + E_{32} \exp(-ik_3s), \quad (3.33)$$

$$E_{21} \exp(ik_2s) - E_{22} \exp(-ik_2s) = \alpha_2 [E_{31} \exp(ik_3s) - E_{32} \exp(-ik_3s)]. \quad (3.34)$$

Für $x = s + d$:

$$E_{31} \exp[ik_3(s + d)] + E_{32} \exp[-ik_3(s + d)] = E_{41} \exp[ik_4(s + d)], \quad (3.35)$$

$$E_{31} \exp[ik_3(s + d)] - E_{32} \exp[-ik_3(s + d)] = \alpha_3 E_{41} \exp[ik_4(s + d)]. \quad (3.36)$$

Bei den obigen Gleichungen sind $k_1 = 2\pi/\lambda$, $k_2 = 2\pi(n_m + i\kappa)/\lambda$, $k_3 = 2\pi n_r/\lambda$ und $k_4 = 2\pi/\lambda$ die Ausbreitungskonstanten in den jeweiligen Medien. Weiterhin gilt $\alpha_1 = k_2/k_1$, $\alpha_2 = k_3/k_2$ und $\alpha_3 = k_4/k_3$.

Die Reflektivität R_t und Transmission T_t sind gegeben durch

$$R_t = \frac{E_{12}E_{12}^*}{E_{11}E_{11}^*}, \quad (3.37)$$

$$T_t = \frac{E_{41}E_{41}^*}{E_{11}E_{11}^*}. \quad (3.38)$$

Die Absorption A eines Körpers lässt sich prinzipiell berechnen zu

$$A = 1 - R_t - T_t. \quad (3.39)$$

Mit Gleichungen (3.37) und (3.38) ergibt sich für die Absorption einer dünnen Metallschicht in Verbindung mit einem Dielektrikum nach [38]

$$A_L(\lambda) = \frac{4f \left(\cos^2 k_3 d + \frac{1}{n^2} \sin^2 k_3 d \right)}{n^2 \left(\frac{f+1}{n^2} + 1 \right)^2 \sin^2 k_3 d + (f+2)^2 \cos^2 k_3 d}, \quad (3.40)$$

mit $f = Z_0/R_s$, wobei Z_0 der Vakuum-Wellenwiderstand ist.

Für den Fall, dass die infrarote Strahlung aus Bereich 4 eintrifft und zunächst das Dielektrikum durchläuft, ergibt sich für die Absorption nach [38]

$$A_R(\lambda) = \frac{4f}{n^2 \left(\frac{f+1}{n^2} + 1 \right)^2 \sin^2 k_3 d + (f+2)^2 \cos^2 k_3 d}. \quad (3.41)$$

Abhängig von dem Brechungsindex und der Dicke des Dielektrikums ergeben sich somit zu jeweiligen Wellenlängen unterschiedliche Absorptionswerte. Die Absorption wird maximal für $f = 1$. Dies ist gegeben, wenn der Schichtwiderstand des dünnen Absorbers gleich dem Wellenwiderstand in Vakuum ist ($R_s = Z_0 \approx 377 \Omega$).

In [42] wurde eine weitere Anordnung präsentiert, welche auf dem in Abbildung 3.9 dargestellten Modell aufbaut. Zusätzlich befindet sich unterhalb des Dielektrikums ein Reflektor. In Kombination mit der Absorberschicht und dem Dielektrikum bildet dieser einen optischen Resonator, mit dem es möglich ist eine Absorption von nahezu 100 % bei einer bestimmten Hauptwellenlänge zu erzielen. Der Vorteil liegt darin, dass die transmittierte Strahlung reflektiert und von dem dünnen Metallfilm absorbiert wird. Diese Anordnung wird heutzutage in fast allen herkömmlichen Mikrobolometern verwendet (vgl. Abbildung 1.1). Das Dielektrikum zwischen der dünnen Absorberschicht und dem Reflektor wird durch die einzelnen Schichten der Membran und dem Vakuum zwischen dieser und dem Reflektor gebildet. Zur Veranschaulichung ist die Resonatorstruktur vereinfacht in Abbildung 3.10 dargestellt.

Da die einzelnen Materialien der Membran und deren Schichtdicken in der Regel durch das Design bzw. Konzept fest vorgeschrieben sind, kann die Dicke des gesamten Dielektrikums nur noch über den Abstand zwischen Membran und Reflektor variiert werden. Der Abstand wird so gewählt, dass der gesamte optische Weg (nd) ein ungerades Vielfaches von einem Viertel der zu detektierenden Hauptwellenlänge λ ist, um die Resonatorbedingung zu erfüllen (Gleichung (3.42)). Der optische Weg setzt sich zusammen aus der Summe der Schichtdicken gewichtet mit den Brechungsindizes der Medien innerhalb der Kavität (Gleichung (3.43)). Bei einem Körper mit einer Temperatur von z.B.

300 K wäre das Maximum der spektralen Strahldichte bei etwa $\lambda = 10 \mu\text{m}$. Hieraus resultiert ein optischer Weg von $nd = 2,5 \mu\text{m}$ ($k = 0$).



Abbildung 3.10: Aufbau einer optischen Resonatorstruktur.

$$nd = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad k = 0, 1, 2 \dots \quad (3.42)$$

$$nd = \sum n_i d_i. \quad (3.43)$$

Die resultierende Absorption lässt sich analog zu Gleichung (3.40) und (3.41) berechnen zu

$$A(\lambda) = \frac{4}{Dn^2} \{ [f_s(f_r + 1)^2/n^2 + f_r] \sin^2 \theta + (f_r + f_s) \cos^2 \theta \}, \quad (3.44)$$

mit

$$D = [(f_r + 1)(f_s + 1)/n^2 + 1]^2 \sin^2 \theta + [(f_r + f_s + 2)/n^2] \cos^2 \theta, \quad (3.45)$$

$$f_r = Z_0/R_r,$$

$$f_s = Z_0/R_s,$$

$$\theta = 2\pi nd/\lambda,$$

wobei R_r der Schichtwiderstand des Reflektors ist.

Die Absorption wird bei der zu detektierenden Hauptwellenlänge maximal, wenn Gleichung (3.42) erfüllt ist. Weiterhin muss die Bedingung $f_s = 1$ und $f_r \rightarrow \infty$ gültig sein. Dies ist gegeben, wenn der Schichtwiderstand des dünnen Absorbers gleich dem Wellenwiderstand in Vakuum ist und der Schichtwiderstand des Reflektors gegen 0 geht. In der Realität besitzt der Reflektor jedoch immer eine endliche Leitfähigkeit, sodass diese Bedingung nicht vollständig erfüllt wird. In Abbildung 3.11 ist die Absorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge für variierende Parameter R_s und R_r bei einer optischen Weglänge von $nd = 2,5 \mu\text{m}$ zu sehen. Wie zu erkennen ist, hat die Variation von R_s zwischen $300 \Omega/\text{sq}$ und $500 \Omega/\text{sq}$ nur minimalen Einfluss auf die Absorption. Bei größeren Abweichungen vom Idealwert nimmt die Absorption deutlich ab. Für $R_s = 700 \Omega/\text{sq}$ beträgt die mittlere Absorption nur noch etwa 88%. Auch für reale Schichtwiderstandswerte $R_r > 0$ ergeben sich hohe Absorptionswerte. Für $R_r = 1 \Omega/\text{sq}$ und $R_r = 10 \Omega/\text{sq}$ ist nahezu kein Unterschied festzumachen. Selbst für einen relativ hochohmigen Reflektor mit $R_r = 100 \Omega/\text{sq}$ beträgt die Absorption weiterhin etwa 92%. Prozessbedingte Schwankungen im Absorber- und Reflektorwiderstand sind somit in einem gewissen Bereich tolerierbar.

Die Absorption einer einzelnen metallischen Dünnschicht lässt sich nach Gleichung (3.44) für $d = 0$ und $f_r = 0$ berechnen zu

$$A = \frac{4f_s}{(f_s + 2)^2}. \quad (3.46)$$

Für diesen Spezialfall ist die Absorption unabhängig von der Wellenlänge. Der maximale Wert von $A = 0,5$ wird erreicht für $f_s = 2$. Daraus resultiert ein notwendiger Schichtwiderstand von $R_s = Z_0/2 \approx 189 \Omega/\text{sq}$. Dieses theoretische Ergebnis ist vergleichbar mit den gemessenen Resultaten aus [36].

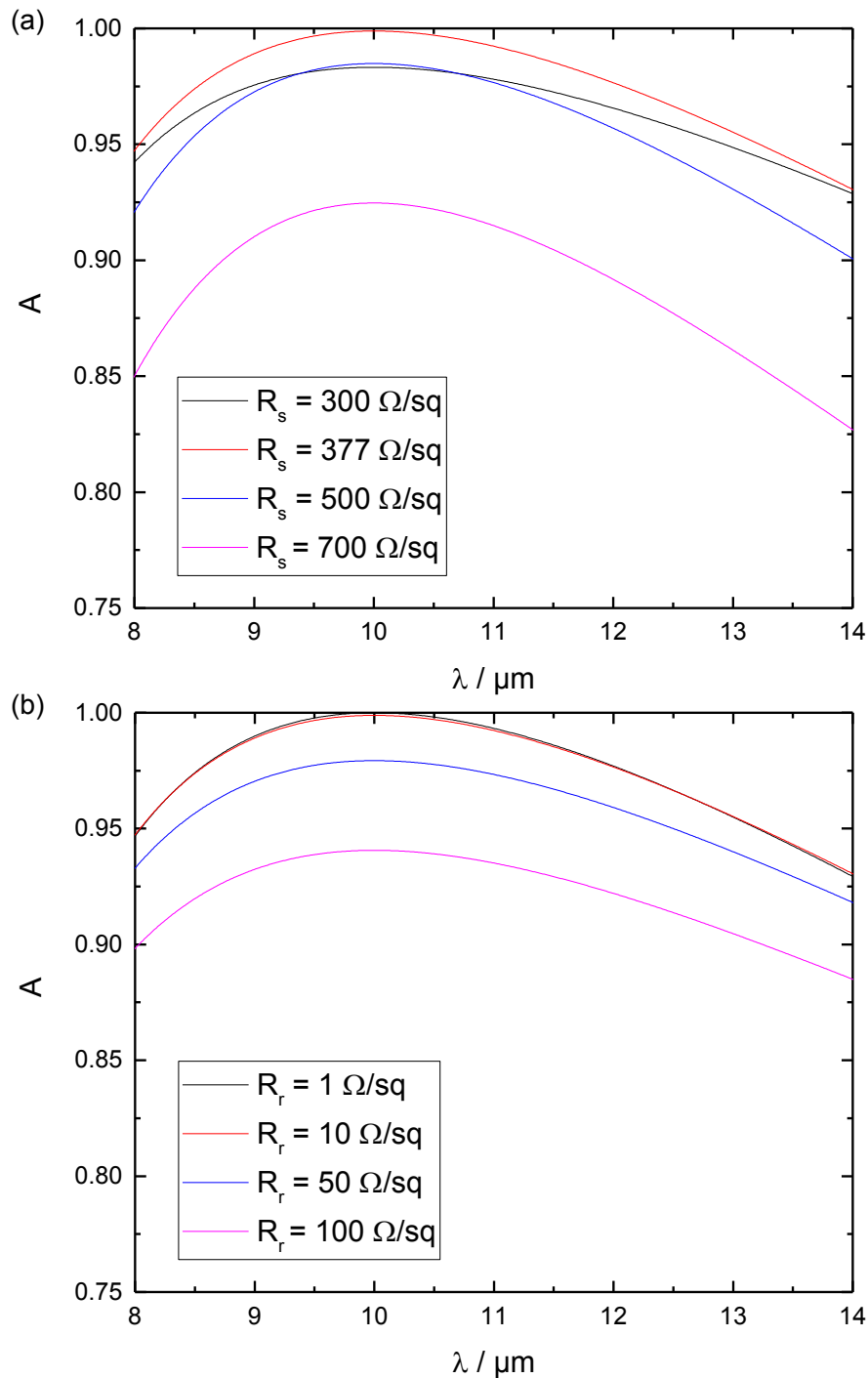


Abbildung 3.11: Absorption als Funktion der Wellenlänge für unterschiedliche (a) Absorber-Schichtwiderstandswerte R_s (bei $R_r = 10 \Omega/\text{sq}$) und (b) Reflektor-Schichtwiderstandswerte R_r (bei $R_s = 377 \Omega/\text{sq}$).

Nach Gleichung (3.42) ist die Resonatorbedingung erfüllt, wenn nd ein ungerades Vielfaches ($k = 0, 1, 2 \dots$) der zu detektierenden Hauptwellenlänge annimmt. In Abbildung 3.13 ist die Absorption im Wellenlängenbereich von $8 \mu\text{m}$ – $14 \mu\text{m}$ für verschiedene k -Werte aufgetragen. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, ist die Absorption bei der Hauptwellenlänge in allen Fällen nahe 1. Die Absorptionskurve wird mit steigendem Wert von k jedoch gestaucht, sodass die Absorption im Mittel deutlich abnimmt. Für viele Mikrobolometer Anwendungen sind allerdings eine gute Absorption nicht nur bei einer bestimmten Wellenlänge, sondern über dem gesamten betrachteten Bereich von $8 \mu\text{m}$ – $14 \mu\text{m}$ vonnöten, um einen möglichst großen Temperaturbereich detektieren zu können. Aus diesem Grund wird der optische Resonator in der Regel für $k = 0$ realisiert. Daraus ergibt sich zudem ein vereinfachter Herstellungsprozess, da die Abstandshalter, welche die Membran tragen, deutlich kürzer gefertigt werden können.

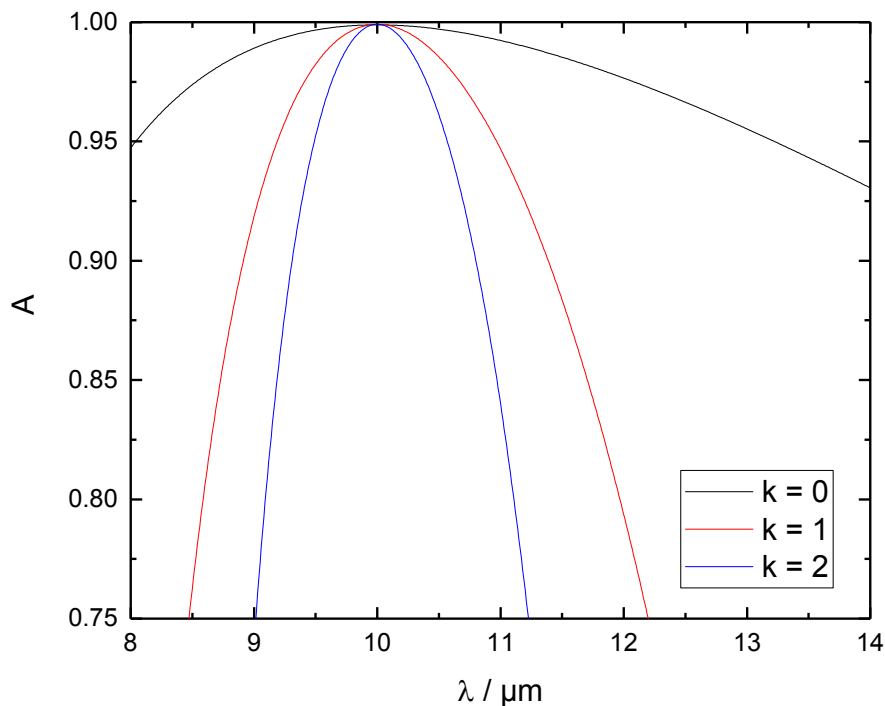


Abbildung 3.12: Absorption als Funktion der Wellenlänge für unterschiedliche k -Werte.

3.5 Rauschquellen in Mikrobolometern

In diesem Kapitel werden relevante Rauschquellen erläutert, welche maßgeblich Einfluss auf die Empfindlichkeit von Mikrobolometern nehmen. Neben dem Rauschen, welches durch das Bauelement hervorgerufen wird, trägt ebenfalls das Rauschen der Ausleseschaltung zum Gesamtrauschen bei. Dieser Anteil kann jedoch in der Regel gegenüber dem Rauschen des Mikrobolometers vernachlässigt werden und wird daher in dieser Arbeit nicht weiter diskutiert.

3.5.1 Johnson-Rauschen

Das Johnson-Rauschen, auch thermisches Rauschen genannt, basiert auf der zufälligen Bewegung von freien Ladungsträgern in einem Leiter. Diese Ursache ist als Brownsche Molekularbewegung bekannt. Aufgrund dieser Bewegung entsteht eine statistisch verteilte Potentialdifferenz entlang des Leiters. Der quadratische Mittelwert der sogenannten Rauschspannung berechnet sich im Leerlauf zu

$$\overline{u_{n,J}^2} = 4k_bRT(f_2 - f_1), \quad (3.47)$$

wobei R den Widerstand des Leiters und $(f_2 - f_1)$ das betrachtete Frequenzintervall darstellen. Analog kann der quadratische Effektivwert des Rauschstromes im Kurzschluss angegeben werden zu

$$\overline{i_{n,J}^2} = \frac{4k_bT(f_2 - f_1)}{R}. \quad (3.48)$$

Das thermische Rauschen steigt linear mit der Temperatur an. Für eine gegebene Bandbreite ist das Rauschniveau in allen Frequenzbereichen gleich und somit unabhängig von diesen. Ein derartiges Verhalten wird auch als weißes Rauschen bezeichnet. Die spektrale Leistungsdichte ist jeweils gegeben durch

$$S_{u,J} = 4k_bTR \quad (3.49)$$

$$S_{i,j} = \frac{4k_b T}{R}. \quad (3.50)$$

3.5.2 1/f-Rauschen

Das sogenannte 1/f-Rauschen, auch als rosa Rauschen bezeichnet, tritt in vielen Halbleiter-Bauelementen auf. Die spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens nimmt mit 10 dB pro Dekade ab und ist daher in vielen Systemen besonders bei kleinen Frequenzen die dominante Rauschquelle. Die Ursache für dieses Rauschphänomen ist bis heute nicht restlos geklärt. Es existieren eine Reihe von Theorien, welche versuchen den physikalischen Hintergrund zu beschreiben. Diese basieren u. a. auf der Existenz von Störstellen im Halbleiter-Material sowie Traps an Grenz- und Oberflächen, wodurch Widerstandsfluktuationen entstehen können [43].

Der Effektivwert der Rauschspannung bzw. des Rauschstromes ist gegeben zu

$$\overline{u_{n,1/f}^2} = U^b k_f \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right), \quad (3.51)$$

$$\overline{i_{n,1/f}^2} = I^b k_f \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right), \quad (3.52)$$

wobei k_f der 1/f-Rauschparameter und b eine Konstante sind. Die Konstante b ist materialabhängig und nimmt in der Regel einen Wert von 2 an [44].

Die spektrale Leistungsdichte des 1/f-Rauschens berechnet sich zu

$$S_{u,1/f} = k_f \frac{U^b}{f^a}, \quad (3.53)$$

$$S_{i,1/f} = k_f \frac{I^b}{f^a}, \quad (3.54)$$

wobei a ebenfalls eine materialspezifische Konstante ist und in der Regel den Wert 1 annimmt [44]. Die Gleichungen (3.51) und (3.52) gelten nur für die Bedingung $a = 1$.

Nach [45] kann der 1/f-Rauschparameter ausgedrückt werden zu

$$k_f = \frac{\alpha_H}{n_d V}, \quad (3.55)$$

wobei α_H der sogenannte Hooge-Parameter ist und n_d und V die Ladungsträgerdichte bzw. das Volumen des Materials sind.

3.5.3 Temperaturfluktuationsrauschen

Aufgrund des zufälligen Energieaustausches zwischen Mikrobolometer und Substrat entstehen Temperaturfluktuationen. Die Temperaturänderung des Mikrobolometers kann ausgedrückt werden zu

$$\overline{\Delta T^2} = \frac{k_b T^2}{c_{th}}. \quad (3.56)$$

Diese Temperaturänderung rufen ebenfalls Änderungen des Mikrobolometer-Widerstandes und damit auch Änderungen in der Spannung bzw. im Strom hervor. Mit $\Delta U = U\alpha\Delta T$ bzw. $\Delta I = I\alpha\Delta T$ kann der Effektivwert der Rauschspannung bzw. des Rauschstromes geschrieben werden zu

$$\overline{u_{n,T}^2} = U\alpha \frac{k_b T^2}{c_{th}}, \quad (3.57)$$

$$\overline{i_{n,T}^2} = I\alpha \frac{k_b T^2}{c_{th}}. \quad (3.58)$$

3.6 Empfindlichkeit von Mikrobolometern

In Kapitel 3.3 wurde bereits die Responsivität eingeführt, welche das Ausgangssignal pro absorbierte Strahlung beschreibt. Die Empfindlichkeit eines Mikrobolometers ist jedoch zudem abhängig von dem Gesamttrauschen. Ein Schlüsselparameter, welcher diesen Zusammenhang beschreibt, ist durch die so genannte noise equivalent power (*NEP*) gegeben. Sie ist definiert als die Menge an absorbierte Energie, die benötigt wird, um ein Ausgangssignal zu erzeugen, welches gleich der gesamten Rauschenergie ist.

$$NEP = \frac{\sqrt{\overline{u_n^2}}}{\mathfrak{R}_U} = \frac{\sqrt{\overline{i_n^2}}}{\mathfrak{R}_I}, \quad (3.59)$$

wobei $\overline{u_n^2}$ und $\overline{i_n^2}$ dem quadratischen Mittelwert der gesamten Rauschspannung bzw. des gesamten Rauschstroms entsprechen. Mit Gleichung (3.27) ergibt sich für die *NEP*

$$NEP = \frac{\sqrt{\overline{i_n^2}}}{\mathfrak{R}_I} = \frac{g_{\text{eff}} \sqrt{\overline{i_n^2}}}{I|\alpha|}. \quad (3.60)$$

Der gesamte Rauschstrom berechnet sich nach den Ergebnissen aus den vorherigen Kapiteln zu

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{n,J}^2} + \overline{i_{n,1/f}^2} + \overline{i_{n,T}^2} = \frac{4k_b T(f_2 - f_1)}{R} + I^2 k_f \ln\left(\frac{f_2}{f_1}\right) + I\alpha \frac{k_b T^2}{c_{\text{th}}}. \quad (3.61)$$

Eine weitere entscheidende Größe ist die so genannte noise equivalent temperature difference (*NETD*). Dieser Faktor ist definiert als die Temperaturänderung eines Objektes, die eine Änderung des Messsignales generiert, welches dem Rauschen des Systems entspricht. Die *NETD* ergibt sich aus der Änderung des empfangenen Strahlungsflusses im Verhältnis zur Temperaturänderung eines Objektes und der *NEP* (vgl. Gleichungen (2.14), (2.29) und (3.60)) zu

$$NETD = \frac{4F^2}{A_b \varepsilon_b \pi \frac{dL_o}{dT_o}} NEP = \frac{4F^2}{A_b \varepsilon_b \pi \frac{dL_o}{dT_o}} \frac{g_{\text{eff}} \sqrt{i_n^2}}{I|\alpha|}, \quad (3.62)$$

wobei F die Blendenzahl, A_b die Absorberfläche, ε_b die Emissivität und dL_o/dT_o die Änderung der Strahldichte pro Temperaturänderung des Objektes beschreiben.

Die $NETD$ beschreibt somit die minimale Temperaturänderung eines Objektes, welche das Mikrobolometer detektieren kann. Dieser Parameter gilt in der Literatur als das wichtigste Maß zur Charakterisierung der Performance von IRFPAs.

Nach Gleichung (3.62) ist die $NETD$ u.a. maßgeblich durch den effektiven thermischen Leitwert des Mikrobolometers bestimmt. Eine gute thermische Isolierung (entsprechend kleiner thermischer Leitwert) wirkt sich somit positiv auf die Empfindlichkeit aus. Neben der $NETD$ muss jedoch auch die thermische Zeitkonstante betrachtet werden, welche ebenfalls von dem thermischen Leitwert nach Gleichung (3.29) abhängig ist. Ein kleinerer thermischer Leitwert bewirkt in diesem Fall eine größere thermische Zeitkonstante. Diese sollte jedoch nicht ein Drittel des Kehrwertes der Auslesefrequenz der ROIC überschreiten [9]. Eine Reduzierung der thermischen Zeitkonstante geht daher in der Regel immer mit einer Reduzierung der thermischen Kapazität c_{th} der Membran des Mikrobolometers einher. Für einen typischen Betriebsmodus von 30 Hz ergibt sich eine maximale Zeitkonstante von etwa 10 ms.

Als Kombination zwischen Empfindlichkeit und Zeitkonstante des Mikrobolometers wird oft auch das Produkt aus $NETD$ und der Zeitkonstanten als weitere Performancegröße herangezogen [46].

$$FOM = NETD \cdot \tau_{\text{eff}} = c_{\text{th}} \frac{4F^2}{A_b \varepsilon_b \pi \frac{dL_o}{dT_o}} \sqrt{l_n^2} \quad (3.63)$$

Die FOM ist unabhängig von dem effektiven thermischen Leitwert g_{eff} , aber hängt von der thermischen Kapazität c_{th} ab.

Auch im Idealfall besitzt die *NETD* einen endlich kleinen Wert. Selbst wenn das Mikrobolometer kein Johnson- und 1/f-Rauschen aufweist, ist weiterhin das Temperaturfluktuationsrauschen vorhanden. Die *NEP* ist im diesen Fall bestimmt zu

$$NEP_{\text{ideal}} = \frac{\sqrt{l_{n,T}^2}}{\mathfrak{R}_I} = g_{\text{eff}} \sqrt{\frac{k_b T^2}{c_{\text{th}}}} \quad (3.64)$$

Analog zu Gleichung (3.62) gilt für die *NETD*

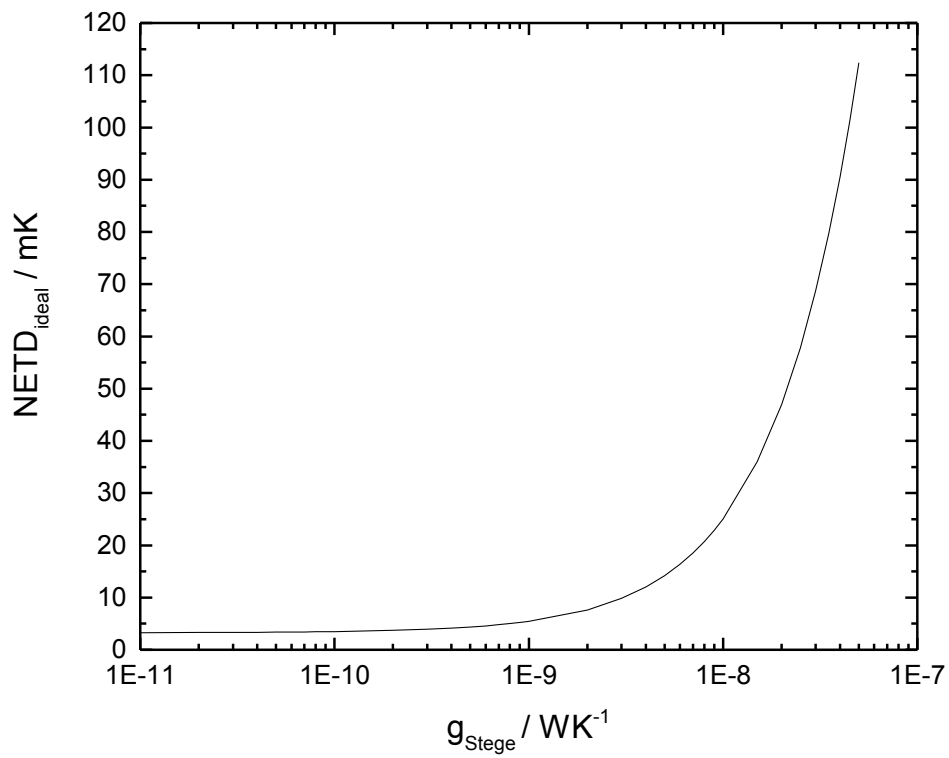
$$NETD_{\text{ideal}} = \frac{4F^2}{A_b \varepsilon_b \pi \frac{dL_o}{dT_o}} NEP = \frac{4F^2}{A_b \varepsilon_b \pi \frac{dL_o}{dT_o}} g_{\text{eff}} \sqrt{\frac{k_b T^2}{c_{\text{th}}}} \quad (3.65)$$

In Abbildung 3.13 ist die ideale *NETD*, unter Vernachlässigung der Wärmeverluste durch Gaskonduktion, in Abhängigkeit von dem thermischen Leitwert g_{Stege} aufgetragen. Die für die Berechnung angenommenen Parameter sind der

Tabelle 3.1 zu entnehmen. Der thermische Gesamtleitwert kann einen minimalen Wert von $g_{\text{eff}} = g_{\text{rad}} = 8\sigma A_b \varepsilon_b T^3$ annehmen (vgl. Gleichung (3.7)). Ab diesem Punkt kann die *NETD* z.B. durch die weitere Reduzierung von g_{Stege} nicht verbessert werden. Das Bolometer erreicht in diesem Fall das sogenannte Hintergrund-Temperaturfluktuations-Rausch-Limit [47].

Tabelle 3.1: Parameter zur Bestimmung von $NETD_{ideal}$.

Parameter	Wert
F	1
A_b	$(12 \mu\text{m})^2$
ε_b	0,85
$dL_o/dT_o _{8\mu\text{m}-14\mu\text{m}}$	$0,84 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-2}$
T	300 K
c_{th}	$4 * 10^{-11} \text{ JK}^{-1}$

Abbildung 3.13: Die ideale $NETD$ in Abhängigkeit vom thermischen Leitwert der Stege g_{Stege} .

4 Konzept zur Entwicklung innovativer Mikrobolometer

4.1 Herausforderung der Pixelskalierung

Der Trend in der Entwicklung der Mikrobolometer geht hin zu immer kleineren Pixelgrößen für hochauflösende IRFPAs, bei gleichzeitig steigenden Anforderungen an die Performance. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, sind Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von $17\ \mu\text{m}$ Stand der Technik. IRFPAs der nächsten Generation weisen eine Pixelgröße von $12\ \mu\text{m}$ auf. Eine Skalierung der Pixelgröße von $17\ \mu\text{m}$ auf $12\ \mu\text{m}$ bedeutet eine Halbierung der Pixelfläche (vgl. Abbildung 4.1).

Zwei Schlüsselparameter für das Design von hochempfindlichen Mikrobolometern sind die thermische Isolierung und die effektive Absorberfläche. Aus Abbildung 3.3 ist ersichtlich, dass die effektive Absorberfläche, aufgrund der benötigten Fläche zur Realisierung der Stege, eingeschränkt ist. Abhängig vom Design und Aufbau der Stege bzw. Zielwert des thermischen Leitwerts kann die beanspruchte Fläche der Stege unterschiedlich groß sein. Wird nun die Pixelfläche um einen gewissen Faktor verkleinert, könnte theoretisch das gesamte Mikrobolometer dementsprechend skaliert werden, sodass die Verhältnisse der einzelnen Flächen (Stege, Kontakte, Absorberfläche) und Abstände zueinander

immer gleich ist. Der Performanceverlust wäre dann maßgeblich durch den Skalierungsfaktor bestimmt (weitere Effekte, die sich negativ auf die Performance auswirken, werden nicht diskutiert). Die Strukturmaße der Stege sind jedoch limitiert durch die verwendete Technologie der Fotolithografie sowie durch die mechanische Stabilität. Zum anderen können auch aus Prozess- und Stabilitätsgründen die Kontaktlöcher und die oberen Kontaktflächen nicht beliebig klein skaliert werden, sodass auch hier ein Limit existiert. Aus diesem Grund beanspruchen die Stegflächen bei einer Reduzierung der Pixelgröße relativ zu dieser immer mehr Platz bei einem gegebenen thermischen Leitwert. Folglich wird die effektive Absorberfläche eingeschränkt und die Performance der Mikrobolometer signifikant gemindert.

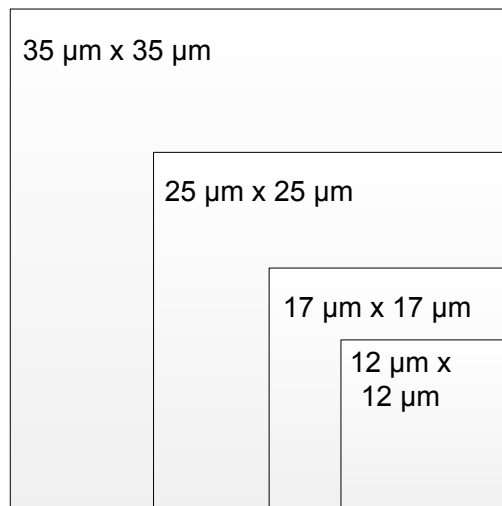


Abbildung 4.1: Veranschaulichung der resultierenden Pixelflächen bei Reduzierung der Pixelgröße von 35 µm auf 12 µm (maßstabsgetreu).

4.2 Nanotube-Mikrobolometer

In diesem Kapitel wird ein innovatives Konzept zur Herstellung von hochempfindlichen ungekühlten Mikrobolometern beschrieben, welches die oben beschriebene Einschränkung nicht aufweist. Dieses Konzept ist ein Kernpunkt dieser Arbeit und bezieht sich auf eine Maximierung der effektiven Absorber-

fläche bei einer gegebenen Pixelgröße, da laterale Stege, welche bislang Hauptbestandteil der thermischen Isolierung waren, komplett entfallen.

Der Ansatz der zum Patent angemeldeten neuartigen Struktur [48] basiert auf der Realisierung der thermischen Isolierung und gleichzeitiger elektrischer Kontaktierung der Mikrobolometer mit Hilfe von ausreichend langen und dünnbeschichteten Hohlröhrchen (hier als Nanotubes bezeichnet), welche mit Technologien und Prozessen aus der Mikrosystemtechnik hergestellt werden können. Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, ist der thermische Leitwert der Kontakte, im Vergleich zu den Stegen, aufgrund der dicken Metallbeschichtung bislang sehr groß und trägt daher nicht zur Isolierung bei. Werden die Außenwände der runden Kontakte jedoch hinreichend dünn mit einer geeigneten Metallschicht und z.B. weiteren Schutzschichten beschichtet, resultiert daraus ein entsprechender thermischer Leitwert, welcher vergleichbar mit dem der Stege bzw. sogar deutlich kleiner sein kann. In Abbildung 4.2 ist das Steg-Konzept dem Nanotube-Konzept gegenübergestellt. Zudem ist der Temperaturverlauf der erwärmten Membran entlang der Stege bzw. der Nanotubes dargestellt.

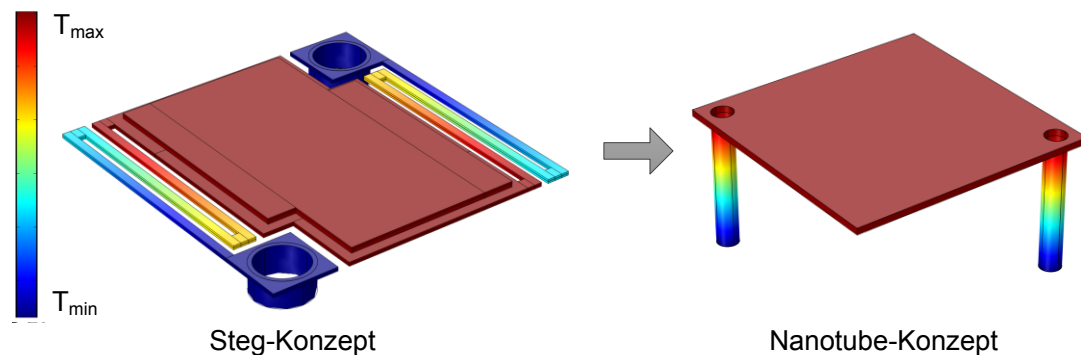


Abbildung 4.2: Vergleich des Steg- und Nanotube-Konzeptes.

Der thermische Leitwert der Kontakt Röhrchen g_{tubes} lässt sich analog zu Gleichung (3.8) berechnen, wobei hier Kreisringe die jeweiligen Querschnittsflächen bilden.

$$g_{\text{tubes}} = \frac{2\pi}{l_{\text{tube}}} \sum \Lambda_{\text{tube},i} (r_{i,2}^2 - r_{i,1}^2) \quad (4.1)$$

Der Term $(r_{i,2} - r_{i,1})$ ist äquivalent zur Dicke der einzelnen Materialien innerhalb der Kontakte. Ähnlich zu den Stegen sollten die Nanotubes ebenfalls möglichst lang sein und aus sehr dünnen Materialien bestehen, welche eine geringe thermische Leitfähigkeit aufweisen. Zudem sollte der Grundradius der Kontakte ebenfalls möglichst klein gewählt werden. Zur Veranschaulichung ist beispielhaft in Abbildung 4.3 ein prinzipieller Querschnitt eines Nanotube-Kontaktes bestehend aus drei Materialien illustriert.

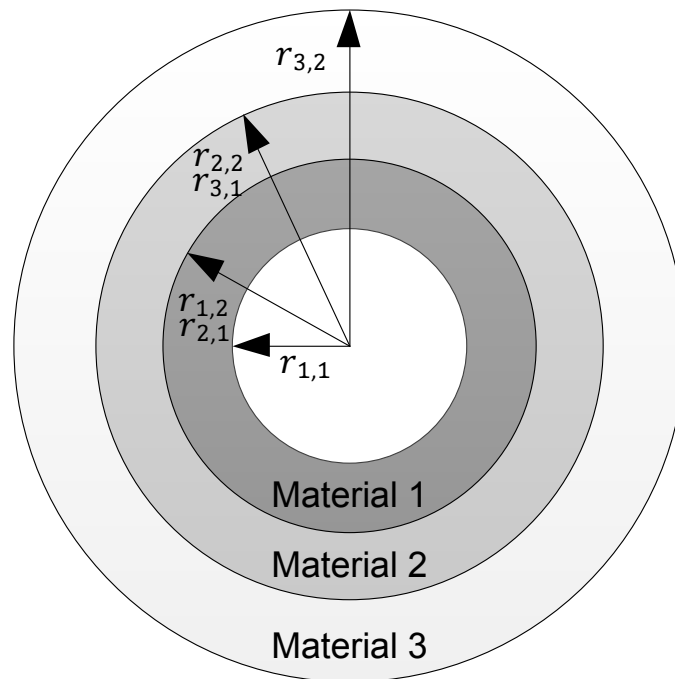


Abbildung 4.3: Prinzipieller Querschnitt eines Nanotube-Kontaktes, bestehend aus drei Materialien.

Die Nanotubes werden mit Hilfe eines Opferschichtprozesses hergestellt. Dabei wird zunächst eine Öffnung in die Opferschicht geätzt und im Anschluss beschichtet. Für das Ätzen der Öffnung kann der sogenannte Boschprozess verwendet werden, da es hiermit möglich ist steile Kantenwinkel bei großen As-

pektverhältnissen zu erzeugen (vgl. Kapitel 2.3.1). Die Schichten werden mittels Atomlagenbeschichtung abgeschieden, sodass selbst bei den erwähnten steilen Kantenwinkeln die geätzten Öffnungen bedeckt sind (vgl. Kapitel 2.2.2). Im Weiteren werden die abgeschiedenen Schichten je nach Herstellungsprozess strukturiert. Zuletzt folgt dann die Entfernung der Opferschicht, sodass die gefertigten Nanotubes freistehen (vgl. Abbildung 4.4). In [49] wurde dieses Verfahren verwendet, um ein CMOS-kompatibles Multi-Elektroden-Array basierend auf Ruthenium-Nanotubes herzustellen.

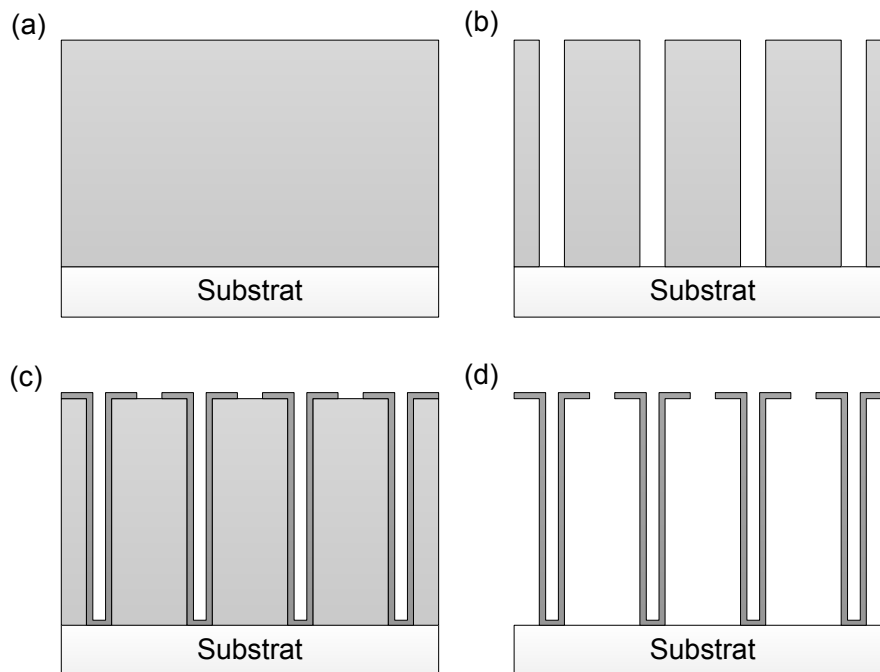


Abbildung 4.4: Prinzipieller Herstellungsprozess von Nanotubes: (a) Abscheidung der Opferschicht auf dem Substrat. (b) Strukturierung der Opferschicht (c) Abscheidung und Strukturierung der Nanotube-Materialien. (d) Entfernung der Opferschicht.

Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, muss für eine maximale Absorption der einfallenden infraroten Strahlung bei der detektierten Hauptwellenlänge die Resonatorbedingung erfüllt sein. Da die Länge der Nanotubes l_{tube} den optischen Abstand nd zwischen Membran und Reflektor bestimmt, kann diese nicht beliebig gewählt werden, sondern muss daher nach Gleichung (3.42) bzw. Gleichung (3.43) angepasst werden. Für $k = 0, 1, 2$ usw. ergeben sich somit, abhän-

gig vom Schichtstapel der Membran, feste Werte für die Länge der Nanotubes, welche eingehalten werden müssen. Für $k > 0$ wird die Absorptionskurve über den betrachteten Wellenlängenbereich von $8 \mu\text{m} - 14 \mu\text{m}$ deutlich gestaucht (vgl. Abbildung 3.12). Die Absorption ist zwar weiterhin maximal bei der zu detektierenden Hauptwellenlänge, nimmt im Mittel jedoch ab.

Die genannten Einschränkungen entfallen, wenn der Reflektor derart realisiert wird, dass der optische Weg zwischen diesem und der Absorberschicht, unabhängig von der Länge der Nanotubes, genau ein Viertel der zu detektierenden Hauptwellenlänge beträgt (Resonatorbedingung erfüllt für $k = 0$). Dies kann ermöglicht werden, indem der Reflektor ebenfalls mit Hilfe von Nanotubes hochgestellt wird. Eine Realisierungsform dieser Anordnung ist im Zusammenhang mit den Nanotube-Mikrobolometern in Abbildung 4.5 zur Veranschaulichung dargestellt. Der gesamte Herstellungsprozess wird im Detail in Kapitel 7.2 behandelt.

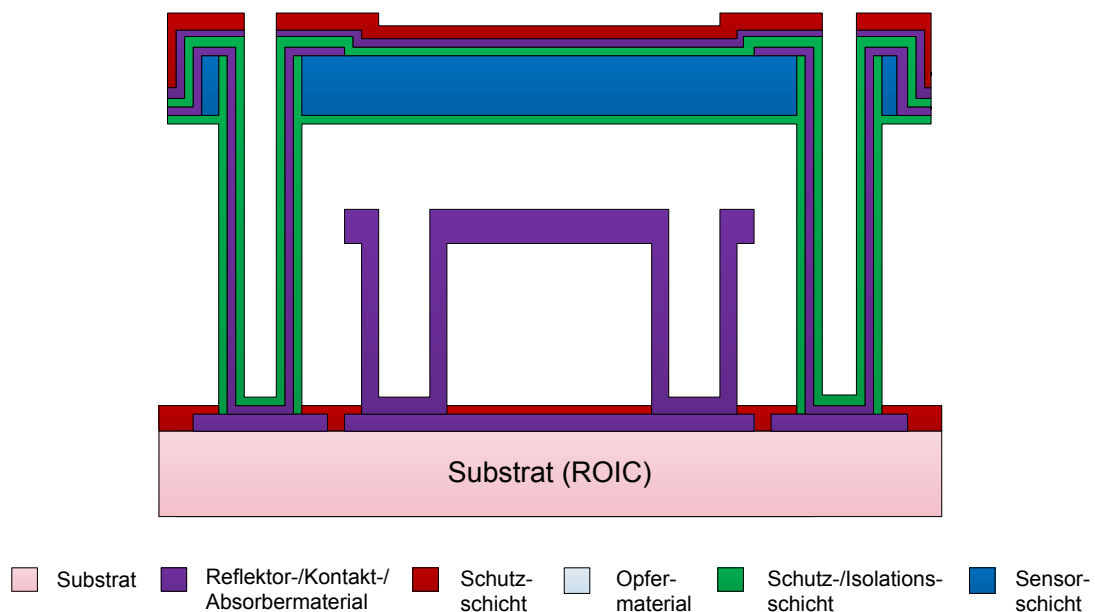


Abbildung 4.5: Nanotube-Mikrobolometer mit angehobenem Reflektor.

Ebenso ist es möglich IRFPAs herzustellen, bei denen die thermische Isolierung aus einer Kombination zwischen Nanotubes und den oben beschriebenen Ste-

gen realisiert wird. Der Vorteil liegt hier in einer weiteren Verbesserung der thermischen Isolierung, allerdings auf Kosten der effektiven Absorberfläche. Somit ergeben sich zahlreiche Kombinationsmöglichkeiten zwischen Nanotube- und Stegdesign, wodurch die Mikrobolometer flexibel hergestellt werden können.

Zusammenfassend ergeben sich aufgrund des hier beschriebenen Konzeptes einige Vorteile gegenüber aktuellen konventionellen Mikrobolometer-Designs. So ist es möglich den relativen Flächenanteil des Absorbers bei gegebener Pixelgröße zu maximieren, da laterale Stege, welche bislang Hauptbestandteil der thermischen Isolierung waren, komplett entfallen bzw. deutlich reduziert werden können. Diese Platzeinsparung kann genutzt werden, um die effektive Absorberfläche zu vergrößern. Die thermische Isolierung kann nach Gleichung (4.1) über die einzelnen Schichtdicken, Grundradius und Länge der Nanotubes flexibel und unabhängig von der Pixelgröße eingestellt werden. Das jeweilige Maximum ist begrenzt durch die mechanische Stabilität der Nanotubes. Somit ist es sogar möglich einen dementsprechenden deutlich kleineren thermischen Leitwert, als es bisher mit Stegen möglich war, zu realisieren. Aufgrund dieser beiden Faktoren kann die Performance von aktuellen Mikrobolometern signifikant gesteigert werden. Besonders für Pixelgrößen von 12 μm oder kleiner erzielt eine maximierte Absorberfläche in Kombination mit einem geringen thermischen Leitwert einen erheblichen Vorteil.

4.3 Temperaturstabile Sensormaterialien

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, werden die Nanotube-Materialien mittels Atomlagenlagenbeschichtung abgeschieden. Die in dieser Arbeit verwendeten Prozesse geschehen bei Temperaturen zwischen 300 °C – 400 °C und weisen in der Regel geringe Abscheideraten in einem Bereich von etwa 1 $\text{\AA}/\text{min}$ – 5 $\text{\AA}/\text{min}$ auf. Bei diesen Abscheidungen befindet sich das Sensormaterial bereits auf dem Substrat und ist somit diesen hohen Temperaturen für die gesamte Abscheidendauer ausgesetzt. Derartige Temperaturbelastungen können je-

doch, beispielsweise aufgrund verschiedener Diffusionsprozesse, Einfluss auf die Schichteigenschaften nehmen.

Das in dieser Arbeit verwendete Sensormaterial muss möglichst stabil sein, sodass die elektrischen Eigenschaften aufgrund der Temperaturbelastungen nicht degradieren. Von großer Bedeutung ist der elektrische Widerstand, da dieser an die Ausleseschaltung angepasst werden muss und somit einen bestimmten Wert nicht unter- und überschreiten darf. Auch entscheidende Performanceeigenschaften wie das $1/f$ -Rauschen sowie TCR sollten nicht steigen bzw. sinken.

In Kapitel 3.2.1 wurde beschrieben, dass amorphes Silizium, aufgrund der positiven Eigenschaften, wie der einfachen Herstellung und Integration auf einem CMOS-Substrat sowie einem hohen TCR, ein weitverbreitetes Sensormaterial ist. Aufgrund der relativ hohen Defektdichte variieren die elektrischen Eigenschaften jedoch sehr stark nach Temperaturbelastungen, sodass dieses Material für das in dieser Arbeit vorgesehene Konzept eines Nanotube-Mikrobolometers zunächst nicht geeignet ist.

In Bezug auf Performance und Temperaturstabilität scheinen nanokristalline Si-Schichten (nc-Si) sehr vielversprechend zu sein. Dabei handelt es sich um in einer amorphen Matrix eingebaute Kristallite mit Korngrößen von einigen Nanometern. Dieses Material kommt beispielsweise in Dünnschicht-Solarzellen immer häufiger zum Einsatz, da es im Vergleich zu amorphem Silizium (a-Si) eine höhere elektrische Leitfähigkeit und Ladungsträgerbeweglichkeit und zudem eine deutlich geringere licht-induzierte Degradation aufweist [50, 51]. Besonders die zuletzt genannte Eigenschaft ist ein signifikanter Vorteil, da der Wirkungsgrad und die Zuverlässigkeit von Dünnschicht-Solarzellen basierend auf a-Si aufgrund der Degradation (auch bekannt unter dem Staebler-Wronski-Effekt) stark beeinträchtigt werden.

In der Literatur konnte ebenfalls gezeigt werden, dass nc-Si- bzw. nc-SiGe-Schichten generell für den Einsatz in Mikrobolometern geeignet sind [52–55]. Neben der erhöhten elektrischen Leitfähigkeit weisen diese Materialien einen

ähnlich hohen TCR wie a-Si auf. Weiterhin reduzieren die eingebetteten Nanokristalle die Defektdichte um mehrere Größenordnungen, sodass das 1/f-Rauschen ebenfalls minimiert wird. Aufgrund der geringeren Defektdichte bzw. der geringeren Anzahl von sogenannten dangling bonds sowie der resultierenden starken Atombindungen, sind nc-Si-Schichten ebenfalls stabiler gegenüber Diffusionsprozessen. In [56] wurde beschrieben, dass die elektrische Leitfähigkeit von nc-Si-Schichten nach der Temperung im Bereich von 200 °C – 400 °C nahezu konstant bleibt. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird im nächsten Kapitel die Entwicklung und Charakterisierung von temperaturstabilen nanokristallinen bzw. amorphen SiGe-Sensorschichten thematisiert.

5 Entwicklung und Charakterisierung von temperaturstabilen SiGe- Sensorschichten

5.1 Nanokristalline SiGe-Schichten

5.1.1 Herstellungsprozess

Herkömmliche a-Si:H-Schichten, welche in vielen Bauelementen wie Mikrobolometern, Solarzellen, Dünnschicht-Transistoren oder auch in Flüssigkristallanzeigen (engl. liquid crystal display, LCD) Anwendung finden, werden in der Regel in RF-PECVD-Systemen hergestellt. Als Prozessgas wird dazu meist in Wasserstoff (H_2) verdünntes Monosilan (SiH_4) verwendet. Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, bewirkt Wasserstoff eine Passivierung der aufgebrochenen Si-Bindungen, wodurch Si-H- und Si-H₂-Bindungen sowie $(SiH_2)_n$ -Komponenten entstehen. Ebenso kann Wasserstoff molekular in den Zwischenräumen auftreten.

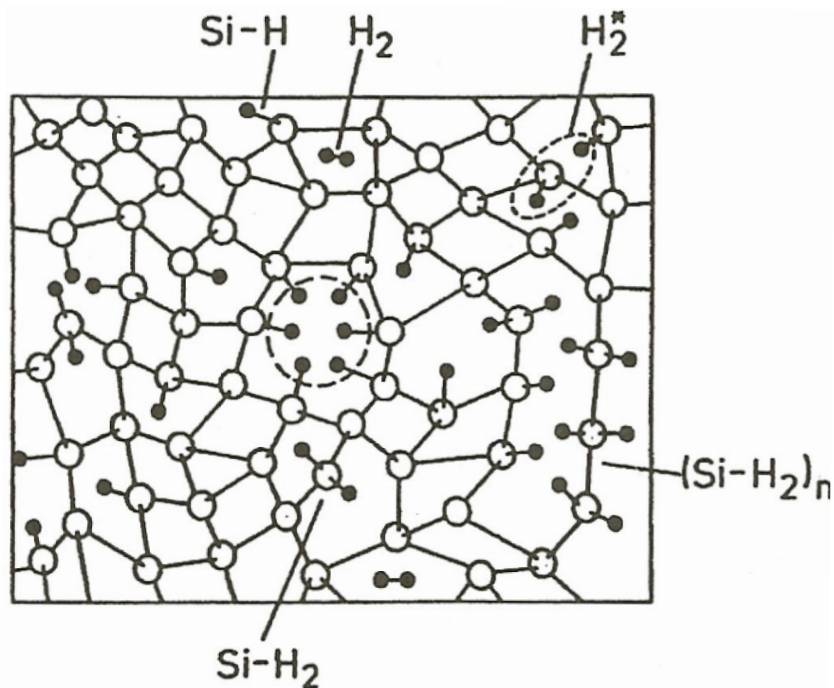


Abbildung 5.1: Wasserstoffkonfigurationen in amorphem Silizium [57].

Das Gasmengenverhältnis aus H₂ und SiH₄ hat einen starken Einfluss auf die Struktur und Eigenschaften der resultierenden Schicht. Hydriertes amorphes Silizium kann bei relativ kleinen Mischungsverhältnissen hergestellt werden. Das Wachstum von Nanokristallen geschieht jedoch erst bei einem sehr hohen Gasmengenverhältnis [50]. Der Nachteil dieser Methode ist eine sehr kleine Abscheiderate, welche durch einen unvermeidbaren Ätz-Effekt im Herstellungsprozess hervorgerufen wird.

Ein weiterer Ansatz zur Herstellung von nc-Si:H basiert auf die Verwendung von Argon anstelle von Wasserstoff als Mischgas [58]. Der Vorteil liegt in einer deutlich schnelleren Abscheiderate sowie in kleineren notwendigen Mischungsverhältnissen. Zur Herstellung von nc-SiGe:H wird zusätzlich das Prozessgas German (GeH₄) beigemischt. Basierend auf [59, 60] wird im Folgenden der theoretische Hintergrund zur Entstehung von Nanokristallen in amorphen SiGe-Schichten erläutert. In Gleichungen (5.1) - (5.3) ist das Reaktionsschema zu diesem Wachstumsprozess beschrieben [61].



wobei X ein Si- oder Ge-Atom darstellt.

Generell wird bei der Verwendung von Argon als Mischgas ein großer Teil der HF-Leistung durch das Gas selbst zur Anregung höherenergetischer Zustände aufgenommen. Das entstehende Argon-Plasma besteht daher hauptsächlich aus metastabilen Ar^* - und ionisierten Ar^+ -Atomen. Die Energie dieser angeregten Radikale ist deutlich höher als die der Wasserstoff-Atome. Mit steigendem Mischungsverhältnis steigt die Anzahl an Ar^* -Atomen, ohne nennenswerter Zunahme von Ar^+ -Atomen, drastisch an. Durch den Beschuss der Wachstumsoberfläche mit den angeregten Radikalen, wird dort eine große Menge an Energie, aufgrund des Übergangs der Ar^* -Atomen zu energetisch tieferen Zuständen freigesetzt. Dadurch werden die Prozessgase SiH_4 und GeH_4 aufgespalten und es entstehen Radikale wie SiH_3 , SiH_2 und SiH bzw. GeH_3 , GeH_2 und GeH , welche zur schnellen Abscheiderate der Schichten beitragen. Durch die freigesetzte Energie an der Wachstumszone werden zudem schwache Si-Si- und Ge-Ge-Bindungen aufgebrochen und offene Bindungen (engl. dangling bonds) hinterlassen. Diese offenen Bindungen werden dann durch Wasserstoff-Atome, welche bei der Aufspaltung der Prozessgase entstehen, passiviert oder zu stärkeren Si-Si- bzw. Ge-Ge-Bindungen geformt. Während des Prozesses entstehen so immer mehr Wasserstoff-Gebiete, bestehend aus $(SiH_2)_n$ - und $(GeH_2)_n$ -Komponenten, welche für das Wachstum von Nanokristallen fundamental sind. Generell kann nc-Si:H bei Temperaturen unter 300 °C hergestellt werden. Ein hoher Prozessdruck und ein hohes Mischungsverhältnis aus SiH_4 und Ar begünstigen zudem das Kristallwachstum.

In dieser Arbeit werden Faktoren definiert, welche die Verhältnisse der einzelnen Gasflüsse beschreiben.

$$r_A = \frac{[\text{Ar}]}{[\text{Ar}] + [\text{SiH}_4] + [\text{GeH}_4]}, \quad (5.4)$$

$$r_B = \frac{[\text{B}_2\text{H}_6]}{[\text{SiH}_4] + [\text{GeH}_4]}, \quad (5.5)$$

$$r_G = \frac{[\text{GeH}_4]}{[\text{SiH}_4] + [\text{GeH}_4]}, \quad (5.6)$$

wobei r_A das Mischungsverhältnis aus Argon und Monosilan/German, r_B das Dotierverhältnis und r_G das Germanverhältnis beschreiben.

5.1.2 Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit konnte ein Basisprozess zur Herstellung von nc-Si-Schichten entwickelt werden. Die Abscheideparameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Das Mischungsverhältnis beträgt $r_A = 96 \%$. Die Schichten werden in situ mit dem Prozessgas Diboran (B_2H_6) dotiert.

Tabelle 5.1: Basisprozess zur Abscheidung von nc-Si.

Parameter	Wert
Temperatur	200 °C
Druck	2 Torr
RF Leistung	0,4 W/cm ²
Elektrodenabstand	2 cm

Um die Orientierung der Nanokristalle und besonders auch ihre Größe in den Si-Schichten zu bestimmen, wird eine Röntgenbeugungs-Analyse mit streifenförmigem Einfall (engl. grazing incidence X-ray diffraction, GIXRD) für unterschiedliche Dotierverhältnisse r_B bzw. Germanverhältnisse r_G durchgeführt. Die XRD-

Spektren sind in Abbildung 5.2 in einem 2θ -Winkelbereich von 20° - 60° zu sehen.

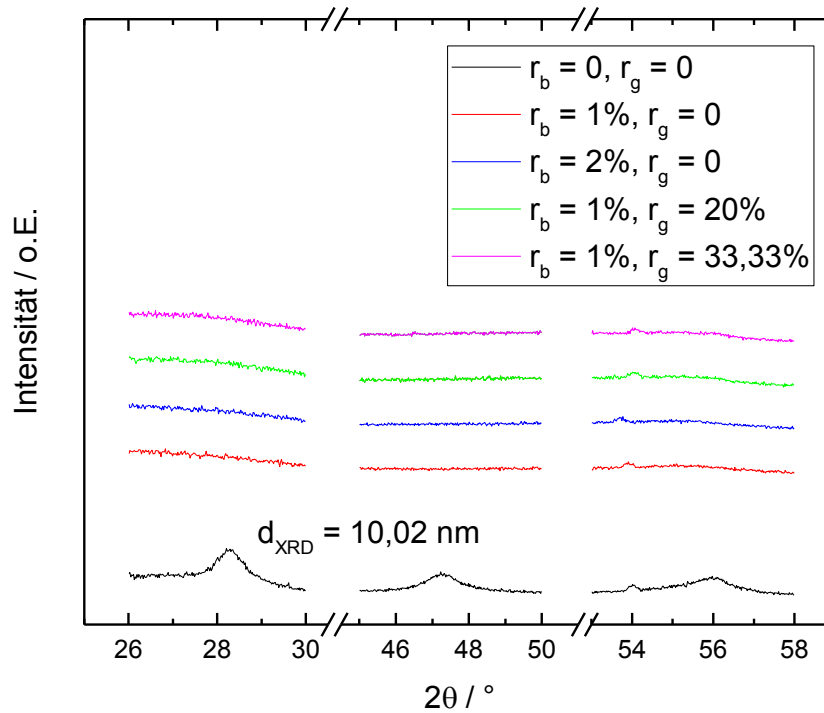


Abbildung 5.2: XRD-Spektrum in Abhängigkeit von r_B und r_G .

Für $r_B = 0$ und $r_G = 0$ sind die charakteristischen Peaks bei etwa $28,3^\circ$, $47,2^\circ$ und $56,1^\circ$ entsprechend der Kristallorientierung in der (111)-, (220)- und (311)-Ebene [50, 61] im Spektrum zu erkennen. Die Entstehung dieser Beugungspeaks weist somit die Existenz von Nanokristallen in der amorphen Matrix der Si-Schichten nach. Mit steigendem Dotier- bzw. Germanverhältnis sind diese Peaks jedoch nicht mehr sichtbar. Dies deutet darauf hin, dass die Proben lediglich aus der amorphen Matrix bestehen. Aus der Literatur ist bekannt, dass das Wachstum der Nanokristalle mit steigendem B_2H_6 -Verhältnis abnimmt [62–64]. In [61] konnte gezeigt werden, dass die Größe der Kristalle mit steigendem Germanverhältnis bei einem gegebenen Argon/Monosilan Mischungsverhältnis zunimmt. Dieser Zusammenhang konnte im Rahmen dieser Arbeit, in Kombination mit dotierten Schichten, nicht nachgewiesen werden.

Generell kann die Größe der Kristalle anhand der Beugungspeaks mit Hilfe der Scherrer-Gleichung bestimmt werden zu

$$d_{\text{XRD}} = \frac{K \lambda_{\text{Xray}}}{B \cos \theta'} \quad (5.7)$$

wobei $K = 0,89$, λ_{Xray} , B und θ die Scherrer-Konstante (abhängig von der Kristallform), die Wellenlänge der Röntgenstrahlung, die Halbwertsbreite des Peaks (gemessen im Bogenmaß) und der Beugungswinkel sind. Für $r_{\text{B}} = 0$ und $r_{\text{G}} = 0$ ergibt sich somit eine durchschnittliche Kristallgröße d_{XRD} von etwa 10 nm.

Neben der XRD-Analyse ist die Raman-Spektroskopie ebenfalls eine weitverbreitete Methode zur Charakterisierung von amorphen bzw. nanokristallinen Si(Ge)-Schichten [65]. In Abbildung 5.3 sind die Spektren in Abhängigkeit von r_{B} und r_{G} illustriert. Die Ergebnisse sind konsistent mit der XRD-Analyse. Für $r_{\text{B}} = 0$ und $r_{\text{G}} = 0$ ist im Spektrum ein signifikanter Peak bei etwa 520 cm^{-1} zu erkennen, welcher aufgrund der kristallinen Phase des Materials entsteht [50]. Mit steigendem Dotier- bzw. Germanverhältnis wird lediglich ein breiter Peak um 480 cm^{-1} sichtbar, welcher die amorphe Phase der Schichten widerspiegelt [50]. Zusätzlich ist ein kleiner Peak zu erkennen, welcher durch das Si-Substrat hervorgerufen wird. Auch mit der Raman-Spektroskopie kann die Kristallgröße basierend auf den charakteristischen Peaks bestimmt werden zu

$$d_{\text{Raman}} = 2\pi \sqrt{\frac{\beta}{\Delta\omega}} \quad (5.8)$$

wobei $\beta = 2 \text{ nm}^2/\text{cm}$ eine Konstante und $\Delta\omega$ die Raman-Verschiebung des Peaks der kristallinen Phase verglichen mit einkristallinem Silizium sind [66]. Daraus resultiert für $r_{\text{B}} = 0$ und $r_{\text{G}} = 0$ eine Kristallgröße d_{Raman} von etwa 10,6 nm. Dieser Wert liegt in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der XRD-Analyse.

Für den Einsatz in Mikrobolometern ist es notwendig, dass die verwendeten Sensorschichten dotiert werden, um den Widerstand an die verwendete Ausleseschaltung anzupassen. Durch die Einbringung von Germanium kann der Wi-

derstand ebenfalls weiter reduziert werden, ohne die Aktivierungsenergie stark zu beeinflussen. Wie aus den Ergebnissen hervorgeht, bewirken beide Maßnahmen jedoch eine Dekristallisierung des Materials. In [54] wurden nc-SiGe-Schichten präsentiert, welche generell für den Einsatz in Mikrobolometern geeignet sind. In diesem Fall wurden die Schichten jedoch nur sehr schwach mit Diboran dotiert, sodass der spezifische Widerstand relativ hoch ist (spezifischer Widerstand im Bereich von einigen tausend Ωcm). Basierend auf dem Widerstandsbereich der in dieser Arbeit verwendeten Ausleseschaltung sowie dem Pixeldesign müssen die Sensorschichten jedoch relativ niederohmig sein (spezifischer Widerstand im Bereich von einigen zehn Ωcm). Um diese Bedingung weiterhin zu erfüllen, konzentriert sich das Kapitel im weiteren Verlauf auf die Entwicklung und Charakterisierung von temperaturstabilen amorphen SiGe-Schichten.

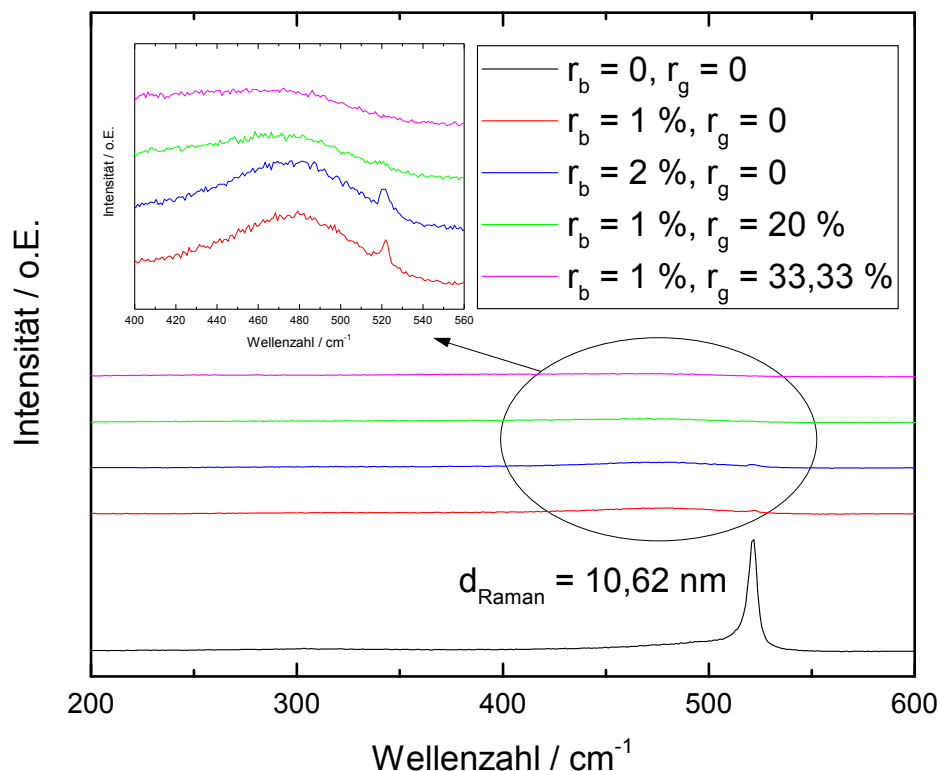


Abbildung 5.3: Raman-Spektrum in Abhängigkeit von r_B und r_G .

5.2 Amorphe SiGe-Schichten

In diesem Kapitel wird der Einfluss der gezielten Variation von Prozessparametern auf die elektrischen und mechanischen Eigenschaften von amorphen SiGe-Schichten analysiert. Als Ausgangspunkt wird der im vorherigen Kapitel beschriebene PECVD-Herstellungsprozess basierend auf der Verwendung von Argon und Monosilan/German als Prozessgas verwendet.

Variiert werden der Argonfluss bzw. das Mischungsverhältnis aus Argon und Monosilan/German sowie das Dotier- und Germanverhältnis. Die SiGe-Schichten werden in situ mit dem Prozessgas Diboran dotiert.

Die resultierenden SiGe-Schichten sollen relativ dünn sein, um eine hinreichend geringe thermische Kapazität der gesamten Mikrobolometer-Membran zu gewährleisten. Eine Reduzierung der Schichtdicke geht jedoch direkt mit einer Erhöhung des elektrischen Widerstandes einher. Der spezifische Widerstand kann generell mittels der Dotierung kontrolliert werden. Je mehr Fremdatome in die Schicht eingebaut werden, desto höher wird die Leitfähigkeit. Mit steigender Dotierung wird allerdings auch die Bandlücke und damit auch der Betrag des TCR des Materials minimiert (vgl. Gleichung (3.5)).

Generell muss der elektrische Widerstand der SiGe-Schichten an die später verwendete Ausleseschaltung angepasst werden. In dieser Arbeit ergibt sich daraus ein relativ niederohmiger spezifischer Widerstandsbereich von wenigen $M\Omega$. Die Herausforderung liegt demnach darin, Sensorschichten zu entwickeln, welche einen vergleichsweise geringen spezifischen Widerstand (einige zehn Ωcm) und zugleich einen hohen TCR aufweisen, um hochempfindliche Mikrobolometer zu realisieren. Zudem müssen diese Schichten durch ein geringes $1/f$ -Rauschen gekennzeichnet sein, da das Volumen dieses beeinflusst (vgl. Gleichung (3.54) und (3.55)).

Mit dem Basisprozess aus Kapitel 5.1 kann der geforderte Widerstand im Bereich von wenigen $M\Omega$ jedoch nicht erzielt werden, da die Sensorschichten ei-

nen zu hohen spezifischen Widerstand aufweisen. Der spezifische Widerstand kann durch geeignete Variation des Basisprozesses reduziert werden. Aus diesem Grund werden die Abscheidetemperatur auf 250 °C und der SiH₄-Fluss um einen Faktor von 2,5 erhöht. Weiterhin wird die RF Leistung auf 0,1 Wcm⁻² reduziert.

In Tabelle 5.2 sind die bei der Herstellung verwendeten Gasverhältnisse der in dieser Arbeit zu analysierenden Proben zusammengefasst. Der Germanium-Anteil ist für die Proben #1 - #5 konstant bei 6,5 %. Das Germanverhältnis r_G muss für die Proben #4 und #5 jedoch angepasst werden, da das Germanium aufgrund des variierenden Argonverhältnisses prozessbedingt unterschiedlich stark eingebaut wird. Probe #6 und #7 weisen bei einem konstanten Argonverhältnis von 95 % einen Germanium-Anteil von 5 % bzw. 8,5 % auf.

Tabelle 5.2: Variation der Prozessparameter.

Probe	r_A	r_B	r_G	Ge-Anteil
#1	95 %	1 %	19,35 %	6,5 %
#2	95 %	1,95 %	19,35 %	6,5 %
#3	95 %	3 %	19,35 %	6,5 %
#4	90 %	1,95 %	15,25 %	6,5 %
#5	97 %	1,95 %	21,88 %	6,5 %
#6	95 %	1,95 %	16,67 %	5 %
#7	95 %	1,95 %	23,08 %	8,5 %

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, werden die Schichten innerhalb der Nanotube-Kontakte mittels Atomlagenbeschichtung abgeschieden. Die relativ langen Temperatúraussetzungen während der Abscheidung können jedoch Einfluss auf die Eigenschaften der zu diesem Zeitpunkt bereits auf dem Wafer befindlichen Sensorschichten nehmen. So ist es beispielsweise möglich, dass in der Schicht schwache Si-Si, Si-H- oder B-H-Bindungen aufbrechen und die elektrischen Eigenschaften somit stark beeinflusst werden.

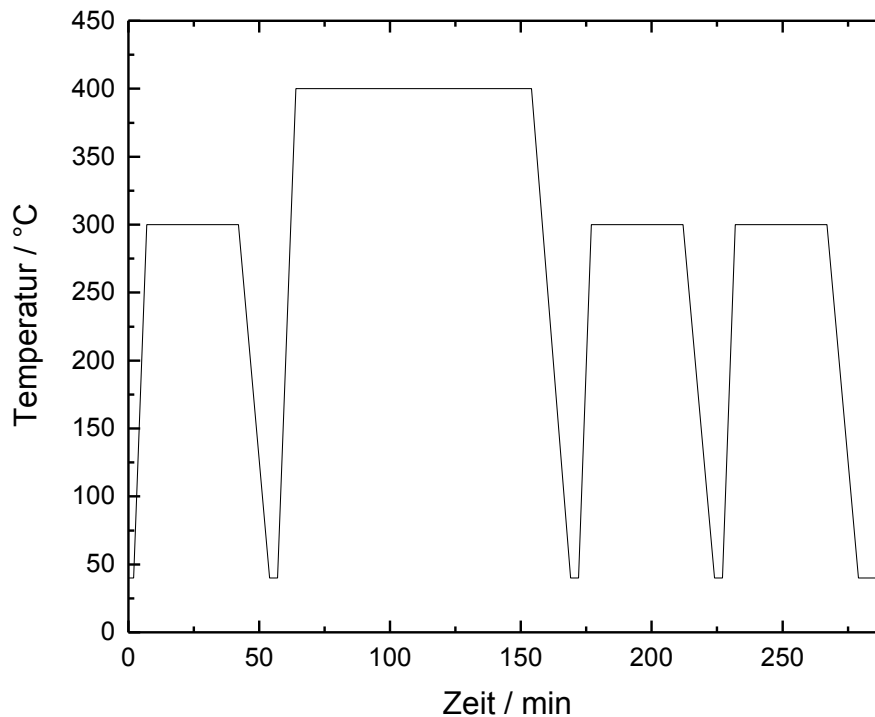


Abbildung 5.4: Temperaturprofil der ALD-Prozesse.

Das Ziel ist es, ähnlich zu nc-SiGe-, stabile a-SiGe-Schichten zu entwickeln, deren elektrische Eigenschaften durch die prozessbedingten Temperaturexpositionen ebenfalls möglichst gering beeinflusst werden. Hauptsächlich nehmen zwei Effekte der Temperung Einfluss auf den spezifischen Widerstand von dotierten amorphen Si bzw. SiGe-Schichten. Zum einen bewirkt die Wasserstoffdiffusion eine Reduzierung und die elektrische Aktivierung von Bor eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes. Die Idee ist, dass sich durch geeignete Variation der Prozessparameter der Einfluss beider Effekte kompensieren soll, sodass die resultierende Konfiguration der Atombindungen bzw. der ursprüngliche spezifische Widerstand nach der Temperung erhalten bleibt. Um diese Einflüsse zu simulieren, werden die hergestellten Schichten in einem Ofen getempert und anschließend erneut charakterisiert. Das Temperaturprofil ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die einzelnen Schritte der Temperung gehen aus den Abscheidetemperaturen bzw. aus der Abscheidedauer der ALD-Prozesse hervor.

5.2.1 Schichtwachstum

Die Abscheiderate der einzelnen Schichten ist in Tabelle 5.3 in Abhängigkeit von den Prozessparametern r_A und r_B sowie dem resultierenden Germanium-Anteil zusammengefasst.

Tabelle 5.3: Abscheiderate der SiGe-Schichten in Abhängigkeit der Prozessparameter.

Parameter	Abscheiderate / \AA s^{-1}	
r_B	1 %	16,25
	1,95 %	15,21
	3 %	17,29
r_A	90 %	18,33
	95 %	15,21
	97 %	15,22
Ge-Anteil x_{Ge}	5 %	14,69
	6,5 %	15,21
	8,5 %	16,25

Mit steigendem Dotierverhältnis nimmt die Abscheiderate zunächst ab und nimmt dann für $r_B = 3 \%$ wieder deutlich zu. Auffällig ist, dass die Abscheiderate mit steigendem Argon-Mischungsverhältnis sinkt und ab einem bestimmten Wert sättigt. Nach der Theorie zum Abscheideprozess sollte die Abscheiderate erwartungsgemäß ansteigen, da immer mehr Radikale wie SiH_3 , SiH_2 und SiH bzw. GeH_3 , GeH_2 und GeH entstehen, welche den Abscheideprozess beschleunigen. Es ist jedoch möglich, dass die Anzahl der Ar^+ -Ionen, entgegen der Theorie, mit steigendem Argonfluss zunimmt und ein physikalisches Ätzen an der Wachstumsoberfläche hervorgerufen wird. Mit steigendem Ge-Anteil steigt die Abscheiderate kontinuierlich an. Dies ist ebenfalls mit der Zunahme von GeH_3 -, GeH_2 - und GeH -Radikalen zu begründen. In diesem Fall ist das Mischungsverhältnis und somit die Anzahl der Ar^+ -Ionen konstant.

5.2.2 Spezifischer Widerstand und Temperaturkoeffizient

In Abbildung 5.5 ist der spezifische Widerstand und TCR für $r_B = 1,95 \%$, $r_A = 95 \%$ und $x_{Ge} = 6,5 \%$ in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Die Messungen wurden nach der Abscheidung auf einem Si-Substrat mit einer 200 nm dicken USG-Isolationsschicht mit Hilfe eines Vier-Punkt-Messsystems durchgeführt. Die Temperatur des Chucks wurde dabei in einem Intervall von etwa $22 \text{ }^\circ\text{C} - 28 \text{ }^\circ\text{C}$ mit einer Schrittweite von ca. $0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ variiert. Da der Temperaturkoeffizient negativ ist, sinkt der spezifische Widerstand mit steigender Temperatur. Der Verlauf kann mit einer Funktion zweiten Grades angenähert und der TCR mit Gleichung (3.4) bestimmt werden. Der Betrag des Temperaturkoeffizienten sinkt ebenfalls mit steigender Temperatur. Nach der Temperung sinkt der spezifische Widerstand von etwa $52,18 \text{ } \Omega\text{cm}$ auf $49,97 \text{ } \Omega\text{cm}$ (für $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$) und ist somit nahezu konstant. Der TCR sinkt prozentual gleichermaßen von $2,87\%/^\circ\text{C}$ auf $2,73 \text{ } \%/^\circ\text{C}$.

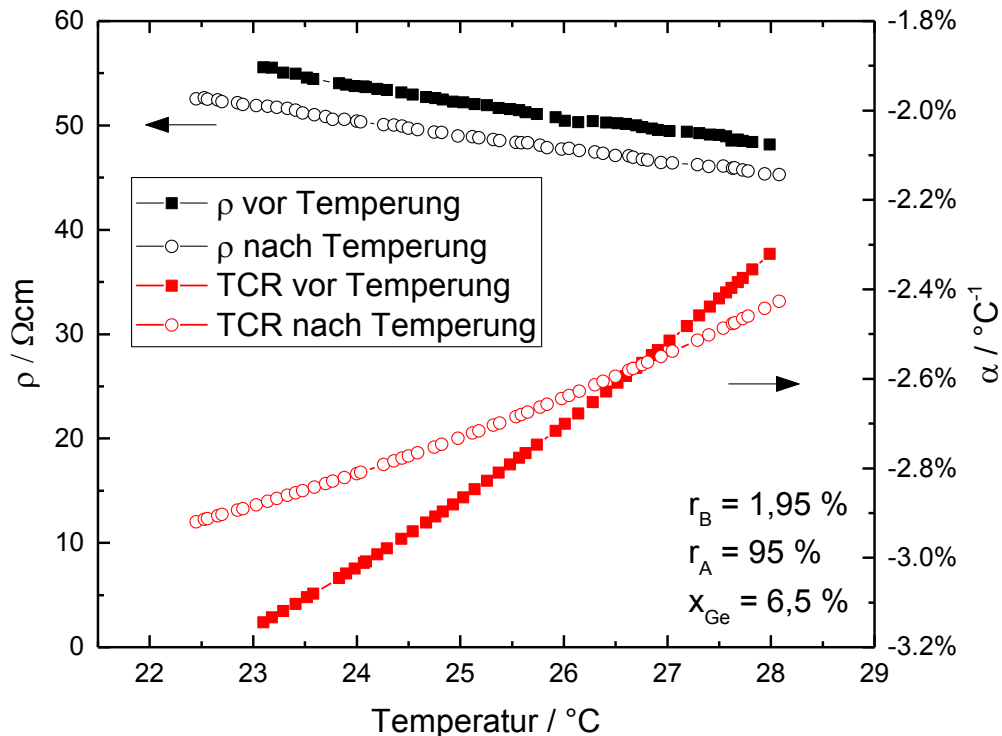
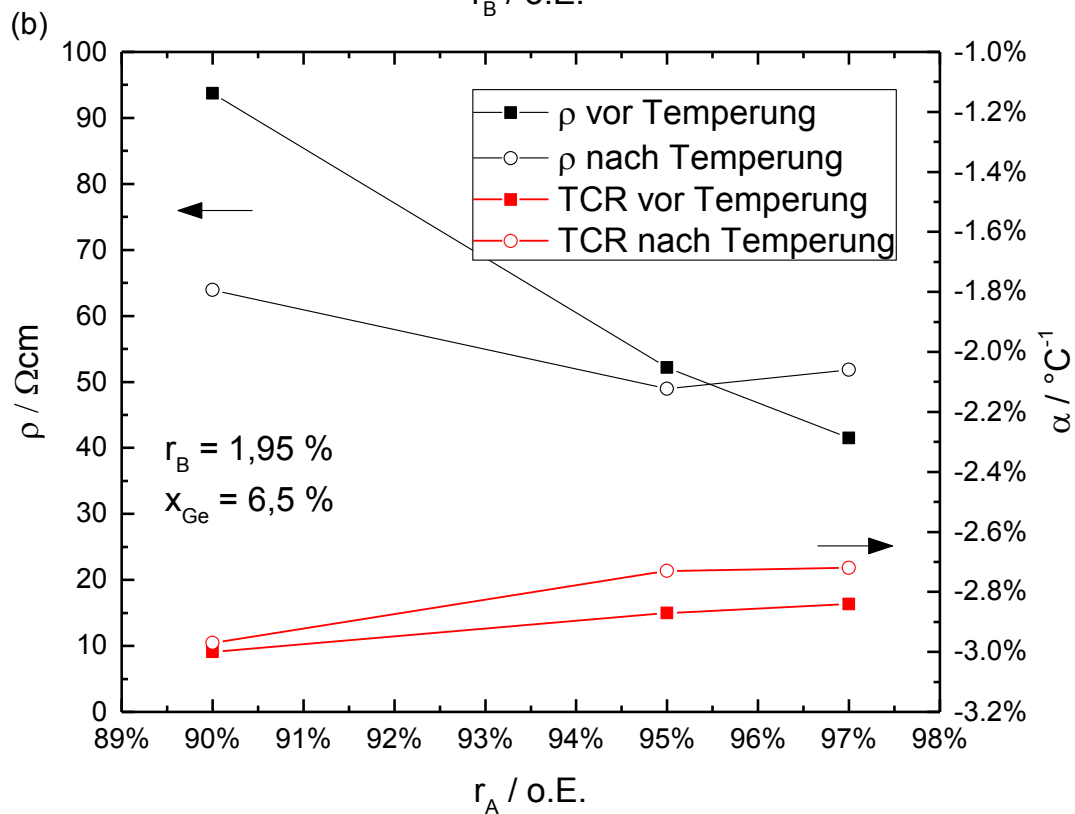
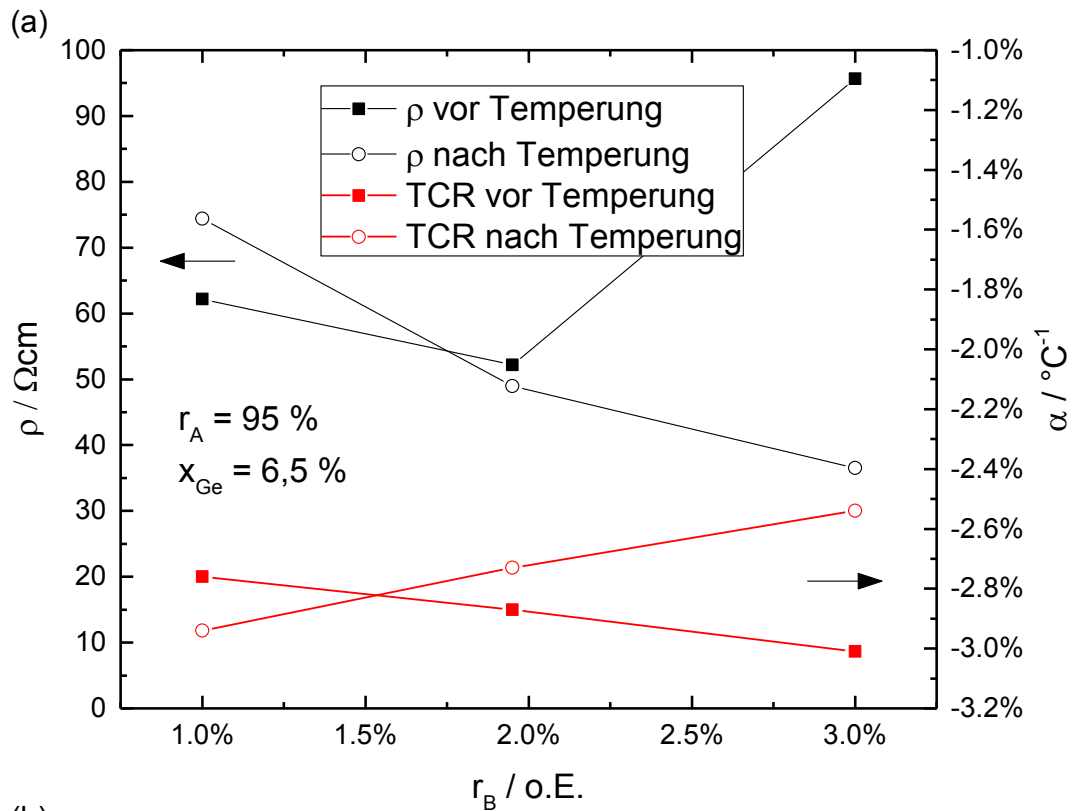


Abbildung 5.5: Spezifischer Widerstand und TCR in Abhängigkeit von der Temperatur.

In Abbildung 5.6 ist der spezifische Widerstand und TCR in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} aufgetragen. Mit steigendem Dotierverhältnis sinkt der spezifische Widerstand zunächst und steigt dann für $r_B = 3\%$ wieder deutlich an (reproduzierbarer Wert). Ein derartiges Verhalten ist prinzipiell untypisch für amorphe SiGe-Schichten. In [20] wurde gezeigt, dass der spezifische Widerstand mit steigendem Dotierverhältnis über einen großen Bereich kontinuierlich abnimmt und ab einem bestimmten Wert sättigt. Am Beispiel von kristallinen Schichten kann dieses Phänomen jedoch hergeleitet werden. Generell führt die Einbringung von Nanokristallen in der amorphen Matrix zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit [51]. Wie zuvor bereits beschrieben, bewirkt die Dotierung eine Dekristallisierung. Ab einem gewissen Punkt dominiert der Effekt der Dekristallisierung, sodass der spezifische Widerstand, trotz steigender Dotierstoffmenge, ansteigt. Ein Grund wieso dieses Verhalten auch bei den hier betrachteten amorphen SiGe-Schichten auftritt, kann eine schlechtere Dotiereffizienz sein, welche aufgrund der unterschiedlichen Gaszusammenstellung entsteht. Ebenso ist die Anzahl der dangling Bonds abhängig von dem Dotierverhältnis [67] und beeinflusst somit die elektrischen Eigenschaften. Zudem nimmt der TCR aufgrund des Anstiegs der Aktivierungsenergie mit steigendem Dotierverhältnis, entgegen der Theorie, kontinuierlich zu. Dies spricht auch für eine Reduzierung der Dotiereffizienz sowie einer Zunahme der dangling bonds mit steigendem r_B .

Mit steigendem Mischungsverhältnis aus Ar und SiH_4 nimmt der spezifische Widerstand, aufgrund der resultierenden Passivierung der dangling bonds mit Wasserstoff, kontinuierlich ab, da die Streuung von Elektronen an Defekten minimiert wird. Aus diesem Grund werden höhere Elektronenbeweglichkeiten erreicht. Zudem wirken dangling bonds wie Traps bzw. Rekombinationszentren und reduzieren somit die elektrische Leitfähigkeit. Die Einbringung von Germanium bewirkt ebenfalls erwartungsgemäß eine Reduzierung des spezifischen Widerstandes. Der TCR nimmt in beiden Fällen mit steigendem r_A bzw. x_{Ge} ab.



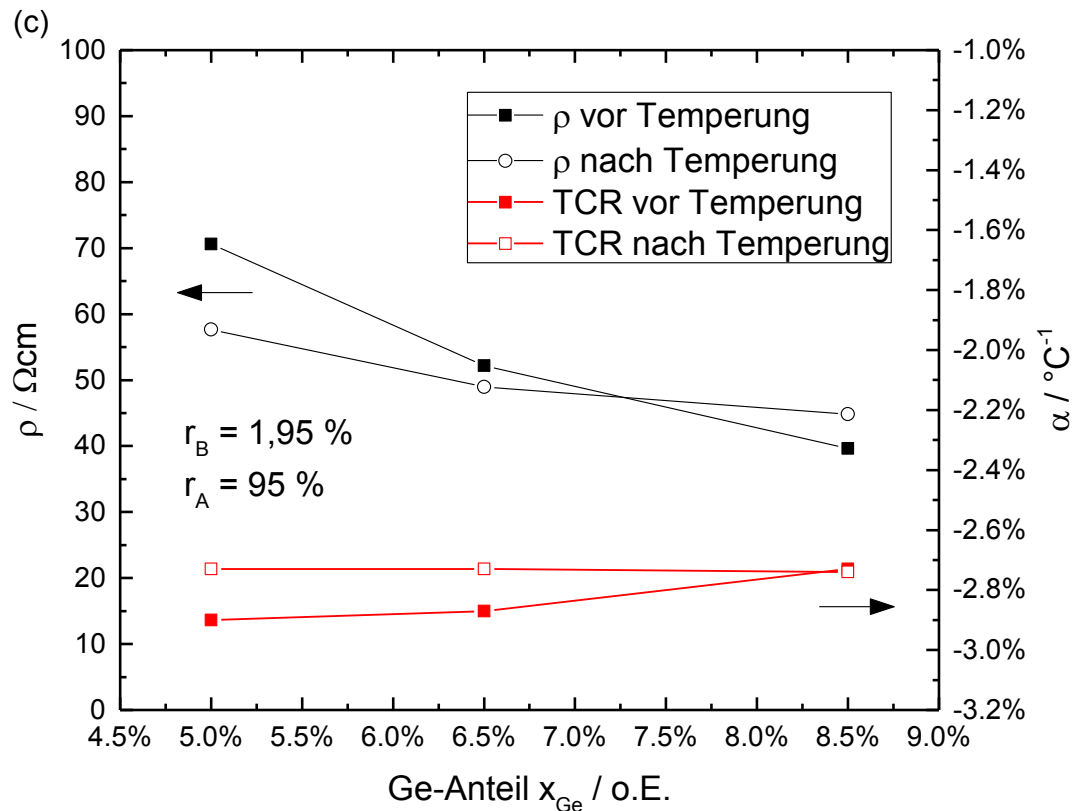


Abbildung 5.6: Spezifischer Widerstand und TCR in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperung.

Nach der Temperung steigt der spezifische Widerstand zunächst für $r_B = 1 \%$ leicht an. Für $r_B = 1,95 \%$ ist der spezifische Widerstand minimal kleiner und für $r_B = 3 \%$ deutlich kleiner im Vergleich zum gemessenen Wert vor der Temperung. Für die in dieser Arbeit hergestellten SiGe-Schichten treten hauptsächlich zwei Effekte auf, welche durch Temperung eine Änderung des spezifischen Widerstandes bewirken. Dabei handelt es sich zum einen um die Wasserstoffdiffusion sowie um die elektrische Aktivierung von Bor. In der Literatur wurden einige Modelle und Theorien zur Diffusion von Wasserstoff in amorphem Silizium präsentiert [67–70]. In [67] wurde die Diffusion von Wasserstoff in Bor-dotiertem amorphem Silizium untersucht und anhand der Ergebnisse ein grundlegendes Verständnismodell erstellt. Hierbei wird angenommen, dass Wasserstoff diffundiert, schwache Si-Si-Bindungen aufbricht und eine neue Si-H- sowie weitere offene Si-Bindungen (dangling bonds) entstehen. Somit nimmt die An-

zahl der dangling bonds insgesamt zu, wodurch die Leitfähigkeit stark beeinträchtigt wird. Dieses Modell beschreibt ebenfalls die licht-induzierte Degradierung von Dünnschicht-Solarzellen basierend auf amorphen Silizium. In [67] wurde ferner beschrieben, dass der Diffusionskoeffizient von Bor im Vergleich zu Wasserstoff um einen Faktor 1000 oder mehr kleiner ist.

In [56, 71, 72] wurde die elektrische Aktivierung von Bor in amorphen Silizium-Schichten diskutiert. Nach der Abscheidung ist ein gewisser Anteil der Bor-Atome nicht an das Silizium gebunden und trägt daher nicht zur elektrischen Leitfähigkeit bei. Während der Temperatúraussetzung brechen schwache B-H-Bindungen auf und es entstehen neue Si-B-Bindungen. Zudem werden weitere dangling bonds passiviert. Infolge dessen nimmt die Dotiereffizienz bzw. die elektrische Leitfähigkeit des Materials zu.

Die beschriebenen Effekte sind sehr stark abhängig von der Dotierung und der resultierenden Anzahl der dangling bonds bzw. dem resultierenden Wasserstoffanteil. Ab einem bestimmten Dotierverhältnis kompensieren sich die Einflüsse beider Effekte, sodass sich ein nahezu konstanter spezifischer Widerstand einstellt. Eine Rekristallisation der amorphen Schichten aufgrund der Temperung kann bei Temperaturen zwischen 300 °C und 400 °C ausgeschlossen werden. In der Regel geschieht dieser Effekt bei Temperaturen ab 600 °C. In Abbildung 5.7 ist das Raman Spektrum der SiGe-Schichten in Abhängigkeit vom Dotierverhältnis vor und nach der Temperung dargestellt. Die Ergebnisse unterlegen, dass die Schichten lediglich aus der amorphen Matrix bestehen. Im Raman-Spektrum sind zusätzlich zum breiten Peak bei etwa 480 cm^{-1} weitere bei etwa 380 cm^{-1} und 250 cm^{-1} zu erkennen, welche den Si-Ge bzw. Ge-Ge Moden entsprechen [61].

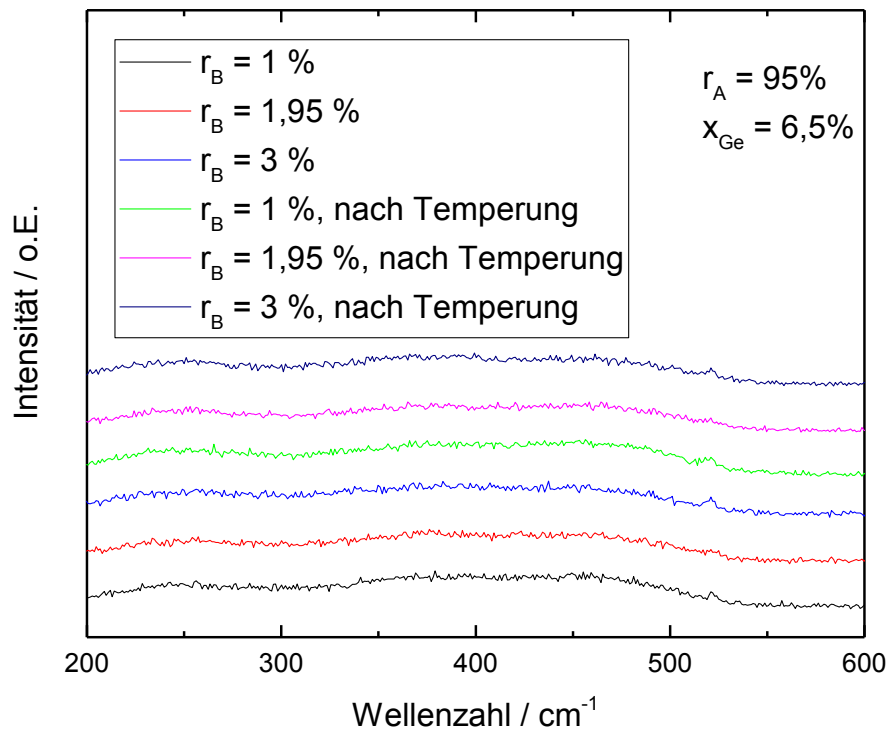


Abbildung 5.7: Raman-Spektrum der amorphen SiGe-Schichten in Abhängigkeit von r_B .

Der TCR verhält sich analog zum spezifischen Widerstand nach der Temperung. Auch hier nimmt der TCR zunächst für $r_B = 1\%$ zu und nimmt dann für $r_B = 1,95\%$ und $r_B = 3\%$ ab.

Weiterhin ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand sowie der TCR mit steigendem Mischungsverhältnis aus Ar und SiH₄ sowie Germanium-Anteil zunächst abnehmen. Ab einem gewissen Punkt dominiert der Effekt der Wasserstoffdiffusion, sodass der spezifische Widerstand für $r_A = 97\%$ bzw. $x_{Ge} = 8,5\%$ leicht zunimmt. In diesem Fall nimmt der TCR weiterhin leicht zu und korreliert nicht mit dem Verhalten des spezifischen Widerstandes nach der Temperung.

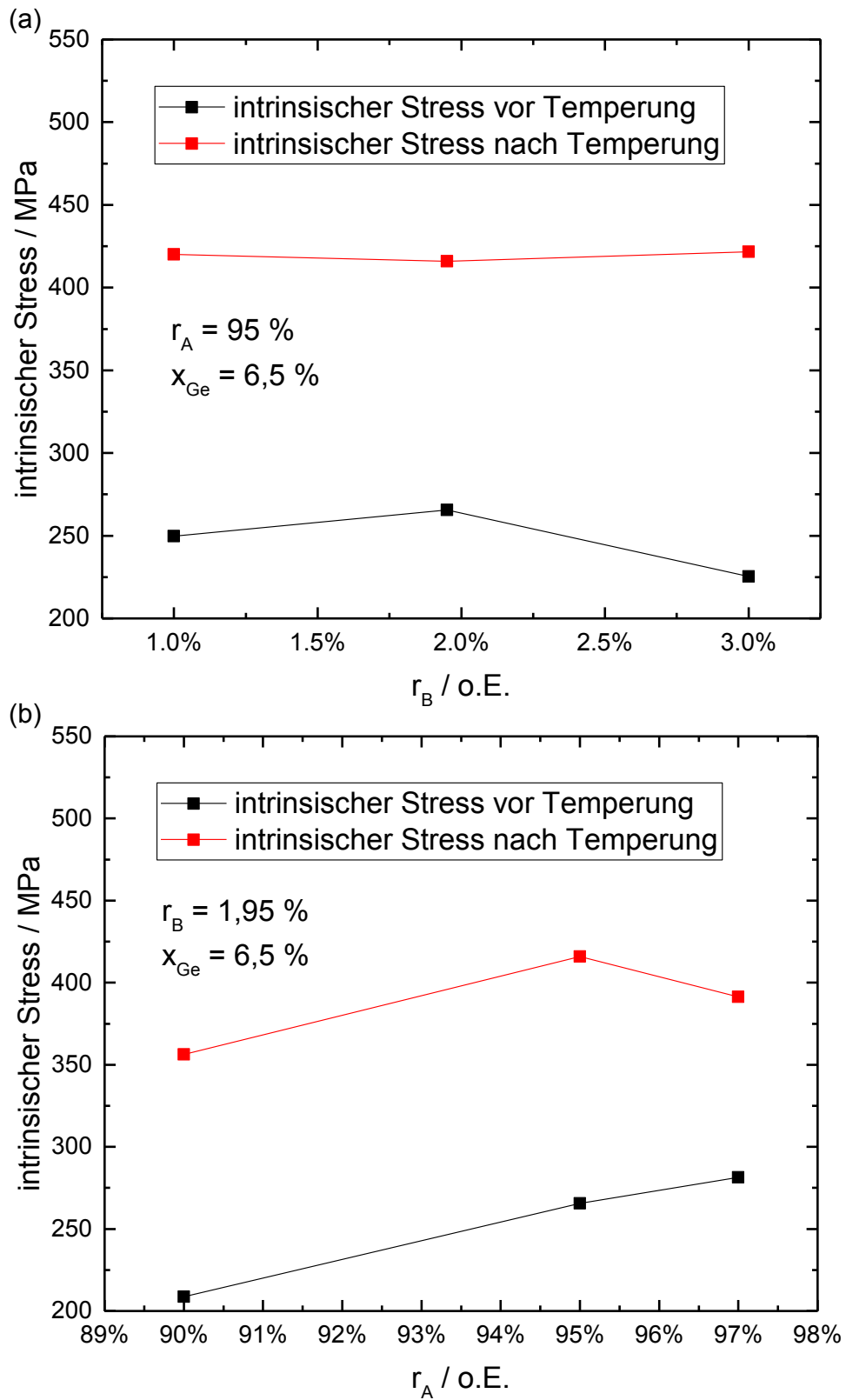
Aus den Ergebnissen geht hervor, dass die Wasserstoffdiffusion und die elektrische Aktivierung von Bor-Atomen ebenfalls stark von r_A abhängig sind. Dies ist auch auf die Dichte der dangling bonds zurückzuführen. Wie zuvor beschrieben, nehmen die Anzahl der dangling bonds und damit auch die Wasserstoffdiffusi-

on mit kleinerem Mischungsverhältnis zu. Es wird jedoch angenommen, dass im betrachteten Fall für $r_A = 90\%$ und $r_A = 95\%$ das Aufbrechen von schwachen Si-Si und B-H-Bindungen und die anschließende Bildung von Si-H- sowie Si-B-Bindungen zu einer Reduzierung des spezifischen Widerstandes führen. Für $r_A = 97\%$ nimmt die Wasserstoffdiffusion zwar aufgrund der geringeren Anzahl von dangling bonds ab, jedoch bilden sich auch deutlich weniger neue Si-H- und Si-B-Bindungen, wodurch der spezifische Widerstand insgesamt leicht zunimmt.

5.2.3 Intrinsischer Stress

Der Intrinsische Stress der SiGe-Schichten wird mit Hilfe eines kapazitiven Wafer-Geometrie-Messsystems (Eichhorn und Hausmann MX 205) bestimmt. Hierbei wird die Verbiegung des Wafers vor und nach der Abscheidung der SiGe-Schichten gemessen. Ist die Dicke der abgeschiedenen Schicht bekannt, kann der intrinsische Stress berechnet werden. Je nachdem, ob die Verformung des Wafers konkav oder konvex ist, wird zwischen einem tensilen bzw. kompressiven Stress unterschieden. Die hier betrachteten Schichten weisen alle einen tensilen intrinsischen Stress auf.

In Abbildung 5.8 ist der intrinsische Stress der SiGe-Schichten in Abhängigkeit der Prozessparameter r_B , r_A und x_{Ge} vor und nach der Temperung dargestellt. Generell wird der intrinsische Stress durch die Dotierung sowie der Dichte der dangling bonds bzw. dem resultierenden Wasserstoffgehalt beeinflusst. Die Si-B- und Si-H-Bindungen sind deutlich kürzer im Vergleich zu Si-Si-Bindungen, wodurch Spannungen im Material generiert werden [73]. Diese Theorie stimmt mit den hier gezeigten Ergebnissen und den vorherigen Annahmen überein, sodass beispielsweise die Dotiereffizienz für $r_B = 3\%$ und die Anzahl der dangling bonds mit steigendem r_A abnehmen.



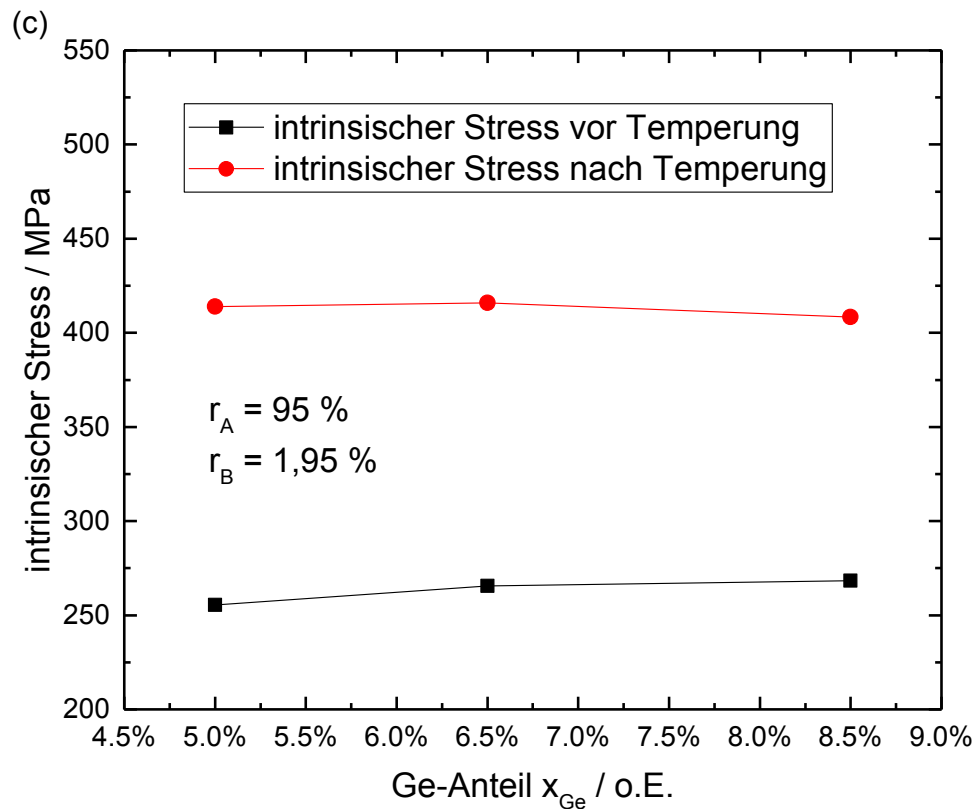


Abbildung 5.8: Intrinsischer tensiler Stress der SiGe-Schichten in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperung.

Nach der Temperung steigt der intrinsische Stress in allen Fällen signifikant an. Dies ist damit zu begründen, dass sowohl bei der vorher diskutierten Wasserstoffdiffusion als auch bei Aktivierung von Bor schwache Si-Si-Bindungen mit langen Bindungslängen aufgebrochen werden und sich neue Si-H- bzw. Si-B-Bindungen mit kürzeren Bindungslängen bilden. Eine eindeutige Korrelation mit den vorherigen Ergebnissen ist jedoch nicht zu erkennen. Es ist zu erwähnen, dass durch die Temperung ebenfalls die Eigenschaften des Si-Substrates geändert werden, wodurch der gesamte Wafer zusätzlich verformt und somit der errechnete intrinsische Stress verfälscht wird.

5.2.4 Rauschverhalten

5.2.4.1 Probenherstellung

Der Herstellungsprozess der Rauschmessstrukturen ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die SiGe-Schichten werden zunächst auf einem 200 mm Si-Substrat mit 200 nm USG (PECVD) abgeschieden und anschließend mit einem chemischen Trockenätzverfahren strukturiert. Als Kontaktmaterial der SiGe-Schichten dient ca. 300 nm dickes AlSi (ca. 1% Si-Anteil), welches mittels Sputter-Beschichtung hergestellt und im Folgenden durch einen nasschemischen Prozess strukturiert wird. Nach dem Herstellungsprozess werden der hergestellte Wafer gesägt und die einzelnen Chips in ein DIL-8-Gehäuse gebracht. Anschließend werden die Kontakt-Pads der Strukturen mit den jeweiligen Anschlüssen des DIL-Gehäuses mittels Bondverfahren verbunden.

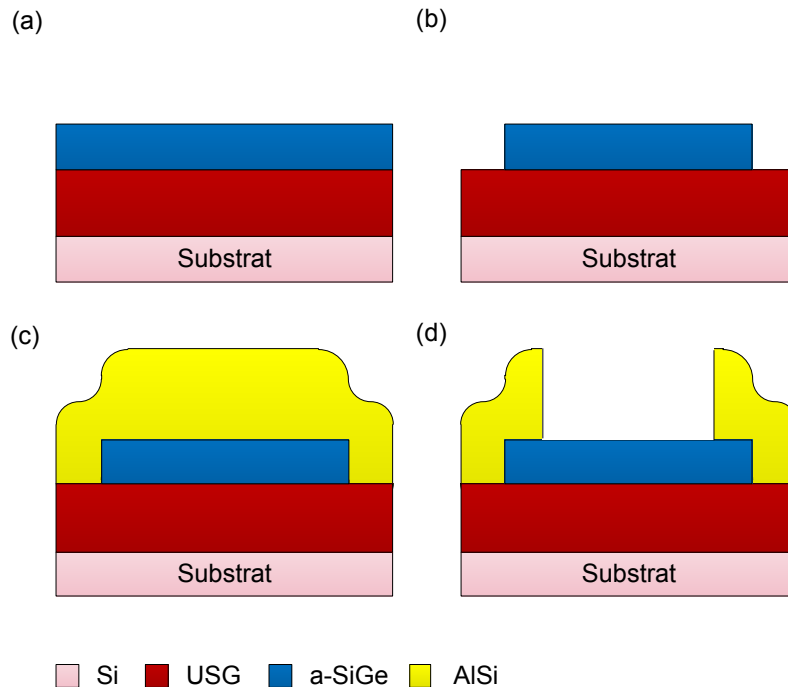


Abbildung 5.9: Herstellungsprozess der Rausch-Strukturen: (a) Abscheidung der USG- und a-SiGe-Schicht mittels PECVD, (b) Strukturierung der a-SiGe-Schicht mittels chemischen Trockenätzen, (c) Abscheidung AlSi mittels Sputter-Beschichtung, (d) Nasschemische Strukturierung der AlSi-Schicht.

5.2.4.2 Messaufbau

Die Entwicklung und Charakterisierung des hier verwendeten Messaufbaus wurde in [74] ausführlich beschrieben. Mit diesem ist es möglich, in einem Frequenzbereich von etwa 0,1 Hz – 1 kHz das Rauschleistungsdichtespektrum diverser Bauelemente zu analysieren.

Die hergestellten Proben werden mit einem rauscharmen Bleigel-Akkumulator betrieben und befinden sich zur Abschirmung innerhalb einer μ -Metall-Box. Weiterhin wird ein Transimpedanzverstärker (SR570) verwendet, welcher den Gesamtstrom in eine Spannung konvertiert. Das Frequenzspektrum dieser Spannung kann mit Hilfe eines Spektrumanalysators (Agilent 35670A), der über eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) verfügt, betrachtet werden. Der Gesamtstrom besteht aus einer relativ großen DC- sowie einer durch das Rauschen des Bauelements hervorgerufenen AC-Komponente. Da der Transimpedanzverstärker beide Komponenten gleichermaßen verstärkt, entsteht am Ausgang eine sehr große DC-Offset-Spannung, welche den Spektrumanalysator überlasten kann. Aus diesem Grund wird eine weitere Spannungsquelle in Form eines Bleigel-Akkumulators verwendet, um diesen DC-Offset, ohne Einfluss auf die Rauschspannung, zu eliminieren. Ebenfalls ist es möglich den Offset-Strom vor der Verstärkerstufe durch eine interne Stromquelle des Transimpedanzverstärkers zu kompensieren. In [74] wurde beschrieben, dass diese Variante jedoch zusätzlich signifikantes Rauschen erzeugt.

Bis auf den Spektrumanalysator befinden sich alle Komponenten des Rauschmessplatzes innerhalb einer Aluminium-Box, um den Einfluss elektrischer Störfelder zu minimieren. Zur weiteren Abschirmung wird das Signal durch Koaxialleitungen geführt. In Abbildung 5.10 ist der Messaufbau schematisch dargestellt.

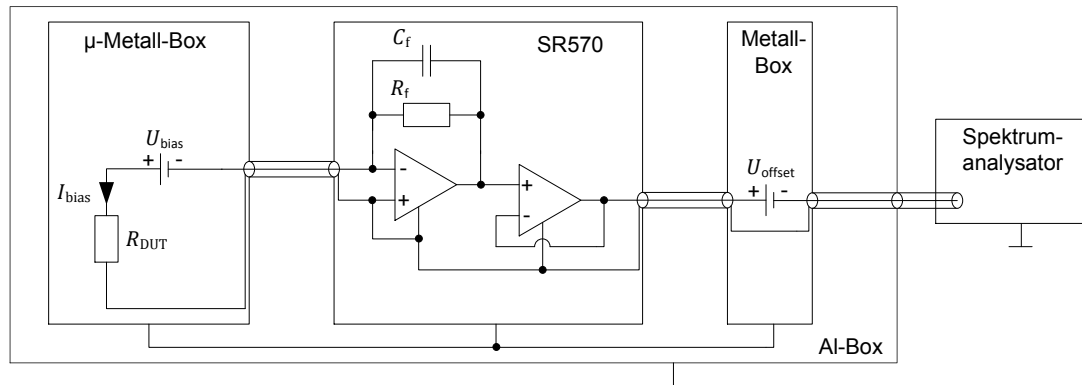


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des Rauschmessplatzes.

Das Gesamtrauschen des Messsystems kann nach dem Ersatzschaltbild in Abbildung 5.11 modelliert werden [74]. Der Transimpedanzverstärker besteht aus einer rückgekoppelten Verstärkerstufe sowie einer weiteren Verstärkerstufe mit Verstärkung 1. Der Rückkopplungszweig der ersten Verstärkerstufe wird durch den Widerstand R_f und die dazu parallele Kapazität C_f gebildet. Die Eingangsimpedanz des Verstärkers besteht aus dem Widerstand R_{in} sowie der transformierten Millerimpedanz, welche von den Elementen des Rückkopplungszweiges sowie vom Frequenzgang des Verstärkers abhängig ist. Die Funktion von R_{in} ist es, die Eingangsimpedanz zu stabilisieren, sodass der Eingangsstrom möglichst unabhängig von der Frequenz ist. Weiterhin sind alle Rauschquellen der Messanordnung im Ersatzschaltbild eingezeichnet. Die zu analysierende Rauschstromdichte des Bauelements ist gegeben durch $S_{i,DUT}$. Der Eingangswiderstand R_{in} weist lediglich thermisches Rauschen auf, welches modelliert werden kann zu $S_{u,R_{in}} = 4k_bTR_{in}$. Die Eingangsrauschquellen der ersten und zweiten Verstärkerstufe sind gegeben durch $S_{u,in}$ und $S_{i,in}$ bzw. $S_{u2,in}$. Die Eingangsrauschquellen des Transimpedanzverstärkers werden messtechnisch charakterisiert. Sind diese bekannt, kann das Rauschen des Bauelements aus dem gemessenen Gesamtrauschen S_{out} extrahiert werden. Messungen ergaben, dass das Rauschen der SiGe-Schichten dominiert und die Subtraktion der Leistungsdichtespektren der bekannten Rauschquellen vom Gesamtrauschen somit nur geringfügigen Einfluss auf die Messgenauigkeit hat.

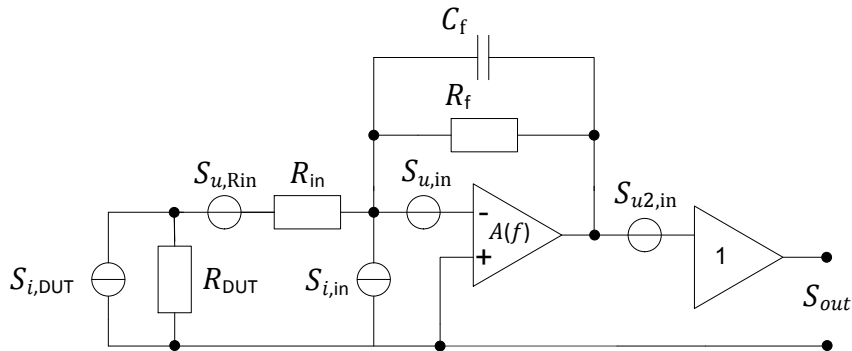


Abbildung 5.11: Rauschquellen des Messaufbaus.

5.2.4.3 Messergebnisse

In Abbildung 5.12 ist das Rauschleistungsdichtespektrum einer SiGe-Schicht mit $r_A = 95\%$ und einem Ge-Anteil von $6,5\%$ (Probe #2) für verschiedene Betriebsströme dargestellt. Auffällig ist, dass die Leistungsdichtespektren ein dominantes $1/f$ -Rauschen aufweisen und dieses sehr stark vom jeweiligen Betriebsstrom I_{bias} abhängt. Das gemessene Rauschen kann nach Gleichung (3.54) durch Anpassung der einzelnen Parameter modelliert werden. Für die hier betrachtete Messung ergeben sich für die Parameter Werte von $b = 2$ und $a = 0,9$. Für die vermessene Struktur beträgt der $1/f$ -Rauschparameter $k_f = 3,4 * 10^{-11}$.

Nach Gleichung (3.55) ist der $1/f$ -Rauschparameter k_f abhängig vom Volumen der betrachteten SiGe-Schicht. Um diesen Effekt nachzuweisen, wurde das Rauschen der Probe #2 bei unterschiedlichen Volumina gemessen. Die Schichtdicke ist in allen Fällen identisch, es variiert lediglich die Kontaktfläche. In Abbildung 5.13 ist der k_f -Faktor in Abhängigkeit vom reziproken Wert des Volumens aufgetragen. Der lineare Zusammenhang ist eindeutig zu erkennen. Um das $1/f$ -Rauschen unabhängig vom Volumen zu vergleichen wird ein normierter Rauschparameter $k_{f,n}$ herangezogen, welcher gegeben ist zu

$$k_{f,n} = k_f V = \frac{a_H}{n}. \quad (5.9)$$

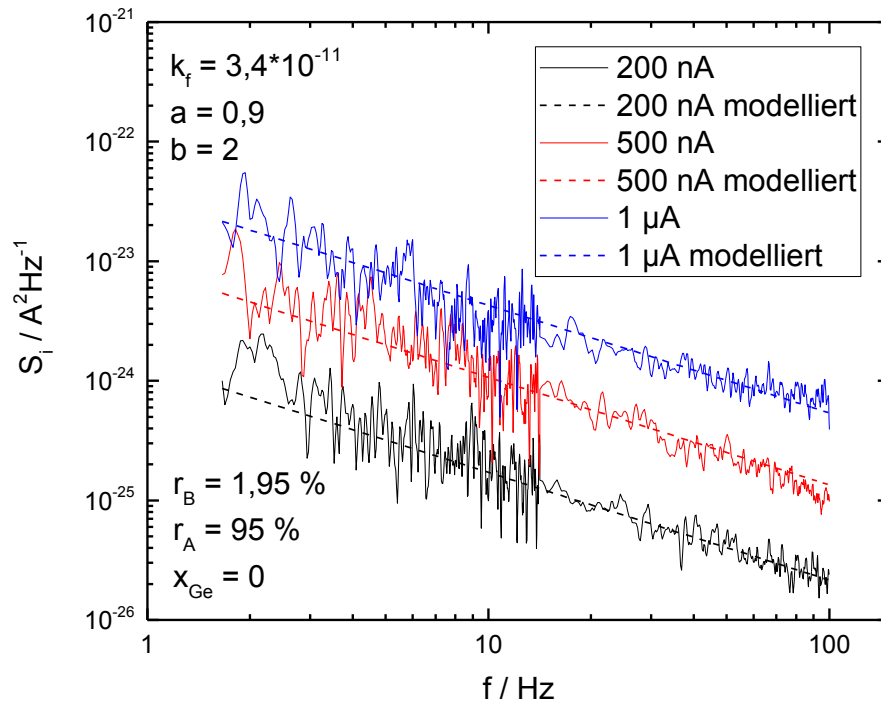
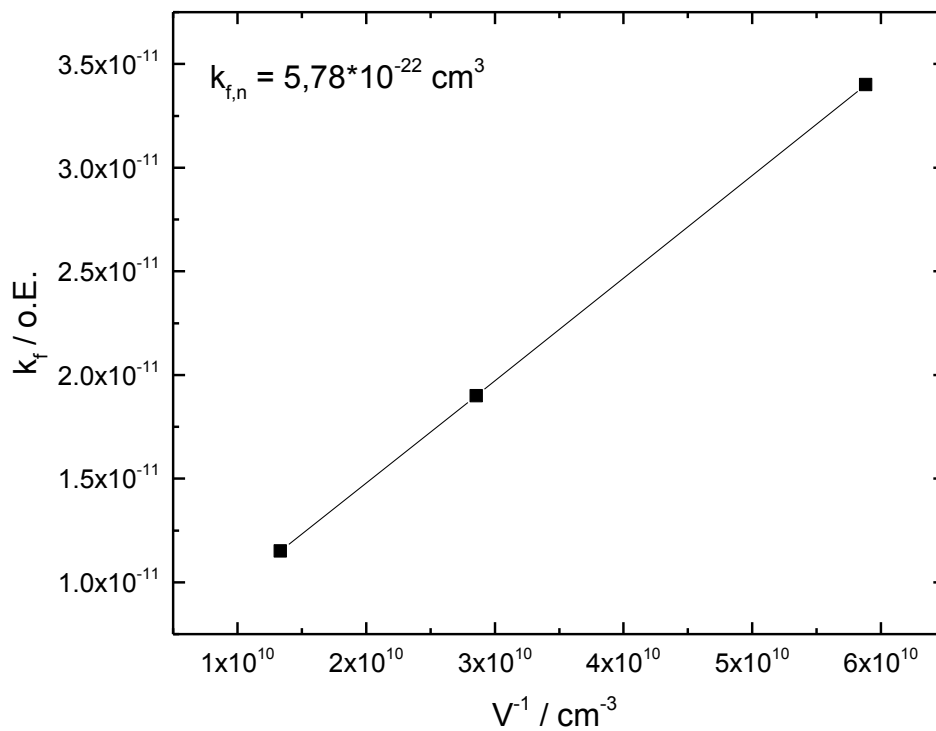


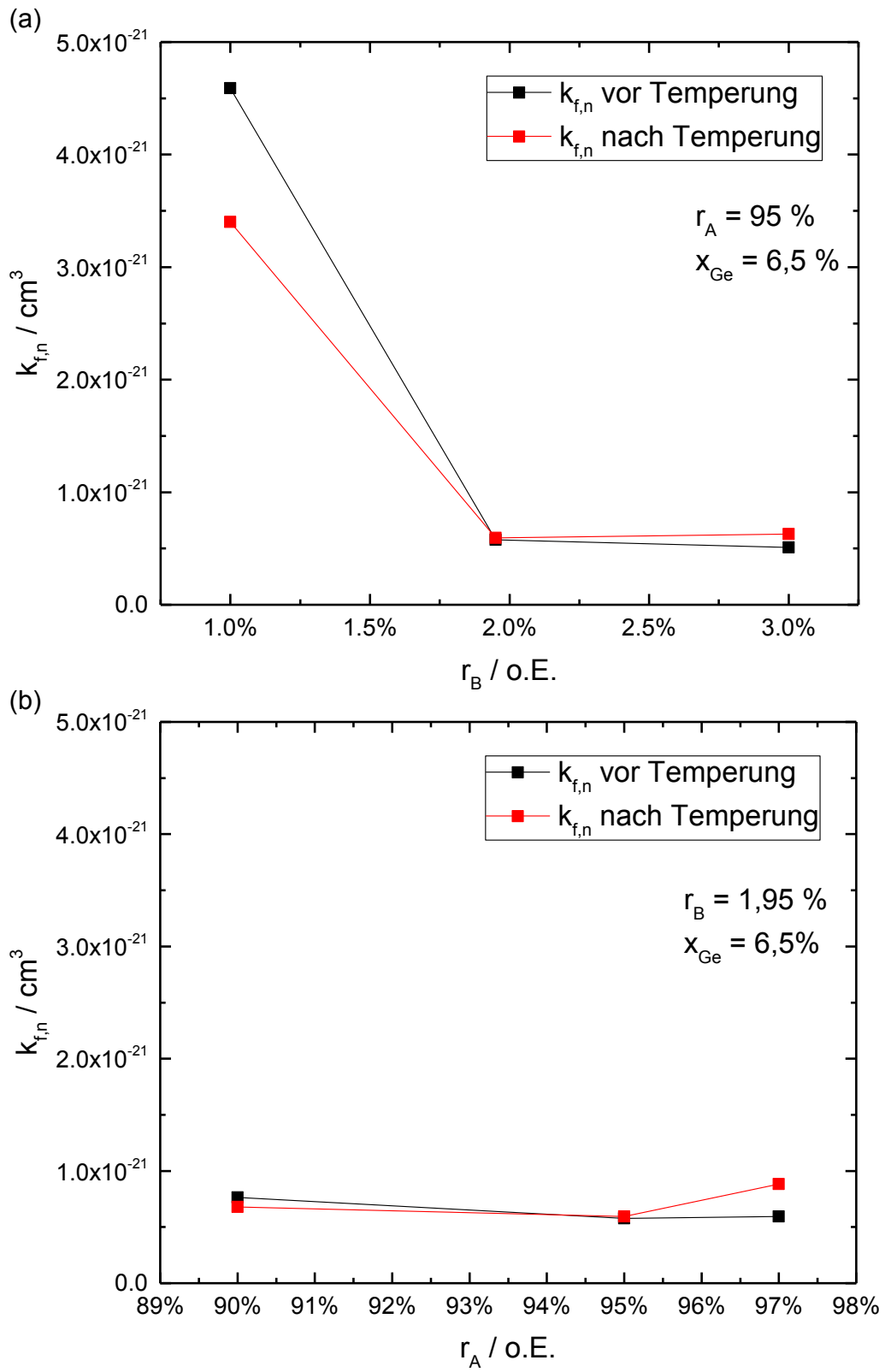
Abbildung 5.12: Rauschleistungsdichtespektrum in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.

Abbildung 5.13: k_f -Faktor in Abhängigkeit vom reziproken Wert des Volumens.

In Abbildung 5.14 ist der normierte Rauschparameter $k_{f,n}$ in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} aufgetragen. Zunächst scheint keine direkte Korrelation mit dem Verlauf des spezifischen Widerstandes oder TCR zu existieren. Mit steigendem r_B nimmt der normierte Rauschparameter $k_{f,n}$ kontinuierlich ab. Für $r_B = 2\%$ und $r_B = 3\%$ ist der Wert jedoch nahezu konstant. Dies stimmt nicht mit der Annahme überein, dass die Dotiereffizienz oder die Anzahl der dangling bonds für $r_B = 3\%$ abnimmt bzw. zunimmt. Auch die Passivierung der dangling bonds mit steigendem r_A hat einen sehr geringen Einfluss auf das Rauschen. Prinzipiell sollte das Rauschen mit steigender Dotierung und mit einer Reduzierung der Defektdichte durch eine Passivierung der dangling bonds signifikant sinken [75–77].

Das Rauschverhalten in Abhängigkeit vom Ge-Anteil entspricht ebenfalls nicht den Ergebnissen aus der Literatur. In [78] wurde gezeigt, dass das Rauschen mit steigendem Ge-Anteil abnimmt. In Abbildung 5.14 ist jedoch zu erkennen, dass der normierte 1/f-Rauschparameter mit steigendem Ge-Anteil leicht zunimmt. Eine Erklärung hierfür ist, dass die Änderung des Ge-Anteils nur sehr gering ist und beispielsweise andere Faktoren, wie eine unterschiedliche Dotiereffizienz oder eine unterschiedliche Defektdichte dominieren.

Im Gegensatz zum spezifischen Widerstand hat die Temperung nur einen sehr geringen Einfluss auf das Rauschen. Auch hier zeigt die SiGe-Schicht für $r_B = 1,95\%$, $r_A = 95\%$ und $x_{Ge} = 6,5\%$ ein sehr stabiles Verhalten.



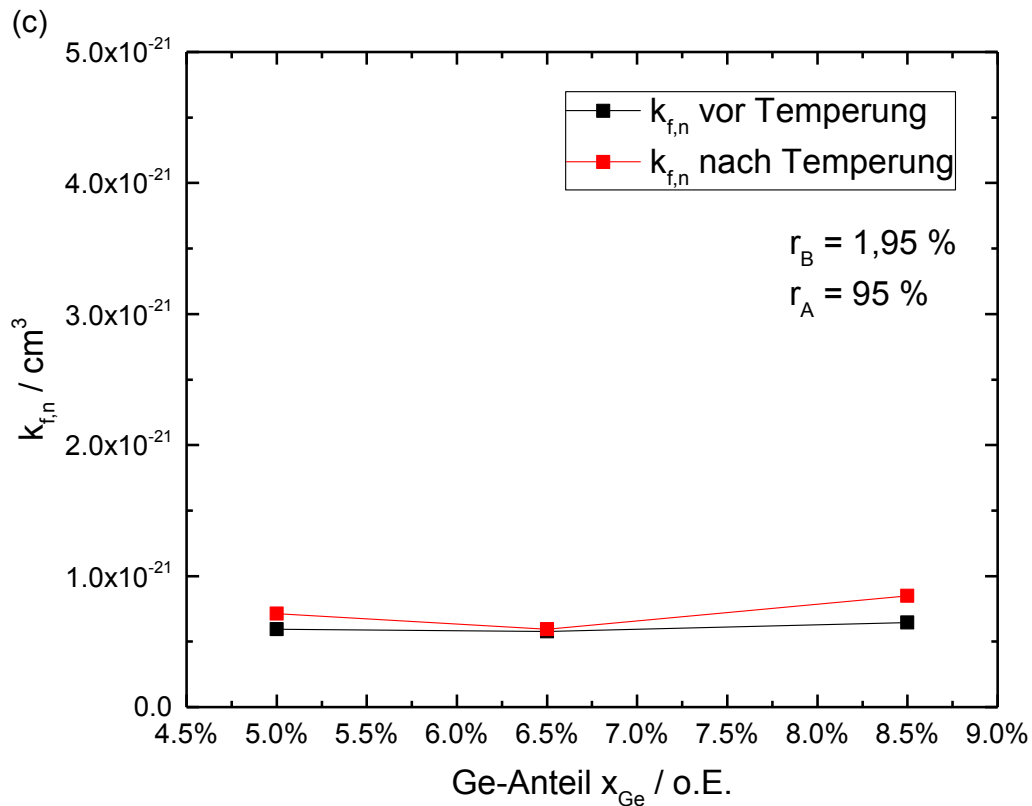


Abbildung 5.14: Der normierte 1/f-Rauschparameter $k_{f,n}$ der SiGe-Schichten in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperatur.

5.3 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit verwendeten ALD-Prozesse können aufgrund der relativ langen Temperaturlaussetzungen bei 300 °C – 400 °C die elektrischen Eigenschaften und insbesondere den spezifischen Widerstand der Sensorschicht drastisch beeinflussen. Folglich sind temperaturstabile Sensorschichten essentiell für den in dieser Arbeit verwendeten Herstellungsprozess, um einen möglichst konstanten elektrischen Widerstand und somit weiterhin eine optimale Funktionalität der Ausleseschaltung zu gewährleisten.

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass temperaturstabile amorphe Si-Ge-Schichten mit dem herkömmlichen PECVD-Verfahren hergestellt werden können. Bislang war ein vergleichbares Verhalten nur mit nanokristallinen Materialien realisierbar, da amorphe Si- bzw. SiGe-Schichten aufgrund der Wasserstoffdiffusion degradieren und somit der spezifische Widerstand ansteigt. Neben der Wasserstoffdiffusion existiert ein weiterer Effekt, welcher den spezifischen Widerstand beeinflusst. Hierbei handelt es sich um die Aktivierung von Bor, wodurch eine Reduzierung des spezifischen Widerstandes erreicht werden kann. Durch geeignete Wahl der Prozessparameter kann der Einfluss beider Effekte kompensiert werden, sodass für das betrachtete Temperaturintervall eine stabile Sensorschicht resultiert.

Um die Performance der entwickelten Sensorschichten abzuschätzen, wird nach [79] ein Gütefaktor β eingeführt, welcher das Verhältnis aus TCR und Rauschen beschreibt.

$$\beta = \frac{|\alpha|}{\sqrt{k_{f,n}}} \quad (5.10)$$

Im Gegensatz zu [79] wird in dieser Arbeit der normierte 1/f-Rauschparameter herangezogen. In Tabelle 5.4 ist der Gütefaktor β für die einzelnen Sensorschichten, basierend auf dem TCR und $k_{f,n}$ nach der Temperatur, zusammengefasst.

Wie Tabelle 5.4 zu entnehmen ist, liegen die Gütefaktoren aller Schichten relativ eng beieinander. Im Hinblick auf den spezifischen Widerstand und den normierten 1/f-Rauschparameter sind die Sensorschichten #2 und #7 am stabilsten nach der Temperatur. Aufgrund des in dieser Arbeit entwickelten Basisprozesses zur Abscheidung der amorphen SiGe-Schichten, weichen die Parameter der anderen Sensorschichten nach der Temperatur ebenfalls vergleichsweise gering von den Ursprungswerten ab (ausgenommen spezifischer Widerstand von #4). Dies liegt unter anderem an dem hohen Mischungsverhältnis aus Ar und SiH₄, wodurch eine geringe Anzahl an dangling bonds resultiert.

Die verwendete Ausleseschaltung weist einen gewissen Toleranzbereich für den elektrischen Widerstand des Mikrobolometers auf. Ausgehend von den spezifischen Widerständen der Sensorschichten nach der Temperung sowie dem angestrebten Design des Pixels (vgl. Kapitel 7.1), könnten prinzipiell alle entwickelten SiGe-Schichten verwendet werden. Die Gefahr ist jedoch, dass die Schichten, welche eine größere Abweichung in den untersuchten Parametern aufweisen, ebenfalls dazu tendieren, auch nach dem Herstellungsprozess weiter zu degradieren. Prinzipiell sollten stabile Materialien immer bevorzugt werden, um den Einfluss möglicher Störeinflüsse im gesamten Herstellungsprozess des Mikrobolometers zu minimieren und ein beständiges Produkt zu gewährleisten. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit auf die Sensorschicht #2 zurückgegriffen.

Tabelle 5.4: Gütefaktor β für die in dieser Arbeit zu analysierenden Sensorschichten.

Sensorschicht	$\beta / ^\circ\text{C}^{-1}\text{cm}^{-3/2}$
#1	$5,04 \cdot 10^8$
#2	$11,19 \cdot 10^8$
#3	$10,13 \cdot 10^8$
#4	$11,39 \cdot 10^8$
#5	$9,15 \cdot 10^8$
#6	$10,22 \cdot 10^8$
#7	$9,40 \cdot 10^8$

Um abzuschätzen wie gut die Performance der entwickelten SiGe-Schichten ist, werden diese mit anderen Sensormaterialien verglichen. Generell existieren in der Literatur nur sehr wenige Angaben zum normierten 1/f-Rauschparameter $k_{f,n}$, da in der Regel nur der volumenabhängige k_f Faktor herangezogen wird. In [80] wurden die elektrischen Parameter spezifischer Widerstand, TCR und normierter 1/f-Rauschparameter diverser Materialien gegenübergestellt. Nanokristallines Vanadiumoxid, welches in der Literatur als sehr rauscharm gegenüber amorphem Silizium beschrieben wird, weist demnach bei einem sehr geringen spezifischen Widerstand von etwa $1 \Omega\text{cm}$ einen TCR von $2,6 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ und einen normierten 1/f Rauschparameter um 10^{-22} cm^3 auf. Die Parameter TCR

und $k_{f,n}$ sind damit vergleichbar mit den hier entwickelten temperaturstabilen SiGe-Schichten. Undotiertes amorphes Germanium weist bei einem spezifischen Widerstand von etwa 50000 Ωcm einen sehr hohen TCR von etwa 5 %/°C auf. Das 1/f-Rauschen ist mit $k_{f,n} = 10^{-17} \text{ cm}^3$ jedoch ebenfalls sehr hoch. In [80] konnte ebenfalls nanokristallines Germanium hergestellt werden, welches bei einem spezifischen Widerstand von etwa 2150 Ωcm einen TCR von 6,3 %/°C erreicht. Auch hier ist der normierte 1/f-Rauschparameter mit $2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ relativ hoch. Die genannten Beispiele weisen zwar einen sehr hohen TCR auf, jedoch ist der resultierende Gütefaktor β aufgrund des hohen Rauschens deutlich kleiner im Vergleich zu den hier entwickelten amorphen SiGe-Schichten. Ein Grund für das vergleichsweise geringe Rauschen ist die hohe elektrische Leitfähigkeit und die damit verbundene geringe Defektdichte. In dieser Arbeit ist der relativ geringe spezifische Widerstand durch die verwendete Ausleseschaltung vorgegeben. Generell kann der Widerstandsbereich der Ausleseschaltung festgelegt werden, indem zunächst bei einem gegebenen Prozess ein Optimum aus dem Verhältnis TCR zu Rauschen gefunden wird.

6 Untersuchung der thermischen Leitfähigkeit von dünnen ALD-Schichten

Mit Hilfe der 3ω -Methode wird die thermische Leitfähigkeit von sehr dünnen Al_2O_3 - und TiN-Schichten bestimmt, welche als Nanotube-Materialien eingesetzt werden (vgl. Kapitel 4.2). Die Kenntnis darüber ist von großer Bedeutung, um den resultierenden thermischen Leitwert der Nanotubes zu berechnen. Bislang existieren in der Literatur nur beschränkte Angaben zur thermischen Leitfähigkeit von ALD-Materialien im relevanten Schichtdickenbereich von wenigen Nanometern [81].

6.1 3ω -Methode

Die sogenannte 3ω -Methode wurde von David. G. Cahill zunächst für die Messung der thermischen Leitfähigkeit von amorphen Festkörpern entwickelt [82]. Später wurde diese Methode weiterentwickelt, um sie nicht nur für Bulk-Materialien sondern auch für Dünnschichten auf beliebigen Substraten anzuwenden [83]. Aufgrund der hohen Genauigkeit, der relativ einfachen Probenpräparation und der schnellen Messzeit ist die 3ω -Methode heutzutage eine

weitverbreitete Technik zur thermischen Charakterisierung von diversen Materialien.

Bei der 3ω -Methode wird ein dünner und schmaler Metall-Streifen auf die Oberfläche des zu untersuchenden Substrates aufgebracht, welcher zugleich als Heizelement und als Thermometer dient (vgl. Abbildung 6.1).

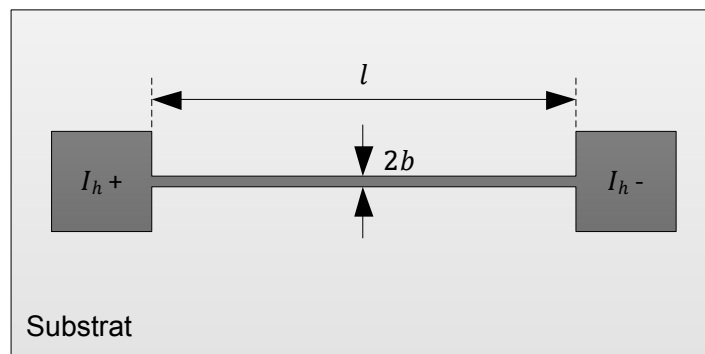


Abbildung 6.1: Geometrie des Heizdrahts auf einem Substrat.

Der temperaturabhängige Widerstand des Metall-Streifens ist gegeben zu

$$R_h(t) = R_{h,0}(1 + \alpha_h \Delta T_h), \quad (6.1)$$

wobei $R_{h,0}$ ein Referenzwert bei gegebener Temperatur und α_h den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes beschreibt. Der Metall-Streifen wird mit einem Wechselstrom $I_h(t)$ gespeist:

$$I_h(t) = I_{h,0} \cos(\omega t) \quad (6.2)$$

wobei $I_{h,0}$ der Scheitelwert und ω die Kreisfrequenz des Wechselstromes ist. Die eingekoppelte elektrische Leistung berechnet sich, unter der Bedingung, dass der Einfluss der Widerstandsänderung des Metall-Streifens auf diese klein ist, zu

$$P_h(t) = I_h(t)^2 R_h(t) = \frac{I_{h,0}^2 R_{h,0}}{2} (1 + \cos(2\omega t)). \quad (6.3)$$

Aufgrund der entstehenden Wärme ändert sich die Temperatur des Heizers. Für die Temperaturdifferenz gilt

$$\Delta T_h(t) = \Delta T \cos(2\omega t + \varphi_0) \quad (6.4)$$

wobei ΔT die Amplitude der Temperaturoszillation und φ_0 die Phasenverschiebung gegenüber der eingekoppelten Leistung sind. Die Phasenverschiebung ist abhängig von der Geometrie des Metall-Streifens und den thermischen Eigenschaften des Substrates [84]. Die eingekoppelte Leistung und die damit verbundene Temperaturänderung variieren mit der Kreisfrequenz 2ω . Nach dem Ohm'schen Gesetz ist der Spannungsabfall über dem Metallstreifen gegeben durch

$$U_h(t) = R_{h,0} I_{h,0} \cos(\omega t) + \frac{R_{h,0} I_{h,0}}{2} \alpha_h \Delta T (\cos(\omega t + \varphi_0) + \cos(3\omega t + \varphi_0)). \quad (6.5)$$

Nach Gleichung (6.5) enthält das Spannungssignal neben der ersten Harmonischen mit Kreisfrequenz ω auch eine Komponente der dritten Harmonischen mit Kreisfrequenz 3ω . Der Scheitelwert der dritten Harmonischen ist gegeben zu

$$U_{3\omega} = \frac{R_{h,0} I_{h,0}}{2} \alpha_h \Delta T. \quad (6.6)$$

Diese Spannungskomponente ist abhängig von der Amplitude der Temperaturoszillation des Metall-Streifens und kann somit Aufschluss über die thermische Leitfähigkeit des Substrates liefern. Je nachdem wie sehr das Substrat die entstehende Wärme leitet, heizt sich der Metall-Streifen unterschiedlich stark auf. Typischerweise ist die 3ω -Spannungskomponente etwa um einen Faktor 1000 kleiner als die Spannungskomponente der ersten Harmonischen und kann mit einem Lock-in-Verstärker gemessen werden. In [85] wurde ein Zusammenhang zwischen der Temperaturoszillation und der thermischen Leitfähigkeit des Substrates beschrieben:

$$\Delta T = \Delta T_s = \frac{P_{h,rms}}{l\pi\Lambda_s} \int_0^\infty \frac{\sin^2(kb)}{(kb)^2 + (k^2 + q^2)^{\frac{1}{2}}} dk, \quad (6.7)$$

wobei l und b die Länge bzw. die halbe Breite des Metall-Streifens, Λ_s die thermische Leitfähigkeit des Substrates und $|1/q|$ die Wellenlänge der thermischen Welle sind. Die Wellenlänge der thermischen Welle, auch als thermische Eindringtiefe bezeichnet [85], ist definiert zu

$$\left| \frac{1}{q} \right| = \sqrt{\frac{\Lambda}{2\rho_s c_p \omega}}, \quad (6.8)$$

wobei ρ_s die Dichte und c_p die spezifische Wärmekapazität pro Volumen des Substrates sind. Weiterhin gilt:

$$P_{h,rms} = \frac{1}{2} I_{h,0}^2 R_{h,0}. \quad (6.9)$$

Gleichung (6.7) basiert auf der Annahme, dass die Dicke des Metallstreifens vernachlässigt werden kann, l unendlich groß ist und die thermische Leitfähigkeit des Substrates isotrop ist [84]. Für $|1/q| \gg b$ kann Gleichung (6.7) nach [85] angenähert werden zu

$$\Delta T_s = \frac{P_{h,rms}}{l\pi\Lambda_s} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\Lambda_s}{\rho_s c_p b^2} \right) + \eta - \frac{1}{2} \ln(2\omega) - i \frac{\pi}{4} \right], \quad (6.10)$$

wobei η eine Konstante ist. Aufgrund der höheren Genauigkeit wird in der Regel der Realteil von ΔT_s , welcher in Phase zur Temperaturoszillation ist, zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit herangezogen [85]. Nach Gleichung (6.6) kann die Amplitude der Temperaturoszillation, durch Messung der 3ω -Spannungskomponente, bestimmt und gegen die Frequenz logarithmisch aufgetragen werden. Die resultierende Gerade kann mit Gleichung (6.10) modelliert und die thermische Leitfähigkeit des Substrates extrahiert werden.

Befindet sich ein weiterer dünner Film auf dem Substrat, ist die Temperaturoszillation des Metall-Streifens ebenfalls von den Eigenschaften dieser Schicht abhängig. Wenn die Breite des Metall-Streifens sehr groß gegenüber der Dicke

des Films ist, kann der Wärmefluss als eindimensional angesehen werden (vgl. Abbildung 6.2). Ist die thermische Leitfähigkeit des Films zudem klein gegenüber der des Substrates, verhält sich der Film wie ein thermischer Widerstand und fügt einen weiteren frequenzunabhängigen Betrag ΔT_f zur gesamten Temperaturoszillation bei.

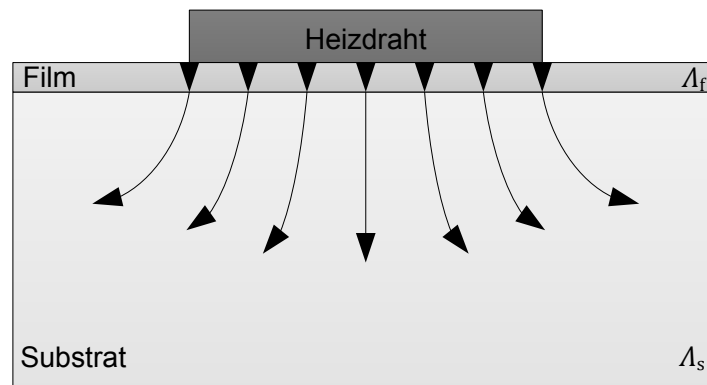


Abbildung 6.2: Eindimensionaler Wärmefluss durch einen dünnen Film.

Nach [83] gilt:

$$\Delta T_f = \frac{P_{h,rms} d_f}{l \Lambda_f 2b}, \quad (6.11)$$

wobei d_f die Dicke und Λ_f die thermische Leitfähigkeit des Films ist. Ebenso ist es möglich ein Schichtpaket aus mehreren dünnen Filmen zu analysieren. Die Beiträge der einzelnen Filme zur Amplitude der Temperaturoszillation addieren sich in diesem Fall auf (vgl. Gleichung (6.12)).

$$\Delta T_f = \frac{P_{h,rms} d_{f,1}}{l \Lambda_{f,1} 2b} + \frac{P_{h,rms} d_{f,2}}{l \Lambda_{f,2} 2b} + \dots = \frac{P_{h,rms}}{l 2b} \sum \frac{d_{f,i}}{\Lambda_{f,i}}. \quad (6.12)$$

Somit ist es möglich die resultierende thermische Leitfähigkeit des gesamten Schichtpakets oder einzelner Schichten zu analysieren, wenn die anderen Parameter bekannt sind. Die gesamte Amplitude der Temperaturoszillation ist dann gegeben durch

$$\Delta T = \Delta T_s + \Delta T_f. \quad (6.13)$$

Die thermische Leitfähigkeit des Films kann berechnet werden, wenn ΔT_f bekannt ist. Hierzu wird nach Gleichung (6.6) die Amplitude der Temperaturoszillation einmal nur mit dem Substrat (Referenzprobe) und einmal mit Substrat und dem zusätzlichen Film in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt. Die Differenz aus beiden Ergebnissen ergibt dann den frequenzunabhängigen Betrag ΔT_f , wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt ist. Dieses Prinzip wird im weiteren Verlauf als 3ω -Differenz-Methode bezeichnet.

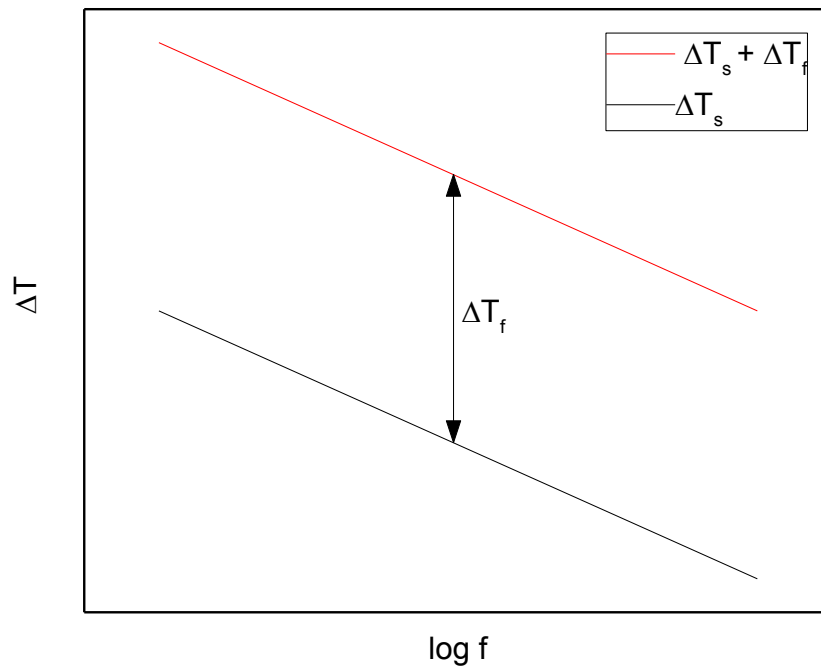


Abbildung 6.3: Prinzip der 3ω -Differenz-Methode.

6.2 Probenherstellung

Der Herstellungsprozess der 3ω -Messstrukturen ist in Abbildung 6.4 skizziert. Die dünnen Al_2O_3 - und TiN-Schichten werden zunächst mit Hilfe des ALD-Verfahrens jeweils auf einem 200 mm Si-Substrat abgeschieden. Die resultierenden Schichtdicken variieren in einem technisch interessanten Bereich von

etwa 2 nm – 10 nm. Auf den dünnen ALD-Schichten wird dann ca. 135 nm dicke USG mittels PECVD abgeschieden. Zum Schluss folgt dann eine 300 nm dicke gesputterte AlSi-Schicht (ca. 1 % Si-Anteil), welche im Anschluss durch einen nasschemischen Prozess strukturiert wird. Das USG dient hierbei als Schutz der dünnen ALD-Schichten, damit diese beim AlSi-Ätzprozess nicht angegriffen werden. Zudem wirkt es als Isolator zwischen elektrisch leitenden Materialien wie TiN und der oberen AlSi-Metallschicht. Nach dem Herstellungsprozess wird der hergestellte Wafer gesägt und die einzelnen Chips in ein DIL-8-Gehäuse gebracht. Anschließend werden die Kontakt-Pads der Strukturen mit den jeweiligen Anschlüssen des DIL-Gehäuses mittels Bondverfahren verbunden. Der Herstellungsprozess gilt ebenfalls für die Referenzprobe ohne zusätzliche ALD-Schicht. In diesem Fall wird die USG-Schicht direkt auf das Si-Substrat abgeschieden.

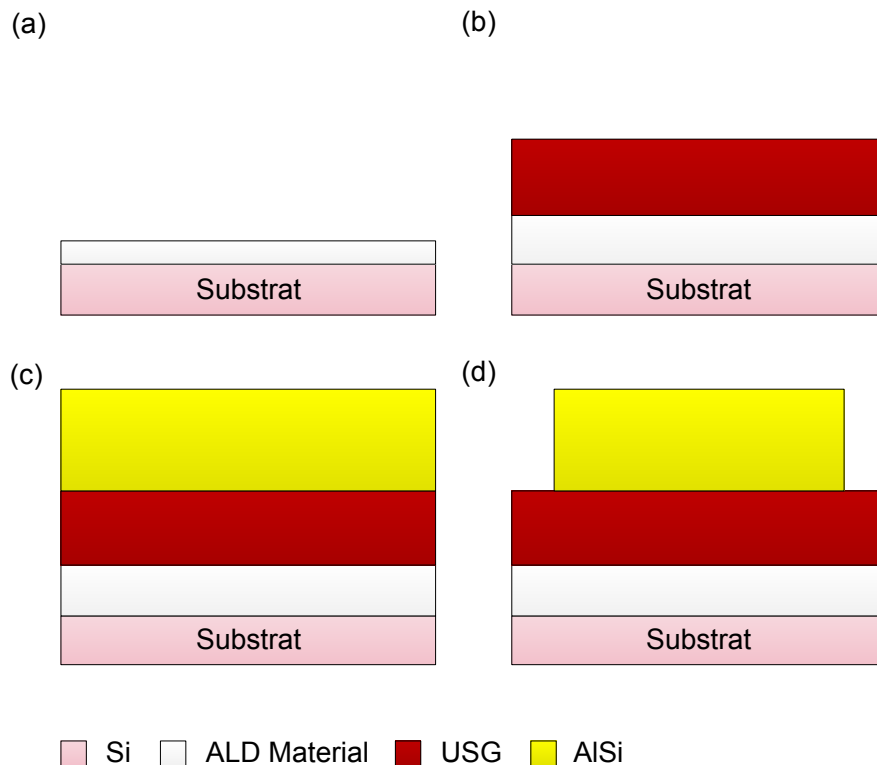


Abbildung 6.4: Herstellungsprozess der 3ω -Messstrukturen: (a) Abscheidung der Al_2O_3 - bzw. TiN-Schicht mittels ALD, (b) Abscheidung der USG-Schicht mittels PECVD, (c) Abscheidung der AlSi-Schicht mittels Sputter-Abscheidung, (d) Nasschemische Strukturierung der AlSi-Schicht.

6.3 Messaufbau

Der Messaufbau zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit von Dünnschichten mit Hilfe der 3ω -Methode ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die 3ω -Spannungskomponente wird von der deutlich größeren Spannungskomponente der ersten Harmonischen überlagert. Mit Hilfe einer sogenannten Wheatstone-Brücke kann die ω -Spannung durch Abgleichen der Brücke jedoch unterdrückt werden, ohne die Spannungskomponente der dritten Harmonischen zu beeinflussen. Entscheidend hierfür ist, dass die anderen Elemente in der Messbrücke keine zusätzlichen 3ω -Signale generieren. Die Abgleichbedingung ist gegeben durch

$$R_1 R_{h,0} = R_2 R_3. \quad (6.14)$$

Die Widerstände R_1 , R_3 und $R_{h,0}$ haben einen festen Wert. Gleichung (6.14) kann erfüllt werden, indem R_2 variiert wird. Für R_1 und R_3 werden Metallschichtwiderstände verwendet, welche eine hohe maximale Leistungsaufnahme sowie einen sehr geringen Temperaturkoeffizienten aufweisen. Um eine große 3ω -Spannung über dem Metall-Streifen zu erzeugen ist es wichtig, dass ein sehr großer Teil des Stromes durch den rechten Pfad der Messbrücke fließt. Dies kann erreicht werden, indem R_1 relativ groß im Vergleich zu $R_3 + R_{h,0}$ gewählt wird. Die Widerstände sind derart dimensioniert, sodass über 99 % des gesamten Stromes durch den Metall-Streifen fließt. Dies hat zudem den Vorteil, dass die Bildung von ungewollten 3ω -Signalen weiter minimiert wird. Der variable Widerstand R_2 muss in einem großen Bereich mit sehr hoher Auflösung verstellbar sein. Diese Dynamik ist notwendig, um die Messbrücke, je nach Widerstand des Metall-Streifens, abzugleichen. Aus diesem Grund besteht R_2 aus insgesamt zwei speziellen in Reihe geschalteten Potentiometern. Eins weist einen großen verstellbaren Widerstandsbereich auf und wird verwendet, um den erforderlichen Widerstandswert grob einzustellen. Bei dem anderen handelt es sich um ein Präzisionspotentiometer, welches in einem kleinen Widerstandsbereich mit hoher Auflösung verstellbar ist und daher zur Feinjustierung beim Abgleich verwendet wird.

Wenn die Messbrücke abgeglichen ist ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Diagonalspannung $V_{3\omega}$ und der generierten 3ω -Spannungskomponenten $U_{3\omega}$:

$$V_{3\omega} = \frac{R_3}{R_3 + R_{h,0}} U_{3\omega}. \quad (6.15)$$

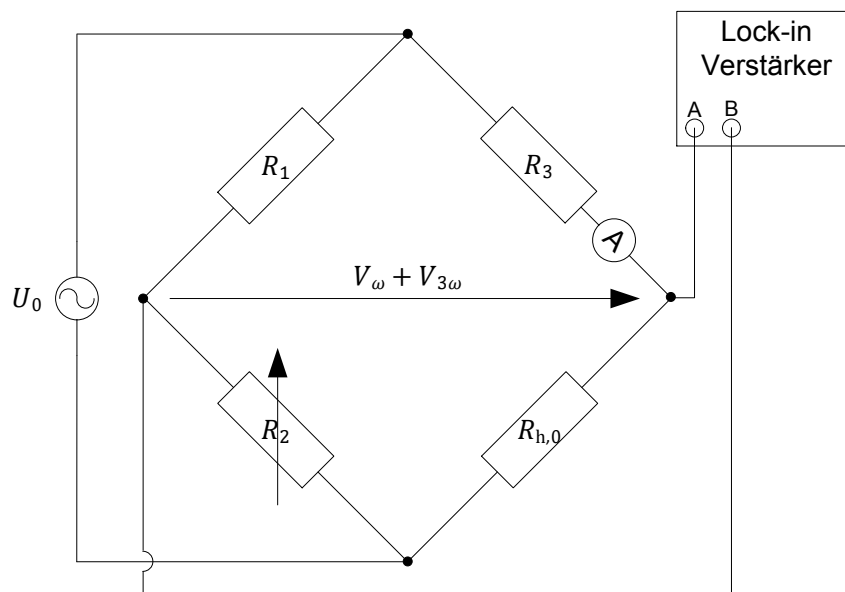


Abbildung 6.5: Messaufbau zur Bestimmung der 3ω -Spannungskomponente

Die Diagonalspannung wird differentiell mit einem digitalen Lock-in-Verstärker (SRS SR830 DSP) gemessen. Aufgrund der geringen Bandbreite des Verstärkers ist es möglich, Amplitude und Phase von stark verrauschten bzw. von Störsignalen überlagerte Nutzsignale sehr genau zu messen. Der Lock-in-Verstärker wird ebenfalls verwendet, um die Spannung der ersten harmonischen beim Abgleich der Messbrücke zu überwachen. Ein Funktionsgenerator (SRS DS345) speist die Messbrücke mit einer Wechselspannung, wodurch sich, je nach Dimensionierung der Widerstände, der gewünschte Wechselstrom einstellt. Zudem liefert der Funktionsgenerator das benötigte Referenzsignal für den Lock-in-Verstärker. Der Effektivwert des exakten Stroms durch den Metall-Streifen wird mit einem Amperemeter (Keithley 199 System DMM) bestimmt. Auch hier ist

zu beachten, dass durch geeignete Wahl der Quelle und Messgeräte die Generierung von ungewollten 3ω -Signalen so gering wie möglich zu halten ist.

6.4 Messergebnisse

6.4.1 TCR-Messung des Metall-Streifens

Zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit von diversen Materialien mittels der 3ω -Methode muss der TCR des Metall-Streifens möglichst genau bekannt sein. Hierzu wurde der spezifische Widerstand der AlSi-Schicht nach der Abscheidung mit einem Vier-Punkt-Messsystem in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die Temperatur des Chucks wurde dabei in einem Intervall von etwa 22 °C – 28 °C mit einer Schrittweite von ca. $0,2\text{ °C}$ variiert. Der Verlauf des Schichtwiderstandes und des TCR der AlSi-Schicht mit steigender Temperatur ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

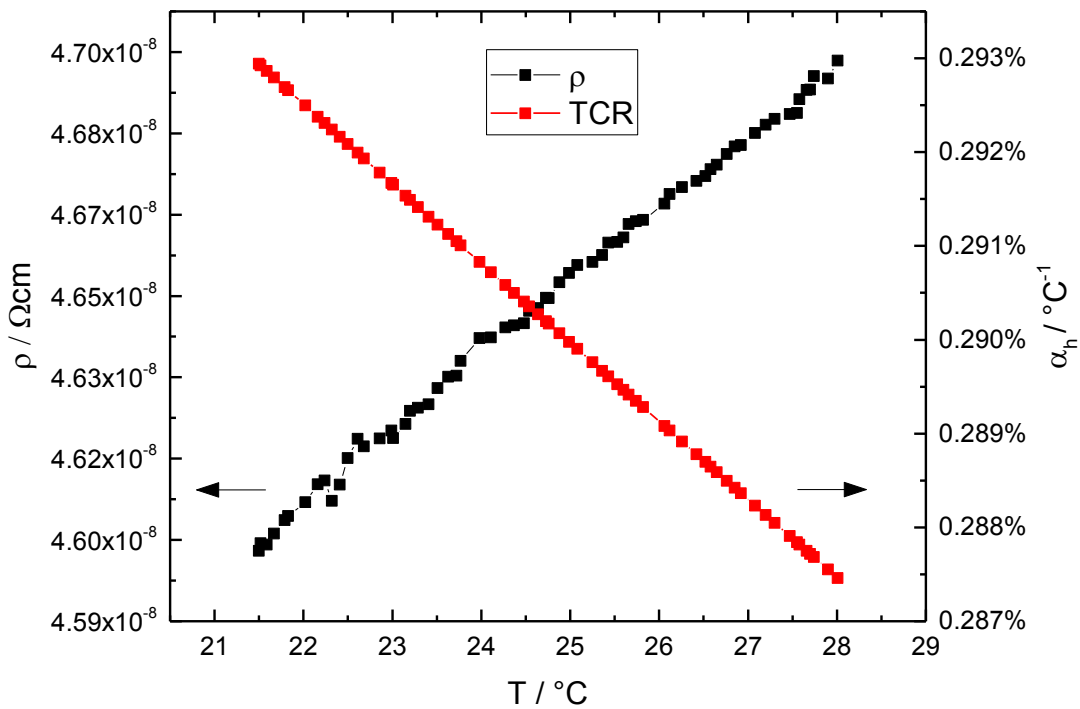


Abbildung 6.6: Schichtwiderstand und TCR des Metallstreifens.

In dem hier betrachteten Temperaturbereich steigt der Schichtwiderstand linear mit steigender Temperatur an. Der Verlauf des spezifischen Widerstandes wurde mit einer Funktion erster Ordnung angenähert und der TCR der AlSi-Schicht basierend auf dieser Funktion nach Gleichung (3.4) bestimmt. Bei 25 °C beträgt der TCR des Metall-Streifens 0,29 %/°C. Dieser Wert wird für die weiteren Berechnungen in diesem Kapitel verwendet.

6.4.2 Validierung des Messaufbaus

Zur Validierung des Messaufbaus wird die thermische Leitfähigkeit einer 135 nm dicken USG-Schutz- bzw. -Isolationsschicht bestimmt und mit Werten aus der Literatur verglichen. Dazu wird ebenfalls die im Kapitel 6.1 beschriebene Differenz-Methode verwendet. Als Referenzprobe wird in diesem Fall das alleinige Si-Substrat ohne USG mit dem darauf befindlichen strukturierten Metall-Streifen verwendet. Der Herstellungsprozess der Proben ist analog zu dem gezeigten Ablauf in Abbildung 6.4.

Mit Gleichung (6.13) und (6.6) wird die jeweilige Amplitude der Temperaturoszillation anhand der gemessenen 3ω -Spannungskomponenten berechnet. In Abbildung 6.7 ist die auf die eingekoppelte elektrische Leistung normierte Amplitude der Temperaturoszillation pro Länge des Metall-Streifens in einem Frequenzbereich von 20 Hz – 1 kHz für beide Proben aufgetragen. Die Amplituden ΔT_s und $\Delta T_s + \Delta T_f$ sinken in der logarithmischen Darstellung jeweils linear mit steigender Frequenz. Die Differenz aus beiden Amplituden ergibt den frequenzunabhängigen Betrag ΔT_f , mit dem nach Gleichung (6.11) die thermische Leitfähigkeit des Films (in diesem Fall der USG-Schicht) bestimmt werden kann. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Messaufbau zur Anwendung der 3ω -Methode berechnet sich die thermische Leitfähigkeit der 135 nm dicken USG-Schicht zu $\Lambda_{\text{USG}} = 1,25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Dieses Resultat liegt in sehr guter Übereinstimmung mit in der Literatur präsentierten Werten für SiO_2 bei ähnlichen Schichtdicken [86]. Die generelle Funktionsweise und eine ausreichende Genauigkeit des Messaufbaus kann somit bestätigt werden.

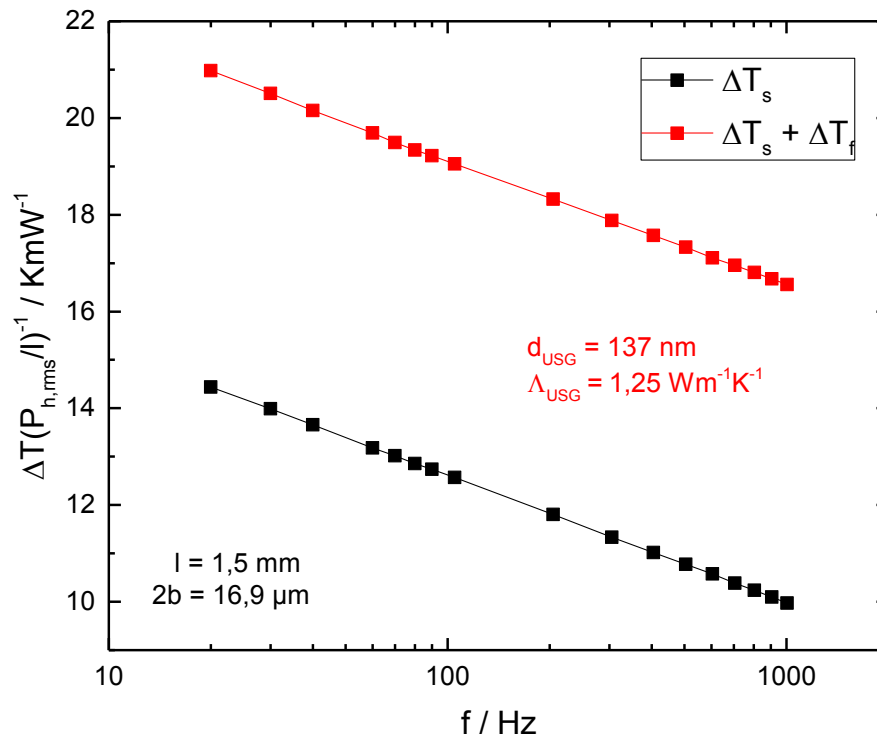


Abbildung 6.7: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG-Schichtpaket.

6.4.3 Thermische Leitfähigkeit von TiN und Al₂O₃

Die Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit von extrem dünnen ALD-Schichten mit Hilfe der 3ω -Differenz-Methode stellt eine große Herausforderung an die Probenherstellung dar. So ist es von enormer Bedeutung, dass die USG-Schicht der Referenzprobe und der Probe mit zusätzlichem ALD-Film möglichst identische Dicken aufweisen. Bei der aufeinanderfolgenden Abscheidung der USG-Schicht auf zwei verschiedenen Wafern können jedoch Unterschiede in der Dicke von einigen Nanometern entstehen. Einen weiteren Einfluss hat eine unterschiedlich laterale Anätzung der USG-Schicht bei der Strukturierung des Heizer-Materials. Unterschiede in der vertikalen Anätzung sollten keinen Einfluss haben, da der Wärmefluss durch diese Schichten eindimensional ist.

Aufgrund möglicher Abweichungen zwischen beiden Proben können Änderungen in den Temperaturosillationen entstehen, welche im Bereich der durch die ALD-Schichten hervorgerufenen Änderungen liegen und das Ergebnis somit stark verfälschen. Bei relativ dicken Schichten ist der Einfluss minimal und kann vernachlässigt werden. Bei Schichtdicken kleiner als 10 nm ist der Einfluss jedoch signifikant und führt zu hohen Ungenauigkeiten.

Aus diesem Grund wird zur Berechnung der thermischen Leitfähigkeit von den hier betrachteten dünnen TiN- und Al₂O₃-Schichten nicht die Differenzmethode mittels Referenzprobe, sondern das Modell nach Gleichung (6.10) angewandt. Wenn die einzelnen Schichtdicken sehr genau bestimmt sind kann die thermische Leitfähigkeit durch Anpassung des Modells an die Messdaten extrahiert werden. Für die Temperaturosillation der gesamten Probe, bestehend aus dem Substrat und der zusätzlichen USG- sowie ALD-Schicht ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\Delta T = \frac{P_{h,rms}}{l\pi\Lambda_s} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\Lambda_s}{\rho_s c_p b^2} \right) + \eta - \frac{1}{2} \ln(2\omega) - i \frac{\pi}{4} \right] + \frac{P_{h,rms}}{l2b} \left(\frac{d_{USG}}{\Lambda_{USG}} + \frac{d_{ALD}}{\Lambda_{ALD}} \right), \quad (6.16)$$

wobei d_{ALD} und Λ_{ALD} die Dicke bzw. die thermische Leitfähigkeit der jeweiligen ALD-Schicht beschreiben.

Die normierten Amplituden der Temperaturosillation des Si-Substrates und der zu analysierenden Probe mit der zusätzlichen etwa 135 nm dicken USG- und etwa 10 nm dicken ALD-Schicht sind in Abbildung 6.8 in Abhängigkeit von der Frequenz in der logarithmischen Darstellung zu sehen. Es wird angenommen, dass sich die thermische Leitfähigkeit der USG-Schicht mit minimaler Änderung von wenigen Nanometern nicht ändert ($\Lambda_{USG} = 1,25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, siehe Kapitel 6.4.2). Die einzelnen Schichtdicken wurden mit Hilfe der spektralen Ellipsometrie und der Rasterelektronenmikroskopie bestimmt. Für die Konstante η ergibt sich durch Modellanpassung somit ein Wert von $-1,72$.

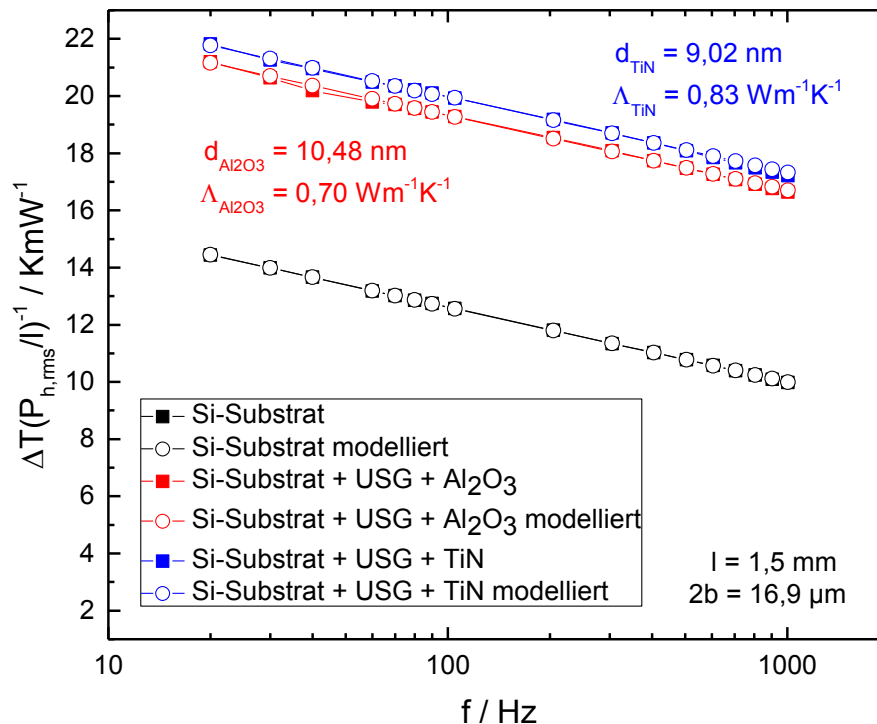


Abbildung 6.8: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG/ Al_2O_3 bzw. Si/USG/TiN Schichtpaket.

Die durch die jeweilige ALD-Schicht hervorgerufene Amplitudenänderung der Temperaturoszillation ist aufgrund der sehr geringen Filmdicke deutlich kleiner im Vergleich zur etwa 135 nm dicken USG-Schicht. Die extrahierten thermischen Leitfähigkeiten der etwa 10 nm dicken TiN- und Al_2O_3 -Schicht liegen unter $1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

In Abbildung 6.9 ist die thermische Leitfähigkeit vom jeweiligen ALD-Material in Abhängigkeit von der Schichtdicke dargestellt. Im hier betrachteten Schichtdickenbereich von etwa 2 nm – 10 nm nimmt die thermische Leitfähigkeit mit sinkender Schichtdicke nahezu linear ab. Generell sprechen mehrere Gründe für diese Abhängigkeit. Zum einen kann die intrinsische thermische Leitfähigkeit, aufgrund unterschiedlicher Materialkompositionen in der Anfangsphase der Abscheidung, mit der Schichtdicke variieren. Ein weiterer Effekt, welcher Einfluss auf die thermische Leitfähigkeit von dünnen Filmen nimmt, ist die sogenannte Phononen-Grenzflächenstreuung (phonon boundary scattering) [87–

89]. Hierbei wird die mittlere freie Weglänge der Phononen und damit auch die thermische Leitfähigkeit durch verschiedene Streuprozesse reduziert. Ist die mittlere freie Weglänge vergleichbar mit der Schichtdicke, wird der Transport der Phononen durch diese Streueffekte dominiert. Im Allgemeinen kann die thermische Leitfähigkeit von Isolatoren in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge l_p nach dem Debye-Modell [90] beschrieben werden zu

$$\Lambda = \frac{1}{3} \rho c_p l_p v_p, \quad (6.17)$$

wobei v_p die Gruppengeschwindigkeit der Phononen ist. In [91] wurde der Effekt der Phononen-Grenzstreuung auf die thermische Leitfähigkeit von dünnen Schichten diskutiert. Es wurde ein analytisches Modell entwickelt, welches die Reduktion der thermischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit von dem Verhältnis aus der mittleren freien Weglänge der Phononen $l_{p,b}$ (Bulk) zur betrachteten Schichtdicke d (Dünnschicht) beschreibt. Nach [91] beträgt die resultierende thermische Leitfähigkeit für $l_{p,b}/d = 1$ etwa 65 % vom Bulk-Wert. Für $l_{p,b}/d = 10$ sind es sogar nur noch etwa 10 %. Diese Betrachtungen gelten insbesondere für einkristalline Materialien, welche in der Bulk-Form aufgrund der geringen Defekte in der Regel eine sehr hohe thermische Leitfähigkeit aufweisen.

Bei den hier zu analysierenden Al_2O_3 - und TiN-Schichten handelt es sich um amorphe Materialien. Aufgrund der ungeordneten Struktur werden Phononen innerhalb dieser Materialien sehr stark gestreut. Die resultierenden mittleren freien Weglängen der Phononen liegen im Bereich vom intermolekularen Abstand ($\approx 10^{-10}$ m), wodurch die thermische Leitfähigkeit drastisch reduziert wird. Albert Einstein postulierte die Theorie zur minimalen thermischen Leitfähigkeit von ungeordneten Kristallen [92]. Das Modell basiert auf der Annahme, dass Wärme durch zufällige Bewegung von thermischer Energie zwischen benachbarten schwingenden Atomen transportiert wird und die minimale Streuzeit genau die Hälfte der Periode dieser Schwingung beträgt. In späteren Arbeiten wurde dieses Grundmodell weiter modifiziert und die minimale thermische Leitfähigkeit von diversen amorphen Dielektrika berechnet [93, 94]. In

[95–98] konnte gezeigt werden, dass gemessene thermische Leitfähigkeiten von amorphen Festkörpern in guter Übereinstimmung mit diesen Modellen liegen.

Die Modelle zur Berechnung der minimalen thermischen Leitfähigkeit berücksichtigen jedoch lediglich die minimale Streuzeit zwischen zwei schwingenden Atomen. Die Phononen-Grenzstreuung kann ebenfalls den Wärmetransport in dünnen amorphen Festkörpern beeinflussen, sodass sich thermische Leitfähigkeiten unterhalb des errechneten Minimums ergeben. Nach Gleichung (6.17) ergeben sich für amorphe Festkörper sehr kleine mittlere freie Weglängen der Phononen, aufgrund der Streueffekte innerhalb der Schichten. Typische Werte liegen je nach Material bei einigen hundert Ångström bis einigen Nanometern. Hierbei wird angenommen, dass die mittlere freie Weglänge konstant für alle Phononen-Frequenzen ist. In der Realität ist die mittlere freie Weglänge jedoch eine Funktion der Phononen-Frequenz. So existieren in amorphen Festkörpern Phononen mit deutlich größeren mittleren freien Weglängen als einigen Nanometern, welche an den Grenzflächen gestreut werden und somit einen signifikanten Einfluss auf die thermische Leitfähigkeit haben. In [99] wurde gezeigt, dass das Verhältnis der effektiven thermischen Leitfähigkeit von dünnen SiO₂-Schichten zum Bulk-Wert für Dicken kleiner als 20 nm drastisch absinkt.

Weiterhin befinden sich zusätzliche thermische Widerstände an der Grenzfläche zwischen den ALD-Filmen und dem Si-Substrat bzw. der USG-Schicht sowie zwischen der USG-Schicht und dem Metallstreifen, welche die gemessene thermische Leitfähigkeit der Schichten beeinflussen. Der Zusammenhang ist nach [86, 100, 101] gegeben zu

$$\Lambda_{\text{ALD}} = \frac{\Lambda_{\text{ALD},i}}{1 + \frac{R_{\text{th,ALD}} \Lambda_{\text{ALD},i}}{d_{\text{ALD}}}}, \quad (6.18)$$

wobei $\Lambda_{\text{ALD},i}$ die intrinsische thermische Leitfähigkeit und $R_{\text{th,ALD}}$ der gesamte thermische Grenzwiderstand ist. In [102] wurde das sogenannte diffuse mismatch Modell (DMM) präsentiert, mit dem die thermischen Grenzwiderstände berechnet werden können. Nach [97] kann der thermische Grenzwiderstand zwischen zwei Materialien vereinfacht bestimmt werden zu

$$R_{\text{mat1/mat2}} = \frac{4}{\tau_{\text{mat1/mat2}} C_{p,\text{mat2}} v_{\text{mat2}}}, \quad (6.19)$$

wobei $\tau_{\text{mat1/mat2}}$ der Phononentransmissionskoeffizient, $C_{p,\text{mat2}}$ die Wärmekapazität pro Volumen und v_{mat2} die Schallgeschwindigkeit im Material sind. Der Phononentransmissionskoeffizient berechnet sich basierend auf dem Debye-Modell zu

$$\tau_{\text{mat1/mat2}} = \frac{\sum_{i=1}^3 v_{i,\text{mat1}}^{-2}}{\sum_{i=1}^3 v_{i,\text{mat1}}^{-2} + \sum_{i=1}^3 v_{i,\text{mat2}}^{-2}}, \quad (6.20)$$

wobei v_i die jeweilige longitudinale ($i = 1$) und transversale ($i = 2,3$) beschreibt. Die resultierende Schallgeschwindigkeit im Material kann als Mittelwert aus der longitudinalen Geschwindigkeit und den beiden transversalen Geschwindigkeiten angenähert werden zu $v_{\text{mat2}} = \frac{v_{l,\text{mat2}} + 2v_{t,\text{mat2}}}{3}$. Der gesamte thermische Grenz Widerstand der Anordnung kann ausgedrückt werden zu

$$R_{\text{th,ALD}} = R_{\text{Al/USG}} + R_{\text{USG/ALD}} + R_{\text{ALD/Si}}. \quad (6.21)$$

Für die hier betrachteten Anordnungen ergeben sich die Werte $R_{\text{th,Al}_2\text{O}_3} = 1,87 * 10^{-9} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ und $R_{\text{th,TiN}} = 3,57 * 10^{-9} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$. Es wird angenommen, dass die thermischen Grenz widerstände unabhängig von der Dicke der jeweiligen ALD-Schichten ist. Durch Anpassen von Gleichung (6.18) an die gemessenen Werte kann die intrinsische thermische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Schichtdicke extrahiert werden (vgl. Abbildung 6.9). Wie zu erkennen ist, haben die thermischen Grenz widerstände nur einen geringen Einfluss auf die intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten. Die intrinsischen thermischen Leitwerte von TiN sind etwas größer im Vergleich zum Al_2O_3 . Da es sich bei TiN um keinen Isolator handelt, tragen neben Phononen auch Elektronen zur Wärmeleitung bei. In der Literatur wurden intrinsische thermische Leitfähigkeiten für amorphe Al_2O_3 -Schichten von etwa $1,6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bei Raumtemperatur präsentiert [95–98]. Dieser Wert liegt in guter Übereinstimmung mit der berechneten minimalen thermischen Leitfähigkeit nach [94]. Die in dieser Arbeit extrahierten Werte liegen deutlich unterhalb von diesem Wert. Es wird angenommen, dass die zuvor diskutierte Phononen-Grenzstreuung für die Reduzierung der

intrinsischen thermischen Leitfähigkeit mit sinkender Schichtdicke verantwortlich ist.

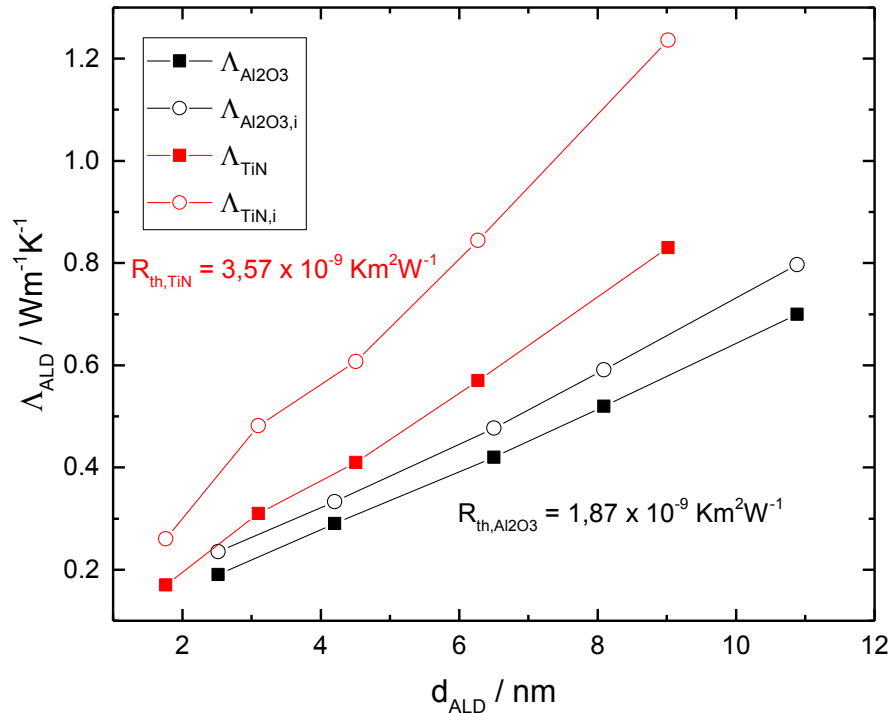


Abbildung 6.9: Thermische Leitfähigkeit von Al_2O_3 bzw. TiN in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

6.4.4 Thermische Leitfähigkeit von Nanotube-Schichtsystemen

In diesem Unterkapitel soll die thermische Leitfähigkeit von gesamten Nanotube-Schichtsystemen analysiert werden, welche später in den Mikrobolometer-Strukturen verwendet werden. Die Schichtpakete bestehen nominal aus 10 nm Al_2O_3 /7 nm TiN/10 nm Al_2O_3 bzw. 7 nm TiN/10 nm Al_2O_3 . Ähnlich zur Charakterisierung der TiN- und Al_2O_3 -Einzelschichten im vorherigen Kapitel, werden die thermischen Leitfähigkeiten der Schichtpakete durch Modellanpassung extrahiert. In Abbildung 6.10 sind die normierten Temperaturosillationen des Si-Substrates und der zu analysierenden Probe mit der zusätzlichen USG-Schicht und dem jeweiligen Schichtpaket illustriert.

Auffällig ist, dass die extrahierten thermische Leitfähigkeiten der Schichtsysteme mit $\Lambda_{(\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)} = 1,09 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)} = 1,41 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ etwas größer sind im Vergleich zu den vorher diskutierten Einzelschichten. Auch hier wird das Ergebnis hauptsächlich durch die jeweiligen thermischen Grenzwiderstände sowie der Phononen-Grenzstreuung beeinflusst. Wenn die vollständigen Schichtsysteme als homogene Schichten betrachtet werden, kann die intrinsische thermische Leitfähigkeit dieser mit Hilfe von Gleichung (6.18) berechnet werden. Für das Schichtpaket bestehend aus $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ wird für den gesamten thermischen Grenzwiderstand der Wert $R_{\text{th},(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)} = R_{\text{th},\text{Al}_2\text{O}_3} = 1,87 * 10^{-9} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$ angenommen. Ähnlich zur Anordnung der Einzelschicht, befindet sich auch hier jeweils eine Al_2O_3 -Schicht an der Grenze zum oberen USG bzw. zum unteren Substrat. Für das zweite Schichtpaket kann ebenfalls mit Hilfe von Gleichungen (6.19)–(6.21) der gesamte thermische Grenzwiderstand bestimmt werden. Hier resultiert ein Wert von $R_{\text{th},(\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)} = 3,81 * 10^{-9} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$. Für die intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten ergeben sich somit $\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i} = 1,56 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und $\Lambda_{(\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i} = 1,52 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Dieses Ergebnis ist erstaunlich, da kleinere intrinsische thermische Leitfähigkeiten im Vergleich zu den Einzelschichten erwartet werden. In den einzelnen Schichten der Schichtsysteme sollte ebenfalls die Phononen-Grenzstreuung den Wärmetransport maßgeblich beeinflussen. Zusätzlich befinden sich weitere thermische Grenzwiderstände zwischen den einzelnen Schichten, welche die thermische Leitfähigkeit ebenfalls reduzieren sollten.

Mit Hilfe von Gleichung (6.22) kann die intrinsische thermische Leitfähigkeit basierend auf den Ergebnissen der Einzelschichten berechnet werden zu

$$\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3,i+\text{TiN},i+\text{Al}_2\text{O}_3,i)} = \frac{d_{\text{Al}_2\text{O}_3,1} + d_{\text{TiN}} + d_{\text{Al}_2\text{O}_3,2}}{d_{\text{Al}_2\text{O}_3,1}/\Lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3,i} + d_{\text{TiN}}/\Lambda_{\text{TiN},i} + d_{\text{Al}_2\text{O}_3,2}/\Lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3,i}} \quad (6.22)$$

Mit Gleichungen (6.19)–(6.21) können die zusätzlichen thermischen Grenzwiderstände $R_{\text{th},(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),in}$ innerhalb der Schichtsysteme bestimmt wer-

den. Basierend auf Gleichung (6.18) ergibt sich dann für die zu erwartende intrinsische thermische Leitfähigkeit der Schichtsysteme

$$\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i,\text{theo}} = \frac{\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3,i+\text{TiN},i+\text{Al}_2\text{O}_3,i)}}{1 + \frac{R_{\text{th},(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),\text{in}} \Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3,i+\text{TiN},i+\text{Al}_2\text{O}_3,i)}}{d_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)}}}. \quad (6.23)$$

Die thermischen Grenz Widerstände innerhalb der Schichtsysteme berechnen sich zu $R_{\text{th},(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),\text{in}} = 4,51 \cdot 10^{-9}$ bzw. $R_{\text{th},(\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),\text{in}} = 2,99 \cdot 10^{-10}$.

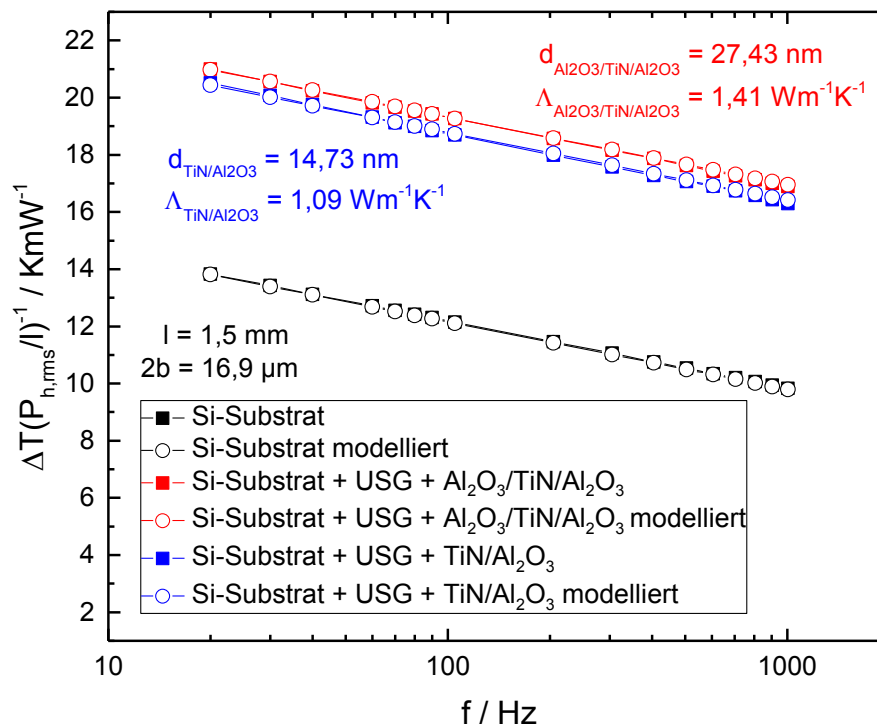


Abbildung 6.10: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG/TiN/Al₂O₃- bzw. Si/USG/Al₂O₃/TiN/Al₂O₃-Schichtpaket.

Die theoretisch zu erwartenden intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten sind nach Gleichung (6.23) identisch und betragen $\Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i,\text{theo}} = \Lambda_{(\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i,\text{theo}} = 0,70 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Das Schichtpaket bestehend aus drei Schichten enthält zwar, im Vergleich zum Schichtpaket bestehend aus zwei

Schichten, einen weiteren thermischen Grenz Widerstand zwischen dem Übergang $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}$, jedoch ist die grundlegende thermische Leitfähigkeit basierend auf den Einzelschichten etwas höher. Die aus den Messdaten extrahierten thermischen Leitfähigkeiten weisen ebenfalls vergleichbare Werte auf, sind absolut gesehen aber um einen Faktor zwei größer. Ein Grund hierfür kann sein, dass sich die Schichtpakete wie eine homogene Schicht verhalten und der Einfluss der Phononen-Grenzstreuung somit deutlich reduziert wird.

6.4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die thermische Leitfähigkeit von sehr dünnen amorphen Al_2O_3 - und TiN-Schichten bzw. -Schichtsystemen mit Hilfe der 3ω -Methode bestimmt. Es konnte gezeigt werden, dass die extrahierte thermische Leitfähigkeit der Einzelschichten mit sinkender Schichtdicke abnimmt. Jedoch werden die extrahierten Werte durch thermische Grenz Widerstände des Schichtaufbaus sowie durch Phononen-Streueffekte beeinflusst. Mit Hilfe von Gleichung (6.18) können die jeweiligen intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten bestimmt werden, indem ein gesamter thermischer Grenz Widerstand $R_{\text{th,ALD}}$ bei der Berechnung berücksichtigt wird. Basierend auf dem DMM können die thermischen Grenz Widerstände bestimmt und die intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten somit extrahiert werden. Es lässt sich zeigen, dass der Einfluss der thermischen Grenz Widerstände nur sehr gering ist und der Wärmetransport in den dünnen amorphen Al_2O_3 - und TiN-Schichten durch die Phononen-Grenzstreuungen dominiert wird. Aufgrund dieser Streuprozesse sind die hier extrahierten intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten deutlich kleiner im Vergleich zu Werten aus der Literatur. Für eine etwa 10 nm dicke Al_2O_3 - und TiN-Schicht ergibt sich eine intrinsische thermische Leitfähigkeit von etwa $0,72 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $1,35 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Für eine jeweils 2 nm dicke Schicht sind es nur noch $0,18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $0,26 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die intrinsischen thermischen Leitwerte von TiN sind deutlich größer im Vergleich zum Al_2O_3 . Da es sich bei TiN um keinen Isolator handelt, tragen neben Phononen auch Elektronen zur Wärmeleitung bei.

Für die Schichtsysteme bestehend aus nominal 10 nm Al₂O₃/7 nm TiN/10 nm Al₂O₃ und 7 nm TiN/10 nm Al₂O₃ ergeben sich jedoch deutlich höhere intrinsische thermische Leitfähigkeiten als erwartet. Die Werte liegen für beide Schichtsysteme etwa bei etwa 1,54 Wm⁻¹K⁻¹. Basierend auf den Ergebnissen der Einzelschichten und unter Berücksichtigung weiterer thermischer Grenz widerstände innerhalb der Schichtsysteme, ergeben sich für beide Schichtsysteme eine theoretische intrinsische thermische Leitfähigkeit von etwa 0,70 Wm⁻¹K⁻¹. Die aus den Messdaten extrahierten thermischen Leitfähigkeiten der beiden Schichtsysteme weisen ebenfalls vergleichbare Werte auf, sind absolut gesehen aber, aufgrund von reduzierter Streueffekte, um mehr als einen Faktor zwei größer.

In Tabelle 6.1 sind die einzelnen intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten zusammengefasst. Das Verständnis des Wärmetransports in dünnen amorphen Schichten sowie die Kenntnis der resultierenden thermischen Leitfähigkeiten sind von großer Bedeutung für das Design von den in dieser Arbeit diskutierten Nanotube-Mikrobolometern.

Tabelle 6.1: Intrinsische thermische Leitfähigkeiten für Al₂O₃- und TiN-Einzelschichten bzw. -Schichtsysteme.

Material	Intrinsische thermische Leitfähigkeit / Wm ⁻¹ K ⁻¹
10 nm Al ₂ O ₃	0,72
2 nm Al ₂ O ₃	0,18
10 nm TiN	1,35
2 nm TiN	0,26
10 nm Al ₂ O ₃ /10 nm TiN/10 nm Al ₂ O ₃	extrahiert aus Messdaten: 1,56 basierend auf Einzelschichten: 0,70
10 nm TiN/10 nm Al ₂ O ₃	extrahiert aus Messdaten: 1,52 basierend auf Einzelschichten: 0,70

7 Herstellung und Charakterisierung von Nanotube- Mikrobolometern

7.1 Pixel Design

Das Design der in dieser Arbeit hergestellten Strukturen ist vorrangig für Nanotube-Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von $12\ \mu\text{m}$ ausgelegt. Neben der thermischen Isolierung haben der Aufbau und die Strukturierung der Membran einen signifikanten Einfluss auf das Sensorverhalten und die Performance. So bestimmen weitestgehend die Volumina der einzelnen Schichten der Membran, in Abhängigkeit von der Dichte sowie deren spezifischer Wärmekapazität, die Gesamtwärmekapazität des Detektors. Nach Gleichung (3.29) ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Wärmekapazität und dem thermischen Leitwert die thermische Zeitkonstante.

In Kapitel 3.6 wurde bereits beschrieben, dass ein Trade-off zwischen der Empfindlichkeit und der Reaktionszeit des Mikrobolometers existiert. Um die maximale Empfindlichkeit bei einer gegebenen Zeitkonstante von beispielsweise 10 ms zu erreichen, kann die Wärmekapazität prozessbedingt nicht beliebig reduziert werden. Das Minimum ergibt sich aus den minimalen Volumen der verwendeten Schichten, um z.B. deren Schutzfunktionen oder eine mechanische Stabilität der gesamten Membran weiterhin zu gewährleisten. Hinzu kommt, dass speziell die Volumenreduzierung der Sensorschicht Einfluss auf das 1/f-Rauschen hat und somit auch die Empfindlichkeit des Detektors verringert (vgl. Kapitel 5.2.4).

Besonders zu beachten ist der Gesamtstress des Schichtsystems. Der intrinsische Stress der einzelnen Schichten ist ebenfalls stark abhängig vom Volumen bzw. der Dicke. Variationen dieser Parameter können den Gesamtstress derart beeinflussen, dass sich die freigelegte Membran stark verformt und das Sensorverhalten beeinträchtigt wird. Durch geeignete Wahl der verwendeten Materialien kann der Gesamtstress einer Membran jedoch weitestgehend kompensiert werden [103].

Wie oben beschrieben können die einzelnen Sensorparameter nicht unabhängig voneinander betrachtet werden, wodurch das Design bzw. das Konzept des Detektorelementes verkompliziert wird. Der in dieser Arbeit verwendete Schichtaufbau für die Membran und die Kontakt-Nanotubes ist in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt.

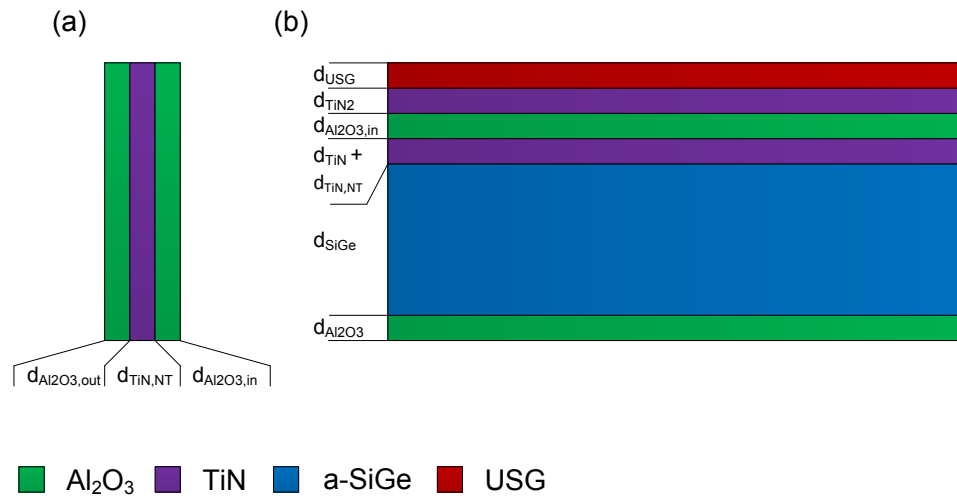


Abbildung 7.1: Schematischer Querschnitt der (a) Seitenwand eines Nanotube-Kontaktes und (b) der Membran im Kontaktbereich.

Generell ist eine Reduzierung der Pixelgröße von z.B. 17 μm auf 12 μm vorteilhaft für die resultierende Wärmekapazität der Membran. Das in dieser Arbeit entwickelte Konzept sieht vor, nahezu die gesamte Fläche des Pixels als effektive Absorberfläche zu nutzen, da die thermische Isolierung über die Kontakt-Nanotubes realisiert wird und laterale Stege entfallen. Zusätzlich soll das Volumen der Sensorschicht möglichst groß gewählt werden, um das Rauschen weiterhin zu minimieren. Somit ergibt sich im Vergleich zu den konventionellen Mikrobolometern mit Steg-Design (vgl. Abbildung 3.3) trotz der Skalierung eine relativ große Membranfläche.

Die Schutz-, Isolations- und Kontaktschichten der Membran werden im Hinblick auf ihre Funktion und den Gesamtstress des Schichtsystems möglichst dünn gehalten. Um den gewünschten thermischen Leitwert zu erzielen sind die Außenwände der Kontakt-Nanotubes mit wenigen Nanometern ebenfalls sehr dünn beschichtet. Gleichzeitig muss eine mechanische Stabilität der Nanotubes gewährleistet sein. Es ist zu beachten, dass sich die mit Atomlagenabscheidung deponierten Schichten innerhalb der Nanotubes auch teilweise in der Membran befinden (Isolationsschicht, Kontaktmaterial).

In Abbildung 7.2 ist das Layout eines Nanotube-Mikrobolometers mit einer Pixelgröße von $12\ \mu\text{m}$ aus der Draufsicht zu sehen. Aus dem Design ergibt sich ein sehr hoher Füllfaktor von etwa 96 %. Die Maskierungsebene der Sensorschicht befindet sich innerhalb der äußeren Membranfläche, sodass auch die Kanten der Sensorschicht mit den Schutzschichten bedeckt ist. Die Kontakt- sowie Reflektor-Nanotubes weisen einen Durchmesser von $0,4\ \mu\text{m}$ auf. Der Elektrodenabstand wird möglichst groß gewählt, um das aktive Volumen der Sensorschicht zu vergrößern.

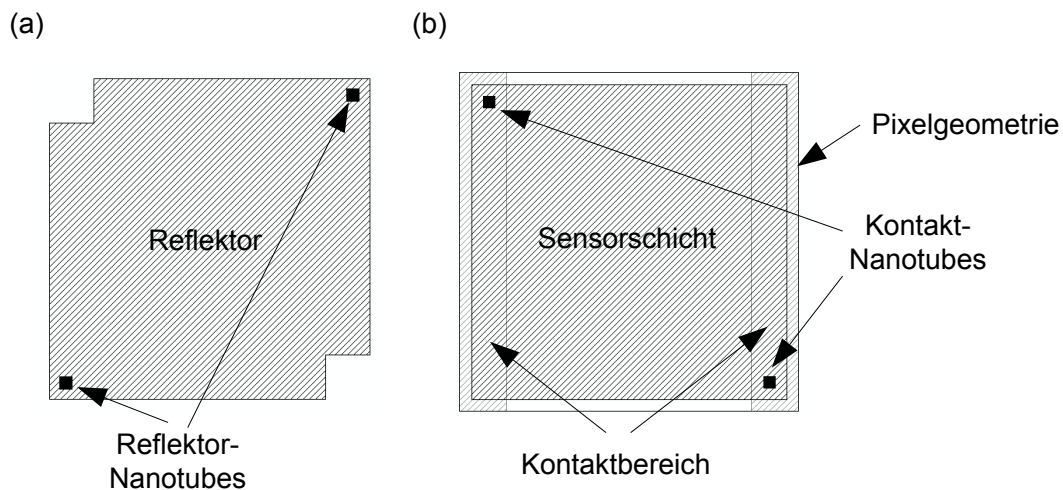


Abbildung 7.2: Layout (a) des angehobenen Reflektors und (b) der Membran eines $12\ \mu\text{m}$ Nanotube-Mikrobolometers.

Basierend auf dem konventionellen Steg-Design wurde in [9] ein thermischer Leitwert von etwa $5\ \text{nW/K}$ für $12\ \mu\text{m}$ Mikrobolometer, bei einer Stegbreite und -länge von $300\ \text{nm}$ bzw. $18\ \mu\text{m}$ erzielt (Steglänge aus REM-Aufnahmen abgeschätzt). Die Kontakt-Nanotubes weisen prozessbedingt eine maximale Länge von $8\ \mu\text{m}$ auf. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Bosch-Prozess zur Ätzung des Opfermaterials können Kantenwinkel von etwa $88,7^\circ$ realisiert werden. Demnach nimmt der resultierende Durchmesser D_{tube} der Nanotubes mit steigender Länge l_{tube} ab. In Abbildung 7.3 ist dieser Zusammenhang ausgehend für einen Grunddurchmesser von $600\ \text{nm}$ veranschaulicht.

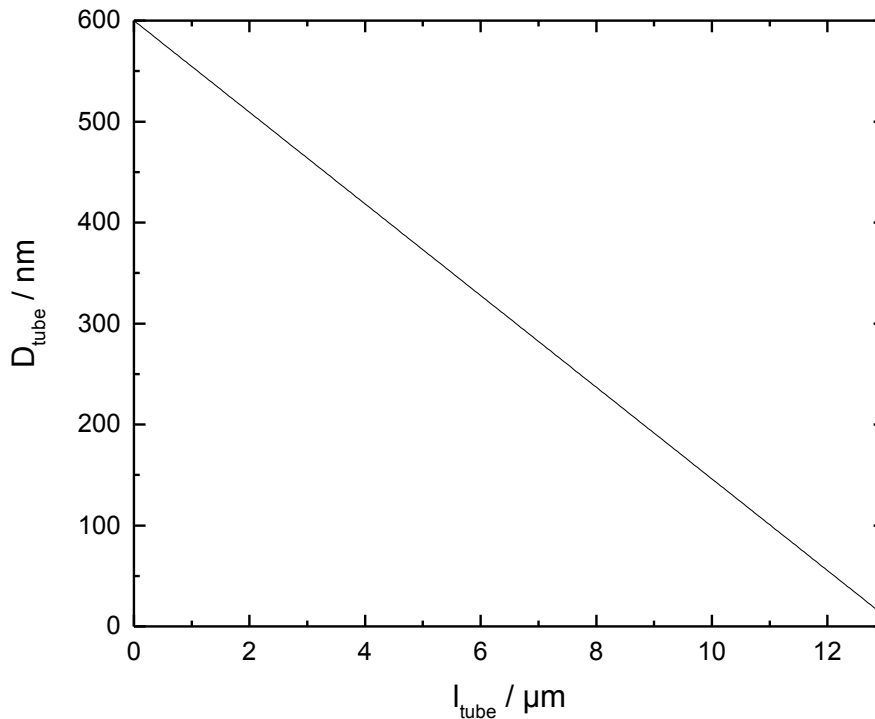


Abbildung 7.3: Durchmesser der Nanotubes in Abhängigkeit von der Länge bei einem Ätzwinkel von 88.7° .

Bei einer Länge von $8 \mu\text{m}$ hat die untere Kontaktfläche der Nanotubes nur noch einen Durchmesser von etwa 237 nm . Bei $12 \mu\text{m}$ Länge sind es beispielsweise nur noch etwa 58 nm . Generell ist die Reduzierung des Radius vorteilhaft für den resultierenden thermischen Leitwert, jedoch auf Kosten der mechanischen Stabilität. Weiterhin ist die Dicke der Opferschicht limitiert durch den intrinsischen Stress der Opferschicht. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit eine maximale Länge der Kontakt-Nanotubes von $8 \mu\text{m}$ gewählt. Unter Berücksichtigung, dass der Durchmesser der Nanotubes nicht konstant, sondern eine Funktion der Länge ist, kann Gleichung (4.1) als Integral umgeschrieben werden zu

$$g_{\text{tubes}} = \frac{1}{\int_0^{l_{\text{tube}}} \frac{dl}{2\pi\Lambda_{\text{tube}}\{r_{\text{tube}}^2(l) - (r_{\text{tube}}(l) - d_{\text{tube}})^2\}}}, \quad (7.1)$$

wobei $r_{\text{tube}} = D_{\text{tube}}/2$, d_{tube} die gesamte Dicke des Schichtpakets und Λ_{tube} die effektive thermische Leitfähigkeit der Nanotubes ist. Wird die Länge der Nano-

tubes variiert, so ändert sich der thermische Leitwert ebenfalls aufgrund einer Änderung des Durchmessers. In Abbildung 7.4 ist der resultierende thermische Leitwert der Nanotubes für das nominelle Schichtpaket, bestehend aus 10 nm Al_2O_3 /10 nm TiN/10 nm Al_2O_3 ($d_{\text{tube}} = d_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3)} = 27,43 \text{ nm}$, $\Lambda_{\text{tube}} = \Lambda_{(\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3),i} = 1,56 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, vgl. Kapitel 6.4.4) und für einen Grunddurchmesser von $D_{\text{tube}} = 600 \text{ nm}$ in Abhängigkeit von der Länge l_{tube} dargestellt.

Für $l_{\text{tube}} = 8 \text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich ein thermischer Leitwert von $g_{\text{tubes}} = 13,1 \text{ nWK}^{-1}$ bzw. ein Gesamtleitwert von etwa $g_{\text{th}} = 14,5 \text{ nWK}^{-1}$. Für das reduzierte Nanotube-Schichtsystem ohne äußere Schutzschicht resultiert ein thermischer Leitwert von $g_{\text{tubes}} = 6,9 \text{ nWK}^{-1}$ bzw. $g_{\text{th}} = 8,3 \text{ nWK}^{-1}$. Diese Werte liegen bereits in der Größenordnung des minimalen thermischen Leitwerts $g_{\text{Rad}} = 1,4 \text{ nWK}^{-1}$ und sind vergleichbar mit den in [9] präsentierten Leitwerten. Basierend auf den thermischen Leitfähigkeiten der Einzelschichten, wurde in dieser Arbeit ein thermischer Leitwert der Nanotubes von etwa $g_{\text{tubes}} = 5,8 \text{ nWK}^{-1}$ angestrebt. Aufgrund der minimierten Phononen-Streuung im Nanotube-Schichtsystem ergibt sich jedoch ein erhöhter effektiver Leitwert. Prinzipiell könnte die thermische Isolierung der Nanotubes weiter verbessert werden, indem deren Schichtdicken noch weiter bis zur Grenze der mechanischen Stabilität reduziert werden bzw. das Minimum der thermischen Leitfähigkeit für ein bestimmtes Schichtpaket bestimmt wird. Zudem können ALD-Materialien mit deutlich geringeren thermischen Leitfähigkeiten verwendet werden (beispielsweise SiO_2 [104–106]). Die im weiteren Verlauf der Arbeit erzielten Ergebnisse basieren auf Mikrobolometern mit Nanotube-Schichtsystemen, bestehend aus nominal 10 nm Al_2O_3 /7 nm TiN/10 nm Al_2O_3 .

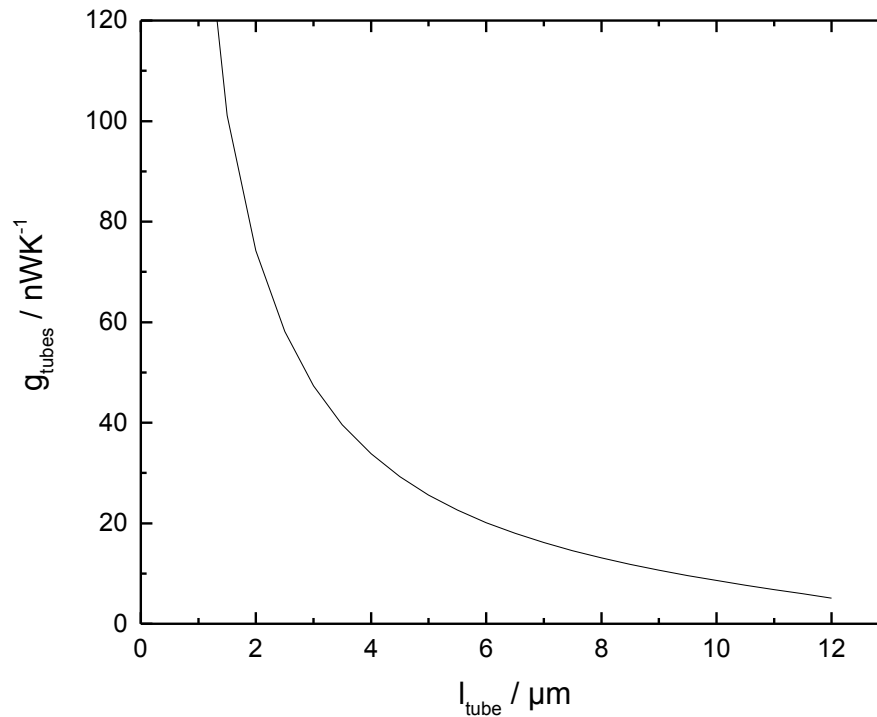


Abbildung 7.4: Thermische Leitfähigkeit der Nanotubes in Abhängigkeit von der Länge l_{tube} .

In Tabelle 7.1 sind die berechneten thermischen Sensorparameter der 12 μm Nanotube-Mikrobolometer zusammengefasst.

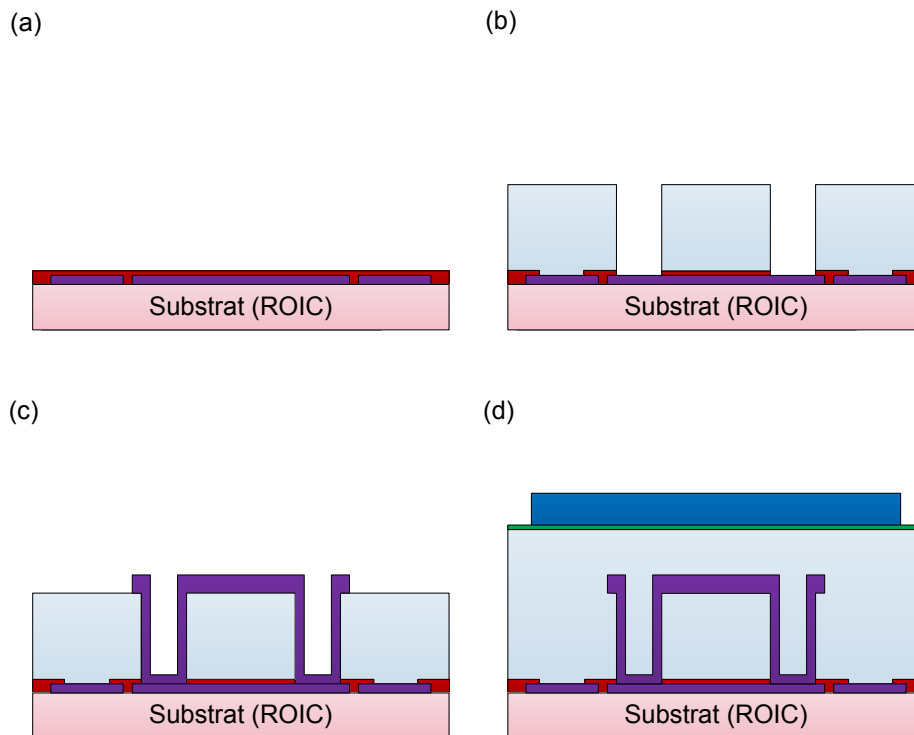
Tabelle 7.1: Thermische Parameter der 12 μm Nanotube-Mikrobolometer.

Parameter	Wert
g_{tubes}	13,1 nWK^{-1} / 6,9 nWK^{-1}
c_{th}	$4,45 \cdot 10^{-11} \text{JK}^{-1}$
τ_{th}	3,1 ms / 5,4 ms

7.2 Herstellungsprozess

Der prinzipielle Prozessablauf zur Herstellung der Nanotube-Mikrobolometer auf einer bestehenden CMOS-Ausleseschaltung ist in Abbildung 7.1 allgemein dargestellt. Auf diesem CMOS-Substrat befinden sich bereits die Kontakte auf der Oberfläche, welche über eine elektrische Verbindung (Via) mit der Ausleseschaltung verbunden sind. Auf den Metallflächen befindet sich zum Schutz eine dünne USG-Schicht.

Im ersten Schritt des so genannten Post-CMOS-Prozesses wird zunächst das Schutzoxid auf den Metallflächen geöffnet und das 6,1 μm dicke Opfermaterial abgeschieden, welches die Eigenschaft aufweist, mit einem geeigneten Prozess isotrop geätzt zu werden.



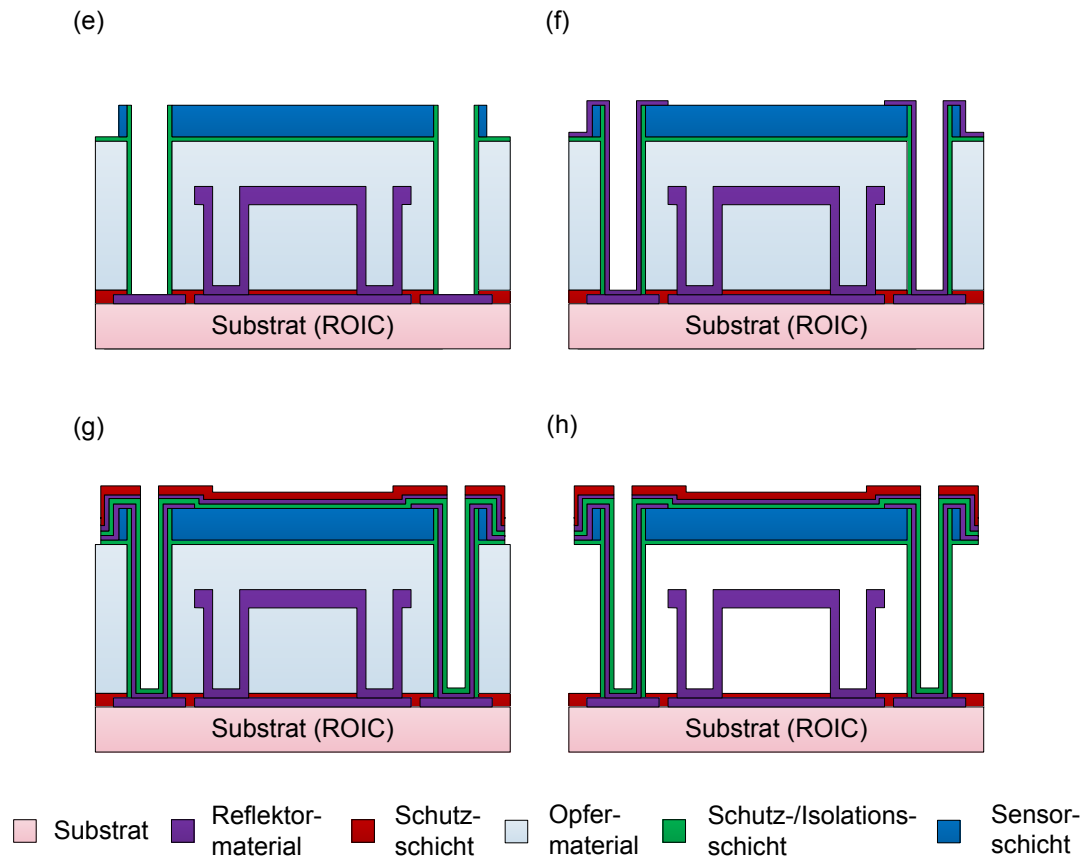


Abbildung 7.5: Herstellungsprozess der Nanotube-Mikrobolometer: (a) Fertiger CMOS-Wafer, (b) Öffnung des Schutzoxids, Abscheidung der ersten Opferschicht, anschließend Strukturierung der ersten Opferschicht, (c) Abscheidung und Strukturierung des Reflektor-Materials, (d) Abscheidung der zweiten Opferschicht, sowie untere Schutz-Schicht und Sensorschicht, anschließend Strukturierung der Sensorschicht, (e) Strukturierung der SiGe-Sensorschicht, der unteren Schutzschicht sowie der zweiten Opferschicht, Abscheidung und Strukturierung der äußeren Nanotube-Schutzschicht, (f) Abscheidung und Strukturierung des Nanotube-Kontaktmaterials, (g) Abscheidung der Isolationsschicht bzw. innere Nanotube-Schutzschicht, des Absorber-Materials und obere Schutzschicht, anschließend Strukturierung der Pixelgeometrie, (h) Entfernung des gesamten Opferschichtmaterials.

Im weiteren Verlauf der Prozesskette wird der angehobene Reflektor hergestellt. Da der Reflektor ebenfalls mit Hilfe von Nanotubes aufgehängt wird, werden zunächst unter Verwendung des DRIE-Prozesses kleine Öffnungen in das maskierte Opferschichtmaterial geätzt. Die strukturierten Löcher sollen einen Durchmesser von lediglich 600 nm aufweisen und stellen daher eine große Herausforderung für die Fotolithographie dar. Der verwendete Fotolack

nimmt nach dem Aufschleudern eine Dicke von etwa $1\ \mu\text{m}$ an. Für die Belichtung wurde ein i-Line Stepper ASML PAS5500/200B mit einer minimalen Strukturauflösung von etwa $350\ \text{nm}$ genutzt. Zur vollständigen Durchbelichtung der maskierten Löcher muss im Vergleich zur Spezifikation des verwendeten Fotolacks eine deutlich höhere Energiedosis verwendet werden. Aus diesem Grund werden diese stark überbelichtet, wodurch die Lacköffnungen vergrößert werden (Öffnung der Quartz-Maske beträgt $400\ \text{nm}$). Dieses Problem könnte unter der Verwendung eines Fotolacks mit geringerer Viskosität sowie Nominaldicke behoben werden. In Abbildung 7.6 ist eine REM-Querschnittsaufnahme des strukturierten Fotolacks zu sehen.

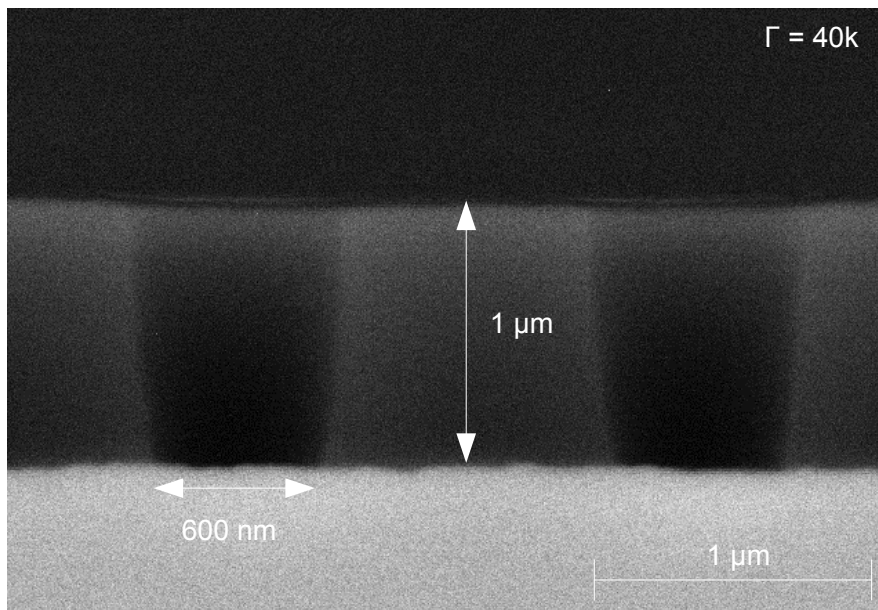


Abbildung 7.6: REM-Aufnahme des strukturierten Fotolacks.

Die Grundlage für das anisotrope Ätzen des Opfermaterials, nach der fotolithographischen Maskierung, bildet ein DRIE-Prozess (vgl. 2.3.1). Abhängig von den SF_6 - und C_4F_8 -Gasflüssen sowie Pulszeiten der Zyklen dieser Gase, entstehen unterschiedliche Ätzprofile. In dieser Arbeit wurde ein optimierter Prozess verwendet, welcher das Ätzen von sehr kleinen Strukturgrößen ermöglicht. Die prozessbedingte Seitenwandrauigkeit (Scalloping) ist in diesem Fall sehr klein und ermöglicht somit relativ glatte Ätzkanten bei hohen Aspektverhältnissen.

Der Fotolack wird während des Ätzprozesses ebenfalls angegriffen und ist aufgrund der relativ geringen Selektivität ab einem gewissen Zeitpunkt vollständig geätzt. Um das Opfermaterial weiterhin zu maskieren und einen strukturierten Ätzvorgang zu gewährleisten, wird eine zusätzliche USG-Hartmaske mit einer Dicke von ca. 400 nm verwendet. Diese USG-Schicht wird mit dem PECVD-Verfahren abgeschieden und anschließend nach der Fotolithographie mit einem chemischen Trockenätzverfahren geöffnet. Prinzipiell könnte der Einsatz einer zusätzlichen USG-Hartmaske mittels eines dickeren Fotolacks umgangen werden. Für eine vollständige Durchbelichtung müsste in diesem Fall jedoch eine noch höhere Energiedosis verwendet werden. Strukturierte Löcher mit Durchmessern im Bereich von 400 nm – 600 nm könnten somit nicht erzeugt werden.

Das Opferschichtmaterial wird innerhalb der Maskierung mit dem hier beschriebenen DRIE-Prozess vollständig geätzt. Prozessbedingt lagert sich an den Seitenwänden des Ätzloches ein Polymer beim Passivierungsschritt des DRIE-Prozesses ab, welches nach dem Ätzvorgang durch einen nasschemischen Reinigungsschritt mit EKC entfernt werden kann. Die Überreste der USG-Hartmaske werden mit gasförmigen HF entfernt. Bei diesem Verfahren entstehen Ätzrückstände, welche sich jedoch durch einen Tempersschritt bei etwa 190 °C vollständig auflösen und verdampfen. In Abbildung 7.7 ist eine REM-Aufnahme eines typischen Ätzprofils des in dieser Arbeit verwendeten Bosch-Prozesses mit einem Ätzstopp auf einer Metall-Schicht illustriert. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten DRIE-Prozesses werden typische Ätzwinkel von etwa 89 ° erreicht.

Im nächsten Schritt des Prozessablaufes wird das Reflektormaterial aufgebracht und strukturiert. Der Reflektor besteht aus einer relativ dicken Metall-Schicht. Die Kantenbedeckung der schmalen und tiefen Löcher ist mit diesem Prozess jedoch sehr gering bzw. im unteren Bereich des Loches nicht vorhanden. Aus diesem Grund wird zunächst mittels Atomlagenabscheidung eine weitere konforme Metall-Schicht an der Waferoberfläche und in den strukturierten Löchern abgeschieden, welche als Träger für das eigentliche Reflektormaterial

dient. Nach der Abscheidung werden beide Materialien mit Hilfe eines chemischen Trockenätzverfahrens in einem Schritt strukturiert.

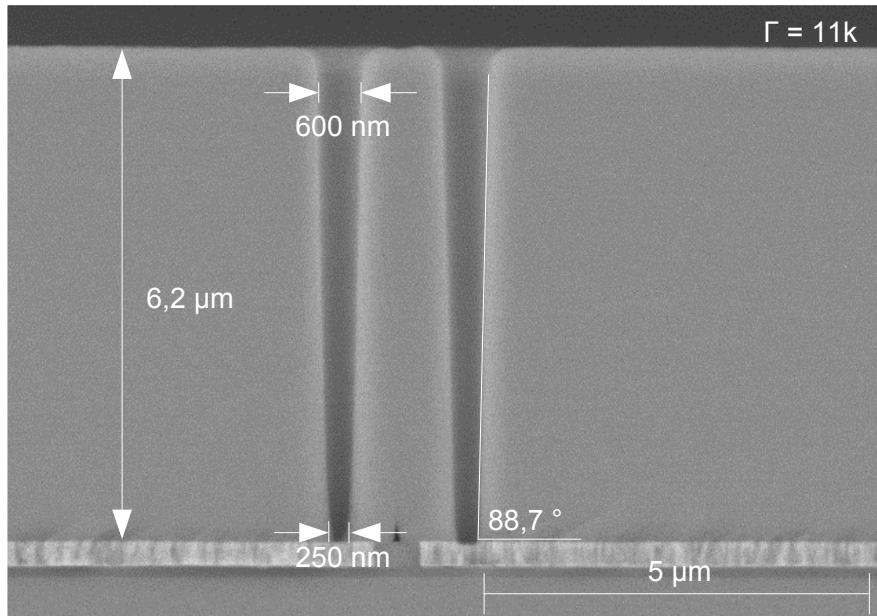


Abbildung 7.7: REM-Aufnahme des Ätzprofils des DRIE-Prozesses.

Als nächstes wird eine zweite Opferschicht abgeschieden, welche eine Dicke von $1,9 \mu\text{m}$ aufweist. Die Dicke der zweiten Opferschicht ergibt sich aus der Resonatorbedingung für das hier verwendete Schichtpaket der Membran. Beide Schichten zusammen ergeben eine angestrebte Gesamtdicke von $8 \mu\text{m}$. In Abbildung 7.8 ist eine REM-Querschnittsaufnahme des strukturierten Reflektors nach Abscheidung der zweiten Opferschicht zu sehen. Die Löcher sind komplett von der abgeschiedenen Opferschicht bedeckt. Die Oberfläche des Wafers ist relativ rau, da sich die unterbefindlichen Strukturen abzeichnen. Zur genaueren Veranschaulichung ist eine AFM-Analyse der Oberflächen-Topologie in Abbildung 7.7 drei- bzw. zweidimensional dargestellt. Der maximale Topologie-Unterschied, welcher aufgrund des strukturierten Reflektors in den Ecken der Pixelfläche entsteht, beträgt etwa 275 nm . Weitere Stufen in der Oberfläche sind in der 2D-Ansicht eingezeichnet. Die Rauigkeit entlang der eingezeichneten Linie beträgt $R_z = 16,8 \text{ nm}$. Prinzipiell könnte die Waferoberfläche nach der Abscheidung der zweiten Opferschicht beispielsweise mit einem CMP-Schritt

(CMP, chemical mechanical polishing) planarisiert werden, um die Topologie-Unterschiede zu minimieren.

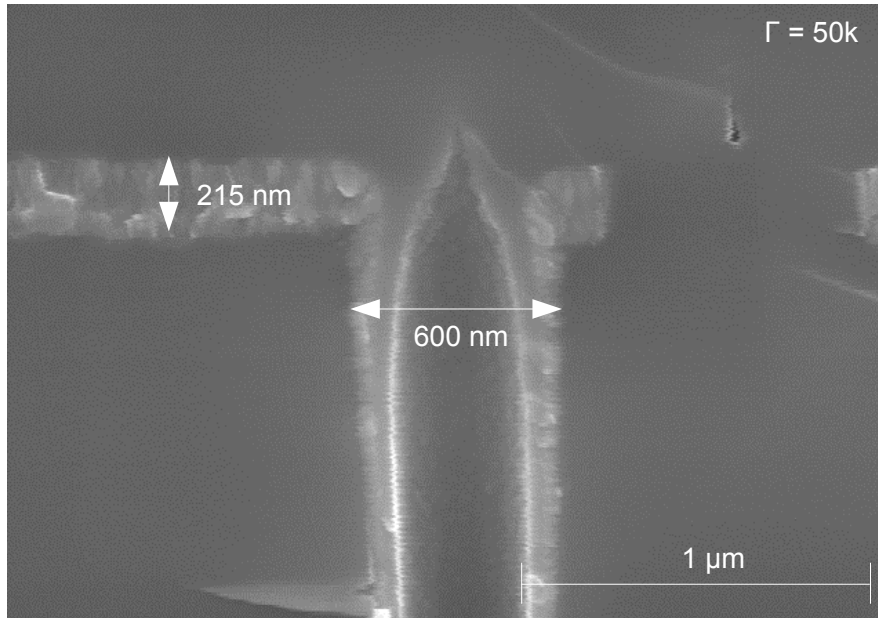


Abbildung 7.8: REM-Aufnahme des Strukturierten Reflektors nach der Abscheidung der zweiten Opferschicht.

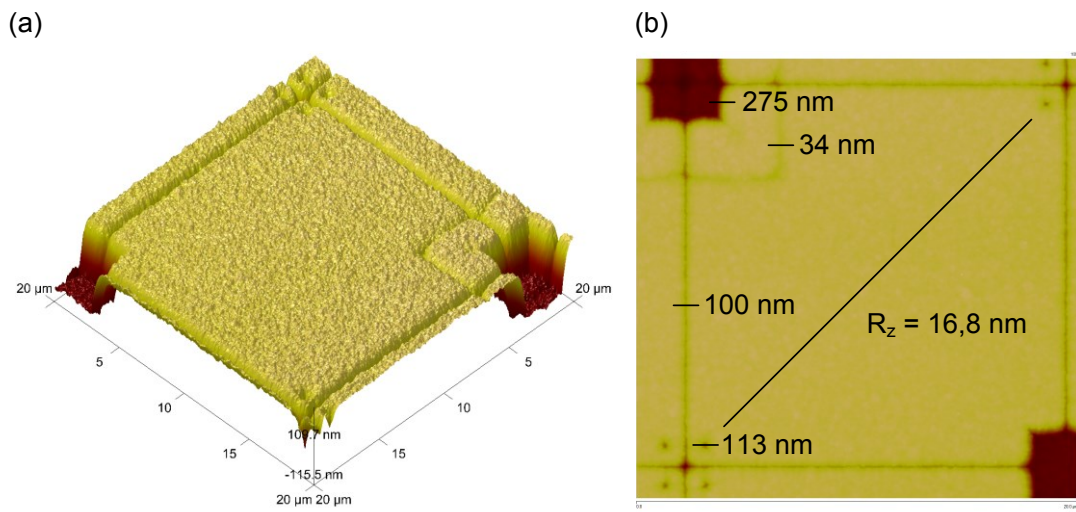


Abbildung 7.9: AFM-Analyse der Waferoberfläche nach Abscheidung der zweiten Opferschicht in (a) 3D-Ansicht und (b) 2D-Ansicht mit eingezeichneten Stufen.

Im weiteren Verlauf werden die einzelnen Schichten der Membran abgeschieden und strukturiert. Hierzu wird zunächst eine dünne Schutzschicht deponiert, welche die nachfolgende Sensorschicht beim späteren Ätzvorgang des Opfermaterials schützt. Anschließend wird die Sensorschicht mittels PECVD-Verfahren abgeschieden und mit einem chemischen Trockenätzverfahren strukturiert. Bei der Sensorschicht handelt es sich um die neuentwickelte temperaturstabile SiGe-Schicht, welche in Kapitel 5.2 charakterisiert wurde.

Nach der Strukturierung der Sensorschicht folgt die Ätzung der beiden abgeschiedenen Opferschichten, um die Kontakt-Nanotubes zu bilden, welche die Membran aufhängen und vom Substrat thermisch isolieren. Der Durchmesser dieser strukturierten Löcher beträgt ebenfalls 600 nm. Die Maskierung erfolgt analog zu den zuvor beschriebenen Strukturen zur Herstellung der Reflektor-Nanotubes. Aufgrund der längeren Ätzzeit des insgesamt 8 μm dicken Opfermaterials wird in diesem Fall eine 800 nm USG-Hartmaske verwendet. Zusätzlich muss nach Öffnung der Hartmaske zunächst die Sensorschicht geätzt werden. Dies geschieht ebenfalls mit Hilfe des zuvor erwähnten Bosch-Prozesses. In Abbildung 7.10 ist eine REM-Querschnittsaufnahme der geätzten Struktur zu sehen.

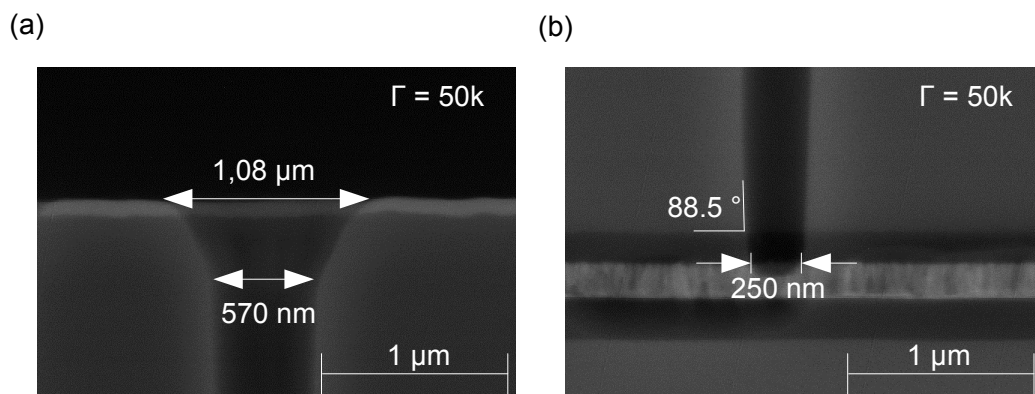


Abbildung 7.10: REM-Aufnahme des (a) oberen Bereiches und (b) unteren Bereiches einer geätzten Struktur mittels DRIE-Prozesses.

Im Folgenden wird erneut eine dünne Schutzschicht an der Waferoberfläche sowie in den geätzten Löchern mittels ALD abgeschieden. Diese Schicht soll das nachfolgende dünne Kontaktmaterial beim späteren Ätzvorgang des Opfermaterials ebenfalls schützen. An dieser Stelle ist eine Ablagerung der elektrisch isolierenden Schutz-Schicht nur an den Seitenwänden des Loches erwünscht ist, da eine Kontaktierung der Sensorschicht sonst nicht möglich wäre. Aus diesem Grund wird dieses Material ganzflächig, mittels eines stark anisotropen Ätzprozesses, an der Waferoberfläche sowie im Lochboden entfernt.

Um einen elektrischen Kontakt zwischen der offenen unteren Metallfläche und der oberen Sensorschicht entlang der Kontakt-Nanotubes zu ermöglichen, wird eine dünne Metall-Schicht mittels ALD abgeschieden. Da es in der verwendeten Anlage nicht möglich ist, mit Hilfe eines Vorsputter-Prozesses mögliche native Oxid-Reste zu entfernen, wird dieser Schritt in einer separaten Sputter-Anlage ausgeführt. Da Silizium-Schichten an Luftatmosphäre schnell zur nativen Oxidbildung neigen, wird eine zusätzliche dünne Metall-Schicht auf die Waferoberfläche gesputtert, damit die Sensorschicht bereits vor der Atomlagenabscheidung bedeckt ist und ein geringer Kontaktwiderstand gewährleistet ist. Nach beiden Abscheidungen wird die gesamte Kontakt-Schicht mittels eines chemischen Trockenätzverfahrens strukturiert.

Im nächsten Prozessschritt wird eine weitere dünne Schutzschicht als Isolator zwischen dem Kontaktmaterial und dem nachfolgenden Absorber mittels ALD abgeschieden. Zusätzlich schützt diese Schicht das Sensormaterial sowie das dünne Kontakt-Material in den Nanotubes beim späteren Entfernen der Opferschicht. Der Absorber besteht ebenfalls aus einer dünnen Metall-Schicht. Die letzte Schicht der Membran bildet eine erneute Schutzschicht. Diese Schicht soll den empfindlichen Absorber ebenfalls bei der Ätzung des Opferschichtmaterials schützen. Eine starke Anätzung des Absorbers würde den Schichtwiderstand und somit das Absorptionsverhalten negativ beeinflussen (vgl. Kapitel 3.4).

In der letzten Lithographie-Ebene wird die Geometrie der Membran strukturiert. Da die Sensorschicht schon zuvor strukturiert wurde und innerhalb des Maskierungsbereichs liegt, wird in diesem Fall der restliche Membranschichtstapel geätzt.

Um die hergestellten Strukturen im nachfolgenden Sägeprozess zur Vereinzelung der Chips aufgrund der mechanischen Einwirkung nicht zu beschädigen, wird eine weitere 400 nm dicke Opferschicht abgeschieden. Nach dem Sägeprozess wird die gesamte Opferschicht der einzelnen Chips im sogenannten Release-Prozess mittels eines geeigneten isotropen Ätzverfahrens entfernt.

7.3 Elektro-optische Charakterisierungen

7.3.1 Teststrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst ein Maskensatz zur Herstellung von Teststrukturen erstellt, um die Nanotube-Mikrobolometer grundlegend zu charakterisieren. Die Teststrukturen bestehen u.a. aus 5x5 Pixel-Arrays, bei denen jeweils das mittlere Bolometer kontaktiert ist und der elektrische Widerstand somit bestimmt werden kann. Erfahrungsgemäß werden Einzelbolometer-Strukturen beim Release-Prozess sehr stark angegriffen. Aus diesem Grund wird das eigentliche Nutzbolometer von weiteren Pixeln umgeben. Neben den 12 μm Nanotube-Mikrobolometern befinden sich im Layout ebenfalls 5x5 Pixel-Arrays mit einer Pixelgröße von 25 μm , 17 μm , 8 μm und 6 μm . Mit diesen kann der Einfluss des Membranvolumens auf die mechanische Stabilität der Kontakt-Nanotubes analysiert werden. Das Pixeldesign der Teststrukturen unterscheidet sich minimal zum Layout der später herzustellenden Mikrobolometer auf CMOS ROIC nach Abbildung 7.5. Beim Layout der Teststrukturen ist die Sensorschicht prozessbedingt um das Kontaktloch strukturiert. In Abbildung 7.11 ist das Layout der 5x5 Pixel-Arrays dreidimensional dargestellt. Die Farben orientieren sich nach Abbildung 7.5. Zur besseren Veranschaulichung sind die oberen Schutz- und Isolations-Schichten nicht mit eingezeichnet.

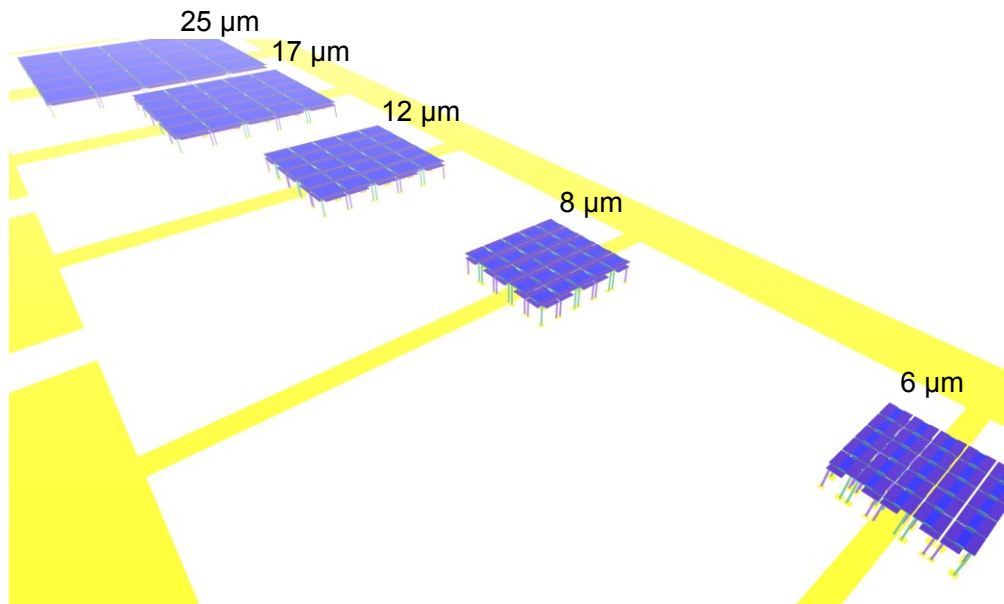


Abbildung 7.11: 3D Darstellung der 5x5 Pixel-Arrays.

Weiterhin befinden sich im Teststrukturen-Layout zwei Typen von Kontakt-Nanotube-Ketten. Bei einem Typ werden die Nanotubes dementsprechend in Reihe geschaltet, sodass bei angelegter Spannung ein Stromfluss durch die einzelnen Nanotubes sowie der Verbindungselemente realisiert wird. Die Verbindungselemente bestehen aus dem TiN-Kontaktmaterial, welches von der Unter- und Oberseite durch jeweils eine dünne Al_2O_3 -Schicht geschützt ist (vgl. Kapitel 7.2). Beim anderen Typ sind die Kontakt-Nanotubes über eine durchgängige obere Verbindungsschicht aus TiN kurzgeschlossen. In Abbildung 7.12 ist ein Ausschnitt des Layouts der beiden Kontakt-Nanotube-Ketten dreidimensional illustriert. Zudem ist das zugehörige elektrische Ersatzschaltbild für jeweils ein Messglied abgebildet.

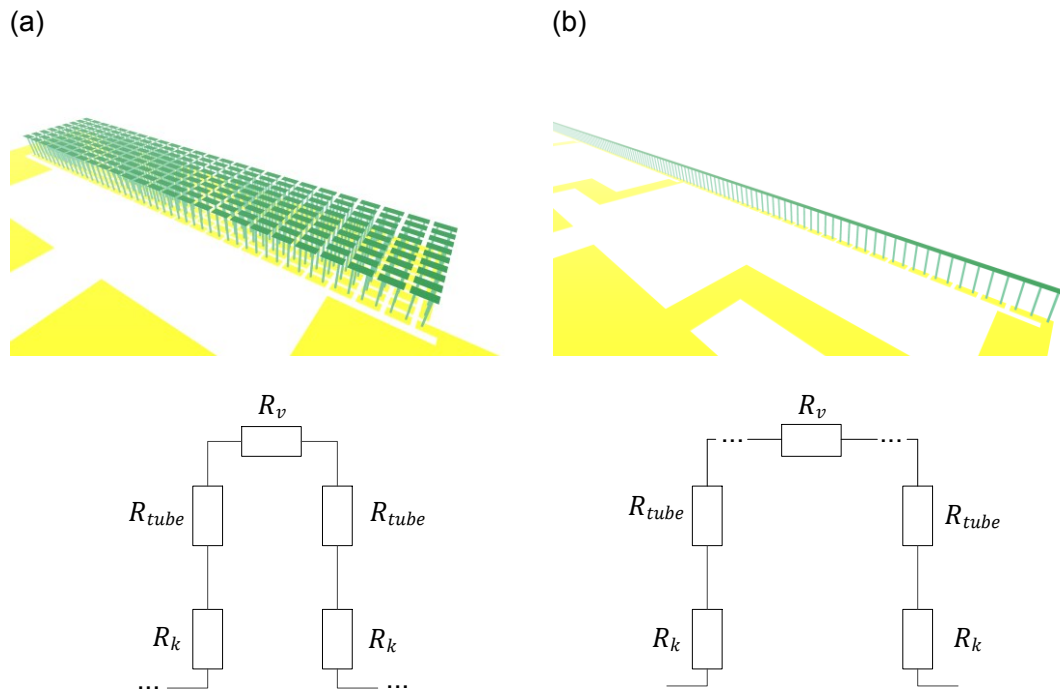


Abbildung 7.12: 3D Darstellung der Via-Ketten sowie äquivalentes elektrisches Ersatzschaltbild pro Messglied.

Der Widerstand der beiden Kontakt-Ketten kann in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder n_{MG} berechnet werden zu

$$R_{VIA1} = n_{MG}(2R_k + 2R_{tube} + R_v), \quad (7.2)$$

$$R_{VIA2} = n_{MG}R_v + 2R_k + 2R_{tube}, \quad (7.3)$$

wobei R_{tube} der Widerstand eines Nanotube-Kontaktes, R_k der Kontaktwiderstand zwischen der unteren Metallfläche und einem Nanotube-Kontakt und R_v der Widerstand eines Verbindungselementes sind. Zudem befindet sich ein Array basierend auf $12 \mu\text{m}$ Nanotube-Mikrobolometern mit 320×240 Pixeln (QVGA) auf dem Teststrukturen-Chip. Die einzelnen Pixel sind elektrisch nicht angeschlossen. Mit diesem Array ist es aber möglich, den Einfluss der Pixelanzahl auf den Release-Prozess zu analysieren. Zudem kann die Absorption der Mikrobolometer mit Hilfe der FTIR-Spektroskopie bestimmt werden. Dies ist mit Einzelstrukturen oder den deutlich kleineren 5×5 -Arrays nicht möglich, da

mit dem verwendeten Messaufbau der Strahl der Quelle nicht fokussiert und auf kleine Flächen gerichtet werden kann. Die zu bestrahlende Fläche sollte deutlich größer als der Strahldurchmesser sein, um den Einfluss des Substrates ohne Mikrobolometer-Strukturen zu eliminieren. In Abbildung 7.13 ist ein Ausschnitt aus dem Layout des $12\ \mu\text{m}$ Pixel-Arrays mit QVGA-Auflösung dreidimensional abgebildet.

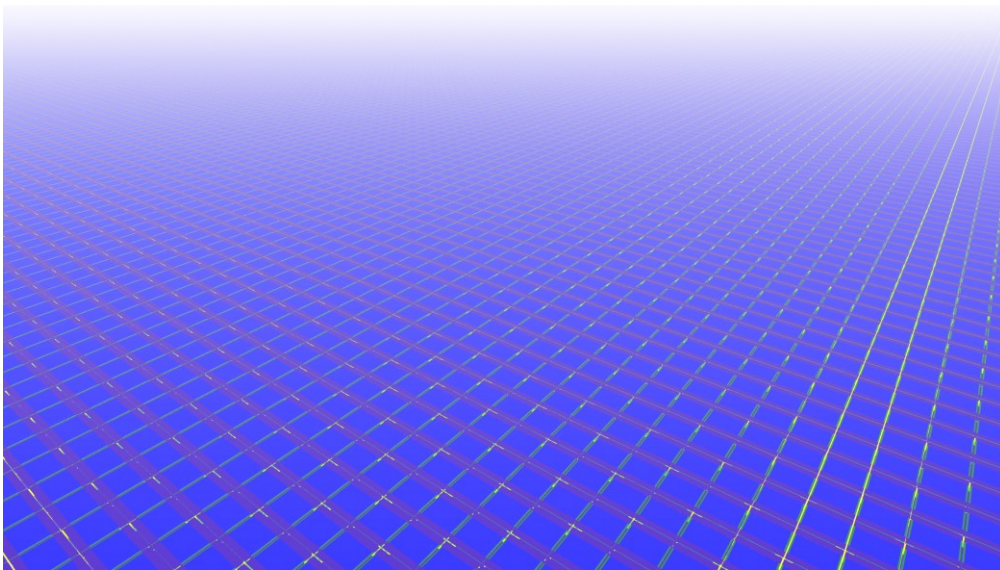


Abbildung 7.13: 3D-Darstellung des $12\ \mu\text{m}$ Nanotube-Mikrobolometer-Array mit QVGA Auflösung.

7.3.2 Mechanische Stabilität

Die zuvor präsentierten Teststrukturen werden nach dem in Kapitel 7.2 beschriebenen Herstellungsprozess gefertigt. In Abbildung 7.14 sind REM-Aufnahmen von einem hergestellten $12\ \mu\text{m}$ QVGA Mikrobolometer-Array nach dem Release-Prozess zu sehen. Alle freigelegten Kontakt- sowie Reflektor-Nanotubes sind mechanisch stabil und tragen die Membran der Mikrobolometer-Pixel. Einknickte oder gar gebrochene Nanotubes sind nicht zu erkennen. Die dargestellten Aufnahmen der Strukturen mit angehobenem Reflektor weisen jedoch eine leichte Durchbiegung der nicht fixierten Membrankanten auf.

Die Ursache für die Verformungen könnten die prozessbedingten Topologie-Unterschiede sein, welche einen Stressgradienten in der gesamten Membran induzieren.

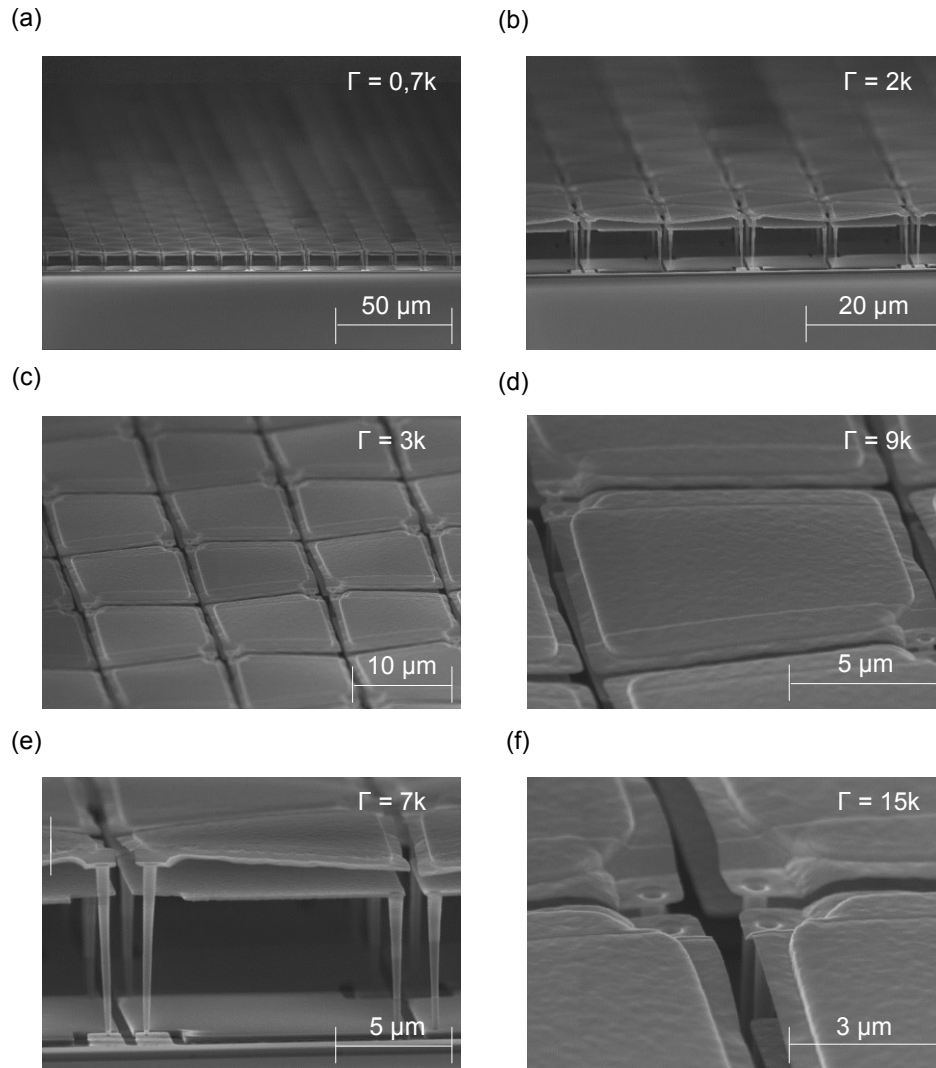


Abbildung 7.14: REM-Aufnahmen eines hergestellten 12 μm Nanotube-Mikrobolometer-Arrays.

7.3.3 Elektrisches Verhalten

Nach dem Release-Prozess der einzelnen Chips werden die Teststrukturen manuell an einem Spitzenmessplatz vermessen. Dabei werden die Messnadeln mit Mikromanipulatoren gesteuert und auf die Pads der jeweiligen zu messenden Strukturen abgesetzt, sodass ein elektrischer Kontakt entsteht. Die Zweipunkt-Messungen erfolgen mit Hilfe eines HP4155 Semiconductor Analyzers, welcher es ermöglicht einen bestimmten Stromwert einzuprägen und zugleich die resultierende Spannung über der Struktur zu messen. Ebenso ist es möglich einen bestimmten Spannungswert einzuprägen und zugleich den resultierenden Strom zu messen. Der Messaufbau ist in Abbildung 7.15 schematisch dargestellt.

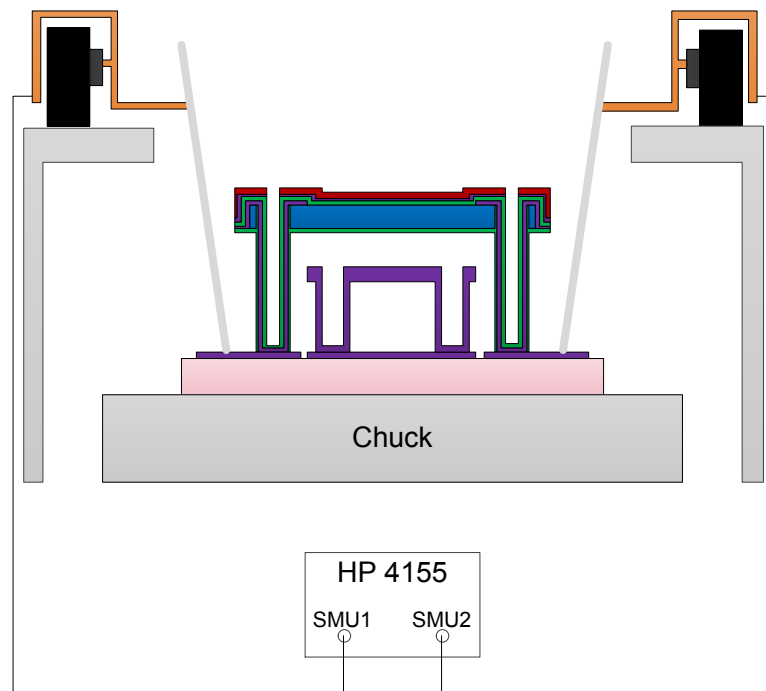


Abbildung 7.15: Zweipunkt-Messung der Mikrobolometer-Strukturen.

In Abbildung 7.16 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie von einer $12\ \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur dargestellt. Aus der Kennlinie geht hervor, dass es sich bei dem Kontakt zwischen der TiN- und der SiGe-Schicht um einen ohmschen Kontakt handelt. In Kapitel 5.2.2 wurde der spezifische Widerstand der verwendete

ten Sensorschicht bestimmt zu $49,97 \text{ } \Omega\text{cm}$. Ausgehend von diesem Wert ergibt sich theoretisch für eine $12 \text{ } \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur mit einer spezifizierten Sensorschichtdicke ein Widerstand von etwa von etwa $2,33 \text{ M}\Omega$. Bei den hier gezeigten Teststrukturen wurde die Sensorschicht bei der Strukturierung des Kontaktmaterials etwa 60 nm übergeätzt. Daraus ergibt sich ein erhöhter Widerstandswert von $3,75 \text{ M}\Omega$. Der spezifische Widerstand beträgt $44,65 \text{ } \Omega\text{cm}$ und liegt in sehr guter Übereinstimmung mit dem ermittelten Wert aus Kapitel 5.2.2. Dies ist ebenfalls ein Beweis dafür, dass die verwendete SiGe-Schicht stabil ist und der spezifische Widerstandswert nicht durch die Temperaturbelastungen während den ALD-Prozessen beeinflusst wird.

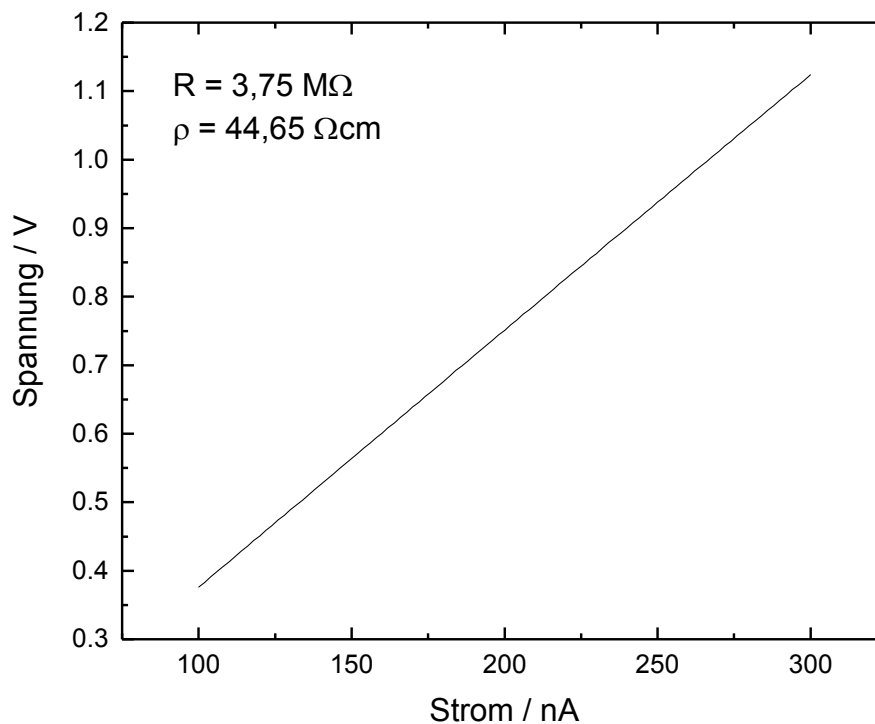


Abbildung 7.16: Strom-Spannungs-Kennlinie einer $12 \text{ } \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur.

Weiterhin wurde der TCR der Sensorschicht anhand der Mikrobolometer-Strukturen bestimmt. Dabei wurde der Chuck, auf dem der Chip aufliegt, beheizt und zum jeweiligen Temperaturwert der Widerstandswert der Struktur bestimmt. Der Widerstandsverlauf der $12 \text{ } \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abbildung 7.17 illustriert. Ähnlich zum

Widerstandsverlauf der unstrukturierten SiGe-Schicht in Abbildung 5.5 nimmt der gemessene Widerstand mit steigender Temperatur ab. Der ermittelte TCR bei 25 °C beträgt etwa 2,25 %/°C und ist damit etwas kleiner als der ermittelte Wert aus Kapitel 5.2.2. Ein Grund hierfür kann sein, dass die simulierten Temperaturversuche die realen Temperaturbelastungen des gesamten Herstellungsprozesses nur bedingt widerspiegeln und dies zu Unterschieden in den Diffusions- und Aktivierungsmechanismen führt. Neben den ALD-Prozessen haben weitere Temperaturbelastungen von diversen Abscheide- und Ätz-Verfahren prinzipiell Einfluss auf die Eigenschaften der Sensorschicht. Aufgrund der relativ kurzen Prozess-Dauer gegenüber den Atomlagenabscheidungen wurde der Einfluss dieser bisher vernachlässigt.

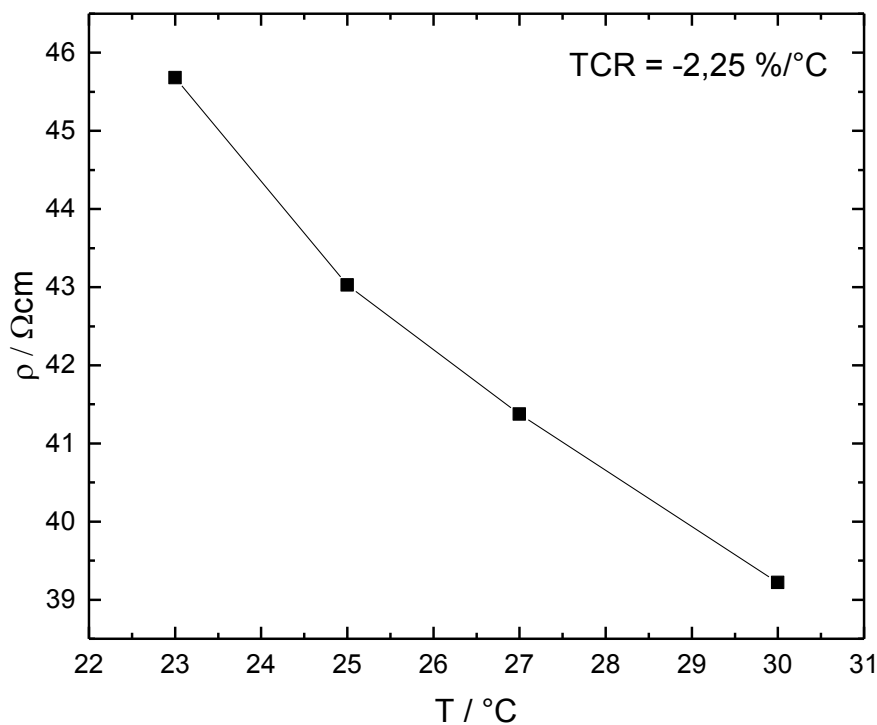


Abbildung 7.17: Spezifischer Widerstand der 12 μm Mikrobolometer-Struktur in Abhängigkeit von der Temperatur.

Um den Widerstand der Kontakt-Nanotubes genauer zu analysieren, wurden ebenfalls Zweipunkt-Messungen an den zuvor beschriebenen Kontakt-Ketten mit Nanotube-Längen von $l_{\text{tube}} = 4 \mu\text{m}$ durchgeführt. Im Gegensatz zu den

Mikrobolometer-Strukturen weisen die Nanotube-Ketten bei einer Länge von $l_{\text{tube}} = 8 \mu\text{m}$ einen unterbrochenen elektrischen Kontakt auf, sodass jeweils ein unendlich hoher elektrischer Widerstand gemessen wird. Ein Grund hierfür ist, dass die Via-Ketten im Vergleich zu den Mikrobolometer-Strukturen des Arrays, bei der Entfernung der Opferschicht, deutlich schneller freigeätzt werden und für eine lange Zeit offen liegen. Somit werden die einzelnen Materialien stark angeätzt, was zu einer Unterbrechung des elektrischen Kontaktes führen kann. Für Nanotube-Längen von $4 \mu\text{m}$ ist diese Überätzung, aufgrund der dünneren Opferschicht, deutlich geringer.

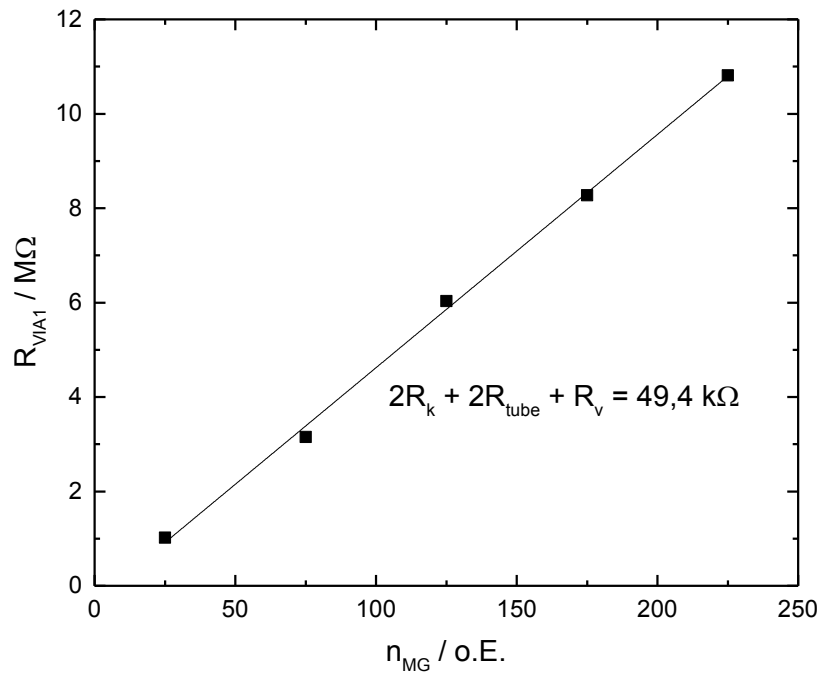


Abbildung 7.18: Widerstand der Nanotube-Kette R_{VIA1} in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder.

In Abbildung 7.18 ist zunächst der Parameter R_{VIA1} in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder aufgetragen. Es ist zu erwähnen, dass selbst bei einer Kontakt-Kette bestehend aus 450 Nanotubes ein Widerstand zu messen ist. Dies bedeutet, dass jeder einzelne Nanotube-Kontakt elektrisch funktionsfähig ist und es somit zu keiner Unterbrechung des Stromflusses kommt. Es ist zu erkennen, dass die Zunahme des Gesamtwiderstandes R_{VIA1} mit steigender An-

zahl der Messglieder durch eine lineare Approximation angenähert werden kann. Die Steigung m_{RVIA1} dieser Trendlinie ergibt den Zusammenhang

$$m_{RVIA1} = 2R_k + 2R_{tube} + R_v. \quad (7.4)$$

Die Summe aus Nanotube- und kann demnach bestimmt werden, wenn der Widerstand des Verbindungselementes R_v bekannt ist.

Der Widerstand des Verbindungselementes R_v kann mit Hilfe des weiteren Kontakt-Ketten-Typs bestimmt werden. Dazu ist in Abbildung 7.19 der Gesamtwiderstand R_{VIA2} in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder aufgetragen. Auch hier kann der Widerstandsverlauf durch eine lineare Approximation angenähert werden. Die Steigung m_{RVIA2} der Trendlinie ist dann gleich dem Widerstand des Verbindungselementes und beträgt $R_v = 411,51 \Omega$. Daraus ergibt sich für die Summe aus Kontakt- und Nanotube-Widerstand im Mittel $R_k + R_{tube} = 24,49 \text{ k}\Omega$. Im Vergleich zum Widerstand der Sensorschicht ist dieser Wert niederohmig und kann in Bezug auf den Gesamtwiderstand vernachlässigt werden.

Der elektrische Widerstand der Nanotubes ist ähnlich wie der thermische Leitwert auch abhängig von der Länge sowie vom Durchmesser. In Kapitel 7.1 wurde beschrieben, dass der Durchmesser aufgrund des prozessbedingten Ätzwinkels von unter 90° eine Funktion der Länge der Nanotubes ist. Analog zu Gleichung (7.1) kann der elektrische Widerstand der Nanotubes geschrieben werden zu

$$R_{el,tube} = \int_0^{l_{tube}} \rho_{TiN} \frac{dl}{2\pi \left\{ (r_{tube}(l) - d_{Al2O3,out})^2 - (r_{tube}(l) - d_{Al2O3,out} - d_{TiN,NT})^2 \right\}} \quad (7.5)$$

wobei ρ_{TiN} der spezifische Widerstand des TiN-Kontaktmaterials ist und im Rahmen dieser Arbeit messtechnisch bestimmt wurde zu $5,76 * 10^{-6} \Omega m$. In Abbildung 7.20 ist der zu erwartende elektrische Widerstand eines Nanotubes in Abhängigkeit von der Länge für $d_{Al2O3,out} = d_{TiN,NT} = 10 \text{ nm}$ (vgl. Abbildung 7.1) dargestellt.

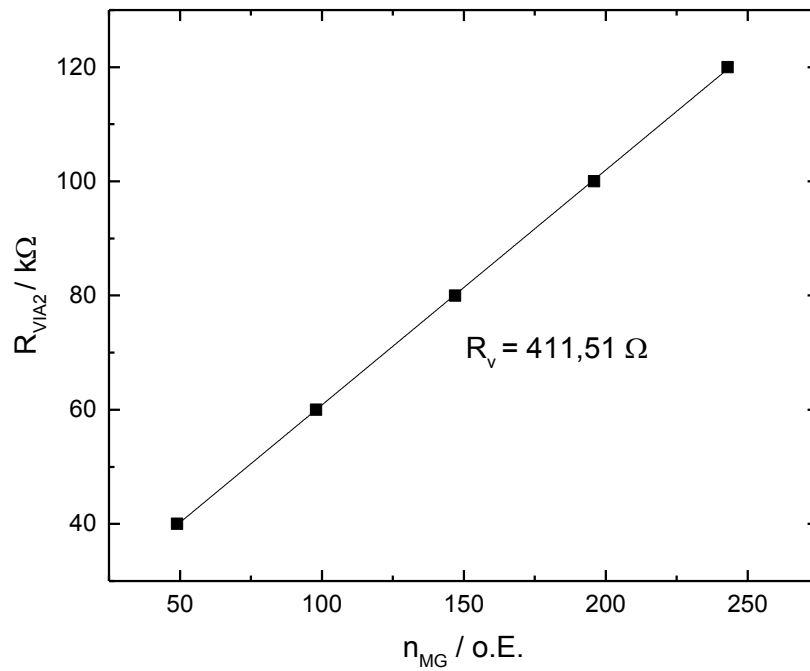


Abbildung 7.19: Widerstand der Nanotube-Kette R_{VIA2} in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder.

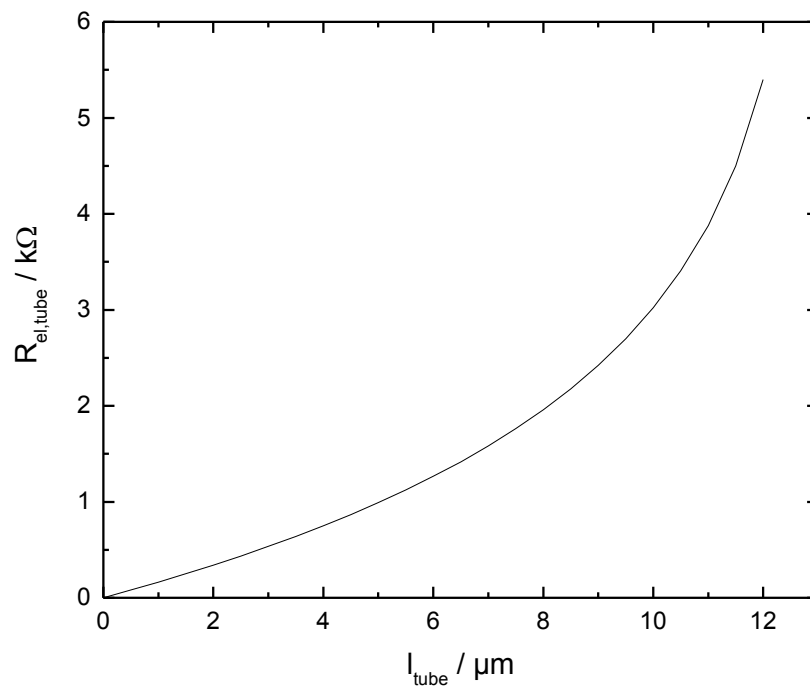


Abbildung 7.20: Elektrischer Widerstand eines Nanotube-Kontaktes in Abhängigkeit von der Länge l_{tube} .

Es ist auffällig, dass der zu erwartende elektrische Widerstand eines Nanotube-Kontaktes für $l_{\text{tube}} = 4 \mu\text{m}$ etwa um einen Faktor 30 kleiner ist als der gemessene Wert. Dies deutet darauf hin, dass die Schichtdicke des Kontaktmaterials nicht konstant ist, sondern deutlich mit steigender Länge der Nanotubes abnimmt. In [49] konnte gezeigt werden, dass die Schichtdicke von nominal etwa 50 nm abgedünntem Ruthenium, entlang 3 μm langer Nanotubes, um mehr als einen Faktor zwei abnimmt. Es wird angenommen, dass dieser Effekt bei den hier hergestellten Nanotubes, aufgrund der deutlich dünneren Basisschichten und den deutlich längeren Nanotubes, verstärkt zu tragen kommt. Zudem wird vermutet, dass der Kontaktwiderstand, aufgrund der sehr dünnen Schicht am Kontaktboden, einen hohen Widerstand aufweist. Ähnlich beim Wärmetransport in dünnen Schichten, kann die elektrische Leitfähigkeit ebenfalls durch Elektronen-Streuprozesse beeinflusst werden, wodurch der resultierende elektrische Widerstand zusätzlich erhöht wird. In REM-Aufnahmen sind die dünnen Schichten an den unteren Seitenwänden der Nanotubes nicht mehr zu erkennen. Um die Schichtdicken dennoch möglichst genau zu bestimmen, müssten FIB-Analysen (focus ion beam) durchgeführt werden.

Weiterhin wird der TCR des Kontaktmaterials untersucht. Dazu wird der Widerstand einer 12 μm Mikrobolometer-Struktur ohne Sensorschicht in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die Membran dieser Struktur besteht aus einer durchgängigen TiN-Schicht, welche an der Unter- und Oberseite von jeweils einer dünnen Schutzschicht umgeben ist. Der Widerstand der Membran kann im Vergleich zum Widerstand der Kontakt-Nanotubes vernachlässigt werden. Der spezifische Widerstand des TiN-Kontaktmaterials berechnet sich dann in Abhängigkeit von der Dicke des Materials und der Geometrie der Nanotubes. In Abbildung 7.21 ist der spezifische Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Der TCR beträgt etwa $-0,26 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ und ist damit etwa eine Größenordnung kleiner im Vergleich zum TCR der Sensorschicht. Auch dieses Ergebnis zeigt, dass der Einfluss der Kontakt-Nanotubes auf das Widerstandsverhalten der gesamten Struktur zu vernachlässigen ist.

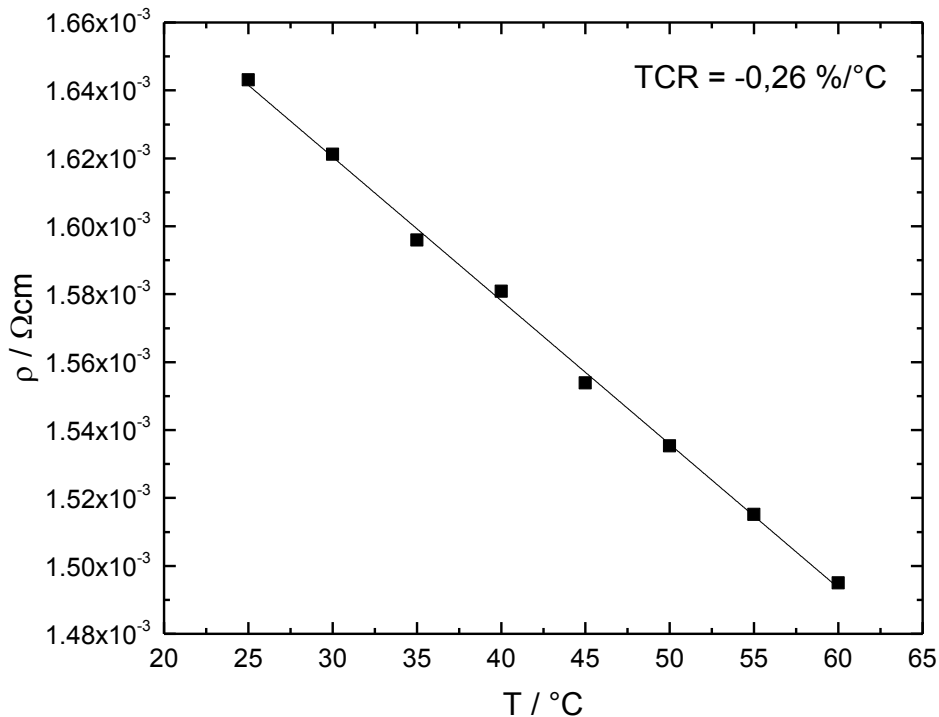


Abbildung 7.21: Spezifischer Widerstand des TiN-Kontaktmaterials in Abhängigkeit von der Temperatur.

Zusätzlich wird das Rauschen der $12 \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur untersucht. Dazu werden die gesägten Einzelchips in einem DIL-40 Package aufgebaut und mit dem in Kapitel 5.2.4.2 beschriebenen Rauschmessplatz charakterisiert. In Abbildung 7.22 ist die Rauschleistungsdichtespektren bei einem Betriebsstrom von 200 nA zu sehen. Aus der Abbildung geht hervor, dass das $1/f$ -Rauschen der Sensorschichten dominiert. Der normierte $1/f$ -Rauschparameter beträgt $k_{f,n} = 5,20 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$ und liegt somit in guter Übereinstimmung zum gemessenen Wert der einzelnen Sensorschicht nach der Temperatur (vgl. Kapitel 5.2.4.3).

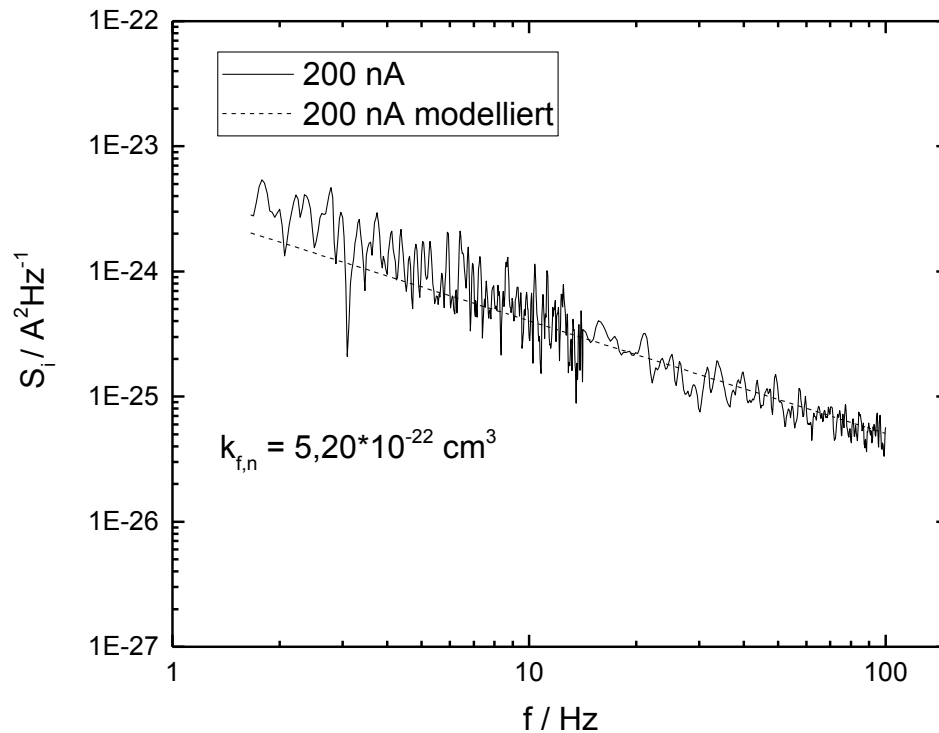


Abbildung 7.22: Rauschleistungsdichtespektrum einer $12 \mu\text{m}$ Mikrobolometer-Struktur bei einem Betriebsstrom von 200 nA .

Um den Einfluss der Kontakt-Nanotubes auf das Gesamtrauschverhalten zu bestimmen, wurden ebenfalls Rauschmessungen an den bereits erwähnten Mikrobolometer-Strukturen ohne Sensorschicht durchgeführt. In Abbildung 7.23 ist das Rauschleistungsdichtespektrum der beschriebenen Struktur dargestellt. Das Spektrum zeigt keine $1/f$ -Rausch-Charakteristik, sondern ein von der Frequenz unabhängiges weißes Rauschen. Der elektrische Widerstand der Struktur wurde zuvor bestimmt zu etwa $30 \text{ k}\Omega$. Die nach Gleichung (3.50) errechnete spektrale Rauschleistungsdichte des Johnson-Rauschens liegt in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Somit hat das Rauschen des dünnen Kontaktmaterials in den Nanotubes nahezu keinen Einfluss auf das Gesamtrauschen der Mikrobolometer-Strukturen.

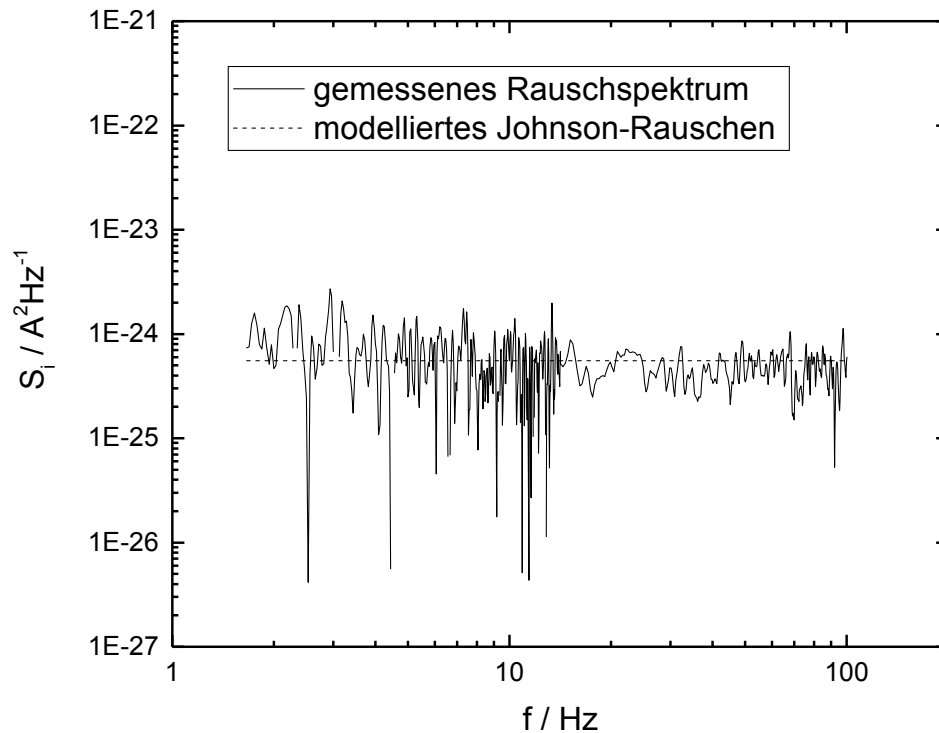


Abbildung 7.23: Rauschleistungsdichtespektrum einer 12 μm Mikrobolometer-Struktur, bestehend aus einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Membran

7.3.4 Elektro-thermisches Verhalten

Zur Analyse des thermischen Verhaltens der Mikrobolometer werden ebenfalls die gebondeten Strukturen der Rausch-Messungen verwendet. Diese werden zusammen mit einer Messplatine zur elektrischen Ansteuerung in eine Vakuum-Kammer gebracht, um den Einfluss der durch Gaskonduktion hervorgerufenen Wärmeleitung zu eliminieren. In Abbildung 7.24 ist der Messaufbau schematisch illustriert.

Mit Hilfe des Semiconductor Analyzers wird ebenfalls eine Zweipunkt-Messung bei einem minimal erreichbaren Innendruck von ca. $2,3 \cdot 10^{-2}$ mbar durchgeführt. Aufgrund der Eigenerwärmung im Vakuum sinkt der elektrische Widerstand des Mikrobolometers, da der TCR der SiGe-Sensorschicht negativ ist. Der Temperaturanstieg kann anhand der Widerstandsänderung und des TCR be-

stimmt werden. In einem kleinen Temperaturintervall kann der TCR als konstant angenommen werden, sodass ein linearer Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur besteht. Der Temperaturanstieg berechnet sich dann zu

$$\Delta T_{\text{vac}} = \frac{(R_0 - R(T))}{R_0 TCR}. \quad (7.6)$$

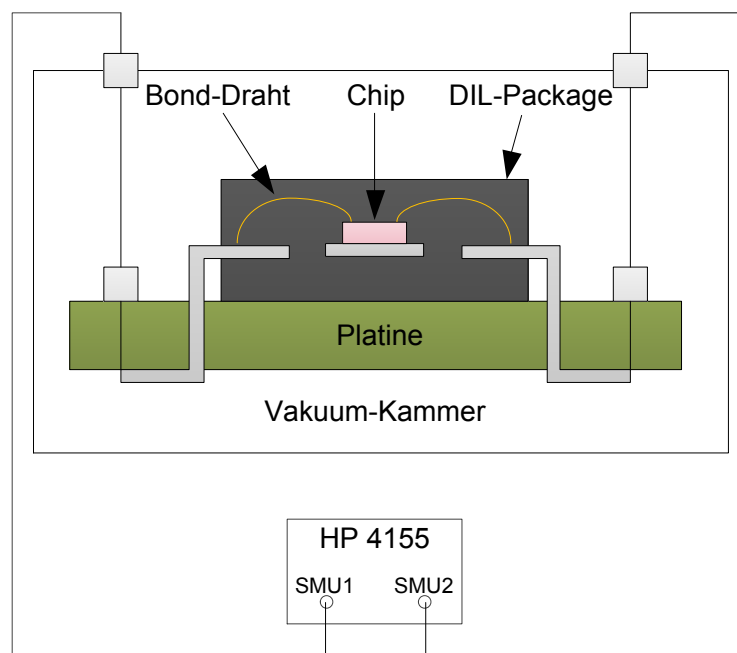


Abbildung 7.24: Messaufbau zur Analyse des thermischen Verhaltens der Nanotube-Mikrobolometer.

In Abbildung 7.25 ist der Verlauf des spezifischen Widerstandes und des Temperaturanstiegs der 12 μm Mikrobolometer-Struktur in Abhängigkeit von der eingepprägten elektrischen Leistung veranschaulicht. Der thermische Leitwert kann aus dem Verhältnis der elektrischen Leistung und der zugehörigen Temperaturänderung berechnet werden. Der errechnete gesamte thermische Leitwert für die vermessene 12 μm Mikrobolometer-Struktur bei einer Länge von $l_{\text{tube}} = 8 \mu\text{m}$ beträgt $g_{\text{th}} = 12,8 \text{ nWK}^{-1}$. Dieser Wert beinhaltet jedoch zusätzlich den Anteil der Wärmeleitung durch thermische Strahlung. Für die resultierende

thermische Leitfähigkeit der Kontakt-Nanotubes ergibt sich dann der Wert $g_{\text{tubes}} = g_{\text{th}} - g_{\text{Rad}} = 11,40 \text{ nWK}^{-1}$.

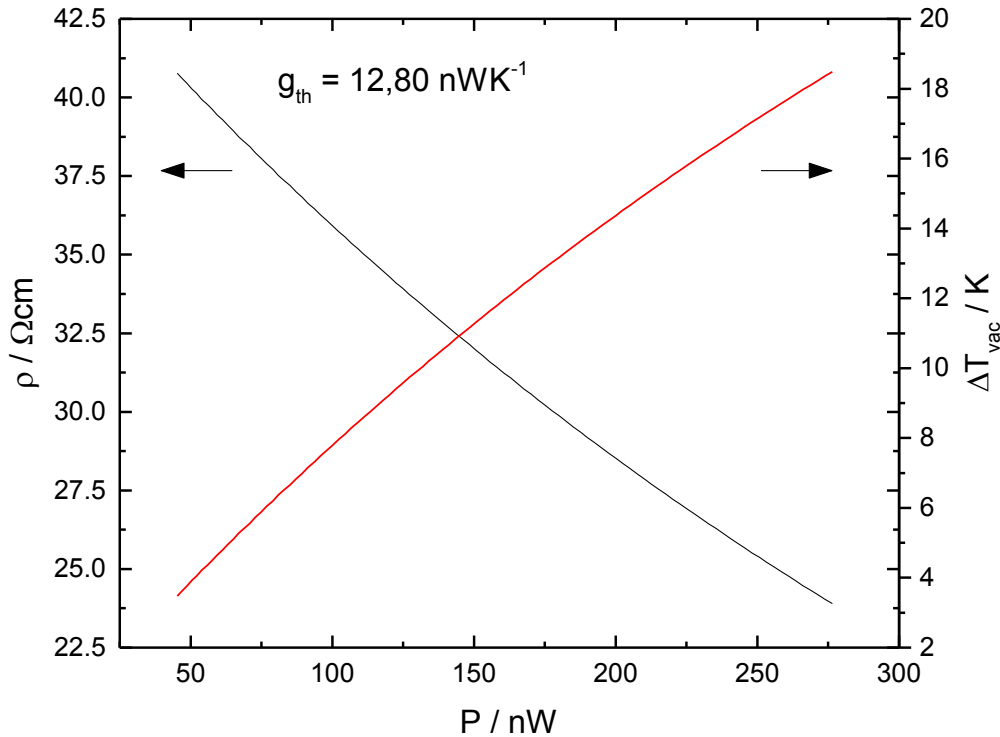


Abbildung 7.25: Der spezifische Widerstand und der resultierende Temperaturanstieg in Abhängigkeit der eingeprägten elektrischen Leistung.

In Kapitel 7.1 wurde der thermische Leitwert der Mikrobolometer, basierend auf der gemessenen intrinsischen thermischen Leitfähigkeit des Nanotube-Schichtsystems, zu $g_{\text{th}} = 14,5 \text{ WmK}^{-1}$ bestimmt. Der hier extrahierte Wert ist somit ca. 13 % kleiner. Im Gegensatz zur 3ω -Methode ist der Wärmefluss in den Nanotubes nicht senkrecht durch den Schichtstapel, sondern entlang diesem. Bei den verwendeten Schutz- und Kontakt-Schichten handelt es sich um amorphe Materialien, sodass angenommen werden kann, dass die jeweiligen thermischen Leitfähigkeiten anisotrop sind. In Kapitel 7.3.3 wurde bereits angedeutet, dass die abgeschiedenen ALD-Schichten innerhalb der Nanotubes wahrscheinlich deutliche dünnere Schichtdicken aufweisen als erwartet, wodurch der thermische Leitwert prinzipiell drastisch reduziert wird und deutlich kleiner sein müsste als der hier gemessene Wert. Aufgrund des unterschiedlichen

Wärmeflusses ergeben sich jedoch auch unterschiedliche Phononen-Streueffekte. Der Wärmefluss entlang der Nanotubes wird hauptsächlich beeinflusst durch Streuung an den Grenzflächen und an der Oberfläche (surface scattering [107–110]). Es ist möglich, dass dieser Einfluss auf den Transport der Phononen insgesamt kleiner ist im Vergleich zur Phononen-Grenzstreuung in der Anordnung der 3ω -Proben. Somit ist der hier gemessene thermische Leitwert, trotz dünnerer Schichten innerhalb der Nanotubes, nur geringfügig kleiner als der berechnete Wert, basierend auf den Ergebnissen der 3ω -Methode.

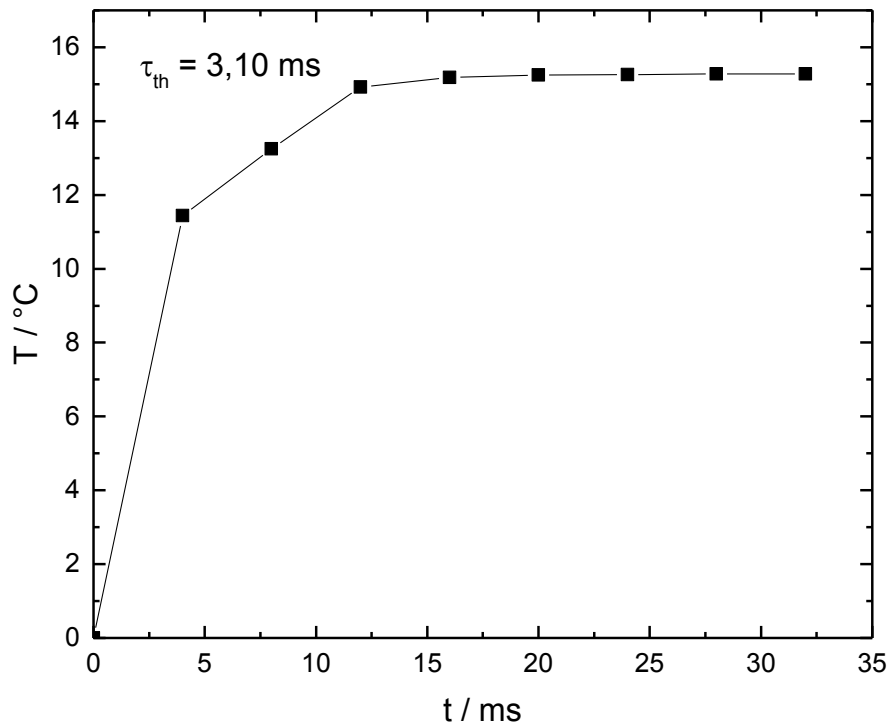


Abbildung 7.26: Temperaturanstieg des Mikrobolometers in Abhängigkeit von der Zeit.

Neben dem thermischen Leitwert wird auch die thermische Zeitkonstante abgeschätzt. Hierbei wird mittels des Semiconductor Analyzers ein konstanter Strom eingepreßt und die resultierende Spannung über der Mikrobolometer-Struktur in definierten Zeitabständen gemessen (minimale Auflösung 4 ms). Der Temperaturanstieg in Abhängigkeit von der Zeit ist in Abbildung 7.26 dargestellt. Die thermische Zeitkonstante entspricht der Zeitspanne in der die Temperatur auf etwa 63,2 % des Endwertes angestiegen ist. Somit ergibt sich

für die 12 μm Mikrobolometer-Struktur ein Wert von etwa $\tau_{\text{th}} = 3,1$ ms. Der theoretische Zusammenhang kann ausgedrückt werden zu

$$\Delta T_{\text{vac}} = \frac{IU}{g_{\text{th}}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{th}}}} \right). \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.27 ist der thermische Gesamtleitwert g_{th} der Kontakt-Nanotubes mit äußerer Al_2O_3 -Schutzschicht in Abhängigkeit vom Innendruck der Vakuum-Kammer dargestellt. Ab einem Innendruck von etwa 10^{-1} mbar ist der gemessene Wert konstant. Für Drücke $> 10^{-1}$ mbar nimmt der thermische Leitwert drastisch zu. In diesem Bereich wird die Wärmeleitung durch Gaskonduktion zum dominanten Faktor und kann nicht mehr vernachlässigt werden.

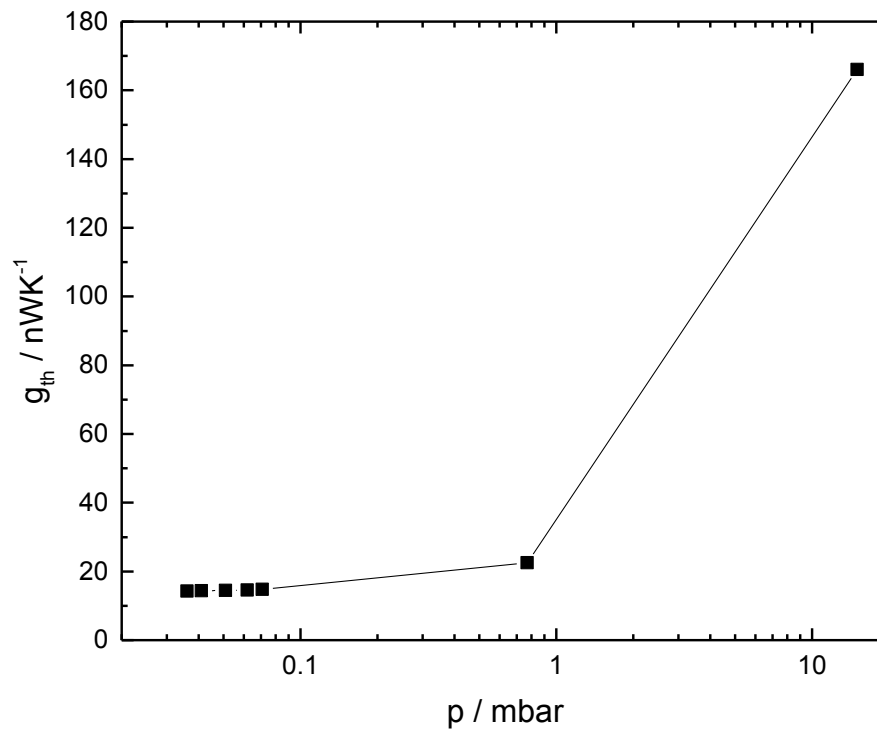


Abbildung 7.27: Der thermische Gesamtleitwert g_{th} in Abhängigkeit vom Innendruck der Vakuum-Kammer.

7.3.5 Absorption

Die Absorption wird an den im Kapitel 7.3.2 präsentierten Mikrobolometer-Arrays mit QVGA-Auflösung unter Verwendung der FTIR-Spektroskopie durchgeführt. Es ist zu erwähnen, dass mit dem verwendeten Messaufbau zunächst die an der Mikrobolometer-Oberfläche reflektierte Strahlung detektiert wird. Da sich unter der Membran der angehobene Reflektor bzw. ein zusätzlicher Reflektor auf der Substratoberfläche befindet, kann davon ausgegangen werden, dass nahezu keine Strahlung transmittiert. In diesem Fall berechnet sich die Absorption zu $A = 1 - R$. Die Ergebnisse für Mikrobolometer-Strukturen sowohl mit als auch ohne angehobenen Reflektor sind in Abbildung 7.28 für einen Wellenlängenbereich zwischen 8 μm und 14 μm dargestellt. Zudem ist die jeweils theoretisch berechnete Absorption für das verwendete Schichtsystem nach Gleichung (3.44) illustriert.

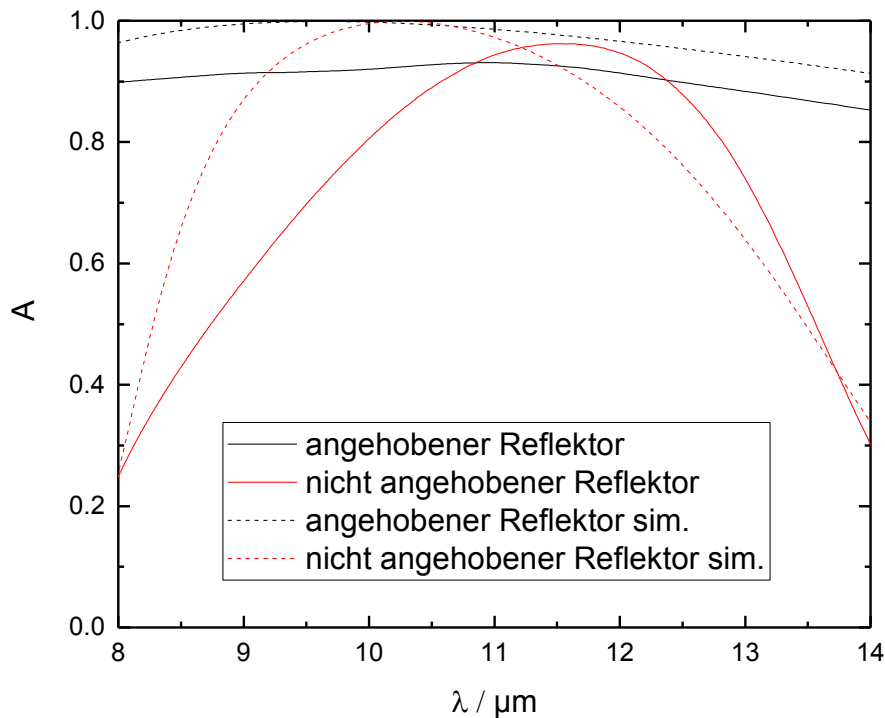


Abbildung 7.28: Absorption der Nanotube-Mikrobolometer sowohl mit und ohne angehobenen Reflektor.

Der prinzipielle Verlauf der gemessenen Absorption liegt in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den simulierten Werten des Modells. Aufgrund der Durchbiegung der Membrankanten ist in diesen Bereichen die Resonatorbedingung nicht für eine maximale Absorption erfüllt. Diese Bereiche nehmen jedoch nur einen kleinen Anteil in Relation zur gesamten Membranfläche ein. Zudem hat die hier hervorgerufene Änderung des Abstandes der Membran zum Reflektor nur einen vergleichsweise moderaten Einfluss, sodass die Verminderung der Absorption insgesamt gering ist. Für Strukturen mit angehobenem Reflektor kann somit eine mittlere Absorption von etwa 91 % erzielt werden. Erwartungsgemäß ist die mittlere Absorption der Strukturen ohne angehobenen Reflektor mit etwa 70 % deutlich kleiner. Dennoch könnten derartige Mikrobolometer-Arrays für Anwendungen eingesetzt werden, bei denen mäßigere Empfindlichkeiten ausreichend sind. Aufgrund des vereinfachten Herstellungsprozesses sind diese Sensoren zudem kostengünstiger zu fabrizieren.

7.3.6 Performance

Die *NETD* wird basierend auf den Gleichungen (3.61) und (3.62) bestimmt. Bei der Berechnung wird das durch die Ausleseschaltung hervorgerufene Rauschen vernachlässigt. Die Akquisitionszeit beträgt $t_{\text{puls}} = 300 \mu\text{s}$. Die Eigenerwärmung während der Auslese wird bei der Berechnung des Gesamtrauschens berücksichtigt und ist gegeben zu

$$\Delta T_{\text{puls}} = \frac{I^2 R}{c_{\text{th}}} t_{\text{puls}}. \quad (7.8)$$

In Abbildung 7.29 ist die *NETD* für verschiedene Pixelgrößen in Abhängigkeit des thermischen Leitwerts aufgetragen. Weitere Kenndaten zur Berechnung der *NETD* sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Die Parameter A_b , R , c_{th} und k_f ergeben sich aus den Dimensionen bzw. dem Design der jeweiligen Pixel.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sinkt die *NETD* bei einem gegebenen thermischen Leitwert mit sinkender Pixelgröße. Dies resultiert aus der kleineren effektiven Absorberfläche sowie aus dem höheren 1/f-Rauschen aufgrund

der Reduzierung des Volumens der Sensorschicht. Basierend auf den thermischen Leitfähigkeiten der Einzelschichten ist in dieser Arbeit ein thermischer Leitwert der Nanotubes von etwa $g_{\text{tubes}} = 5,9 \text{ nWK}^{-1}$ angestrebt worden. Die resultierenden thermischen Zeitkonstanten sind bei diesem Leitwert ebenfalls in der Abbildung eingetragen. Auffällig ist, dass die thermische Zeitkonstante nur gering mit sinkender Pixelgröße abnimmt. Dies ist damit zu begründen, dass die Wärmeleitung durch thermische Strahlung und damit auch der effektive Gesamtleitwert mit steigender Pixelgröße zunehmen. Bei einer Pixelgröße von $12 \mu\text{m}$ ergibt sich somit eine Zeitkonstante von $\tau_{\text{th}} = 6,1 \text{ ms}$ bei einer *NETD* von $82,1 \text{ mK}$. Das Produkt aus *NETD* und Zeitkonstante als weitere Performancegröße beträgt in diesem Fall $FOM = NETD \cdot \tau_{\text{th}} = 500,8 \text{ mKms}$. Aufgrund der minimierten Phononen-Streuung im Nanotube-Schichtsystem ergibt sich ein erhöhter effektiver Leitwert von etwa $g_{\text{th}} = 12,8 \text{ nWK}^{-1}$. Die *NETD* und die thermische Zeitkonstante errechnen sich dann zu $NETD = 134,9 \text{ mK}$ bzw. $\tau_{\text{th}} = 3,7 \text{ ms}$. Da die *NETD* lediglich durch den reduzierten thermischen Leitwert verringert wird, bleibt die *FOM* konstant.

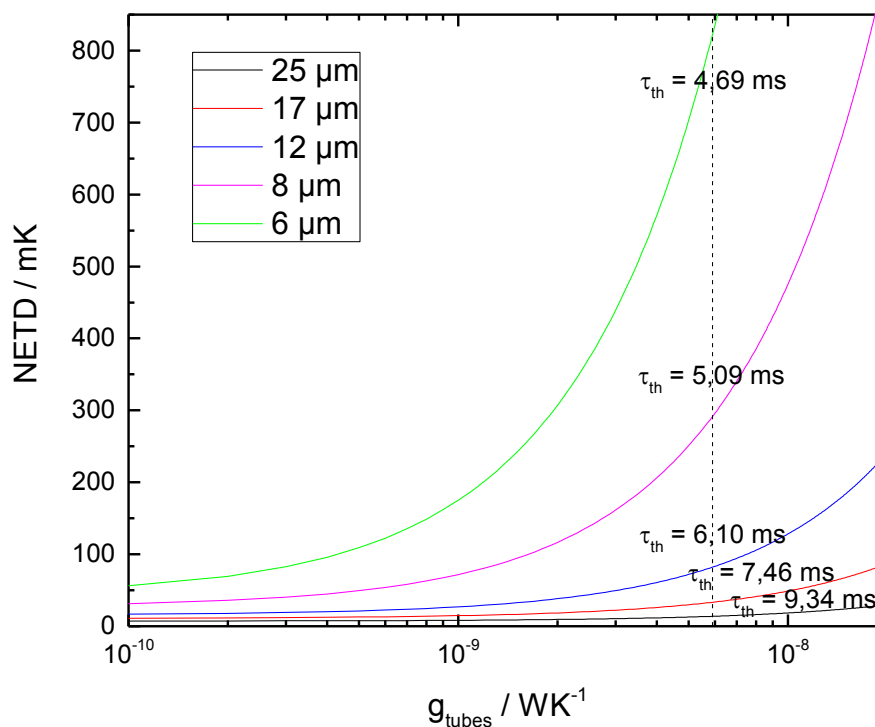


Abbildung 7.29: *NETD* in Abhängigkeit von g_{tubes} für unterschiedliche Pixelgrößen.

Tabelle 7.2: Parameter zur Bestimmung der *NETD*.

Parameter	Wert
F	1
ε_b	0,85
$dL_o/dT_o _{8\mu\text{m}-14\mu\text{m}}$	$0,84 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-2}$
T	300 K
I	$1,2 \mu\text{A}$
$ a $	$2,7 \text{ \%}/\text{K}$
ρ	$44,65 \Omega\text{cm}$
$k_{f,n}$	$5,20 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$
t_{puls}	$300 \mu\text{s}$
f_1	$4,12 \text{ mHz}$
f_2	$1,67 \text{ kHz}$

Das in dieser Arbeit entwickelte temperaturstabile Sensormaterial basiert auf a-SiGe. In Kapitel 5.3 konnte gezeigt werden, dass der normierte 1/f-Rauschparameter $k_{f,n}$ dieser Schichten, aufgrund der reduzierten Defektdichte, deutlich kleiner im Vergleich zu herkömmlich verwendeten Vanadiumoxid- oder auch nanokristallinen Germanium-Schichten ist. Es ist jedoch davon auszugehen, dass nanokristalline Si- oder SiGe-Schichten bei einem vergleichbaren spezifischen Widerstand ein noch geringeres Rauschen aufweisen. In Abbildung 7.30 ist die *NETD* für eine Pixelgröße von $12 \mu\text{m}$ und einem thermischen Leitwert der Nanotubes von $g_{\text{tubes}} = 5,9 \text{ nWK}^{-1}$ in Abhängigkeit von $k_{f,n}$ dargestellt. Durch eine Verringerung von $k_{f,n} = 5,20 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$ auf $k_{f,n} = 5,0 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ beispielsweise, reduziert sich die *NETD* von $82,1 \text{ mK}$ auf $31,9 \text{ mK}$. In diesem Fall errechnet sich das Produkt aus *NETD* und Zeitkonstante zu $FOM = 194,8 \text{ mKms}$. Eine weitere Reduzierung des normierten 1/f-Rauschparameters hat nur minimalen Einfluss auf die *NETD*, da sich das Gesamtrauschen der Summe aus dem Johnson- bzw. Temperaturfluktuationsrauschen annähert. Die hier gezeigten Betrachtungen sind somit sehr vielversprechend und zeigen das Potential der Kombination aus einer maximierten Absorberfläche, einem geringen thermischen Leitwert und einem rauscharmen Sensormaterial. In [9] wurde bislang für ein hergestelltes $12 \mu\text{m}$ IRFPA eine *NETD* von $53,6 \text{ mK}$ bei einer

thermischen Zeitkonstante von $\tau_{th} = 6,6$ ms präsentiert. Das Produkt aus *NETD* und thermischer Zeitkonstante ergibt $FOM = 353,8$ mKms.

Um den Einfluss des Betriebsstromes auf die einzelnen Rauschkomponenten und die *NETD* zu analysieren, ist dieser Zusammenhang für die 12 μ m Mikrobolometer in Abbildung 7.31 veranschaulicht. Für kleine Betriebsströme unter 150 nA überwiegt das Johnson-Rauschen. Für größere Ströme steigt das 1/f-Rauschen deutlich an und dominiert das Gesamtrauschen des Mikrobolometers. Das Temperaturfluktuationsrauschen steigt ebenfalls ähnlich stark mit steigendem Strom an, ist jedoch im betrachteten Strombereich stets um mehr als eine Größenordnung kleiner als das 1/f-Rauschen. Trotz Anstieg des Gesamtrauschens nimmt die *NETD* aufgrund des reziproken Zusammenhangs mit steigendem Betriebsstrom ab und nähert sich dem durch das 1/f-Rauschen limitierten Wert. Ab einem Betriebsstrom von etwa 600 nA nimmt die *NETD* kaum noch mit steigendem Strom ab.

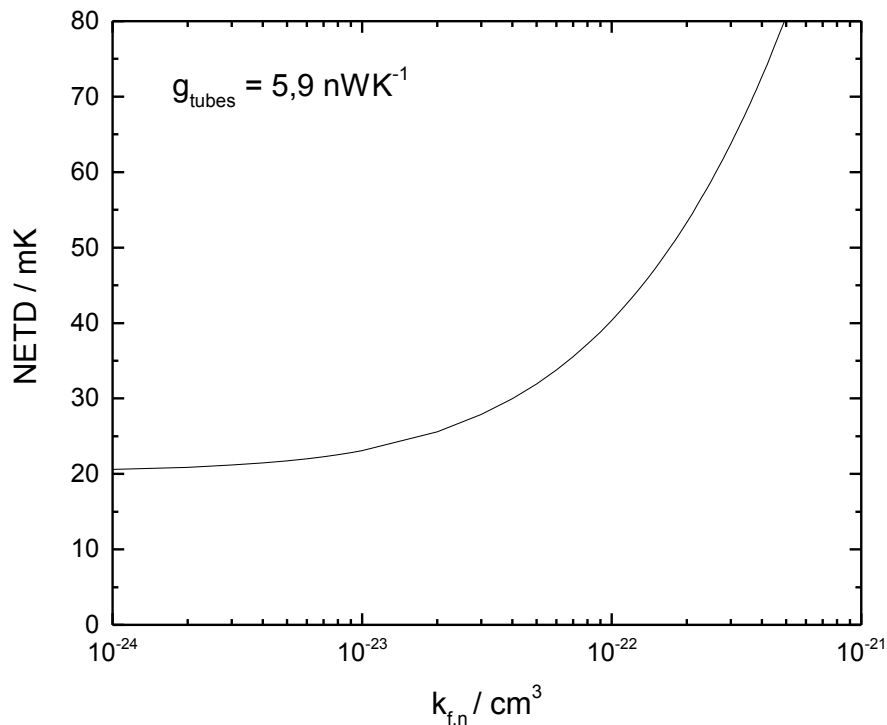


Abbildung 7.30: *NETD* in Abhängigkeit von $k_{f,n}$ für $g_{th} = 5,9 \text{ nWK}^{-1}$.

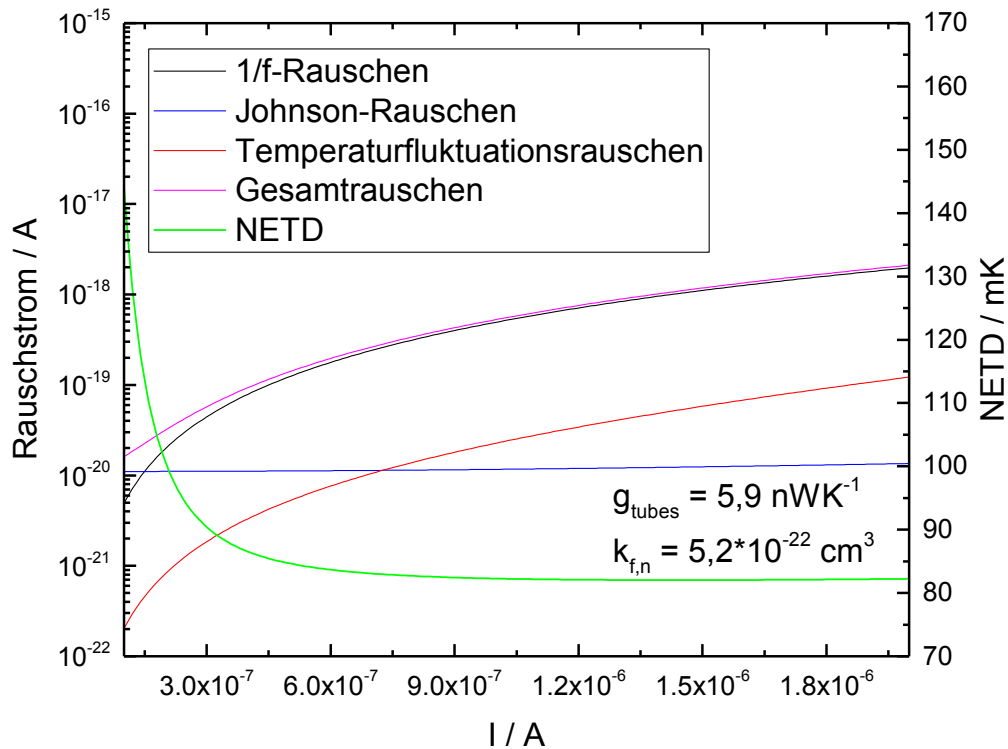


Abbildung 7.31: Rauschströme und *NETD* in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.

7.4 QVGA-IRFPA

Aufgrund der vielversprechenden Ergebnisse der zuvor diskutierten Teststrukturen werden die entwickelten Nanotube-Mikrobolometer auf einer bestehenden CMOS-Ausleseschaltung monolithisch gefertigt, um diese in bildgebenden Infrarotsystemen einzusetzen. Die Ausleseschaltung ist für einen Pixelabstand von $17 \mu\text{m}$ konzipiert. Neben einem QVGA-IRFPA, bestehend aus einheitlichen $17 \mu\text{m}$ Mikrobolometern, wird ein weiteres mit unterschiedlichen Pixelgrößen hergestellt. Bei diesem wird jeweils ein Viertel des Arrays mit $12 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $8 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ Mikrobolometern versehen. Jedes Viertel für sich weist somit eine Auflösung von QVGA (Quarter-QVGA, 160×120 Pixel) auf. Die IRFPAs werden nach dem in Kapitel 7.2 beschriebenen Herstellungsprozess fabriziert. Es werden Mikrobolometer mit unterschiedlichen Nanotube-Längen von $4 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$ realisiert. Zur Einfachheit wurde das prozesstechnische Anheben des

Reflektors nicht implementiert. In den folgenden Kapiteln wird zunächst auf die Ausleseschaltung und das verwendete Package der Sensoren eingegangen. Darauf folgen die Bestimmung der Responsivität und NETD sowie die ersten Ergebnisse zum Einsatz im FIR-Kerasystem.

7.4.1 CMOS ROIC

Die verwendete Ausleseschaltung wird am Fraunhofer IMS in einer $0,35\ \mu\text{m}$ CMOS-Technologie auf 200 mm Wafern hergestellt. Das Blockschaltbild ist in Abbildung 7.32 dargestellt [7]. In herkömmlichen Ausleseschaltungen wird der elektrische Widerstand der einzelnen Pixel zunächst analog ausgelesen und dann im Folgenden in ein digitales Signal gewandelt. Die Architektur der hier verwendeten Schaltung basiert auf sogenannte $\Sigma\Delta$ -ADCs. Mit diesen ist es möglich den elektrischen Widerstand der Pixel direkt in ein 16-Bit Signal zu konvertieren [7]. Somit kann der Signal-Rausch-Abstand deutlich verbessert werden. Genauer Informationen zum Aufbau und zur Funktionsweise der $\Sigma\Delta$ -ADCs bzw. zum Ausleseprinzip können aus [111] entnommen werden.

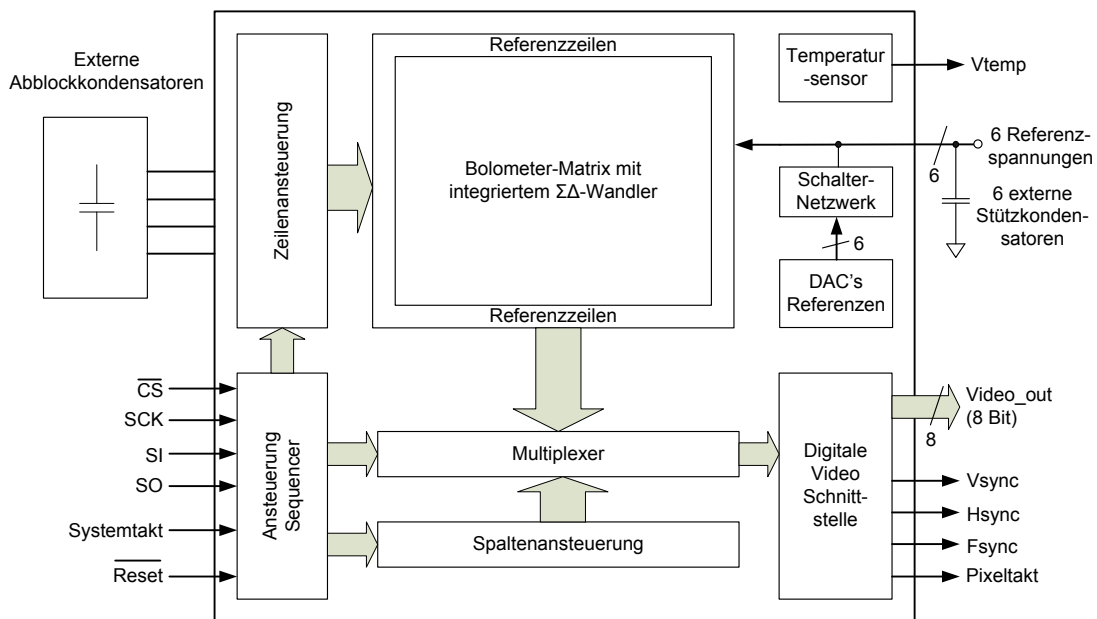


Abbildung 7.32: Blockschaltbild des QVGA-IRFPA [7].

Die einzelnen Pixel des Arrays sind zu Clustern angeordnet, welche parallel bei einer Framerate von 30 Hz ausgelesen werden. Die Pixel innerhalb eines Clusters werden nacheinander ausgelesen. Ein Sequenzer steuert hierbei das Ausleseverfahren und gibt die 16-Bit Videodaten an die Schnittstelle aus. Um die aktiven Mikrobolometer des Arrays herum befinden sich sogenannte blinde Pixel mit einer deutlich geringeren Responsivität. Diese können genutzt werden, um den Einfluss der Umgebungstemperatur auf das resultierende Wärmebild zu minimieren. In Abbildung 7.33 ist ein Foto der 17 μm Pixel-Pitch CMOS Ausleseschaltung zu sehen.

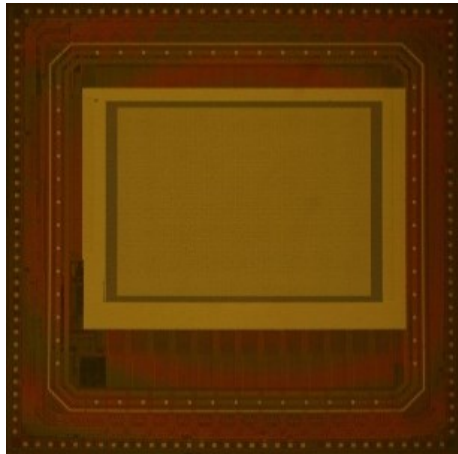


Abbildung 7.33: Foto der 17 μm Pixel-Pitch CMOS-ROIC [7].

7.4.2 Chip-Scale-Package

Wie in 3.2.1 bereits beschrieben, müssen die Mikrobolometer in Vakuum betrieben werden, um die Wärmeverluste durch Gaskonduktion zu minimieren. Hierzu wurde am Fraunhofer IMS ein sogenanntes Chip-Scale-Package (CSP) entwickelt [112], welches chipweise auf die hergestellten Arrays des Wafers aufgebracht wird. In Abbildung 7.34 ist das Chip-Scale-Package schematisch illustriert.

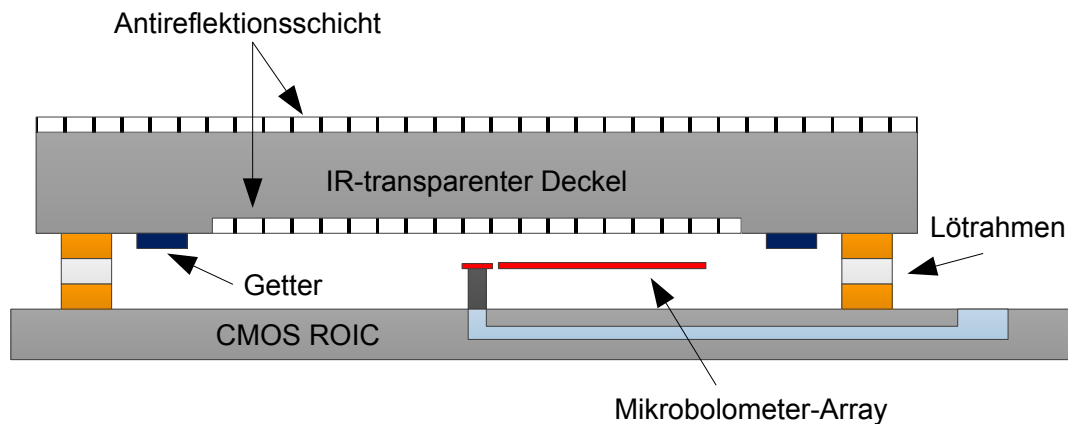


Abbildung 7.34: Schematischer Aufbau des Chip-Scale-Packages, nach [112].

Das Package wird durch einen IR-transparenten Deckel gebildet, welcher das Substrat mittels einer Lötverbindung dicht versiegelt. Der Deckel besteht aus Silizium, wodurch die Produktionskosten im Vergleich zu den häufig verwendeten Germanium-Deckeln verringert werden. Durch die Wahl von Silizium wird zudem die Zuverlässigkeit des realisierten Chip-Scale-Packages gesteigert, da kein zusätzlicher Stress durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten entsteht. An der Ober- und Unterseite des Deckels befindet sich eine Antirefleksionsschicht, um die Transmission der einfallenden Strahlung zu steigern. Weiterhin befindet sich eine Getter-Beschichtung innerhalb des Packages. Diese hat die Funktion freie Gasmoleküle, welche durch Ausgasen der Bolometer-Materialien entstehen können, zu adsorbieren und einen stabilen Innendruck zu gewährleisten. Ein weiterer Vorteil des Chip-Scale-Packages ist, dass der Deckel mittels eines Flip-Chip-Prozesses nur auf auserwählten Chips aufgebracht werden kann, welche eine zuvor getestete Funktionalität aufweisen. Zusätzlich kann im Vergleich zum Waferlevel-Package die Größe des IR-transparenten Deckels unabhängig von der Größe des ROICs optimiert werden. Dadurch können die Herstellungskosten weiter gesenkt werden. In Abbildung 7.35 ist ein Wafer mit teilweise aufgetragenen Deckeln veranschaulicht.

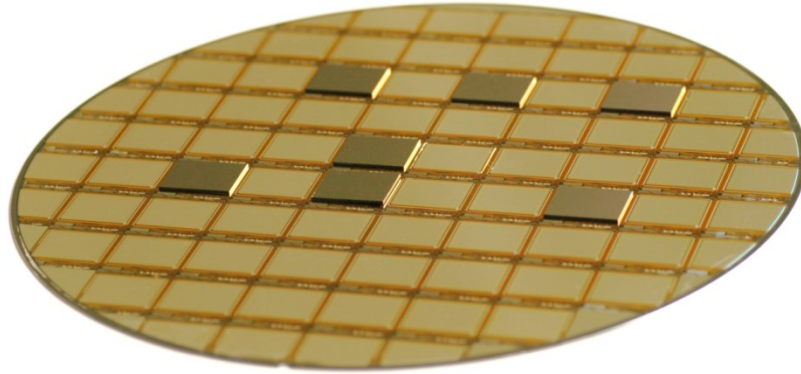


Abbildung 7.35: Vereinzelte CSPs auf einem Wafer.

7.4.3 Elektrische Funktionalität

In Abbildung 7.36 sind REM-Aufnahmen der hergestellten IRFPAs ohne angehobenen Reflektor für Nanotube-Längen von 8 μm nach dem Release-Prozess zu sehen. Wie zu erkennen ist, weisen die Membrane der 17 μm Nanotube-Mikrobolometer eine etwas geringere Verbiegung als die in Abbildung 7.14 dargestellten 12 μm Mikrobolometer. Dies ist mit den geringeren Topologieunterschieden an der Waferoberfläche, aufgrund des nicht vorhandenen angehobenen Reflektors, und den damit verbundenen geringeren Stressgradienten in der Membran zu erklären. Bei den IRFPAs, welche aus Mikrobolometern mit Pixelgrößen zwischen 6 μm und 12 μm bestehen, ist keine Verformung der Membran sichtbar.

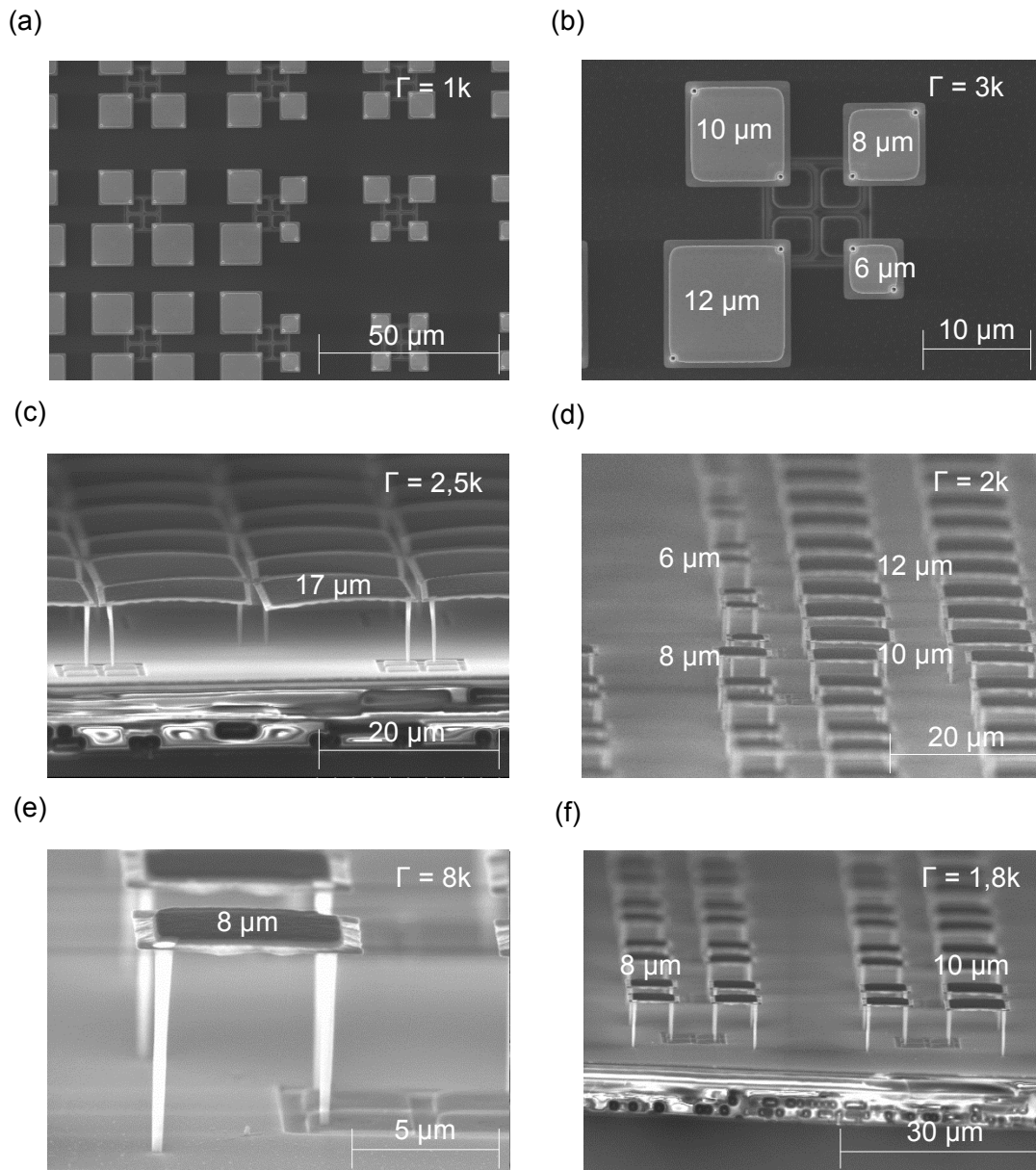


Abbildung 7.36: REM-Aufnahmen der hergestellten IRFPAs ohne angehobenen Reflektor.

Die hergestellten IRFPAs werden nach Entfernung der Opferschicht mit dem Deckel des Chip-Scale-Packages versehen, sodass im Innenraum ein stabiles Vakuum entsteht. Zum Nachweis der elektrischen Funktionalität werden die Chips außerhalb des Packages mit Messnadeln kontaktiert, um diese mit den notwendigen Spannungen zu versorgen.

Zunächst wird bei einer gegebenen effektiven Offsetspannung V_{ref1} die effektive Betriebsspannung V_{bolo} variiert, um die elektrische Funktionalität der Mikrobolometer nachzuweisen. Sind die einzelnen Pixel an die Ausleseschaltung angeschlossen, so ändern sich auch dementsprechend deren digitale Ausgangswerte, bei einer Änderung der Betriebsspannung. Mit Hilfe der Offsetspannung kann ein Offsetstrom I_{off} generiert werden, der dem statischen Mikrobolometer-Betriebsstrom I_{bolo} entgegenwirkt und kompensiert. Der Gesamtstrom für jedes Pixel ergibt sich dann zu $I_{\text{ges}} = I_{\text{bolo}} - I_{\text{off}}$. In Abbildung 7.37 ist die Häufigkeitsverteilung der digitalen Ausgangswerte der Pixel eines IRFPAs, basierend auf Mikrobolometern mit einer Nanotube-Länge von $6 \mu\text{m}$, für verschiedene Betriebsspannungen dargestellt. Zudem sind die Ausgangswerte der einzelnen Pixel im Array als Grauwerte dargestellt. Die Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von $12 \mu\text{m}$ befinden sich im linken unteren, mit einer Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$ im rechten unteren, mit einer Pixelgröße von $8 \mu\text{m}$ im rechten oberen und mit einer Pixelgröße von $6 \mu\text{m}$ im linken oberen Quadranten des Arrays. Die Strahlertemperatur beträgt bei der Messung $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Für $V_{\text{bolo}} = 0$ fällt keine Spannung über die einzelnen Mikrobolometer ab, sodass der Gesamtstrom lediglich durch den Offsetstrom gebildet wird ($I_{\text{ges}} = -I_{\text{off}}$). In diesem Fall ist der Offsetstrom betragsmäßig so groß gewählt, dass die einzelnen Pixel übersteuern und einen maximalen digitalen Ausgangswert von jeweils $D_{\text{out}} = 65535$ aufweisen (in Abbildung 7.37 weiß markiert). Wird die Betriebsspannung erhöht, so wird I_{ges} betragsmäßig zunächst kleiner und die Ausgangswerte verschieben sich ebenfalls zu kleineren Werten. Ab einem gewissen Punkt kompensieren sich beide Ströme, sodass lediglich eine Stromänderung aufgrund Absorption der infraroten Strahlung zum eigentlichen Messsignal beiträgt. Bei einer weiteren Erhöhung der Betriebsspannung dominiert der Betriebsstrom der Mikrobolometer und es resultiert ein positiver Gesamtstrom.

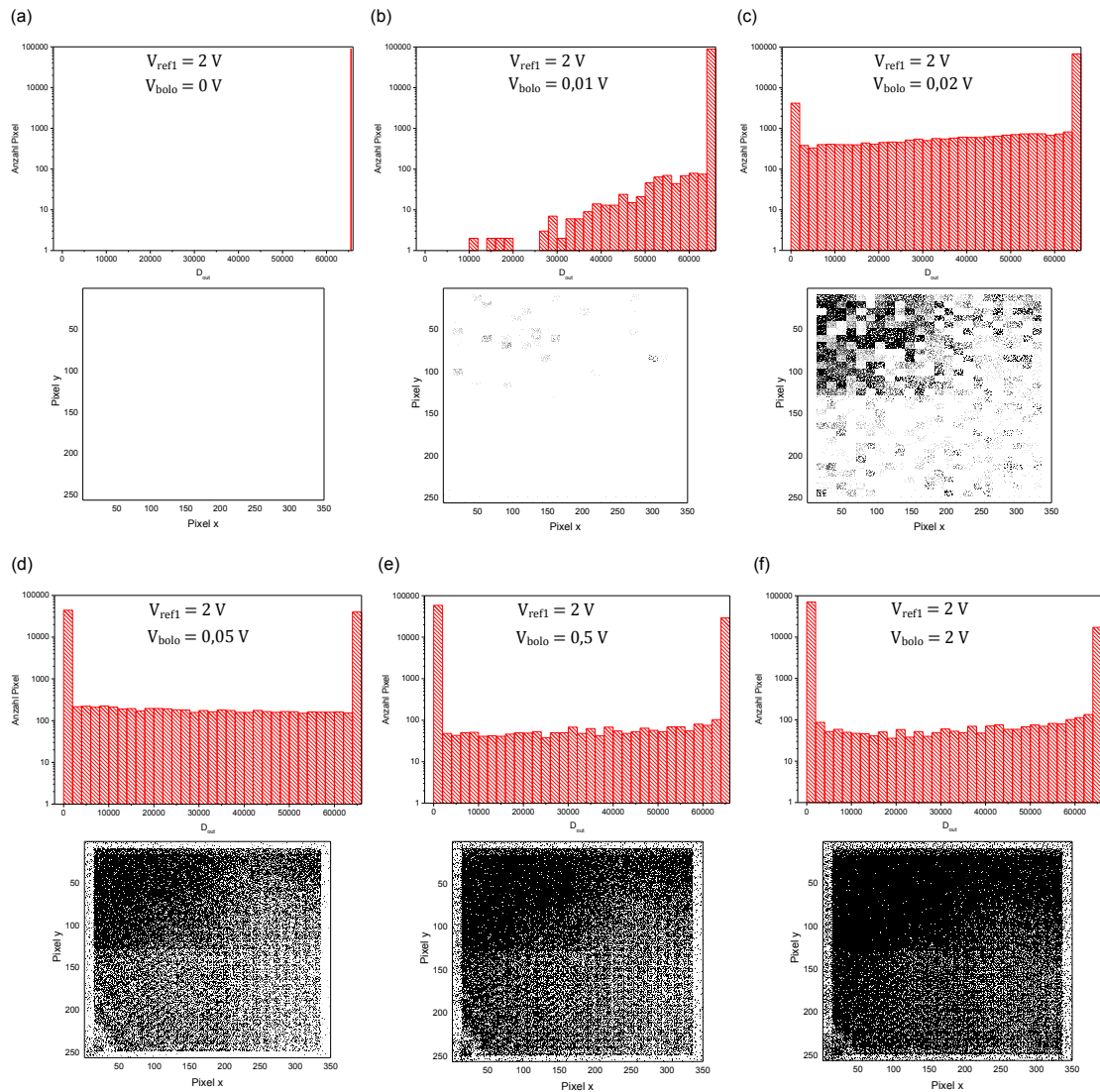


Abbildung 7.37: Histogramm der digitalen Ausgangswerte und Darstellung dieser als Grau-Werte im Array bei unterschiedlichen Betriebsspannungen.

Es ist auffällig, dass einige Pixel bereits bei einer relativ kleinen Spannung von $V_{\text{bolo}} = 0,02 \text{ V}$, aufgrund eines zu hohen positiven Gesamtstromes, übersteuern und einen digitalen Ausgangswert von $D_{\text{out}} = 0$ aufweisen (in Abbildung 7.37 schwarz markiert). Dieses Muster ist besonders bei Pixelgrößen von $6 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$ zu erkennen und mit einem sehr niedrigen elektrischen Widerstand der Mikrobolometer zu begründen. Es wird vermutet, dass zwischen den beiden TiN-Kontaktflächen ein elektrischer Kurzschluss vorhanden ist, welcher bei-

spielsweise aufgrund von Ätزرückständen an den Kanten der strukturierten Sensorschicht entstehen könnte. Es ist auch denkbar, dass ein elektrischer Kurzschluss zwischen den TiN-Kontaktflächen und dem Absorber vorliegt. Aus REM-Aufnahmen ist die Ursache nicht zu erschließen. Vor dem Package-Prozess wurden in weiteren Arrays durch mechanische Eingriffe einige Pixel entfernt. Im späteren elektrischen Test konnten genau an diesen Stellen keine niederohmigen Pixel mehr gemessen werden. Dies zeigt, dass der elektrische Kurzschluss definitiv im Mikrobolometer-Element selbst erzeugt wird.

Aus Abbildung 7.37 ist ersichtlich, dass die Mehrheit der Pixel erst bei größeren Betriebsspannungen von $0,02\text{ V} < V_{\text{bolo}} < 0,05\text{ V}$ den Ausgangswert 0 annehmen. Die Widerstände dieser niederohmigen Mikrobolometer-Strukturen liegt etwa bei $20\text{ k}\Omega - 50\text{ k}\Omega$. Bei den Pixeln, welche selbst bei einer Spannung von $V_{\text{bolo}} = 2\text{ V}$ weiterhin einen Ausgangswert von 65535 aufweisen, handelt es sich hauptsächlich um defekte Pixel, die keine Reaktion auf eine Änderung der Betriebsspannung und somit in der späteren Anwendung auch keine Empfindlichkeit gegenüber infraroter Strahlung zeigen. Die Ursachen hierfür können auf Defekte im Ausleseschaltkreis oder auf Probleme im Herstellungsprozess basieren. So ist es beispielsweise möglich, dass der elektrische Kontakt entlang der Nanotubes, aufgrund einer nicht konformen Abscheidung des ALD-Materials, unterbrochen ist. Weiterhin ist es möglich, dass die USG-Schicht auf den unteren Metallflächen nicht komplett geöffnet ist oder das Overlay zwischen der USG-Öffnung und dem unteren Kontaktbereich der Nanotubes zu groß ist, so dass kein elektrischer Kontakt zur Ausleseschaltung existiert. Eine weitere Erklärung wäre ein hochohmiger Kontakt zwischen dem TiN-Kontaktmaterial und der Sensorschicht. Zudem ist auffällig, dass sich sehr viele der defekten Pixel am Rand des Arrays befinden. Dieses Fehlerbild könnte auch mit dem Release-Prozess zusammenhängen. Bei der Ätzung mittels XeF_2 wird die Opferschicht aufgrund der sehr hohen lateralen Ätzrate von außen nach innen entfernt. Dabei liegen die äußeren Strukturen des Arrays deutlich länger offen und werden demnach stärker angegriffen.

Unter der Annahme, dass der Kurzschluss in der Membran entsteht, zeigen eine signifikante Anzahl von etwa 85 % der Mikrobolometer innerhalb des Arrays einen elektrischen Kontakt entlang der Nanotubes und somit eine elektrische Funktionsfähigkeit auf. Bei etwa 15 % aller Pixel handelt es sich um defekte Pixel. Auffällig ist, dass besonders viele Pixel im oberen linken Quadranten des Arrays elektrisch funktionsfähig sind. Hierbei handelt es sich um Nanotube-Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von $6\ \mu\text{m}$. IRFPAs, basierend auf Mikrobolometer mit einer Nanotube-Länge von $4\ \mu\text{m}$, zeigen eine vergleichbare hohe Anzahl von elektrisch kontaktierten Mikrobolometern. Im Gegensatz zu den vorher hergestellten Teststrukturen, weisen die Mikrobolometer mit einer Nanotube-Länge von $8\ \mu\text{m}$ auf den CMOS-Wafern keinen elektrischen Kontakt zum Substrat bzw. zur Ausleseschaltung auf. Auch dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Dicke der TiN-Kontaktschicht entlang der Nanotubes mit steigender Länge abnimmt und die elektrische Verbindung ab einem gewissen Punkt abbricht. Die Schutzschichten innerhalb der Nanotubes scheinen von diesem Effekt nicht so stark betroffen zu sein. Wie in Abbildung 7.36 zu sehen ist, sind die hergestellten Mikrobolometer mit einer Nanotube-Länge von $8\ \mu\text{m}$ mechanisch stabil. Es kann davon ausgegangen werden, dass ein Einbrechen der Nanotubes, bei einer deutlich geringeren Gesamtschichtdicke gegenüber dem Sollwert, zu erkennen wäre.

7.4.4 Bestimmung der Responsivität und NETD

Der Messaufbau zur Bestimmung der Responsivität und NETD ist in [113] detailliert beschrieben. Den Kern der Anordnung bilden zwei schwarze Strahler, welche als Strahlungsquelle verwendet werden. Während der Messung wird die Temperatur des Detektors mittels eines TEC-Controllers konstant auf $22\ \text{°C}$ geregelt. Der Messaufbau ist so angeordnet, dass eine Blendenzahl von etwa $F = 1$ resultiert. Es werden jeweils aus 50 aufgenommenen Frames die Mittelwerte der digitalen Ausgangswerte pro Pixel bei einer Strahlertemperatur von $20\ \text{°C}$ sowie $35\ \text{°C}$ gebildet. Das Verhältnis aus der Differenz der digitalen Ausgangsmittelwerte zur Temperaturdifferenz, multipliziert mit dem Quadrat der F-Zahl, ergibt die Responsivität. Die NETD berechnet sich dann aus dem Quotient der

digitalen Rausch-Mittelwerte und der Responsivität. Die fertigen IRFPAs werden mittels eines Epoxidklebers auf eine Platine fixiert und mit Drahtbonds elektrisch verbunden. Diese Platine wird dann auf einem FPGA (field programmable gate array)-Board gesteckt, welches den Chip mit den notwendigen Spannungen versorgt und die Signalverarbeitung durchführt. In Abbildung 7.38 ist ein Ausschnitt der Platine mit dem darauf befindlichen IRFPA zu erkennen.

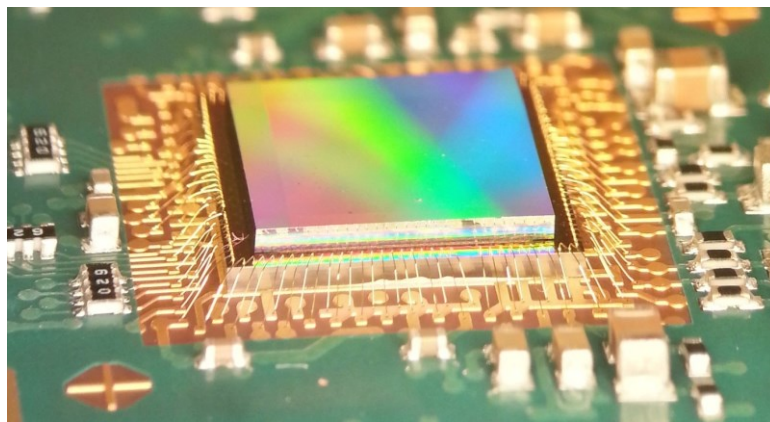


Abbildung 7.38: Hergestelltes IRFPA auf einer Detektor-Platine [114].

In Abbildung 7.39 ist die Responsivität für die verschiedenen Pixelgrößen des IRFPAs, basierend auf Mikrobolometern mit einer Nanotube-Länge von $6 \mu\text{m}$, als Häufigkeitsdiagramm für die Spannungen $V_{\text{ref1}} = 2 \text{ V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,02 \text{ V}$ dargestellt. Bei allen Pixelgrößen ist zunächst ein signifikanter Peak bei einer Responsivität von 0 LSBK^{-1} zu erkennen. Hierbei handelt es sich um Pixel, die einen gesättigten digitalen Ausgangswert ($D_{\text{out}} = 0$, $D_{\text{out}} = 65535$) aufweisen und somit auf Absorption von infraroter Strahlung nicht reagieren. Zudem ist je nach Pixelgröße ein breiter Peak um -20 LSBK^{-1} (last significant bit, LSB) zu erkennen. Da negative Responsivitäten gemessen werden, muss der TCR der einzelnen Pixel ebenfalls negativ sein (vgl. Gleichung (3.60)). Diese Eigenschaft schließt einen elektrischen Kurzschluss der Sensorschicht, bedingt durch TiN-ÄtZRückstände oder eine elektrische Verbindung zum Absorber, nicht aus. Aus Abbildung 7.21 konnte ebenso ein negativer TCR für das TiN-Kontaktmaterial

extrahiert werden. Die positiven Responsivitäts-Werte werden durch Rauschen der nichtaktiven Pixel verursacht.

Die relativ breite Streuung basiert auf der hohen Variation der Widerstände der einzelnen Pixel. Mit sinkender Pixelgröße verschiebt sich der breite Peak zunächst zu betragsmäßig kleineren Responsivitäten (vgl. Abbildung 7.39(a), (b)) aufgrund der reduzierten Absorberfläche (vgl. Gleichung (3.59) und (3.62)). Mit sinkender Pixelgröße sinkt zudem die Anzahl der aktiven Pixel, deren digitale Ausgangswerte nicht den Wert $D_{\text{out}} = 0$ annehmen. Dieses Verhalten zeigt, dass der Widerstand der Mikrobolometer eine Funktion der Pixelgröße ist. Bei kleineren Widerständen fließt bei einer konstanten Spannung somit ein größerer Betriebsstrom, was zu einer Erhöhung der Responsivität führt. Aus Abbildung 7.39 wird deutlich, dass mit sinkender Pixelgröße die Anzahl der niederohmigen Pixel immer mehr ins Gewicht fällt und somit die Reduzierung der Responsivität, aufgrund einer kleineren Absorberfläche, stärker kompensiert wird. Bei einer Pixelgröße von $6 \mu\text{m}$ dominiert der Effekt einer angestiegenen Responsivität, aufgrund eines angestiegenen Betriebsstromes, und die Mehrheit der Pixel nehmen einen Wert für die Responsivität an, welcher sogar größer als der der $12 \mu\text{m}$ Mikrobolometer ist (vgl. Abbildung 7.39(d)). Für IRFPAs mit einer Nanotube-Länge von $6 \mu\text{m}$ kann ein ähnlicher Zusammenhang gefunden werden. Aufgrund der reduzierten Länge ergeben sich verhältnismäßig etwas kleine Responsivitäts-Werte.

Eine Abhängigkeit des Widerstandes von der Pixelgröße kann die Ursache des elektrischen Kurzschlusses der Sensorschicht weiter eingrenzen. Die Messungen zeigen, dass der Widerstand mit sinkender Pixelgröße sinkt. Befinden sich Ätزرückstände des TiN-Kontaktmaterials an den Seitenkanten der Sensorschicht, so zeigt der resultierende Widerstand eine Abhängigkeit der Kantenlänge. Dieser Effekt kann auch hier beobachtet werden. Prinzipiell ist der Widerstand des Absorbers ebenfalls abhängig von der Pixelgröße. Die hier abgeschätzten Widerstände der meisten Mikrobolometer im Bereich von etwa $20 \text{ k}\Omega$ – $50 \text{ k}\Omega$ sind jedoch deutlich größer im Vergleich zum Widerstand des Absor-

bers. Somit hat eine Änderung des Absorberwiderstandes nahezu keinen Einfluss auf den Gesamtwidertand des Mikrobolometers.

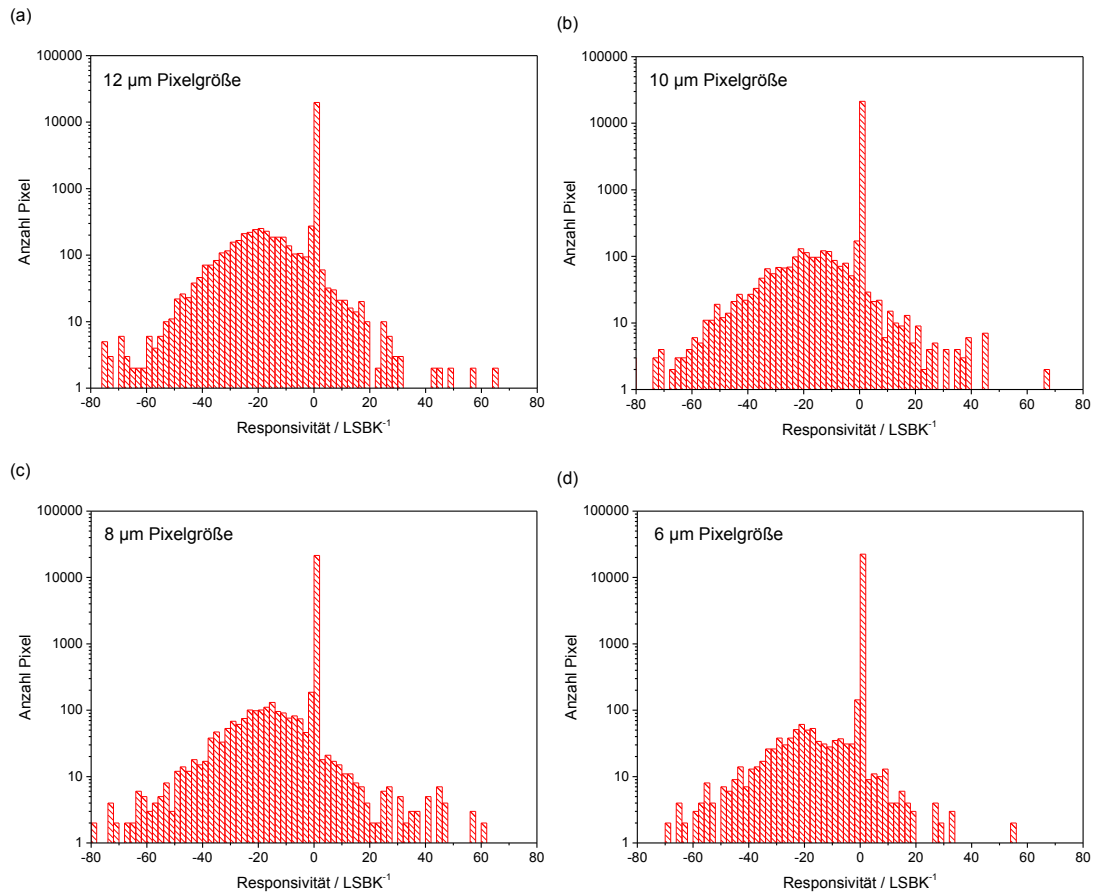


Abbildung 7.39: Responsivität in Abhängigkeit von der Pixelgröße für $V_{\text{ref1}} = 2 \text{ V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,02 \text{ V}$.

In Abbildung 7.40 sind der zu erwartende und der gemessene Verlauf der Responsivität (basierend auf den extrahierten Häufigkeitsmaxima aus Abbildung 7.39) als Funktion der Pixelgröße illustriert. Die Responsivitäten sind auf dem Wert der $12 \mu\text{m}$ Mikrobolometer normiert. Bei der theoretischen Betrachtung wird angenommen, dass die Responsivität bei einer Verkleinerung der Pixelgröße hauptsächlich durch die Reduzierung der Absorberfläche beeinflusst wird. Da die Widerstände der Mikrobolometer durch das TiN-Kontaktmaterial gebildet werden, weisen diese kein volumenabhängiges $1/f$ -Rauschen auf. Prin-

ziell sind das Temperaturfluktuationsrauschen und das Johnson-Rauschen ebenfalls von der Pixelgröße abhängig. Dieser Effekt wird bei dem hier gezeigten Vergleich jedoch vernachlässigt, da angenommen wird, dass das Rauschen der Schaltung in diesem Fall dominiert. Zudem wird nach Gleichung (3.60) die Änderung des Betriebsstromes, aufgrund des hier beschriebenen Zusammenhangs, berücksichtigt. Für Pixelgrößen zwischen $12\ \mu\text{m}$ und $8\ \mu\text{m}$ liegen die Ergebnisse in sehr guter Übereinstimmung. Die gemessene Responsivität bei einer Pixelgröße von $6\ \mu\text{m}$ ist größer als die bei $12\ \mu\text{m}$ und weicht somit deutlich vom Erwartungswert ab. Wie aus Abbildung 7.37(c) zu erkennen ist, ist die Mehrheit dieser Pixel bei einer Betriebsspannung von $V_{\text{bolo}} = 0,02\ \text{V}$ bereits in Sättigung. Die wenigen aktiven Pixel nehmen verhältnismäßig sehr kleine digitale Ausgangswerte an, wodurch die Responsivität aufgrund der erhöhten Stromaufnahme ansteigt. Bei den anderen Pixelgrößen befindet sich das Häufigkeitsmaximum der digitalen Ausgangswerte verhältnismäßig bei höheren Werten.

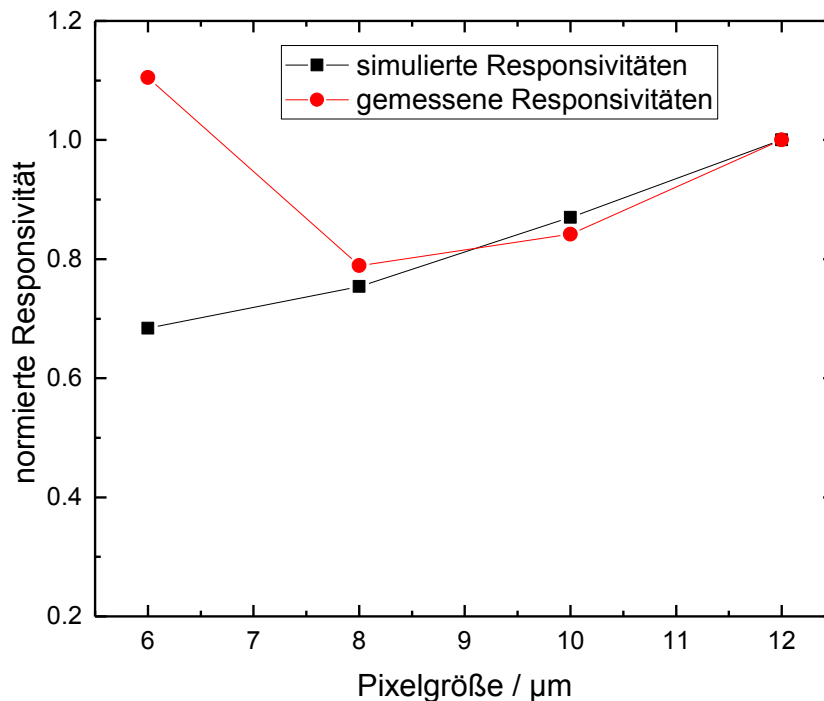


Abbildung 7.40: Verlauf der Responsivität in Abhängigkeit von der Pixelgröße.

In Abbildung 7.41 ist die gemessene Responsivität der Nanotube-Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von $12\ \mu\text{m}$ ($l_{\text{tube}} = 6\ \mu\text{m}$) für weitere Betriebsspannungen $V_{\text{bolo}} = 0,01\ \text{V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,05\ \text{V}$ dargestellt. Wie zu erwarten, nimmt die Responsivität bei einer geringeren Betriebsspannung bzw. bei einem geringeren Betriebsstrom ab. Die extrahierte Responsivität bei $V_{\text{bolo}} = 0,01\ \text{V}$ beträgt etwa $10\ \text{LSBK}^{-1}$ und ist damit, proportional zur Spannung, etwa um einen Faktor zwei kleiner als für $V_{\text{bolo}} = 0,02\ \text{V}$. Bei einer Spannung von $V_{\text{bolo}} = 0,05\ \text{V}$ ist kein signifikanter Peak zu erkennen, da sich nahezu alle Ausgangswerte der Pixel in Sättigung befinden und unempfindlich gegenüber IR-Strahlung sind.

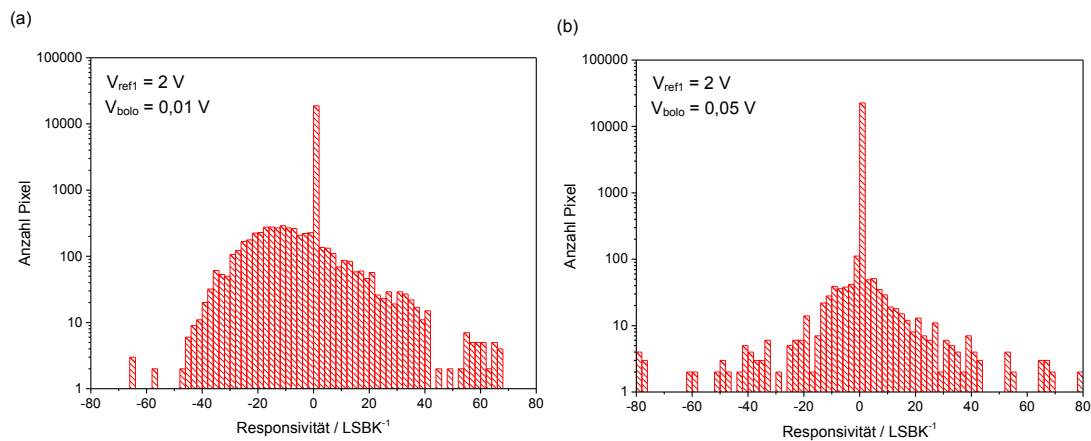


Abbildung 7.41: Histogramm der Responsivitäten der $12\ \mu\text{m}$ Mikrobolometer bei unterschiedlichen Betriebsspannungen.

In Abbildung 7.42 ist das Gesamttrauschen aller Pixel für Spannungen von $V_{\text{ref1}} = 2\ \text{V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,02\ \text{V}$ dargestellt. Die gemessenen Rausch-Werte sind sehr groß. Das Häufigkeitsmaximum liegt etwa bei $200\ \text{LSBK}^{-1}$ und ist unabhängig von Pixelgröße. Wie zuvor erwähnt sollten die hier diskutierten Mikrobolometer lediglich Temperaturfluktuationsrauschen und Johnson-Rauschen aufweisen. Auch unter Berücksichtigung des Rauschens der Ausleseschaltung, sollten die Rauschwerte bei wenigen LSB liegen. Die Ursache für das hohe Rauschen könnten Fluktuationen der Betriebsspannungen sein, welche sich bei sehr niederohmigen Mikrobolometern deutlich stärker auswirken. Generell ist die Ausleseschaltung für den hier gewählten Arbeitspunkt nicht ausgelegt.

Durch Effekte der Übersteuerung kann somit ein sehr hohes Rauschen der Ausleseschaltung hervorgerufen werden. Aufgrund der hohen Rauschwerte ergeben sich NETD-Werte im Bereich von einigen Kelvin.

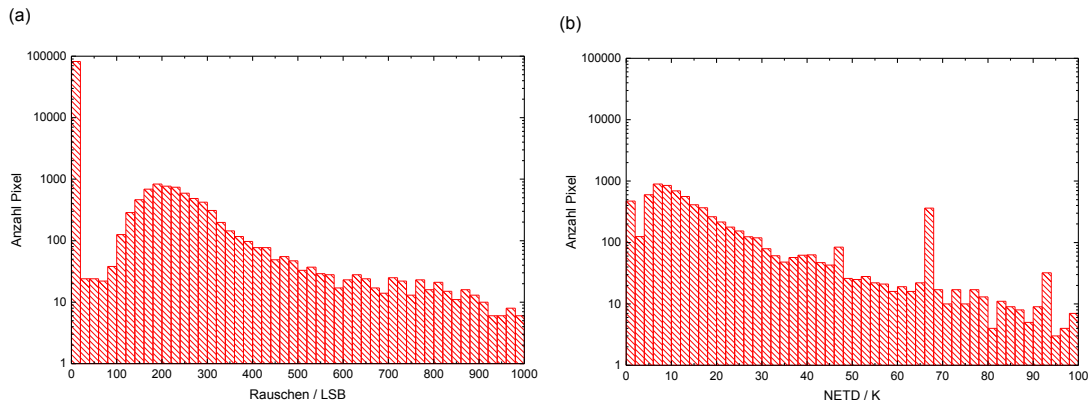


Abbildung 7.42: Gesamtrauschen und *NETD* der hergestellten Mikrobolometer für eine Nanotube-Länge von $6\ \mu\text{m}$ ($V_{\text{ref1}} = 2\ \text{V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,02\ \text{V}$)

7.4.5 Einsatz im FIR-Kamerasystem

Die hergestellten IRFPAs werden in einem Kamerasystem zur Aufnahme von Thermographie-Bildern eingesetzt. Hierzu wurde ein Infrarotstrahler mit einer Objekt-Temperatur von etwa $1000\ \text{°C}$ betrachtet. Als Detektor wurde ein IRFPA, basierend auf den Mikrobolometern mit einer Länge von $4\ \mu\text{m}$ verwendet, da dieser in einem bestimmten Arbeitspunkt eine höhere Anzahl von beieinander liegenden aktiven Pixel aufweist. In Abbildung 7.43 sind die Thermographie-Aufnahmen mit und ohne Infrarotstrahler gegenübergestellt. Das resultierende Bild wurde aus der Mittelung aus 100 Einzelaufnahmen gebildet. Der Infrarotstrahler wurde so positioniert, dass dieser mit den $12\ \mu\text{m}$ Mikrobolometern (linker unterer Quadrant) detektiert werden kann. Wie zuvor beschrieben, weisen insgesamt etwa 85 % aller Pixel eine elektrische Funktionalität auf. Da die einzelnen Widerstände der Pixel sehr stark streuen, sind in einem bestimmten Arbeitspunkt deutlich weniger Pixel aktiv. Aufgrund des zusätzlich sehr hohen Rauschens sind statische Objekte nur sehr schwach zu identifizieren. Dennoch sind die Heizstäbe des Infrarotstrahlers in der Thermographie-Aufnahme

schemenhaft erkennbar. Bewegte Objekte können dagegen entlang der Detektoroberfläche deutlich besser wahrgenommen werden.

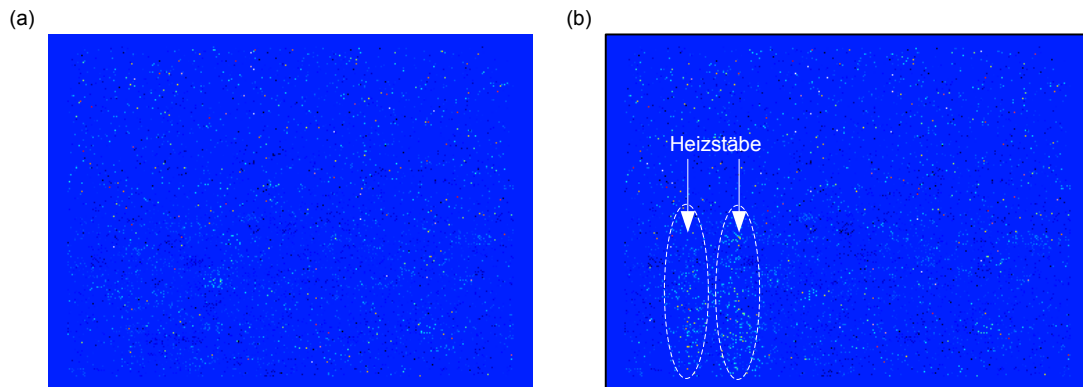


Abbildung 7.43: Thermographie-Aufnahme einer Szene ohne Infrarotstrahler (a) und Thermographie-Aufnahme einer Szene mit Infrarotstrahler (b).

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde als Kernpunkt ein innovatives Konzept zur Herstellung von hochempfindlichen Mikrobolometern entwickelt. Dieses Konzept bezieht sich auf eine Maximierung der effektiven Absorberfläche bei einer gegebenen Pixelgröße, da laterale Stege, welche bislang Hauptbestandteil der thermischen Isolierung waren, komplett entfallen. Der Ansatz der zum Patent angemeldeten neuartigen Mikrobolometer-Struktur basiert auf der Realisierung der thermischen Isolierung und gleichzeitiger elektrischer Kontaktierung der Mikrobolometer mittels strukturierter Nanotubes. Der resultierende thermische Leitwert kann über die einzelnen Schichtdicken, den Grundradius und die Länge der Nanotubes flexibel und unabhängig von der Pixelgröße eingestellt werden. Um eine gute thermische Isolierung zu erzielen, sollten demnach die Nanotubes möglichst lang sein und aus sehr dünnen Materialien bestehen, welche eine geringe thermische Leitfähigkeit aufweisen. Zudem sollte der Grundradius der Kontakte ebenfalls möglichst klein gewählt werden. Das jeweilige Maximum ist begrenzt durch die mechanische Stabilität der Nanotubes. Somit ist es sogar möglich einen dementsprechenden deutlich kleineren thermischen Leitwert, als es bisher mit den Stegen möglich war, zu realisieren. Aufgrund dieser beiden Faktoren kann die Performance von aktuellen Mikrobolometern signifikant gesteigert werden. Besonders für Pixelgrößen von $12\ \mu\text{m}$ oder kleiner erzielt eine maximierte Absorberfläche in Kombination mit einem geringen thermischen Leitwert einen erheblichen Vorteil.

Eine Herausforderung dieser Arbeit war es, einen skalierbaren Herstellungsprozess zu entwickeln, welcher eine sichere Realisierung von hochempfindlichen Nanotube-Mikrobolometern ermöglicht. Prinzipiell wurden die Nanotubes mit Hilfe eines Opferschichtprozesses hergestellt. Hierzu wurde zunächst eine Opferschicht auf einem Substrat abgeschieden. Im weiteren Verlauf wurden die einzelnen Schichten der Membran abgeschieden und strukturiert. Hierzu wurde zunächst eine dünne Schutzschicht deponiert, welche die nachfolgende Sensorschicht beim späteren Ätzvorgang des Opfermaterials schützt. Anschließend wurde die Sensorschicht mittels PECVD-Verfahren abgeschieden und mit einem chemischen Trockenätzverfahren strukturiert. Nach der Strukturierung der Sensorschicht wurden unter Verwendung eines optimierten DRIE-Prozesses Öffnungen für den späteren Kontaktbereich in die Opferschicht geätzt. Bei dem DRIE-Prozess handelt es sich um einen stark anisotrop-ätzenden Prozess, sodass steile Kantenwinkel bei hohen Aspektverhältnissen erzeugt werden konnten. Im Anschluss folgte die Abscheidung der Nanotube-Materialien mit Hilfe einer hochkonformen Atomlagenabscheidung, sodass die geätzten Öffnungen auch bei hohen Aspektverhältnissen bedeckt sind. Zuletzt wurde das Opfermaterial mittels eines geeigneten Ätzprozesses isotrop entfernt, sodass die fertigen Strukturen freistehen.

Für eine maximale Absorption der einfallenden infraroten Strahlung bei der detektierten Hauptwellenlänge muss die Resonatorbedingung erfüllt sein. Der optimale optische Weg zwischen Absorber und Reflektor wird so gewählt, dass dieser ein Viertel der zu detektierenden Hauptwellenlänge beträgt. Aufgrund dieser Bedingung werden die Länge der Nanotubes und damit auch der resultierende thermische Leitwert stark limitiert. Aus diesem Grund wurde der Reflektor ebenfalls mit Hilfe von strukturierten Nanotubes hochgestellt, sodass der optimale optische Weg zwischen diesem und dem Absorber, unabhängig von der Länge der Kontakt-Nanotubes, eingestellt werden kann.

Ein weiterer Kernpunkt dieser Arbeit war die Entwicklung und Charakterisierung von rauscharmen und temperaturstabilen amorphen SiGe-Sensorschichten, welche im späteren Herstellungsprozess der Nanotube-

Mikrobolometer implementiert werden. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass temperaturstabile amorphe SiGe-Schichten mit dem herkömmlichen PECVD-Verfahren hergestellt werden können. Bislang war ein vergleichbares Verhalten nur mit nanokristallinen Materialien realisierbar, da amorphe Si- bzw. SiGe-Schichten aufgrund der Wasserstoffdiffusion degradieren und somit der spezifische Widerstand ansteigt. Neben der Wasserstoffdiffusion existiert ein weiterer Effekt, welcher den spezifischen Widerstand beeinflusst. Hierbei handelt es sich um die Aktivierung von Bor, wodurch eine Reduzierung des spezifischen Widerstandes erreicht werden kann. Durch geeignete Wahl der Prozessparameter konnte der Einfluss beider Effekte kompensiert werden, sodass für das betrachtete Temperaturintervall eine stabile Sensorschicht resultierte. Somit bleiben die resultierende Konfiguration der Atombindungen bzw. die ursprünglichen elektrischen Eigenschaften nach der Temperaturbelastung erhalten. Der TCR und der normierte $1/f$ -Rauschparameter dieser Schicht betragen $2,73 \text{ \%}^\circ\text{C}^{-1}$ und $5,95 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$. Diese Werte sind vergleichbar mit nanokristallinem Vanadiumoxid, welches in der Literatur als sehr rauscharm gegenüber amorphem Silizium beschrieben wird. Ein Grund für das vergleichsweise geringe Rauschen der in dieser Arbeit entwickelten SiGe-Schichten ist die hohe elektrische Leitfähigkeit und die damit verbundene geringe Defektdichte. Eine weitere Reduzierung des $1/f$ -Rauschens kann durch nanokristalline Si- oder SiGe-Schichten erzielt werden.

Als Nanotube-Materialien wurde Al_2O_3 und TiN in einem Schichtdickenbereich von wenigen Nanometern verwendet. Zur Untersuchung der thermischen Leitfähigkeiten dieser dünnen ALD-Schichten wurde ein Messaufbau zur Anwendung der 3ω -Methode entwickelt. Zur Validierung des Messaufbaus wurde zunächst eine etwa 135 nm dicke USG-Schicht vermessen und mit Werten aus der Literatur verglichen. Es konnte eine thermische Leitfähigkeit von etwa $1,25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ermittelt werden. Dieses Resultat liegt in sehr guter Übereinstimmung mit in der Literatur präsentierten Werten für SiO_2 bei ähnlichen Schichtdicken. Die generelle Funktionsweise und eine ausreichende Genauigkeit des Messaufbaus konnte somit bestätigt werden. Im nächsten Schritt wurde zunächst die thermische Leitfähigkeit von amorphen Al_2O_3 - und TiN-Schichten

in einem Schichtdickenbereich von etwa 2 nm – 10 nm analysiert. Es konnte gezeigt werden, dass die extrahierte thermische Leitfähigkeit der Einzelschichten mit sinkender Schichtdicke abnimmt. Jedoch werden die extrahierten Werte beeinflusst durch thermische Grenz Widerstände des Schichtaufbaus sowie durch Phononen-Streueffekte. Basierend auf dem DMM-Modell wurden die thermischen Grenz Widerstände bestimmt und aus den Ergebnissen herausgerechnet, sodass die intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten extrahiert werden konnten. Es lässt sich zeigen, dass der Einfluss der thermischen Grenz Widerstände nur sehr gering ist und der Wärmetransport in den dünnen amorphen Al_2O_3 - und TiN-Schichten durch die Phononen-Grenzstreuungen dominiert wird. Aufgrund dieser Streuprozesse sind die hier extrahierten intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten deutlich kleiner im Vergleich zu Werten aus der Literatur. Für eine etwa 10 nm dicke Al_2O_3 - und TiN-Schicht ergibt sich eine intrinsische thermische Leitfähigkeit von etwa $0,72 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $1,35 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Für eine Schichtdicke von jeweils 2 nm sind es nur noch $0,18 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bzw. $0,26 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die intrinsischen thermischen Leitwerte von TiN sind deutlich größer im Vergleich zum Al_2O_3 . Da es sich bei TiN um keinen Isolator handelt, tragen neben Phononen auch Elektronen zur Wärmeleitung bei. Weiterhin wurden Schichtsysteme bestehend aus nominal 10 nm Al_2O_3 /7 nm TiN/10 nm Al_2O_3 und 7 nm TiN/10 nm Al_2O_3 analysiert. Bei diesen Schichtsystemen ergeben sich jedoch deutlich höhere intrinsische thermische Leitfähigkeiten als erwartet. Die Werte liegen für beide Schichtsysteme bei etwa $1,54 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Basierend auf den Ergebnissen der Einzelschichten und unter Berücksichtigung weiterer thermischer Grenz Widerstände innerhalb der Schichtsysteme, ergeben sich für beide Schichtsysteme eine theoretische intrinsische thermische Leitfähigkeit von etwa $0,70 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die aus den Messdaten extrahierten thermischen Leitfähigkeiten der beiden Schichtsysteme weisen ebenfalls vergleichbare Werte auf, sind absolut gesehen aber, aufgrund geringerer Einflüsse von Streueffekten, um mehr als einen Faktor zwei größer.

Basierend auf den genannten Erkenntnissen wurde das Design der in dieser Arbeit hergestellten Strukturen vorrangig für Nanotube-Mikrobolometer mit einer Pixelgröße von 12 μm ausgelegt. Die Kontakt-Nanotubes weisen prozess-

bedingt, bei einem Grunddurchmesser von 600 nm, eine maximale Länge von 8 μm auf. Die hergestellten Nanotube-Mikrobolometer wurden anhand von Teststrukturen mit unterschiedlichen Pixelgrößen elektro-optisch charakterisiert. Es konnte gezeigt werden, dass der spezifische Widerstand sowie der normierte $1/f$ -Rauschparameter der Sensorschicht stabil sind und nicht durch die Temperaturbelastungen des Herstellungsprozesses beeinflusst wird. Der gemessene TCR der Sensorschicht sinkt jedoch von etwa 2,7 $\%/^{\circ}\text{C}$ auf 2,25 $\%/^{\circ}\text{C}$. Durch Anpassung der Prozessparameter (insbesondere das Dotierverhältnis) bei der Abscheidung der Sensorschicht, kann ebenfalls ein stabiler TCR erzielt werden. Mit Hilfe von Via-Ketten konnte der elektrische Widerstand eines einzelnen Nanotubes inklusive dem Kontaktwiderstand für eine Länge von 4 μm zu etwa 25 $\text{k}\Omega$ berechnet werden. Dieser Wert ist etwa um einen Faktor von 30 größer als erwartet. Der Grund hierfür kann eine Abnahme der jeweiligen Schichtdicken innerhalb der Nanotubes sowie ein hochohmiger Kontaktwiderstand sein. Zudem wurde das Rauschen von einzelnen Nanotubes betrachtet. Hier konnte festgestellt werden, dass diese lediglich Johnson-Rauschen aufweisen. Der gemessene thermische Leitwert der 12 μm Nanotube-Mikrobolometer beträgt 12,8 nWK^{-1} . Die thermische Zeitkonstante wurde abgeschätzt zu 3,1 ms. Für Strukturen mit angehobenem Reflektor konnte eine mittlere Absorption von etwa 91 % erzielt werden. Erwartungsgemäß ist die mittlere Absorption der Strukturen ohne angehobenen Reflektor mit etwa 70 % deutlich kleiner. Dennoch können derartige Mikrobolometer-Arrays für Anwendungen eingesetzt werden, bei denen mäßigere Empfindlichkeiten ausreichend sind. Aufgrund des vereinfachten Herstellungsprozesses sind diese Sensoren zudem kostengünstiger zu fabrizieren.

Anhand der gemessenen Daten wurde die Performance der Nanotube-Mikrobolometer unter Vernachlässigung des Rauschens der Ausleseschaltung abgeschätzt. Für Strukturen mit einer Pixelgröße von 12 μm ergibt sich eine NETD von 135 mK. Basierend auf den gemessenen intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten der Einzelschichten mit Hilfe der 3ω -Methode, wurde in dieser Arbeit ein thermischer Leitwert von etwa 5,9 nWK^{-1} angestrebt. Mit diesem Wert errechnen sich die NETD und die thermische Zeitkonstante zu 82,1 mK

bzw. 6,1 ms. In nächsten Schritt wurden die entwickelten Nanotube-Mikrobolometer auf einer bestehenden CMOS-Ausleseschaltung monolithisch gefertigt. Die Ausleseschaltung ist für einen Pixelabstand von 17 μm konzipiert. Neben einem QVGA-IRFPA, bestehend aus einheitlichen 17 μm Mikrobolometern, wurde ein weiteres mit unterschiedlichen Pixelgrößen hergestellt. Bei diesem wurde jeweils ein Viertel des Arrays mit 12 μm , 10 μm , 8 μm und 6 μm Mikrobolometern versehen. Um Wärmeverluste durch Gaskonduktion zu minimieren, werden die Mikrobolometer im Vakuum betrieben. Hierzu wurde ein vom Fraunhofer IMS entwickeltes Chip-Scale-Package verwendet, welches chipweise auf die hergestellten Arrays des Wafers aufgebracht wird. Es konnte gezeigt werden, dass eine hohe Anzahl von etwa 85 % der Pixel einen elektrischen Kontakt entlang der Nanotubes aufweist. Im Gegensatz zu den vorher hergestellten Teststrukturen, weist die Mehrheit der Pixel, einen sehr kleinen Widerstand im Bereich von 20 $\text{k}\Omega$ – 50 $\text{k}\Omega$ auf. Die erzielten Ergebnisse deuten auf einen elektrischen Kurzschluss der Sensorschicht, aufgrund von Ätزرückständen des TiN-Kontaktmaterials an den Seitenkanten der Sensorschicht hin. Anhand von Messungen bei unterschiedlichen Strahler-Temperaturen wurde bewiesen, dass die hergestellten Nanotube-Mikrobolometer empfindlich gegenüber IR-Strahlung sind. Es wurde eine Abhängigkeit der Responsivität von der Pixelgröße, des Betriebsstromes und der Länge der Nanotubes ermittelt. Aufgrund sehr hoher Rauschwerte liegt die ermittelte NETD lediglich im Bereich von einigen Kelvin. Zudem wurden die hergestellten IRFPAs in einem Kamerasystem eingesetzt und die ersten Thermographie-Bilder aufgenommen. Die Mikrobolometer mit einer Nanotube-Länge von 8 μm weisen auf den CMOS-Wafern, im Gegensatz zu den vorher hergestellten Teststrukturen, keinen elektrischen Kontakt zum Substrat bzw. zur Ausleseschaltung auf. Auch dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Dicke der TiN-Kontaktschicht entlang der Nanotubes mit steigender Länge abnimmt und die elektrische Verbindung im schlimmsten Fall ab einem gewissen Punkt abbricht. Aus diesem Grund stellt die Prozessvariante mit Nanotube-Längen von 8 μm eine sehr kritische Realisierungsform dar. Instabilitäten im Herstellungsprozess können, wie hier gezeigt, über die elektrische Funktionalität entscheiden. Durch eine Erhöhung der Pulszeiten bei der Atomlagenabscheidung des TiN-Kontaktmaterials kann die

Konformität entlang der Nanotubes verbessert werden, sodass auch ein sicherer elektrischer Kontakt zur Ausleseschaltung bei Längen von 8 μm erreicht wird.

Um das volle Potential der Nanotube-Mikrobolometer zukünftig in hochempfindlichen IRFPAs nutzen zu können, muss der beschriebene elektrische Kurzschluss der Sensorschicht durch eine Anpassung des Herstellungsprozesses beseitigt werden. Durch weiteres Abflachen der Strukturkanten der Sensorschicht können mögliche TiN-Reste vermieden werden. Es ist ebenfalls denkbar, dass die Sensorschicht erst nach der Ätzung des Kontaktmaterials strukturiert und somit die Materialablagerung an Strukturkanten umgangen wird. Wenn die Mikrobolometer den angestrebten Widerstandsbereich aufweisen, sollte das Rauschen signifikant gemindert werden. Die Anzahl der elektrisch defekten Pixel kann weiter reduziert werden, indem der Release-Prozess zur Ätzung des Opferschichtmaterials optimiert wird.

Wie zuvor beschrieben, erreichen die entwickelten 12 μm Nanotube-Mikrobolometer optimal eine NETD von etwa 135 mK. Um diese IRFPAs auch in den High-End-Sektor, für Anwendungen mit einer notwendigen minimalen thermische Auflösung von unter 50 mK, zu etablieren, muss der resultierende thermische Leitwert der Nanotubes weiter reduziert werden. Eine Maßnahme wäre beispielsweise die Verwendung von Nanotube-Materialien mit deutlich geringeren intrinsischen thermischen Leitfähigkeiten. Zudem könnten die Schichtdicken innerhalb der Nanotubes unter Beachtung der mechanischen Stabilität sowie der elektrischen Funktionsfähigkeit weiter reduziert werden, wodurch ebenfalls der Einfluss der Phononen-Grenzstreuung verstärkt wird. Basierend auf Nanotubes, können weitere Geometrien erstellt werden, die den resultierenden thermischen Leitwert reduzieren. Generell ist die Länge der Nanotubes limitiert durch den intrinsischen Stress der Opferschicht. Es ist jedoch denkbar, die Nanotubes in unterschiedlichen Ebenen übereinander zu strukturieren und elektrisch miteinander zu verbinden. Somit können effektive Nanotube-Längen erreicht werden, welche aufgrund der geschilderten Problematik mit der Strukturierung eines einzelnen Nanotubes nicht möglich sind. Weitere

Möglichkeiten wäre die Strukturierung von vertikal angeordneten Mäander-Nanotubes oder die konzentrische Verschachtelung von mehreren ineinander isolierten Nanotubes. Zudem könnte durch Optimierung des Bosch-Prozesses die Seitenwandrauhigkeit genutzt werden, um den Einfluss der Streueffekte auf den Transport der Phononen zu erhöhen.

9 Literaturverzeichnis

- [1] NIKLAUS, Frank ; VIEIDER, Christian ; JAKOBSEN, Henrik: MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays: a review. In: CHIAO, Jung-Chih; CHEN, Xuyuan; ZHOU, Zhaoying; LI, Xinxin (Hrsg.): *Photonics Asia 2007*: SPIE, 2007 (SPIE Proceedings), S. 68360D-68360D-15
- [2] SCHIMERT, T. ; BRADY, J. ; FAGAN, T. ; TAYLOR, M. ; MCCARDEL, W. ; GOOCH, R. ; AJMERA, S. ; HANSON, C. ; SYLLAIOS, A. J.: Amorphous silicon based large format uncooled FPA microbolometer technology. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense and Security Symposium* : SPIE, 2008 (SPIE Proceedings), S. 694023
- [3] MURPHY, D. ; RAY, M. ; WYLES, J. ; HEWITT, C. ; WYLES, R. ; GORDON, E. ; ALMADA, K. ; SESSLER, T. ; BAUR, S. ; VAN LUE, D. ; BLACK, S.: 640 × 512 17 µm microbolometer FPA and sensor development. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *Defense and Security Symposium* : SPIE, 2007 (SPIE Proceedings), S. 65421Z-65421Z-10
- [4] LI, Chuan: *Overview of DRS uncooled VOx infrared detector development*. In: *Optical Engineering* 50 (2011), Nr. 6, S. 61017
- [5] TISSOT, Jean-Luc: *High-performance uncooled amorphous silicon video graphics array and extended graphics array infrared focal plane arrays with 17-µm pixel pitch*. In: *Optical Engineering* 50 (2011), Nr. 6, S. 61006
- [6] BLACKWELL, Richard ; LACROIX, Daniel ; BACH, Tuyet ; ISHII, Jonathan ; HYLAND, Sandra ; DUMAS, Thomas ; CARPENTER, Scott ; CHAN, Sherman ; SUJLANA, Balwinder: *17 µm microbolometer FPA technology at BAE Systems*, S. 72980P-72980P-6
- [7] WEILER, D. ; HOCHSCHULZ, F. ; WÜRFEL, D. ; LERCH, R. ; GERUSCHKE, T. ; WALL, S. ; HEß, J. ; WANG, Q. ; VOGT, H.: Uncooled digital IRFPA-family with 17µm pixel-pitch based on amorphous silicon with massively parallel Sigma-Delta-ADC readout. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; HANSON, Charles M.; NORTON,

- Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense + Security*: SPIE, 2014 (SPIE Proceedings), S. 90701M
- [8] SENGUPTA, Louise ; AUROUX, Pierre-Alain ; MCMANUS, Don ; HARRIS, D. Ahmasi ; BLACKWELL, Richard J. ; BRYANT, Jeffrey ; BOAL, Mihir ; BINKERD, Evan: BAE systems' SMART chip camera FPA development. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; HANSON, Charles M.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense + Security*: SPIE, 2015 (SPIE Proceedings), S. 94511B
- [9] BECKER, Sebastien ; IMPERINETTI, Pierre ; YON, Jean-Jacques ; OUVRIER-BUFFET, Jean-Louis ; GOUDON, Valérie ; HAMELIN, Antoine ; VIALLE, Claire ; ARNAUD, Agnès: Latest pixel size reduction of uncooled IR-FPA at CEA, LETI. In: HUCKRIDGE, David A.; EBERT, Reinhard R. (Hrsg.): *SPIE Security + Defence*: SPIE, 2012 (SPIE Proceedings), S. 85410C
- [10] KENNEDY, A. ; MASINI, P. ; LAMB, M. ; HAMERS, J. ; KOCIAN, T. ; GORDON, E. ; PARRISH, W. ; WILLIAMS, R. ; LEBEAU, T.: Advanced uncooled sensor product development. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; HANSON, Charles M.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense + Security*: SPIE, 2015 (SPIE Proceedings), S. 94511C
- [11] MACCLUNEY, William Ross: *Introduction to radiometry and photometry*. Boston : Artech House, 1994 (The Artech House optoelectronics library)
- [12] MATTHIEU LIGER: *Uncooled Carbon Microbolometer Imager*. PhD, California Institute of Technology, 2006
- [13] *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik; Benennung der Wellenlängenbereiche : DIN 5031-7* (1984)
- [14] PUURUNEN, Riikka L.: *Surface chemistry of atomic layer deposition : A case study for the trimethylaluminum/water process*. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), Nr. 12, S. 121301
- [15] FRANZ LÄRMER, Andrea Schlip: *Verfahren zum anisotropen Ätzen von Silicium*. 1994. Veröffentlichungsnr. DE4241045 C1
- [16] ROGALSKI, Antoni: *Infrared detectors : Status and trends*. In: *Progress in Quantum Electronics* 27 (2003), 2-3, S. 59–210

-
- [17] ROGALSKI, Antoni: *Progress in focal plane array technologies*. In: *Progress in Quantum Electronics* 36 (2012), 2-3, S. 342–473
- [18] ROGALSKI, Antoni: *Infrared detectors: An overview*. In: *Infrared Physics & Technology* 43 (2002), 3-5, S. 187–210
- [19] AKIN, T.: CMOS-based Thermal Sensors. In: BRAND, O.; FEDDER, G. K. (Hrsg.): *CMOS—MEMS*. Weinheim, Germany : Wiley-VCH Verlag GmbH, 2005 (Advanced Micro and Nanosystems), S. 479–512
- [20] AJMERA, Sameer K. ; SYLLAIOS, A. J. ; TYBER, Greg S. ; TAYLOR, Michael F. ; HOLLINGSWORTH, Russell E.: Amorphous silicon thin-films for uncooled infrared microbolometer sensors. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense, Security, and Sensing*: SPIE, 2010 (SPIE Proceedings), S. 766012-766012-8
- [21] WEILER, Dirk ; RUß, Marco ; WÜRFEL, Daniel ; LERCH, Renee ; YANG, Pin ; BAUER, Jochen ; HEß, Jennifer ; KROPELNICKI, Piotr ; VOGT, Holger: Improvements of a digital 25 µm pixel-pitch uncooled amorphous silicon TEC-less VGA IRFPA with massively parallel Sigma-Delta-ADC readout. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense, Security, and Sensing* : SPIE, 2011 (SPIE Proceedings), S. 80121F-80121F-7
- [22] HE, X. ; KARUNASIRI, G. ; MEI, T. ; ZENG, W. J. ; NEUZIL, P. ; SRIDHAR, U.: *Performance of microbolometer focal plane arrays under varying pressure*. In: *IEEE Electron Device Letters* 21 (2000), Nr. 5, S. 233–235
- [23] MURPHY, Daniel F. ; RAY, Michael ; WYLES, Jessica ; ASBROCK, James F. ; HEWITT, C. ; WYLES, Richard ; GORDON, Eli ; SESSLER, T. ; KENNEDY, Adam ; BAUR, Stefan T. ; VAN LUE, David ; ANDERSON, Steven ; CHIN, Richard ; GONZALES, H. ; LE PERE, C. ; TON, S. ; KOSTRZEWA, Thomas: Performance improvements for VOx microbolometer FPAs. In: ANDRESEN, Bjorn F.; FULOP, Gabor F. (Hrsg.): *Defense and Security*: SPIE, 2004 (SPIE Proceedings), S. 531–540
- [24] UENO, Masashi ; KOSASAYAMA, Yasuhiro ; SUGINO, Takaki ; NAKAKI, Yoshiyuki ; FUJII, Yoshio ; INOUE, Hiromoto ; KAMA, Keisuke ; SETO, Toshiki ; TAKEDA, Munehisa ; KIMATA, Masafumi: 640 x 480 pixel uncooled infrared FPA with

- SOI diode detectors. In: ANDRESEN, Bjorn F.; FULOP, Gabor F. (Hrsg.): *Defense and Security*: SPIE, 2005 (SPIE Proceedings), S. 566–577
- [25] PIOTR KROPELNICKI: *Thermisch isolierte einkristalline Siliziumdioden als Detektoren für Mikrobolometer*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2010
- [26] FOOTE, M. C. ; JONES, E. W. ; CAILLAT, T.: *Uncooled thermopile infrared detector linear arrays with detectivity greater than $10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/W$* . In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 45 (1998), Nr. 9, S. 1896–1902
- [27] FOOTE, Marc C. ; GAALEMA, Stephen D.: Progress toward high-performance thermopile imaging arrays. In: ANDRESEN, Bjorn F.; FULOP, Gabor F.; STROJNIK, Marija (Hrsg.): *Aerospace/Defense Sensing, Simulation, and Controls*: SPIE, 2001 (SPIE Proceedings), S. 350–354
- [28] E SOCHER ; O BOCHOBZA-DEGANI ; Y NEMIROVSKY: *A novel spiral CMOS compatible micromachined thermoelectric IR microsensor*. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 11 (2001), Nr. 5, S. 574. URL <http://stacks.iop.org/0960-1317/11/i=5/a=320>
- [29] SOCHER, Eran ; SINAI, Yehuda ; BOCHOBZA-DEGANI, Ofir ; NEMIROVSKY, Yael: Modeling, design, and fabrication of uncooled IR CMOS compatible thermoelectric sensors. In: ANDRESEN, Bjorn; FULOP, Gabor F.; STROJNIK, Marija (Hrsg.): *International Symposium on Optical Science and Technology*: SPIE, 2003 (SPIE Proceedings), S. 736–743
- [30] PAUL MURALT: *Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films*. In: *Reports on Progress in Physics* 64 (2001), Nr. 10, S. 1339. URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/64/i=10/a=203>
- [31] KRUSE, Paul W. (Hrsg.): *Uncooled infrared imaging arrays and systems*. San Diego : Acad. Press, 1997 (Semiconductors and semimetals 47)
- [32] KRUSE, Paul W.: *Uncooled Thermal Imaging Arrays, Systems, and Applications*. Bellingham : SPIE, 2001 (TT51)
- [33] DUY THONG NGUYEN: *Design, modeling, and characterization of innovative terahertz detectors*. PhD Thesis, University of Grenoble, 2006

-
- [34] BETTS, D. B. ; CLARKE, F. J. J. ; COX, L. J. ; LARKIN, J. A.: *Infrared reflection properties of five types of black coating for radiometric detectors*. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 18 (1985), Nr. 8, S. 689–696
- [35] LANG, Walter ; KÜHL, Karl ; SANDMAIER, Hermann: *Absorbing layers for thermal infrared detectors*. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 34 (1992), Nr. 3, S. 243–248
- [36] MAHAN, G. D.: *Infrared absorption of thin metal films: Pt on Si*. In: *Applied Physics Letters* 42 (1983), Nr. 3, S. 219
- [37] YUAN, Mingquan ; ZHOU, Xiaoxiong ; YU, Xiaomei: Study on Infrared Absorption Characteristics of Ti and TiN. In: *China Semiconductor Technology International Conference 2012 (CSTIC 2012)* : ECS, 2012 (ECS Transactions), S. 1429–1435
- [38] ZHOU, Xiaoxiong ; ZHAO, Andi ; YUAN, Mingquan ; YU, Xiaomei: Study on infrared absorption of tungsten nanofilms. In: WEBER, Larry; KWOK, Hoi S.; HOU, Yanbing; YANG, Lianxiang; YU, Chongxiu; FANG, Fengzhou; WECKENMANN, Albert; ZHAO, Ji; ZEPPENFELD, Peter; LUO, Jack (Hrsg.): *International Conference on Optical Instruments and Technology (OIT2011)* : SPIE, 2011 (SPIE Proceedings), S. 820217-820217-7
- [39] HADLEY, L. N. ; DENNISON, D. M.: *Reflection and Transmission Interference Filters*. In: *Journal of the Optical Society of America* 37 (1947), Nr. 6, S. 451
- [40] HILSUM, C.: *Infrared Absorption of Thin Metal Films*. In: *Journal of the Optical Society of America* 44 (1954), Nr. 3, S. 188
- [41] HEAVENS, O. S.: *Optical properties of thin films*. In: *Reports on Progress in Physics* 23 (1960), Nr. 1, S. 1–65
- [42] LIDDIARD, K. C.: *Application of interferometric enhancement to self-absorbing thin film thermal IR detectors*. In: *Infrared Physics* 34 (1993), Nr. 4, S. 379–387
- [43] HOOGE, F. N.: *1/f noise sources*. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 41 (1994), Nr. 11, S. 1926–1935

- [44] GRAY, Paul R.: *Analysis and design of analog integrated circuits*. 5. ed., internat. student version. Hoboken, NJ : Wiley, 2010
- [45] HOOGE, F. N.: *1/f noise is no surface effect*. In: *Physics Letters A* 29 (1969), Nr. 3, S. 139–140
- [46] KOHIN, Margaret ; BUTLER, Neal R.: Performance limits of uncooled VO_x microbolometer focal plane arrays. In: ANDRESEN, Bjorn F.; FULOP, Gabor F. (Hrsg.): *Defense and Security*: SPIE, 2004 (SPIE Proceedings), S. 447–453
- [47] KRUSE, Paul W.: Uncooled IR focal plane arrays. In: ANDRESEN, Bjorn F.; STROJNIK, Marija (Hrsg.): *SPIE's 1995 International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation* : SPIE, 1995 (SPIE Proceedings), S. 556–563
- [48] DIRK WEILER, KAI-MARCEL MUCKENSTURM, FRANK HOCHSCHULZ: *Strahlungsdetektor und Verfahren zur Herstellung eines Strahlungsdetektors*. Anmeldenr. DE201410213369
- [49] ANDREAS JUPE: *Herstellung und Charakterisierung eines CMOS-kompatiblen Multi-Elektroden-Arrays, nanomodifiziert mit Kohlenstoff-Nanoröhren und Ruthenium-Nano-Rasen*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2015
- [50] AMRANI, Rachid ; PICHOT, Frederic ; PODLECKI, Jean ; FOUCHARAN, Alain ; CHAHED, Larbi ; CUMINAL, Yvan: *Optical and structural properties of nc-Si: H prepared by argon diluted silane PECVD*. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 358 (2012), Nr. 17, S. 1978–1982
- [51] PARASHAR, A. ; KUMAR, Sushil ; GOPE, Jhuma ; RAUTHAN, C.M.S. ; DIXIT, P. N. ; HASHMI, S. A.: *Influence of argon dilution on growth and properties of hydrogenated nanocrystalline silicon films*. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 94 (2010), Nr. 5, S. 892–899
- [52] MORENO, M. ; TORRES, A. ; AMBROSIO, R. ; TORRES, E. ; ROSALES, P. ; ZUÑIGA, C. ; REYES-BETANZO, C. ; CALLEJA, W. ; LA HIDALGA, J. de ; MONFIL, K.: *Study of polycrystalline silicon as thermo-sensing film for infrared detectors*. In: *Materials Science and Engineering: B* 177 (2012), Nr. 10, S. 756–761

-
- [53] MORENO, M. ; DELGADILLO, N. ; TORRES, A. ; AMBROSIO, R. ; ROSALES, P. ; KOSAREV, A. ; REYES-BETANZO, C. ; LA HIDALGA-WADE, J. de ; ZUNIGA, C. ; CALLEJA, W.: *Boron doping compensation of hydrogenated amorphous and polymorphous germanium thin films for infrared detection applications*. In: *Thin Solid Films* 548 (2013), S. 533–538
- [54] XU, Rui ; LI, Wei ; HE, Jian ; SUN, Yan ; JIANG, Ya-Dong: *Boron-doped nanocrystalline silicon germanium thin films for uncooled infrared bolometer applications*. In: *Infrared Physics & Technology* 58 (2013), S. 32–35
- [55] MORENO, M. ; TORRES, A. ; AMBROSIO, R. ; ZUÑIGA, C. ; TORRES-RIOS, A. ; MONFIL, K. ; ROSALES, P. ; ITZMOYOTL, A.: *Study of the effect of the deposition parameters on the structural, electric and optical characteristics of polymorphous silicon films prepared by low frequency PECVD*. In: *Materials Science and Engineering: B* 176 (2011), Nr. 17, S. 1373–1377
- [56] ALPUIM, P. ; CHU, V. ; CONDE, J. P.: *Electronic and structural properties of doped amorphous and nanocrystalline silicon deposited at low substrate temperatures by radio-frequency plasma-enhanced chemical vapor deposition*. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 21 (2003), Nr. 4, S. 1048
- [57] SEARLE, Tim (Hrsg.): *Properties of amorphous silicon and its alloys*. London : INSPEC IEE, 1998 (EMIS datareviews series no. 19)
- [58] SHIRAI, Hajime ; SAKUMA, Yoshikazu ; MORIYA, Yoshimizu ; FUKAI, Chisato ; UYAMA, Hiroyuki: *Fast Deposition of Microcrystalline Silicon Using High-Density SiH₄ Microwave Plasma*. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 38 (1999), Part 1, No. 12A, S. 6629–6635
- [59] DAS, U. K. ; CHAUDHURI, P. ; KSHIRSAGAR, S. T.: *Effect of argon dilution on the structure of microcrystalline silicon deposited from silane*. In: *Journal of Applied Physics* 80 (1996), Nr. 9, S. 5389
- [60] DAS, Debajyoti ; JANA, Madhusudan ; BARUA, A. K.: *Heterogeneity in microcrystalline-transition state : Origin of Si-nucleation and microcrystallization at higher rf power from Ar-diluted SiH₄ plasma*. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), Nr. 5, S. 3041

- [61] XU, Rui ; LI, Wei ; HE, Jian ; SUN, Yan ; JIANG, Ya-Dong: *Investigation of nanocrystallization of a-Si_{1-x}Ge_x: H thin films diluted with argon in the PECVD system*. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 365 (2013), S. 37–41
- [62] SALEH, R. ; NICKEL, N. H.: *Raman spectroscopy of B-doped microcrystalline silicon films*. In: *Thin Solid Films* 427 (2003), 1-2, S. 266–269
- [63] LI, Zhe ; ZHANG, Xiwen ; HAN, Gaorong: *Electrical and optical properties of boron-doped nanocrystalline silicon films deposited by PECVD*. In: *physica status solidi (a)* 207 (2010), Nr. 1, S. 144–148
- [64] WENSHENG, Wei ; TIANMIN, Wang ; CHUNXI, Zhang ; GUOHUA, Li ; HEXIANG, Han ; KUN, Ding: *Preferred growth of nanocrystalline silicon in boron-doped nc-Si : H Films*. In: *Vacuum* 74 (2004), Nr. 1, S. 69–75
- [65] LI, Zhi ; LI, Wei ; JIANG, Yadong ; CAI, Haihong ; GONG, Yuguang ; HE, Jian: *Raman characterization of the structural evolution in amorphous and partially nanocrystalline hydrogenated silicon thin films prepared by PECVD*. In: *Journal of Raman Spectroscopy* 42 (2011), Nr. 3, S. 415–421
- [66] HE, Yuliang ; YIN, Chenzhong ; CHENG, Guangxu ; WANG, Luchun ; LIU, Xiangna ; HU, G. Y.: *The structure and properties of nanosize crystalline silicon films*. In: *Journal of Applied Physics* 75 (1994), Nr. 2, S. 797
- [67] STREET, R. A. ; TSAI, C. C. ; KAKALIOS, J. ; JACKSON, W. B.: *Hydrogen diffusion in amorphous silicon*. In: *Philosophical Magazine Part B* 56 (1987), Nr. 3, S. 305–320
- [68] DERSCH, H.: *Light-induced dangling bonds in hydrogenated amorphous silicon*. In: *Applied Physics Letters* 38 (1981), Nr. 6, S. 456
- [69] STREET, R. A.: *Hydrogen diffusion and electronic metastability in amorphous silicon*. In: *Physica B: Condensed Matter* 170 (1991), 1-4, S. 69–81
- [70] VAN DE WALLE, CHRIS G. ; STREET, R. A.: *Silicon-Hydrogen Bonding and Hydrogen Diffusion in Amorphous Silicon*. In: *MRS Proceedings* 377 (1995)
- [71] TSAI, M. Y. ; STREETMAN, B. G.: *Recrystallization of implanted amorphous silicon layers. I. Electrical properties of silicon implanted with BF₂ or Si⁺⁺B⁺*. In: *Journal of Applied Physics* 50 (1979), Nr. 1, S. 183

-
- [72] LANDI, E. ; ARMIGLIATO, A. ; SOLMI, S. ; KÖGLER, R. ; WIESER, E.: *Electrical activation of boron-implanted silicon during rapid thermal annealing*. In: *Applied Physics A: Solids and Surface* 47 (1988), Nr. 4, S. 359–366
- [73] GOPE, Jhuma ; KUMAR, Sushil ; PARASHAR, A. ; DAYAL, S. ; RAUTHAN, C. M. S. ; SRIVASTAVA, P. C.: *Effect of Hydrogen Content and Bonding Environment on Mechanical Properties of Hydrogenated Silicon Films Deposited by High-Frequency PECVD Process*. In: *ISRN Nanomaterials 2012* (2012), S. 1–9
- [74] CHRISTIAN BROCKNERS: *Entwicklung und Charakterisierung eines niederfrequenten Rauschmessplatzes zur Bestimmung des Rauschverhaltens von Halbleiterbauelementen*. Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2010
- [75] BACIOCCHI, M. ; D'AMICO, A. ; VAN VLIET, C. M.: *1/f noise in amorphous silicon and hydrogenated amorphous silicon thin films*. In: *Solid-State Electronics* 34 (1991), Nr. 12, S. 1439–1447
- [76] KHERA, G. M. ; KAKALIOS, J.: *Temperature and doping dependence of non-Gaussian 1/f noise and noise statistics in hydrogenated amorphous silicon*. In: *Physical Review B* 56 (1997), Nr. 4, S. 1918–1927
- [77] FAN, J. ; KAKALIOS, J.: *Light-induced changes of the non-Gaussian 1/f noise statistics in doped hydrogenated amorphous silicon*. In: *Philosophical Magazine Part B* 69 (1994), Nr. 4, S. 595–608
- [78] JOHANSON, R. E. ; GÜNES, M. ; KASAP, S. O.: *1/f noise in hydrogenated amorphous silicon-germanium alloys*. In: *IEE Proceedings - Circuits, Devices and Systems* 150 (2003), Nr. 4, S. 345
- [79] SHAN, P. C. ; ÇELİK-BUTLER, Z. ; BUTLER, D. P. ; JAHANZEB, A. ; TRAVERS, C. M. ; KULA, W. ; SOBOLEWSKI, Roman: *Investigation of semiconducting YBaCuO thin films: A new room temperature bolometer*. In: *Journal of Applied Physics* 80 (1996), Nr. 12, S. 7118
- [80] BASANTANI, Hitesh A. ; SAINT JOHN, David B. ; PODRAZA, Nikolas J. ; JACKSON, Thomas N. ; HORN, Mark W.: *Evaluation of 1/f noise in prospective IR imaging thin films*. In: ANDRESEN, Bjørn F.; FULOP, Gabor F.; HANSON, Charles M.; NORTON, Paul R. (Hrsg.): *SPIE Defense + Security*: SPIE, 2014 (SPIE Proceedings), S. 90701P

- [81] LUO, Zhe ; LIU, Han ; SPANN, Bryan T. ; FENG, Yanhui ; YE, Peide ; CHEN, Yong P. ; XU, Xianfan: *Measurement of In-Plane Thermal Conductivity of Ultrathin Films Using Micro-Raman Spectroscopy*. In: *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering* 18 (2014), Nr. 2, S. 183–193
- [82] CAHILL, David G. ; POHL, R. O.: *Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau*. In: *Physical Review B* 35 (1987), Nr. 8, S. 4067–4073
- [83] CAHILL, David G. ; KATIYAR, M. ; ABELSON, J. R.: *Thermal conductivity of a -Si: H thin films*. In: *Physical Review B* 50 (1994), Nr. 9, S. 6077–6081
- [84] JACQUOT, A. ; LENOIR, B. ; DAUSCHER, A. ; STÖLZER, M. ; MEUSEL, J.: *Numerical simulation of the 3ω method for measuring the thermal conductivity*. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), Nr. 7, S. 4733
- [85] CAHILL, David G.: *Thermal conductivity measurement from 30 to 750 K: The 3ω method*. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 2, S. 802
- [86] YAMANE, Tsuneyuki ; NAGAI, Naoto ; KATAYAMA, Shin-ichiro ; TODOKI, Minoru: *Measurement of thermal conductivity of silicon dioxide thin films using a 3ω method*. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), Nr. 12, S. 9772
- [87] ASHEGHI, M. ; LEUNG, Y. K. ; WONG, S. S. ; GOODSON, K. E.: *Phonon-boundary scattering in thin silicon layers*. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), Nr. 13, S. 1798
- [88] LI, Deyu ; WU, Yiyang ; KIM, Philip ; SHI, Li ; YANG, Peidong ; MAJUMDAR, Arun: *Thermal conductivity of individual silicon nanowires*. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), Nr. 14, S. 2934
- [89] JU, Y. S. ; GOODSON, K. E.: *Phonon scattering in silicon films with thickness of order 100 nm*. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Nr. 20, S. 3005
- [90] CHEN, G.: *Thermal conductivity and ballistic-phonon transport in the cross-plane direction of superlattices*. In: *Physical Review B* 57 (1998), Nr. 23, S. 14958–14973

-
- [91] TANG, G. H. ; ZHAO, Y. ; ZHAI, G. X. ; BI, C.: *Phonon boundary scattering effect on thermal conductivity of thin films*. In: *Journal of Applied Physics* 110 (2011), Nr. 4, S. 46102
- [92] EINSTEIN, A.: *Elementare Betrachtungen über die thermische Molekularbewegung in festen Körpern [AdP 35, 679 (1911)]*. In: *Annalen der Physik* 14 (2005), S1, S. 408–424
- [93] CAHILL, David G. ; WATSON, S. K. ; POHL, R. O.: *Lower limit to the thermal conductivity of disordered crystals*. In: *Physical Review B* 46 (1992), Nr. 10, S. 6131–6140
- [94] SLACK, Glen A.: *The Thermal Conductivity of Nonmetallic Crystals*, Bd. 34. In: Elsevier, 1979 (Solid State Physics), S. 1–71
- [95] CAHILL, David G. ; LEE, S.-M. ; SELINDER, Torbjörn I.: *Thermal conductivity of κ -Al₂O₃ and α -Al₂O₃ wear-resistant coatings*. In: *Journal of Applied Physics* 83 (1998), Nr. 11, S. 5783
- [96] STARK, I. ; STORDEUR, M. ; SYROWATKA, F.: *Thermal conductivity of thin amorphous alumina films*. In: *Thin Solid Films* 226 (1993), Nr. 1, S. 185–190
- [97] CAPPELLA, Andrea ; BATTAGLIA, Jean-Luc ; SCHICK, Vincent ; KUSIAK, Andrzej ; LAMPERTI, Alessio ; WIEMER, Claudia ; HAY, Bruno: *High Temperature Thermal Conductivity of Amorphous Al₂O₃ Thin Films Grown by Low Temperature ALD*. In: *Advanced Engineering Materials* 15 (2013), Nr. 11, S. 1046–1050
- [98] LEE, S.-M. ; CAHILL, David G. ; ALLEN, Thomas H.: *Thermal conductivity of sputtered oxide films*. In: *Physical Review B* 52 (1995), Nr. 1, S. 253–257
- [99] GOODSON, K. E. ; FLIK, M. I. ; SU, L. T. ; ANTONIADIS, D. A.: *Prediction and Measurement of the Thermal Conductivity of Amorphous Dielectric Layers*. In: *Journal of Heat Transfer* 116 (1994), Nr. 2, S. 317
- [100] LEE, S.-M. ; CAHILL, David G.: *Heat transport in thin dielectric films*. In: *Journal of Applied Physics* 81 (1997), Nr. 6, S. 2590
- [101] SHIN, Sangwoo ; CHO, Han Na ; KIM, Beom Seok ; CHO, Hyung Hee: *Influence of upper layer on measuring thermal conductivity of multilayer thin films*

- using differential 3- ω method.* In: *Thin Solid Films* 517 (2008), Nr. 2, S. 933–936
- [102]SWARTZ, E. T. ; POHL, R. O.: *Thermal boundary resistance.* In: *Reviews of Modern Physics* 61 (1989), Nr. 3, S. 605–668
- [103]CHO, S. T. ; NAJAFI, K. ; WISE, K. D.: *Internal stress compensation and scaling in ultrasensitive silicon pressure sensors.* In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 39 (1992), Nr. 4, S. 836–842
- [104]FERGUSON, J. D. ; SMITH, E. R. ; WEIMER, A. W. ; GEORGE, S. M.: *ALD of SiO₂ at Room Temperature Using TEOS and H₂O with NH₃ as the Catalyst.* In: *Journal of The Electrochemical Society* 151 (2004), Nr. 8, S. G528
- [105]LIM, Jung Wook ; YUN, Sun Jin ; LEE, Jin Ho: *Low-Temperature Growth of SiO₂ Films by Plasma-Enhanced Atomic Layer Deposition.* In: *ETRI Journal* 27 (2005), Nr. 1, S. 118–121
- [106]HIROSE, Fumihiko ; KINOSHITA, Yuta ; SHIBUYA, Suguru ; NARITA, Yuzuru ; MIYA, Hironobu ; HIRAHARA, Kazuhiro ; KIMURA, Yasuo ; NIWANO, Michio: *Low-temperature-atomic-layer-deposition of SiO₂ with Tris(dimethylamino)Silane (TDMAS) and Ozone using Temperature Controlled Water Vapor Treatment.* In: *215th ECS Meeting*, S. 417–426
- [107]MARTIN, Pierre ; AKSAMIJA, Zlatan ; POP, Eric ; RAVAIOLI, Umberto: *Impact of phonon-surface roughness scattering on thermal conductivity of thin silicon nanowires.* In: *Physical review letters* 102 (2009), Nr. 12, S. 125503
- [108]YANG, Ronggui ; CHEN, Gang ; DRESSELHAUS, Mildred S.: *Thermal conductivity of simple and tubular nanowire composites in the longitudinal direction.* In: *Physical Review B* 72 (2005), Nr. 12
- [109]BALANDIN, Alexander A. ; GHOSH, Suchismita ; BAO, Wenzhong ; CALIZO, Irene ; TEWELDEBRHAN, Desalegne ; MIAO, Feng ; LAU, Chun Ning: *Superior thermal conductivity of single-layer graphene.* In: *Nano letters* 8 (2008), Nr. 3, S. 902–907
- [110]LIANG, L. H. ; LI, Baowen: *Size-dependent thermal conductivity of nanoscale semiconducting systems.* In: *Physical Review B* 73 (2006), Nr. 15

- [111] DANIEL WÜRFEL: *Rauscharme Ausleseschaltungen für die FIR-Sensorik*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2010
- [112] BAUER, J. ; WEILER, D. ; RUß, M. ; HEß, J. ; YANG, P. ; VOß, J. ; ARNOLD, N. ; VOGT, H.: Fabrication method for chip-scale-vacuum-packages based on a chip-to-wafer-process. In: HUCKRIDGE, David A.; EBERT, Reinhard R. (Hrsg.): *Security + Defence* : SPIE, 2010 (SPIE Proceedings), S. 78340S-78340S-8
- [113] ALEXANDER UTZ: *Entwicklung einer automatischen Testumgebung für Ferninfrarot-Bauelemente*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2012
- [114] MICHAEL ELßNER: *Zuverlässigkeit von Mikrobolometer-Infrarotsensoren*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2016

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
AC	Alternating Current
Al ₂ O ₃	Aluminium-Oxid
ALD	Atomic Layer Deposition
AlSi	Aluminium-Silizium
APCVD	Atmospheric Pressure CVD
Ar	Argon
a-Si	Amorphes Silizium
B	Bor
B ₂ H ₆	Diboran
C ₄ F ₈	Octafluorocyclobutan
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CMP	Chemical Mechanical Polishing
CSP	Chip-Scale-Package
DC	Direct Current
DMM	Diffuse Mismatch Model
DRIE	Deep Reactive Ion Etching
FIR	Fernes Infrarot
FPGA	Field Programmable Gate Array
FTIR	Fourier-Transform-Infrarot-Spektroskopie

Ge	Germanium
GeH ₄	German
GIXRD	Grazing Incident X-Ray Diffraction
H	Wasserstoff
HgCdTe	Quecksilber-Cadmium-Tellurid
InSb	Indiumantimonid
IR	Infrarot
IRFPA	Infrared Focal Plane Array
LCD	Liquid Crystal Display
LPCVD	Low Pressure CVD
LSB	Last Significant Bit
MIR	Mittleres Infrarot
N ₂	Stickstoff
nc-Si	Nanokristallines Silizium
NEP	Noise Equivalent Power
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
NH ₃	Ammoniak
NIR	Nahes Infrarot
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
QQVGA	Quarter QVGA
QVGA	Quarter Video Graphics Array
QWIP	Quantum Well Infrared Photodetectors

REM	Rasterelektronenmikroskopie
RIE	Reactive Ion Etching
ROIC	Read Out Integrated Circuit
SF ₆	Schwefelhexafluorid
Si	Silizium
SiGe	Silizium-Germanium
SiH ₄	Monosilan
SiO ₂	Silizium-Oxid
SOI	Silicon On Insulator
TCR	Temperatur Coefficient of Resistance
TEC	Thermoelectric Cooler
Ti	Titan
TiCl ₄	Titantetrachlorid
TiN	Titan-Nitrid
TMA	Trimethylaluminium
USG	Undoped silicate glass
VO _x	Vanadiumoxid
XeF ₂	Xenondifluorid

Formelzeichen

Symbol	Bedeutung
α	Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes
α_A	Seebeck-Koeffizient Material A
α_B	Seebeck-Koeffizient Material B
α_h	Temperaturkoeffizienten des Metallstreifens
α_H	Hooge-Parameter
β	Gütefaktor
Γ	Vergrößerung der REM-Aufnahmen
ΔE	Aktivierungsenergie
ΔQ_P	Ladungsträgeränderung
ΔT	Scheitelwert von $\Delta T_h(t)$
ΔT_f	Temperaturoszillation hervorgerufen durch dünnen Film
ΔT_h	Temperaturänderung des Metallstreifens
ΔT_s	Temperaturoszillation hervorgerufen durch das Substrat
ΔT_{vac}	Temperaturanstieg im Vakuum
$\Delta\omega$	Raman-Verschiebung
ε_b	Emissivität
ε_r	Relative Permittivität

η	Konstante
Θ	Winkel definiert in Abbildung 2.1
Θ_d	Winkel definiert in Abbildung 2.5
Θ_e	Winkel definiert in Abbildung 2.4
Θ_l	Winkel definiert in Abbildung 2.5
Θ_o	Winkel definiert in Abbildung 2.5
Θ_s	Winkel definiert in Abbildung 2.2, Abbildung 2.4
κ	Extinktionskoeffizient
$\Lambda_{\text{ALD},i}$	Intrinsische thermische Leitfähigkeit einer ALD-Schicht
Λ_{ALD}	Thermische Leitfähigkeit einer ALD-Schicht
$\Lambda_{f,i}$	Thermische Leitfähigkeit eines dünnen Films
Λ_{Gas}	Thermische Leitfähigkeit eines Gases
Λ_s	Thermische Leitfähigkeit des Substrates
$\Lambda_{\text{Steg},i}$	Thermische Leitfähigkeit eines Stegmaterials
$\Lambda_{\text{TiN},i}$	Intrinsische thermische Leitfähigkeit von TiN
Λ_{TiN}	Thermische Leitfähigkeit von TiN
$\Lambda_{\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3}$	Thermische Leitfähigkeit eines Schichtsystems bestehend aus TiN/ Al_2O_3
Λ_{tube}	Effektive thermische Leitfähigkeit der Nanotube-Schichtsysteme
Λ_{USG}	Thermische Leitfähigkeit von USG
λ	Wellenlänge

λ_{medium}	Wellenlänge im Medium
μ_r	Magnetische Permeabilität
π	Kreiszahl
ρ	Spezifischer Widerstand
ρ_s	Dichte des Substrats
σ	Stefan-Boltzmann Konstante
τ_{eff}	Effektive thermische Zeitkonstante
$\tau_{\text{mat1/mat2}}$	Phonentransmissionskoeffizient
τ_{th}	Thermische Zeitkonstante
Φ	Strahlungsfluss
Φ_d	Strahlungsfluss eines Detektors
Φ_l	Strahlungsfluss zwischen Objekt und Linse
φ	Winkel definiert in Abbildung 2.1
φ_0	Phasenverschiebung
ω	Kreisfrequenz
ω_e	Raumwinkelement eines Empfängers
ω_l	Raumwinkelement einer Linse
ω_s	Raumwinkelement eines Senders
$(r_{i,2} - r_{i,1})$	Äquivalente Dicke einzelner Schichten in den Nanotubes
$ 1/q $	Wellenlänge der thermischen Welle
$2b$	Breite des Metallstreifens

A	Absorption
A_0	Oberfläche eines Objektes
A_b	Membranfläche
A_d	Oberfläche eines Detektors
A_e	Oberfläche eines Empfängers
A_p	Fläche einer Elektrode
A_s	Oberfläche eines Senders
b_{Steg}	Breite eines Stegs
$C_{p,\text{mat}2}$	Wärmekapazität pro Volumen eines Materials
c	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
c_{medium}	Lichtgeschwindigkeit im Medium
c_p	Spezifische Wärmekapazität
c_{th}	Thermische Kapazität
D_{out}	Digitaler Ausgangswert eines Pixels
D_{tube}	Grunddurchmesser der Nanotubes
d	Abstand zwischen Absorber und Reflektor
$d_{\text{Al}_2\text{O}_3,\text{in}}$	Dicke der inneren Al_2O_3 -Schutzschicht der Nanotubes
$d_{\text{Al}_2\text{O}_3,\text{out}}$	Dicke der äußeren Al_2O_3 -Schutzschicht der Nanotubes
$d_{\text{Al}_2\text{O}_3}$	Dicke einer Al_2O_3 -Schicht
d_{ALD}	Dicke einer ALD-Schicht
$d_{f,i}$	Schichtdicke eines dünnen Films

d_{Raman}	Kristallgröße gemessen mit der Raman-Spektroskopie
$d_{\text{Steg},i}$	Dicke eines Stegmaterials
$d_{\text{TiN,NT}}$	Dicke des TiN-Kontaktmaterials innerhalb der Nanotubes
d_{TiN}	Dicke einer TiN-Schicht
d_{tube}	Gesamtdicke des Nanotube-Schichtsystems
d_{USG}	Dicke einer USG-Schicht
d_{XRD}	Kristallgröße gemessen mit XRD
dA_e	Flächenelement eines Empfängers
$dA_{s,p}$	Projiziertes Flächenelement
dA_s	Flächenelement eines Senders
dA	Flächenelement einer Kugel
dI	Änderung des elektrischen Stroms
dT	Temperaturänderung
$d\omega$	Raumwinkelelement
E	Elektrische Feldstärke
E_e	Bestrahlungsstärke in einem Punkt eines Empfängers
E_{ph}	Energie eines Photons
E_s	Bestrahlstärke
e	Eulerzahl
F	Blendenzahl

FOM	Gütefaktor
f	Frequenz
g_{eff}	Effektiver Gesamtleitwert
g_{Gas}	Thermischer Leitwert durch Gaskonduktion
g_{Rad}	Thermischer Leitwert durch thermische Strahlung
g_{Stege}	Thermischer Leitwert durch Stege
g_{th}	Thermischer Gesamtleitwert
g_{tubes}	Thermischer Leitwert der Nanotubes
h	Plancksches Wirkumsquantum
I	Elektrischer Strom
I_{bias}	Betriebsstrom
I_{bolo}	Strom durch Mikrobolometer
I_{ges}	Gesamtstrom
$I_{\text{h},0}$	Scheitelwert von $I_{\text{h}}(t)$
I_{h}	Wechselstrom durch Metallstreifen
I_{off}	Offsetstrom
I_{s}	Strahlstärke
i	$i = \sqrt{-1}$
i	Zählvariable
k	Ausbreitungskonstante
k_{b}	Boltzmannkonstante
$k_{\text{f},\text{n}}$	Normierter 1/f-Rauschparameter

k_f	1/f-Rauschparameter
L_o	Strahldichte eines Objektes
L_λ	Spektrale Strahldichte
l	Länge des Metallstreifens
l_p	Mittlere frei Weglänge der Phononen
l_{Steg}	Länge eines Stegs
M_o	Ausstrahlung eines Objektes
M_s	Strahlungsfluss eines Senders
M_λ	Spektrale spezifische Ausstrahlung
m_{RVIA1}	Steigung der Trendlinie von R_{VIA1} in Abhängigkeit von n_{MG}
m_{RVIA2}	Steigung der Trendlinie von R_{VIA2} in Abhängigkeit von n_{MG}
NEP	Noise Equivalent Power
NEP_{ideal}	Ideale NEP
$NETD$	Noise Equivalent Temperature Difference
$NETD_{\text{ideal}}$	Ideale $NETD$
n	Brechungsindex
n_d	Ladungsträgerdichte
n_m	Brechungsindex einer Metallschicht
n_{MG}	Anzahl der Messglieder der VIA-Ketten
n_r	Brechungsindex eines Dielektrikums
$P_{h,\text{rms}}$	Effektivwert von $P_h(t)$

P_h	Im Metallstreifen generierte elektrische Leistung
P_s	Strahlungsleistung eines Senders
P_{sub}	Strahlungsleistung eines Substrates
p	Druck
\bar{p}	Pyroelektrische Konstante
Q	Strahlungsenergie
Q_{ab}	Absorbierte Strahlungsleistung
R	Elektrischer Widerstand
R	Abstand zwischen einem Sender und einem Empfänger
R_0	Widerstandsvorfaktor
$R_{h,0}$	Scheitelwert von $R_h(t)$
R_h	Widerstand des Metallstreifens
\mathfrak{R}_I	Stromresponsivität
R_k	Elektrischer Kontaktwiderstand
R_k	Radius einer Kugel
$R_{\text{mat1/mat2}}$	Thermischer Grenzwiderstand zwischen zwei Materialien
R_r	Schichtwiderstand des Reflektors
R_s	Schichtwiderstand des Absorbers
R_t	Reflektivität
$R_{\text{th,ALD}}$	Thermischer Grenzwiderstand für ein Schichtsystem mit ALD-Material

R_{tube}	Elektrischer Widerstand Nanotube-Kontakt
\mathfrak{R}_U	Spannungsresponsivität
R_v	Elektrischer Widerstand Verbindungselement
R_{VIA1}	Elektrischer Widerstand Kontakt-Kette 1
R_{VIA2}	Elektrischer Widerstand Kontakt-Kette 2
R_z	Rauigkeit
r_A	Mischungsverhältnis aus Argon/Monosilan
r_B	Mischungsverhältnis aus Diboran/ Monosilan /German
r_G	Mischungsverhältnis German/ Monosilan
r_{tube}	Grundradius der Nanotubes
S_i	Spektrale Rauschleistungsdichte des Stroms
S_u	Spektrale Rauschleistungsdichte der Spannung
T	Temperatur
T_o	Temperatur eines Objektes
T_{sub}	Temperatur des Substrats
T_t	Transmission
t	Zeit
t_{puls}	Akquisitionszeit
U	Elektrische Spannung
$U_{3\omega}$	Scheitelwert der dritten Harmonischen
U_{AB}	Potentialdifferenz

U_h	Spannung über Metallstreifen
U_{kritisch}	Kritische Betriebsspannung
V	Volumen
$V_{3\omega}$	Scheitelwert der dritten Harmonischen der Diagonalspannung
V_{ω}	Scheitelwert der ersten Harmonischen der Diagonalspannung
v_{mat2}	Schallgeschwindigkeit in einem Material
v_p	Phononen-Geschwindigkeit
x_{Ge}	Ge-Anteil
x, y, z	Kartesische Koordinaten

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau eines Mikrobolometers.	2
Abbildung 2.1: Definition des Raumwinkelelementes.	8
Abbildung 2.2: Anordnung zur Definition der Strahldichte, nach [11].	10
Abbildung 2.3: Spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Strahlers bei verschiedenen Temperaturen.	11
Abbildung 2.4: Sender/Empfänger-Geometrie, nach [11].	14
Abbildung 2.5: Geometrische Objekt/Detektor-Anordnung, nach [11, 12].	17
Abbildung 2.6: Klassifizierung des elektromagnetischen Spektrums (Urheber: Horst Frank).	18
Abbildung 2.7: Atmosphärische Transmission für eine Weglänge von 750 m. ...	19
Abbildung 2.8: Schematischer Ablauf der Atomlagenabscheidung für einen Prozess basierend auf zwei Prekursoren, nach [14].	21
Abbildung 2.9: Schematischer Ablauf des DRIE-Prozesses.	23
Abbildung 3.1: Realisierungsform einer vertikal integrierten Photodiode basierend auf HgCdTe, nach [16].	27
Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau eines thermischen Detektors.	28
Abbildung 3.3: REM-Aufnahmen eines typischen (a) 25 μm und (b) 17 μm Pixel-Pitch IRFPA [7, 21].	32
Abbildung 3.4: Thermographie-Aufnahmen ohne zusätzliche Bildbearbeitung. Als Detektor wurde ein 17- μm -Pixel-Pitch-IRFPA mit QVGA- Auflösung verwendet [7].	33
Abbildung 3.5: Aufbau eines Diodenmikrobolometers, nach [24].	34
Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines Thermopile Sensors, nach [19].	35
Abbildung 3.7: Funktionsweise eines pyroelektrischen Detektors.	37
Abbildung 3.8: Zeitlicher Verlauf der Mikrobolometer-Temperatur.	40
Abbildung 3.9: Strahlungsverlauf in einem Metall/Dielektrikum-Schichtpaket, nach [38].	45

Abbildung 3.10: Aufbau einer optischen Resonatorstruktur.....	48
Abbildung 3.11: Absorption als Funktion der Wellenlänge für unterschiedliche (a) Absorber-Schichtwiderstandswerte R_s (bei $R_r = 10 \Omega/\text{sq}$) und (b) Reflektor-Schichtwiderstandswerte R_r (bei $R_s = 377 \Omega/\text{sq}$).....	50
Abbildung 3.12: Absorption als Funktion der Wellenlänge für unterschiedliche k -Werte.....	51
Abbildung 3.13: Die ideale <i>NETD</i> in Abhängigkeit vom thermischen Leitwert der Stege g_{Stege}	58
Abbildung 4.1: Veranschaulichung der resultierenden Pixelflächen bei Reduzierung der Pixelgröße von $35 \mu\text{m}$ auf $12 \mu\text{m}$ (maßstabsgetreu).....	60
Abbildung 4.2: Vergleich des Steg- und Nanotube-Konzeptes.....	61
Abbildung 4.3: Prinzipieller Querschnitt eines Nanotube-Kontaktes, bestehend aus drei Materialien.....	62
Abbildung 4.4: Prinzipieller Herstellungsprozess von Nanotubes: (a) Abscheidung der Opferschicht auf dem Substrat. (b) Strukturierung der Opferschicht (c) Abscheidung und Strukturierung der Nanotube-Materialien. (d) Entfernung der Opferschicht.....	63
Abbildung 4.5: Nanotube-Mikrobolometer mit angehobenem Reflektor.....	64
Abbildung 5.1: Wasserstoffkonfigurationen in amorphem Silizium [57].....	70
Abbildung 5.2: XRD-Spektrum in Abhängigkeit von r_B und r_G	73
Abbildung 5.3: Raman-Spektrum in Abhängigkeit von r_B und r_G	75
Abbildung 5.4: Temperaturprofil der ALD-Prozesse.....	78
Abbildung 5.5: Spezifische Widerstand und TCR in Abhängigkeit von der Temperatur.....	80
Abbildung 5.6: Spezifischer Widerstand und TCR in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperung.....	83
Abbildung 5.7: Raman-Spektrum der amorphen SiGe-Schichten in Abhängig von r_B	85

Abbildung 5.8: Intrinsischer tensiler Stress der SiGe-Schichten in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperung.	88
Abbildung 5.9: Herstellungsprozess der Rausch-Strukturen: (a) Abscheidung der USG- und a-SiGe-Schicht mittels PECVD, (b) Strukturierung der a-SiGe-Schicht mittels chemischen Trockenätzen, (c) Abscheidung AlSi mittels Sputter-Beschichtung, (d) Nasschemische Strukturierung der AlSi-Schicht.....	89
Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des Rauschmessplatzes.	91
Abbildung 5.11: Rauschquellen des Messaufbaus.....	92
Abbildung 5.12: Rauschleistungsdichtespektrum in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.....	93
Abbildung 5.13: k_f -Faktor in Abhängigkeit vom reziproken Wert des Volumens.	93
Abbildung 5.14: Der normierte $1/f$ -Rauschparameter k_f , n der SiGe-Schichten in Abhängigkeit von r_B , r_A und x_{Ge} , jeweils vor und nach der Temperung.	96
Abbildung 6.1: Geometrie des Heizdrahts auf einem Substrat.....	102
Abbildung 6.2: Eindimensionaler Wärmefluss durch einen dünnen Film.	105
Abbildung 6.3: Prinzip der 3ω -Differenz-Methode.....	106
Abbildung 6.4: Herstellungsprozess der 3ω -Messstrukturen: (a) Abscheidung der Al_2O_3 - bzw. TiN-Schicht mittels ALD, (b) Abscheidung der USG-Schicht mittels PECVD, (c) Abscheidung der AlSi-Schicht mittels Sputter-Abscheidung, (d) Nasschemische Strukturierung der AlSi-Schicht.....	107
Abbildung 6.5: Messaufbau zur Bestimmung der 3ω -Spannungskomponente	109
Abbildung 6.6: Schichtwiderstand und TCR des Metallstreifens.....	110
Abbildung 6.7: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG-Schichtpaket.	112

Abbildung 6.8: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG/Al ₂ O ₃ bzw. Si/USG/TiN Schichtpaket.	114
Abbildung 6.9: Thermische Leitfähigkeit von Al ₂ O ₃ bzw. TiN in Abhängigkeit von der Schichtdicke.	118
Abbildung 6.10: Normierte Amplitude der Temperaturoszillationen des Heizers in Abhängigkeit von der Frequenz für ein Si/USG/TiN/Al ₂ O ₃ - bzw. Si/USG/Al ₂ O ₃ /TiN/Al ₂ O ₃ -Schichtpaket.	120
Abbildung 7.1: Schematischer Querschnitt der (a) Seitenwand eines Nanotube-Kontaktes und (b) der Membran im Kontaktbereich.	125
Abbildung 7.2: Layout (a) des angehobenen Reflektors und (b) der Membran eines 12 µm Nanotube-Mikrobolometer.	126
Abbildung 7.3: Durchmesser der Nanotubes in Abhängigkeit von der Länge bei einem Ätzwinkel von 88.7 °.	127
Abbildung 7.4: Thermische Leitfähigkeit der Nanotubes in Abhängigkeit von der Länge l_{tube}	129
Abbildung 7.5: Herstellungsprozess der Nanotube-Mikrobolometer: (a) Fertiger CMOS-Wafer, (b) Öffnung des Schutzoxids, Abscheidung der ersten Opferschicht, anschließend Strukturierung der ersten Opferschicht, (c) Abscheidung und Strukturierung des Reflektor-Materials, (d) Abscheidung der zweiten Opferschicht, sowie untere Schutz-Schicht und Sensorschicht, anschließend Strukturierung der Sensorschicht, (e) Strukturierung der SiGe-Sensorschicht, der unteren Schutzschicht sowie der zweiten Opferschicht, Abscheidung und Strukturierung der äußeren Nanotube-Schutzschicht, (f) Abscheidung und Strukturierung des Nanotube-Kontaktmaterials, (g) Abscheidung der Isolationsschicht bzw. innere Nanotube-Schutzschicht, des Absorber-Materials und obere Schutzschicht, anschließend Strukturierung der Pixelgeometrie, (h) Entfernung des gesamten Opferschichtmaterials.	131
Abbildung 7.6: REM-Aufnahme des strukturierten Fotolacks.	132
Abbildung 7.7: REM-Aufnahme des Ätzprofils des DRIE-Prozesses.	134

Abbildung 7.8: REM-Aufnahme des Strukturierten Reflektors nach der Abscheidung der zweiten Opferschicht.....	135
Abbildung 7.9: AFM-Analyse der Waferoberfläche nach Abscheidung der zweiten Opferschicht in (a) 3D-Ansicht und (b) 2D-Ansicht mit eingezeichneten Stufen.....	135
Abbildung 7.10: REM-Aufnahme des (a) oberen Bereiches und (b) unteren Bereiches einer geätzten Struktur mittels DRIE-Prozesses. ...	136
Abbildung 7.11: 3D Darstellung der 5x5 Pixel-Arrays.	139
Abbildung 7.12: 3D Darstellung der Via-Ketten sowie äquivalentes elektrisches Ersatzschaltbild pro Messglied.....	140
Abbildung 7.13: 3D-Darstellung des 12 μm Nanotube-Mikrobolometer-Array mit QVGA Auflösung.....	141
Abbildung 7.14: REM-Aufnahmen eines hergestellten 12 μm Nanotube- Mikrobolometer-Arrays.	142
Abbildung 7.15: Zweipunkt-Messung der Mikrobolometer-Strukturen.....	143
Abbildung 7.16: Strom-Spannungs-Kennlinie einer 12 μm Mikrobolometer- Struktur.	144
Abbildung 7.17: Spezifischer Widerstand der 12 μm Mikrobolometer-Struktur in Abhängigkeit von der Temperatur.....	145
Abbildung 7.18: Widerstand der Nanotube-Kette RVIA1 in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder.....	146
Abbildung 7.19: Widerstand der Nanotube-Kette RVIA2 in Abhängigkeit von der Anzahl der Messglieder.....	148
Abbildung 7.20: Elektrischer Widerstand eines Nanotube-Kontaktes in Abhängigkeit von der Länge l_{tube}	148
Abbildung 7.21: Spezifischer Widerstand des TiN-Kontaktmaterials in Abhängigkeit von der Temperatur.....	150
Abbildung 7.22: Rauschleistungsdichtespektrum einer 12 μm Mikrobolometer- Struktur bei einem Betriebsstrom von 200 nA.	151
Abbildung 7.23: Rauschleistungsdichtespektrum einer 12 μm Mikrobolometer- Struktur, bestehend aus einer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Membran.....	152

Abbildung 7.24: Messaufbau zur Analyse des thermischen Verhaltens der Nanotube- Mikrobolometer.	153
Abbildung 7.25: Der spezifische Widerstand und der resultierende Temperaturanstieg in Abhängigkeit der eingepägten elektrischen Leistung.	154
Abbildung 7.26: Temperaturanstieg des Mikrobolometers in Abhängigkeit von der Zeit.	155
Abbildung 7.27: Der thermische Gesamtleitwert g_{th} in Abhängigkeit vom Innendruck der Vakuum-Kammer.	156
Abbildung 7.28: Absorption der Nanotube-Mikrobolometer sowohl mit und ohne angehobenen Reflektor.	157
Abbildung 7.29: $NETD$ in Abhängigkeit von g_{tubes} für unterschiedliche Pixelgrößen.	159
Abbildung 7.30: $NETD$ in Abhängigkeit von k_f, n für $g_{th} = 5,9 \text{ nWK} - 1$	161
Abbildung 7.31: Rauschströme und $NETD$ in Abhängigkeit vom Betriebsstrom.	162
Abbildung 7.32: Blockschaltbild des QVGA-IRFPA [7].	163
Abbildung 7.33: Foto der $17 \mu\text{m}$ Pixel-Pitch CMOS-ROIC [7].	164
Abbildung 7.34: Schematischer Aufbau des Chip-Scale-Packages, nach [112].	165
Abbildung 7.35: Vereinzelte CSPs auf einem Wafer.	166
Abbildung 7.36: REM-Aufnahmen der hergestellten IRFPAs ohne angehobenen Reflektor.	167
Abbildung 7.37: Histogramm der digitalen Ausgangswerte und Darstellung dieser als Grau-Werte im Array bei unterschiedlichen Betriebsspannungen.	169
Abbildung 7.38: Hergestelltes IRFPA auf einer Detektor-Platine [114].	172
Abbildung 7.39: Responsivität in Abhängigkeit von der Pixelgröße für $V_{ref1} = 2 \text{ V}$ und $V_{bolo} = 0,02 \text{ V}$	174
Abbildung 7.40: Verlauf der Responsivität in Abhängigkeit von der Pixelgröße.	175

Abbildung 7.41: Histogramm der Responsivitäten der 12 μm Mikrobolometer bei unterschiedlichen Betriebsspannungen.....	176
Abbildung 7.42: Gesamtrauschen und <i>NETD</i> der hergestellten Mikrobolometer für eine Nanotube-Länge von 6 μm ($V_{\text{ref1}} = 2 \text{ V}$ und $V_{\text{bolo}} = 0,02 \text{ V}$).....	177
Abbildung 7.43: Thermographie-Aufnahme einer Szene ohne Infrarotstrahler (a) und Thermographie-Aufnahme einer Szene mit Infrarotstrahler (b).....	178

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Einteilung der Infrarot-Strahlung, nach [13].....	18
Tabelle 3.1: Parameter zur Bestimmung von <i>NETD</i> _{ideal}	58
Tabelle 5.1: Basisprozess zur Abscheidung von nc-Si.....	72
Tabelle 5.2: Variation der Prozessparameter.....	77
Tabelle 5.3: Abscheiderate der SiGe-Schichten in Abhängigkeit der Prozessparameter.....	79
Tabelle 5.4: Gütefaktor β für die in dieser Arbeit zu analysierenden Sensorschichten.....	98
Tabelle 6.1: Intrinsische thermische Leitfähigkeiten für Al ₂ O ₂ - und TiN- Einzelschichten bzw. -Schichtsysteme.....	122
Tabelle 7.1: Thermische Parameter der 12 μ m Nanotube-Mikrobolometer.....	129
Tabelle 7.2: Parameter zur Bestimmung der <i>NETD</i>	160

Veröffentlichungen

Konferenzbeiträge im Zusammenhang mit dieser Dissertation

Muckensturm, K-M.; Weiler, D.; Hochschulz, F.; Busch, C.; Gerschke, T.; Wall, S.; Heß, J.; Würfel, D.; Lerch, R.; Vogt, H.: "Measurement results of a 12 μm pixel size microbolometer array based on a novel thermally isolating structure using a 17 μm ROIC." *SPIE Defense+ Security*. International Society for Optics and Photonics, 2016.

Muckensturm, K-M.; Weiler, D.; Hochschulz, F.; Busch, C.; Gerschke, T.; Wall, S.; Heß, J.; Würfel, D.; Lerch, R.; Vogt, H.: "Ungekühlte Mikrobolometer-Arrays mit einer Pixelgröße von 12 μm basierend auf einer neuartigen thermisch isolierenden Struktur" *Sensoren und Messsysteme*, 18. GMA/ITG Fachtagung, 2016.

Patente im Zusammenhang mit dieser Dissertation

Weiler, D.; Muckensturm, K.-M.; Hochschulz, F.: "Strahlungsdetektor und Verfahren zur Herstellung eines Strahlungsdetektors", Anmeldenr: DE201410213369.

Weiler, D.; Muckensturm, K.-M.; Hochschulz, F.: "Strahlungsdetektor, Array von Strahlungsdetektoren und Verfahren zur Herstellung eines Strahlungsdetektors", Anmeldenr: DE102015208073.0.

Muckensturm, K.-M.; Hochschulz, F.; Weiler, D.: "Realisierungsformen von Nanotube-Mikrobolometern", Anmeldenr: DE102016212423.4.