

Technische Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik

**Entwicklung und Charakterisierung mikrostrukturierter
thermoelektrischer Generatoren in Silizium-Halbleitertechnologie**

Marc Strasser

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. D. Schmitt-Landsiedel

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. G. Wachutka
2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. I. Eisele

Universität der Bundeswehr München

Die Dissertation wurde am 19.06.2002 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
am 14.07.2004 angenommen.

Was unser Geist der Wirrnis abgewinnt,
kommt irgendwann Lebendigem zugute,
und wenn es vorerst nur Gedanken sind -
sie lösen sich in jenem großen Blute, das weiterrinnt.

Und ist's Gefühl: wer weiß, wie weit es reicht
und was es in dem großen Raum ergibt
in dem ein kleines Mehr von Schwer und Leicht
Welten bewegt und einen Stern verschiebt.

(Rainer Maria Rilke)

Für meine Großeltern.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Physikalische und technische Grundlagen	5
2.1 Wärme und thermoelektrische Effekte	5
2.1.1 Wärmetransport	5
2.1.2 Der Seebeck-Effekt	9
2.1.3 Peltier- und Thomson-Effekt	14
2.1.4 Irreversible Thermodynamik	15
2.2 Prozesstechnologie und Materialien	16
2.2.1 BiCMOS-Technologie und Materialien	17
2.2.2 Mikromechanik	22
3. Optimierung von Thermogeneratoren	27
3.1 Ideale vertikale Thermogeneratoren	27
3.1.1 Vollständiges thermoelektrisches Netzwerk	29
3.1.2 Güte von Mikrothermogeneratoren	35
3.2 Reale vertikale Thermogeneratoren	37
3.2.1 Einfluss der Kontaktwiderstände	37
3.2.2 Simulation realer vertikaler Thermogeneratoren	38

4.	Methodik der Materialcharakterisierung	41
4.1	Bestimmung thermoelektrischer Materialgrößen	41
4.1.1	Der elektrische Widerstand	41
4.1.2	Die Wärmeleitfähigkeit	45
4.1.3	Der Seebeck-Koeffizient	48
4.2	Strukturen zur Materialcharakterisierung	50
4.2.1	Strukturen zur elektrischen Charakterisierung	50
4.2.2	Strukturen zur thermischen Charakterisierung	52
4.2.3	Thermoelektrische Teststrukturen	56
 5.	 Charakterisierung von BiCMOS-Materialien	 59
5.1	Elektrische Widerstände	59
5.1.1	Messaufbau	59
5.1.2	Messungen spezifischer elektrischer Widerstände	61
5.1.3	Messungen der Kontaktwiderstände	64
5.2	Wärmeleitfähigkeiten	66
5.2.1	Messaufbau	66
5.2.2	Messungen an Brückenstrukturen	68
5.3	Seebeck-Koeffizienten	71
5.3.1	Messaufbau	71
5.3.2	Messungen an Seebeck-Strukturen	71
5.4	Zusammenfassung der Materialeigenschaften	75
 6.	 Realisierung der Thermogeneratoren	 77
6.1	Erste Generation: Der einfache BiCMOS-Typ	77
6.1.1	Aufbau des einfachen BiCMOS-Typs	77
6.1.2	Simulation des einfachen BiCMOS-Typs	80
6.2	Zweite Generation: Der doppelte BiCMOS-Typ	82
6.2.1	Aufbau des doppelten BiCMOS-Typs	82
6.2.2	Simulation des doppelten BiCMOS-Typs	85

6.3	Zweite Generation: Typen mit Mikrokavitäten	87
6.3.1	Aufbau des Hohlraum-Generators	87
6.3.2	Simulation des Hohlraum-Generators	89
6.3.3	Aufbau des Generators mit Substratkavitäten	90
6.3.4	Simulation des Generators mit Substratkavitäten	93
6.4	Dritte Generation: Der Prototyp	96
6.4.1	Simulation des Prototyps	96
6.4.2	Aufbau des Prototyps	100
6.5	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse	102
7.	Charakterisierung der Thermogeneratoren	103
7.1	Messungen auf Wafer-Level	103
7.1.1	Messaufbau	103
7.1.2	Ergebnisse der einfachen BiCMOS-Typen	105
7.1.3	Ergebnisse der doppelten BiCMOS-Typen	107
7.1.4	Ergebnisse der Prototypen	109
7.2	Messungen an aufgebauten Chips	112
7.2.1	Montage und Messaufbau	112
7.2.2	Ergebnisse des Demonstrators	114
7.3	Diskussion der Ergebnisse	116
8.	Zusammenfassung	119
	Literaturverzeichnis	121
	Veröffentlichungen	131
	Danksagung	133

1. Einleitung

Thermoelektrische Generatoren, im Folgenden kurz Thermogeneratoren genannt, gleichen in ihrem Aufbau Peltier-Elementen (siehe Abb. 1.1). Während diese jedoch zu Kühlzwecken eingesetzt werden, indem sie bei elektrischem Stromfluss Peltier-Wärme an einer Seite aufnehmen und an einer anderen Seite abgeben, wandeln Thermogeneratoren umgekehrt von außen zugeführte Wärme in elektrische Energie um. Zwischen den entsprechenden beiden Seiten des Elements wird dabei durch den Seebeck-Effekt beim Auftreten von Temperaturgradienten eine elektrische Spannung generiert.

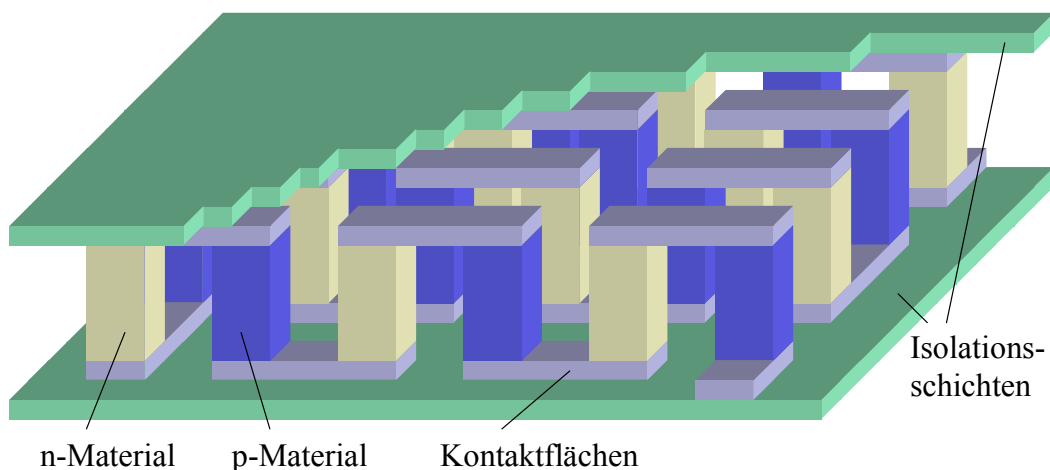


Abb. 1.1. Schematischer Aufbau eines Thermogenerators mit Paaren aus thermoelektrischen Materialien des n- und p-Typs.

Seit Mitte des 20. Jahrhunderts besteht zunehmendes Interesse an Thermogeneratoren, so beschreibt Joffe [1] bereits 1958 ihre Einsatzmöglichkeit zur Umwandlung von Lampenabwärme in Elektrizität zum Betrieb von Radios. Aufgrund ihres hohen Preises und des vergleichsweise niedrigen Wirkungsgrads traten Thermogeneratoren in der Praxis bislang nur in Nischenanwendungen wie zum Beispiel in der Weltraumtechnik auf [2]. Dort versorgen aus Halbleitermaterialien hergestellte und mit der Wärme von Radioisotopen betriebene Generatoren aufgrund ihrer hohen Lebensdauer und Robustheit Raumkapseln wie Voyager I und II sowie die der Cassini-Mission zum Saturn mit Elektrizität [3]. Durch die fortschreitende Verbesserung der thermoelektrischen Eigenschaften der eingesetzten Halbleitermaterialien [4] und durch den stetig sinkenden Leistungsbedarf mikroelektronischer

Schaltungen eröffnen sich aber zunehmend neue Einsatzmöglichkeiten für thermoelektrische Generatoren, wodurch diese wieder gesteigertes Interesse erfahren.

Die mikrostrukturierten thermoelektrischen Generatoren (Mikrothermogeneratoren), deren Entwicklung im Folgenden beschrieben wird, sollen die Vorteile der Siliziumtechnologie ausnutzen: eine kostengünstige, da integrierbare Fertigung und die guten thermoelektrischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien. Der Beitrag dieser Arbeit soll dabei zum einen im grundlegenden physikalischen Verständnis von Mikrothermogeneratoren liegen. Weiterhin liefern die durchgeführten materialwissenschaftlichen Untersuchungen neue Erkenntnisse über die thermoelektrischen Materialien Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium. Und schließlich werden Wege zur oberflächenmikromechanischen Herstellung von Thermogeneratoren vorgestellt und die auf diese Weise gewonnenen Elemente charakterisiert. Der ökonomisch sinnvollen Verwendung solcher Mikrothermogeneratoren zur Energieversorgung kleiner Verbraucher, die wie elektronische Armbanduhren [5] oder in menschliche Kleidung integrierte Elektronik (engl. „wearable electronics, smart clothes“) [6] nur wenige Mikrowatt elektrischer Leistung aufnehmen, kann auf diesem Wege ein gutes Stück näher gekommen werden.

In der Mikrosystemtechnik (MST, engl. MEMS für „microelectromechanical systems“) findet der thermoelektrische Effekt vorwiegend in der Sensorik Anwendung. Die Silizium-Mikrosystemtechnik kennt dabei als thermoelektrische Materialien vor allem dotiertes Monosilizium [7-14], dotiertes Polysilizium [15-28] und dotiertes Poly-Silizium-Germanium [29-40]. Mit Thermoelementen aus diesen Materialien wurden beispielsweise Anemometer für Gase und Flüssigkeiten [21-23,25,26,41-45], Infrarotsensoren [10,11,15,19,20,27,28,46-57], Vakuumsensoren [58,59], Mikrowellendetektoren [60], thermische Beschleunigungs- [61] und Drucksensoren [62], RMS-Leistungssensoren [16,63,64] sowie kalorimetrische Biosensoren [65] entwickelt. Sensorische Grundlage ist dabei immer das Auftreten von Temperaturgradienten, die in Seebeck-Spannungen umgewandelt werden können. Darüber hinaus gibt es mikrosystemtechnische Entwicklungen, die auf Peltier-Kühler [37,38,66,67] und schließlich Wärmeflussensoren [24] beziehungsweise thermoelektrische Generatoren [14,68-71] zielen.

Zu den Entwicklungen von Mikrothermogeneratoren und Mikro-Peltier-Elementen in der Silizium-Mikrosystemtechnik kommen solche, die als thermoelektrische Materialien V-VI-Verbindungshalbleiter wie mit Antimon oder Selen dotierte Wismuttelluride verwenden [5,72-75]. Diese Halbleiter besitzen gegenüber Silizium den Vorteil erniedrigter Wärmeleitfähigkeit. Da es sich aber um keine mit der Silizium-Halbleitertechnologie kompatible Materialien handelt, wurden hierauf basierende Mikrobauteile meist mit konventionellen Herstellungsverfahren realisiert, beispielsweise durch Folienlaminierung [72,73]. Die zur Abscheidung der thermoelektrischen Materialien verwendete Dünnschichttechnologie kann in diesen Fällen nur unter erheblichem Aufwand mit den in der Mikrosystemtechnik üblichen Verfahren kombiniert werden [75].

Die Arbeit beginnt mit einer im zweiten Kapitel dargestellten theoretischen Analyse, welche das Ziel hat, die Funktionsweise von Mikrothermogeneratoren zu verstehen und zu beschreiben. Außerdem wird dort ein Überblick über die Materialien und einige technologische Herstellungsverfahren der Silizium-Halbleitertechnologie und der Oberflächenmikromechanik gegeben.

Wie in Kapitel 3 gezeigt werden wird, müssen die Besonderheiten von Mikrothermogeneratoren gegenüber konventionellen Anwendungen im Aufbau und der optimalen Wahl der zu verwendenden Materialien berücksichtigt werden. Als quantitatives Kriterium zur Optimierung von Mikrothermogeneratoren wird dazu erstmals die thermoelektrische Güte Z^* abgeleitet.

Der sich anschließende materialwissenschaftliche Teil der Arbeit dient der praktischen Bestimmung der thermoelektrischen Güte Z^* von reinem Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium und ermöglicht so deren direkten Vergleich im Hinblick auf die Eignung zum Bau thermoelektrischer Elemente.

In Kapitel 4 wird auf die Theorie und den Aufbau spezieller mikrosystemtechnischer Strukturen zur Messung des spezifischen elektrischen Widerstands, des Seebeck-Koeffizienten und der Wärmeleitfähigkeit dieser thermoelektrischen Materialien eingegangen. Dabei wird vor allem eine neuartige, rein oberflächenmikromechanisch hergestellte Struktur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von hochdotiertem Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium vorgestellt, die eigens zu diesem Zweck entwickelt wurde.

In Kapitel 5 wird beschrieben, wie die für diese Arbeit relevanten Materialien mit Hilfe dieser Strukturen vermessen werden. Die erzielten Messergebnisse stellen einen neuen Beitrag zum Wissen über die thermischen und thermoelektrischen Eigenschaften von reinem Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium dar.

Im folgenden sechsten Kapitel werden die entwickelten Mikrothermogeneratoren im Einzelnen dargestellt und diskutiert. Es wird erläutert, wie mittels thermischer Simulationen die Leistungsfähigkeit der Bauelemente abgeschätzt und optimiert werden kann und mit welchen technologischen Maßnahmen sich deren Effizienz steigern lässt. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf unterschiedlichen Methoden der Oberflächenmikromechanik, mit deren Hilfe die thermischen Eigenschaften der Generatoren signifikant verbessert werden können.

In Kapitel 7 werden die Messtechnik und die mit den realisierten Mikrothermogeneratoren erzielten Ergebnisse vorgestellt. Die Funktionsfähigkeit der entwickelten Generatoren kann so unter Beweis gestellt werden. Ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen stellt dabei die Beziehung zwischen Theorie und Praxis her. Weiterhin wird diskutiert, wie der Aufbau der Generatoren zur Verwendung in möglichen Anwendungen aussehen kann.

Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst.

2. Physikalische und technische Grundlagen

Dieses Kapitel stellt zum einen die grundlegenden physikalischen Phänomene und Prinzipien dar, mit denen die Eigenschaften thermoelektrischer Materialien beschrieben und die Funktionsweisen der daraus hergestellten Strukturen analysiert werden können. Zum anderen werden in diesem Kapitel die zur Herstellung der Strukturen eingesetzten Prozesse und Materialien der Silizium-Halbleitertechnologie sowie die darüber hinaus verwendeten Möglichkeiten der Oberflächenmikromechanik diskutiert.

2.1 Wärme und thermoelektrische Effekte

Thermoelektrische Strukturen sind, wie im Namen anklingt, durch ihre thermischen, elektrischen und thermoelektrischen Eigenschaften bestimmt. Die für das Verständnis dieser Arbeit relevanten physikalischen Phänomene des Wärmetransports und der Thermoelektrizität werden daher im Folgenden erläutert und zudem die charakteristischen Materialgrößen wie die Wärmeleitfähigkeit und der Seebeck-Koeffizient definiert.

2.1.1 Wärmetransport

Um zu beschreiben, wie Wärme in thermoelektrische Strukturen hinein, hindurch und aus ihnen hinaus gelangen kann, soll der Wärmetransport in Festkörpern und Gasen sowie der Wärmeübergang zwischen diesen behandelt werden. Dabei wird zunächst auf den Wärmetransport in Festkörpern eingegangen, der im Wesentlichen mittels Wärmeleitung erfolgt.

Wärmeleitung in Festkörpern

Nach dem empirischen Fourier-Gesetz [76] hängt die Wärmestromdichte J_Q linear vom negativen Temperaturgradienten $-\nabla T$ ab:

$$\vec{J}_Q = -\lambda \vec{\nabla} T. \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet der Materialkoeffizient λ die in der Regel von der Temperatur unabhängige spezifische Wärmeleitfähigkeit.

Demzufolge ist der durch einen homogenen, quaderförmigen Körper fließende Wärmestrom q der Querschnittsfläche A und dem Temperaturgefälle ΔT zwischen den Stirnflächen direkt proportional sowie der Dicke d des Körpers umgekehrt proportional:

$$q = \lambda \frac{A}{d} \Delta T. \quad (2.2)$$

In Analogie zum elektrischen Widerstand kann damit der thermische Widerstand K des Körpers definiert werden als:

$$K = \frac{d}{\lambda A}. \quad (2.3)$$

Diese Darstellung beinhaltet die Möglichkeit, thermische Netzwerke analog zu elektrischen Netzwerken zu rechnen, wobei die Regeln für Reihen- und Parallelschaltung von Widerständen sowie die Kirchhoff-Gesetze in gleicher Weise gelten, wenn ΔT mit der elektrischen Spannung und q mit der elektrischen Stromstärke identifiziert werden.

Das Fourier-Gesetz wird von der Allgemeinen Wärmeleitungsgleichung [77] beinhaltet, in der außerdem berücksichtigt ist, dass der Festkörper aufgrund seiner spezifischen Wärmekapazität c Wärme aufnehmen kann, dass sich im betrachteten Volumen Wärmequellen oder -senken H befinden können sowie dass Ladungsträgerströme zu Energieströmen führen:

$$\rho_m c \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T + L_n \vec{J}_n + L_p \vec{J}_p) + H. \quad (2.4)$$

Dabei ist t die Zeit, ρ_m die Massendichte des Materials, J_n und J_p bezeichnen bei Halbleitern die elektrischen Elektronen- beziehungsweise Löcherstromdichten sowie L_n und L_p die entsprechenden Transportkoeffizienten. Der in Klammern stehende Ausdruck für die gesamte Energiestromdichte wird in Abschnitt 2.1.4 mit Gl. (2.34) beschrieben.

Wärmequellen oder -senken entstehen beispielsweise durch die in 2.1.3 erläuterten thermoelektrischen Peltier- und Thomson-Effekte. Im Halbleiter spielt darüber hinaus Rekombinationswärme eine Rolle. Bei elektrischem Stromfluss in Leitern oder Halbleitern tritt ferner Joule-Wärme auf. Die dabei dissipierte Heizleistung H_{Joule} pro Volumenelement entspricht der aufgenommenen elektrischen Leistung:

$$H_{\text{Joule}} = \frac{J_n^2}{\sigma_n} + \frac{J_p^2}{\sigma_p}, \quad (2.5)$$

wobei σ_n und σ_p die spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten der Elektronen beziehungsweise Löcher bezeichnen.

Wärmeübergang zwischen Festkörpern und Gasen

Der Wärmetransport von Festkörpern in Gase kann durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung erfolgen. Bei der Wärmeleitung findet ein mikroskopischer Wärmeübertrag zwischen direkt benachbarten Teilchen von Festkörpern und ruhenden Gasen durch Stöße statt. Bei der Konvektion hingegen wird die Wärme durch makroskopische Bewegungen von Gasvolumina transportiert. Dabei wird unterschieden, ob die Strömung des Gases durch den Wärmeübergang selbst verursacht wird, es sich also um freie Konvektion handelt, oder aber ob die Strömung beispielsweise durch mechanische Gebläse hervorgerufen wird, die Konvektion daher erzwungen ist.

Phänomenologisch ist der beim strahlungsfreien Wärmeübergang von einer Festkörperoberfläche A_S an ein Gas auftretende Wärmestrom q_{konv} nach dem Newton-Abkühlungsgesetz [78] proportional der Differenz der Oberflächentemperatur T_S zur Umgebungstemperatur T_0 :

$$q_{\text{konv}} = A_S h (T_S - T_0). \quad (2.6)$$

Die Proportionalitätskonstante, der Wärmeübergangskoeffizient h hängt von der Strömungsgeschwindigkeit v des Gases ab und beträgt typischerweise bei Raumtemperatur und Normaldruck $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ [79]. Bei freier Konvektion werden für Gase Werte von $5 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq h(v) \leq 25 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ angegeben, für erzwungene Konvektion gelten Werte von $12 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq h(v) \leq 120 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ [78].

Um den durch Konvektion und Wärmeleitung verursachten Wärmeübergang zwischen einer Oberfläche und einem Gas beschreiben zu können, wird der Wärmeübergangswiderstand $K_{\text{Ü}}$ eingeführt. Dabei wird so verfahren, als fände Wärmeleitung durch einen in Reihe liegenden Festkörperblock statt, dessen andere Seite auf Umgebungstemperatur liegt. Im Vergleich von Gl. (2.6) mit den Gln. (2.2) und (2.3) ergibt sich $K_{\text{Ü}}$ als:

$$K_{\text{Ü}} = \frac{1}{A_S h}. \quad (2.7)$$

Mit dem Wärmeübergangswiderstand $K_{\text{Ü}}$ wird beispielsweise die Effektivität von Kühlkörpern beschrieben. Deren Wärmeübergangswiderstand wird also im Wesentlichen durch die Größe ihrer Oberfläche bestimmt.

Die Wärmestrahlung einer Oberfläche an die Umgebung wird durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz ausgedrückt [80]:

$$q_{\text{rad}} = A_S \sigma \varepsilon (T_S^4 - T_0^4). \quad (2.8)$$

Dabei ist $\sigma = 5,76032 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante und ε die Emissivität der Oberfläche.

Zur Abschätzung der Wärmestrahlung kann für $|T_S - T_0| \ll T_0$ genähert werden, dass $T_S^4 \approx T_0^4 + 4 T_0^3 (T_S - T_0)$ gilt und man erhält aus Gl. (2.8):

$$q_{\text{rad}} = A_S 4\sigma \varepsilon T_0^3 (T_S - T_0). \quad (2.9)$$

Bei einer Umgebungstemperatur $T_0 \approx 300 \text{ K}$ und $\varepsilon \approx 1$ ergibt sich bei dieser Näherung im Vergleich mit Gl. (2.6) gerade ein Wärmeübergangskoeffizient h der Größenordnung von $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, der auch für freie Konvektion typisch ist.

Im konvektionsfreien Fall und bei vernachlässigbarer Strahlung geschieht der Wärmetransport zwischen Festkörpern und Gasen durch reine Wärmeleitung. Bei einem Gas, das sich zwischen zwei Platten unterschiedlicher Temperatur mit Abstand d befindet, kann mit Hilfe stoßkinetischer Überlegungen eine Beziehung für die Wärmeleitfähigkeit λ des Systems hergeleitet werden, das dann mit Gl. (2.2) beschrieben werden kann [81]. Dabei hängt λ nicht nur von der inneren Wärmeleitfähigkeit λ_i des Gases ab, sondern beinhaltet auch die Wandeffekte durch Stöße der Gasteilchen mit den Platten:

$$\lambda = \frac{n \bar{c}}{2} \frac{C_{\text{molar},V}}{N_A} \bar{\ell} \frac{d}{d + 2 \bar{\ell} \left(\frac{2}{a_E} - 1 \right)}. \quad (2.10)$$

Hierin ist n die Teilchenzahldichte, \bar{c} die mittlere Teilchengeschwindigkeit, $\bar{\ell}$ die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen, $C_{\text{molar},V}$ die molare Wärmekapazität des Gases bei konstantem Volumen, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Avogadro-Konstante und a_E die Akkommodationswahrscheinlichkeit des Gases an den Oberflächen.

Es lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden. Für hohe Drücke p , also $\bar{\ell} \ll d/2(a_E/(2-a_E))$ wird die Wärmeleitfähigkeit zur inneren Wärmeleitfähigkeit λ_i des Gases und es gilt:

$$\lambda = \frac{\bar{c}}{2} \frac{C_{\text{molar},V}}{RT} \bar{\ell} p, \text{ für hohe Drücke,} \quad (2.11)$$

wobei $R = 8,314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ die allgemeine Gaskonstante darstellt. Weil das $\bar{\ell}p$ -Produkt nicht vom Druck abhängt [81], ist die Wärmeleitfähigkeit bei hohen Drücken rein temperaturabhängig.

Bei niedrigen Drücken, also $\bar{\ell} \gg d/2(a_E/(2-a_E))$ übersteigt die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle den Plattenabstand und die Wärmeleitfähigkeit wird zu:

$$\lambda = \frac{\bar{c}}{2} \frac{C_{\text{molar},V}}{RT} \frac{da_E}{(2-a_E)} p, \text{ für niedrige Drücke.} \quad (2.12)$$

In diesem Fall ist die Wärmeleitfähigkeit proportional dem Druck. Insbesondere hängt der thermische Widerstand K des Systems nach Gl. (2.3) unter diesen Bedingungen nicht vom Plattenabstand d ab.

2.1.2 Der Seebeck-Effekt

Es liege eine Temperaturdifferenz $\Delta T = T_2 - T_1$ zwischen den beiden Enden eines Metall- oder Halbleiterstreifens, wie beispielsweise in Abb. 4.5 gezeigt. Das Auftreten einer durch den Temperaturgradienten ∇T hervorgerufenen elektrischen Spannung zwischen den Enden (1) und (2) im stromlosen Zustand wird dann als Seebeck-Effekt bezeichnet. Der Gradient des elektrischen Potentials $\nabla \Phi$ ist dabei proportional dem Temperaturgradienten, der Proportionalitätsfaktor α wird absoluter Seebeck-Koeffizient oder Thermokraft des Materials genannt [82]:

$$\vec{\nabla} \Phi = -\alpha(T) \vec{\nabla} T. \quad (2.13)$$

Die elektrische Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden heißt entsprechend Seebeck-Spannung U_{Seebeck} , bei ihrer Herleitung soll der Übergang von $\alpha(T)$ zu α als Mittelung über den Streifen verstanden werden:

$$U_{\text{Seebeck}} = \Phi_2 - \Phi_1 = \int_1^2 \vec{\nabla} \Phi \cdot d\vec{r} = - \int_1^2 \alpha(T) \vec{\nabla} T \cdot d\vec{r} = - \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT = -\alpha \cdot (T_2 - T_1)$$

$$\Rightarrow U_{\text{Seebeck}} = -\alpha \cdot (T_2 - T_1) = -\alpha \Delta T. \quad (2.14)$$

Werden zwei Metall- beziehungsweise Halbleiterstreifen A und B an ihrem zweiten Ende (2) verbunden, erhält man ein so genanntes Thermopaar oder Thermoelement. Kann das elektrische Kontaktpotential Φ_{AB} vernachlässigt werden, welches sich möglicherweise am

Übergang der beiden Materialien durch deren unterschiedliche Fermi-Niveaus ergibt, so gilt für die gesamte Seebeck-Spannung U_{AB} des Thermopaars mit den Bezeichnungen von Abb. 4.6:

$$U_{AB} = \Phi_2 - \Phi_1 = \Phi_1^B - \Phi_1^A = \Phi_1^B - \Phi_2^B + \Phi_2^A - \Phi_1^A$$

$$\Rightarrow U_{AB} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B(T) dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_A(T) dT = (\alpha_B - \alpha_A)(T_2 - T_1) = (\alpha_B - \alpha_A) \Delta T. \quad (2.15)$$

Die beiden Seebeck-Koeffizienten von Streifen A und B subtrahieren sich demnach und man kann einen relativen Seebeck-Koeffizienten α_{AB} des Thermopaars einführen:

$$U_{AB} = (\alpha_B - \alpha_A) \Delta T = \alpha_{AB} \Delta T. \quad (2.16)$$

Die so erzeugte Seebeck-Spannung des Thermopaars ist dann größer als die einzelnen Seebeck-Spannungen, wenn die Seebeck-Koeffizienten der Materialien A und B unterschiedliche Vorzeichen besitzen.

Entsprechend summieren sich die Seebeck-Teilspannungen bei einer Zahl m solcher thermisch parallel und elektrisch in Reihe geschalteter Paare. Insbesondere ist dann die Vernachlässigung der elektrischen Kontaktpotenziale Φ_{XY} der Materialübergänge gerechtfertigt, da diese sich wegen $\Phi_{BA} = -\Phi_{AB}$ ohnehin paarweise gegeneinander aufheben [82]:

$$U_{AB} = m \alpha_{AB} \Delta T. \quad (2.17)$$

Ursachen des Seebeck-Effekts

Die thermoelektrischen Effekte sind Transportphänomene und können aus verschiedenen Transportmodellen abgeleitet werden. Es wird dabei zwischen kinetischen und phänomenologischen Modellen unterschieden [82]. Zunächst werden im Folgenden kinetische Überlegungen erläutert, ein phänomenologisches, auf der irreversiblen Thermodynamik fußendes Modell beschreibt Abschnitt 2.1.4.

Verschiedene, teilweise direkt korrelierte physikalische Effekte verursachen die Ladungshäufungen an den Enden eines Halbleiter- oder Metallstreifens bei Auftreten eines Temperaturgradienten und können somit zur messbaren Seebeck-Spannung beitragen:

a) Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerverteilung $f(E,T)$. Bei der kinetischen Herleitung der thermoelektrischen Effekte ausgehend von der Boltzmann-Gleichung wird der Ansatz gemacht, dass die durch einen äußeren Temperaturgradienten gestörte Fermi-Dirac-Verteilung über Stöße wieder in den Gleichgewichtszustand relaxiert [83,84]. Auf diesem Wege ergibt sich der Seebeck-Koeffizient allgemein zu [85]:

$$\alpha = \frac{k}{q} \int \frac{E - E_F}{kT} \frac{\sigma(E)}{\sigma} dE. \quad (2.18)$$

Dabei ist E die Energie der Ladungsträger, E_F das Fermi-Niveau und $\sigma(E)dE/\sigma$ die Gewichtung des Energieniveaus zur gesamten elektrischen Leitfähigkeit. q ist die Elementarladung und $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante.

b) Änderung des Fermi-Niveaus $E_F(T)$. Das Fermi-Niveau E_F in Gl. (2.18) kann selbst temperaturabhängig sein. Mit Auftreten eines Temperaturgradienten wird E_F dann an den beiden Seiten des Metall- oder Halbleiterstreifens unterschiedlich hoch liegen und einen Ladungsfluss hervorrufen.

c) Änderung der Bandlücke $E_g(T)$. Sind die Energiebänder des Festkörpers durch Lücken getrennt, wie es bei Halbleitern der Fall ist, so ist die Lage und die Größe der Bandlücke temperaturabhängig. Dies wird die Lage der erlaubten Energieniveaus in Gl. (2.18) bestimmen und daher zum Seebeck-Koeffizienten beitragen.

d) Änderung der Ladungsträgerdichten $n(T)$, $p(T)$. Weil die Ladungsträgerdichte im Halbleiter eine Funktion der Temperatur ist, welche in die elektrische Leitfähigkeit und damit in Gl. (2.18) eingeht, wird ein Temperaturgradient auch einen Gradienten der Ladungsträgerdichte und mithin eine Ladungsträgerdiffusion auslösen.

e) Änderung der Beweglichkeit $\mu(T)$. Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger, beziehungsweise deren mittlere freie Weglänge, die ebenfalls in der elektrische Leitfähigkeit und daher auch in Gl. (2.18) auftreten, sind wiederum temperaturabhängig und tragen folglich mit zum Seebeck-Effekt bei.

f) „Phonon-drag“. Dies ist der einzige Effekt, der nicht mit Gl. (2.18) verstanden werden kann und rührt daher, dass der Wärmetransport in Metallen und Halbleitern sowohl über Phononen wie auch über die Ladungsträger stattfindet [86]. Vor allem bei niedrigen Temperaturen sind diese Mechanismen so stark korreliert, dass Phononen Ladungsträger mit sich zur kalten Seite des Streifens ziehen können (engl. „to drag“).

Der Seebeck-Effekt in Metallen

Metalle können sowohl positive wie negative Seebeck-Koeffizienten besitzen, der Effekt ist jedoch meist deutlich kleiner als in Halbleitern [87]. Ein maßgeblicher Einfluss auf den Seebeck-Effekt ist in der Temperaturabhängigkeit des Fermi-Niveaus zu suchen. Da das Fermi-Niveau in Metallen mit steigender Temperatur sinkt, wird dies zu einem ausgleichenden Elektronenstrom von der kalten zur heißen Seite führen. Darüber hinaus wird auch eine Änderung der Beweglichkeit signifikant zum Seebeck-Effekt in Metallen beitragen. So kann die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Gitter beziehungsweise Fehlstellen im Kristall dazu führen, dass energetisch höher liegende Elektronen schlechter diffundieren können als energetisch niedrigere.

Bei Annahme einer parabolischen Zustandsdichtefunktion lautet der aus der Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerverteilung hergeleitete Seebeck-Koeffizient für Metalle [88]:

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3} \frac{k^2 T}{q} \left(\frac{d \ln \sigma}{dE} \right)_{E=E_F} \quad (2.19)$$

Der Seebeck-Effekt in Silizium

In Silizium tragen die meisten der oben diskutierten physikalischen Phänomene zum Seebeck-Effekt bei [87]. Der wichtigste Beitrag rührt allerdings von der Änderung des Fermi-Niveaus E_F her. Bei Halbleitern wie Silizium liegt das Fermi-Niveau im verbotenen Band. Im intrinsischen Fall und wenn die Krümmung von Leitungs- und Valenzband gleich ist, befindet sich E_F mittig in der Bandlücke. Bei Dotierung sind die effektiven Zustandsdichten in Leitungs- und Valenzband verschieden und die Lage des Fermi-Niveaus wird temperaturabhängig [83]. Die Temperaturabhängigkeit des Fermi-Niveaus von n- und p-dotiertem Silizium ist in Abb. 2.1 dargestellt.

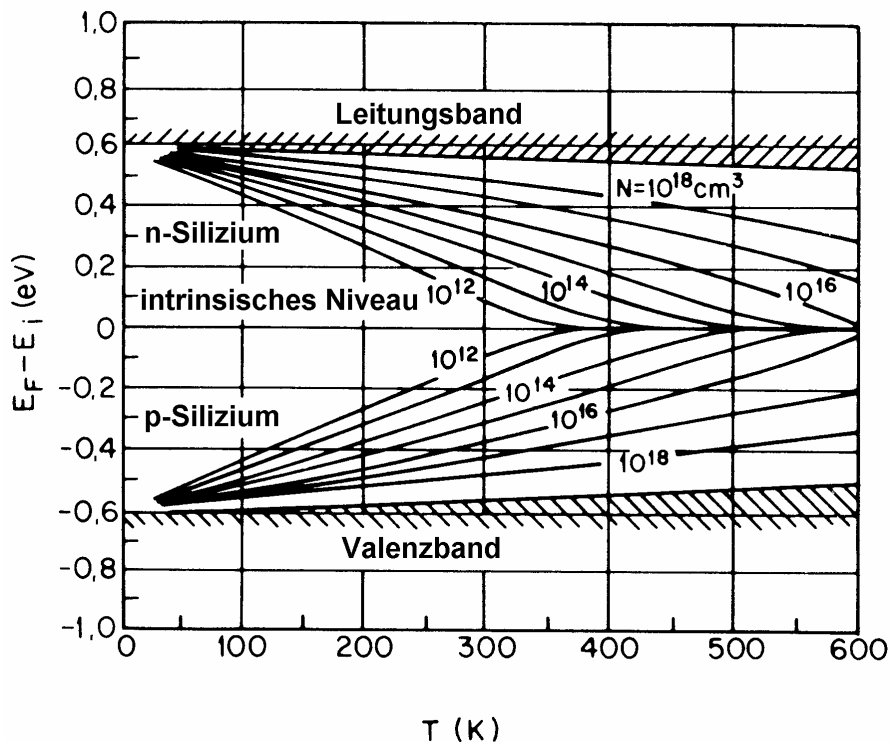


Abb. 2.1. Relative Lage des Fermi-Niveaus E_F von Silizium als Funktion der Temperatur T und der Dotierstoffkonzentration N nach [89]. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke ist ebenfalls dargestellt.

Für n-leitendes Material bedingt dies einen negativen Beitrag zum Seebeck-Koeffizienten, bei p-leitendem Material ist der Anteil positiv. In Abb. 2.1 sind auch die Verschiebungen der Bandkanten mit der Temperatur ersichtlich, welche ebenfalls zum Seebeck-Effekt beitragen. Weiterhin können die Änderung der Ladungsträgerdichte sowie der Beweglichkeit und maßgeblich bei Temperaturen unter 100 K der Phonon-drag die Größe des Seebeck-Koeffizienten mitbestimmen [90].

Der mittels der Boltzmann-Gleichung aus der Ladungsträgerverteilung berechnete Seebeck-Koeffizient beträgt für nicht-entartetes Silizium ohne den Phonon-drag [84,88]:

$$\alpha_n = -\frac{k}{q} \left(A_n - \frac{E_F - E_c}{kT} \right), \text{ für n-dotiertes Silizium und} \quad (2.20)$$

$$\alpha_p = +\frac{k}{q} \left(A_p - \frac{E_v - E_F}{kT} \right), \text{ für p-dotiertes Silizium,} \quad (2.21)$$

wobei E_c und E_v die Energieniveaus der Kanten des Leitungs- bzw. Valenzbands bezeichnen sowie A_n und A_p von den Ladungsträgerdichten und der Beweglichkeit der Elektronen und Löcher abhängen.

Für die effektiven Zustandsdichten N_c und N_v im Leitungs- beziehungsweise Valenzband gelten $(E_F - E_c)/kT = -\ln(N_c/n)$ und $(E_v - E_F)/kT = -\ln(N_v/p)$. Weiter kann der Phonon-drag mit einem Beitrag η_n oder η_p beschrieben werden [87,88]. Die Seebeck-Koeffizienten von nicht-entartetem Silizium werden daher insgesamt zu:

$$\alpha_n = -\frac{k}{q} \left(A_n + \ln \frac{N_c}{n} + \eta_n \right) \text{ und} \quad (2.22)$$

$$\alpha_p = +\frac{k}{q} \left(A_p + \ln \frac{N_v}{p} + \eta_p \right). \quad (2.23)$$

Zur praktischen Abschätzung kann aufgrund experimenteller Arbeiten angenommen werden [8,49], dass der Seebeck-Koeffizient von Silizium logarithmisch mit dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ ansteigt:

$$\alpha = m \cdot \frac{k}{q} \ln \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right), \quad (2.24)$$

wobei die Fit-Parameter $m = 2,6$ und $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ betragen.

2.1.3 Peltier- und Thomson-Effekt

Sind zwei thermoelektrische Materialien A und B miteinander verbunden und fließt ein elektrischer Strom durch ihre Verbindungsstelle, so wird an diesem Übergang Wärme aufgenommen oder freigesetzt, was als Peltier-Effekt bezeichnet wird. Der so genannte Peltier-Wärmestrom q_p hängt von der Stärke I des elektrischen Stroms, seinem Vorzeichen und dem Peltier-Koeffizienten π_{AB} der Materialkombination ab:

$$q_p = \pi_{AB} I. \quad (2.25)$$

Der Peltier-Effekt lässt sich durch die Änderung der Bandstruktur und damit des Fermi-Niveaus am Materialübergang und der unterschiedlichen Ladungsträgerstreuung in den beiden Materialien verstehen [88]. Zwischen Seebeck-Effekt und Peltier-Effekt gibt es ferner den Zusammenhang:

$$\pi_{AB} = \alpha_{AB} T. \quad (2.26)$$

Der dritte thermoelektrische Effekt ist der Thomson-Effekt, welcher bei Auftreten eines Temperaturgradienten zwischen den Enden eines Streifens aus thermoelektrischem Material entsteht, durch das zusätzlich ein elektrischer Strom fließt. Aufgrund der Energieerhaltung [91] wird dabei ein Thomson-Wärmestrom im Streifen aufgenommen beziehungsweise bei entgegengesetzter elektrischer Stromrichtung abgegeben:

$$q_T = \int_{T_1}^{T_2} \tau J dT, \quad (2.27)$$

wobei τ den materialabhängigen Thomson-Koeffizienten bezeichnet.

Auch der Thomson-Effekt ist mit dem Seebeck-Effekt verknüpft, es gilt die zweite Beziehung:

$$\tau = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (2.28)$$

Da der Thomson-Effekt sehr klein gegenüber dem Peltier-Effekt ist, wird er meist vernachlässigt. Im nächsten Abschnitt wird skizziert, auf welchem Wege die beiden so genannten Kelvin-Beziehungen, welche die thermoelektrischen Effekte miteinander verknüpfen, aus der irreversiblen Thermodynamik hergeleitet werden können.

2.1.4 Irreversible Thermodynamik

Das erste phänomenologisches Modell zur Beschreibung der thermoelektrischen Effekte lieferte Kelvin [91] ausgehend vom ersten Hauptsatz der Thermodynamik, welches jedoch heuristische Annahmen beinhaltet [84]. Onsager [92] ermöglichte daraufhin mit seinem Ansatz in der irreversible Thermodynamik ein strengeres phänomenologisches Modell in der linearen Transporttheorie [77,84,93-95].

Es wird dabei davon ausgegangen, dass Ströme J_i im Festkörper, wie elektrische Ströme, Teilchen-, Energie- und Entropieströme mittels Transportkoeffizienten L_{ij} als Linearkombinationen der N sie treibenden Kräfte X_j ausgedrückt werden können:

$$\vec{J}_i = \sum_{j=1}^N L_{ij} \vec{X}_j . \quad (2.29)$$

Die generierte Entropierate Θ pro Volumen wird als die zeitliche Entropiezunahme zuzüglich der das System verlassenden Entropiestromdichte J_s definiert:

$$\Theta = \frac{\partial s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s . \quad (2.30)$$

Man kann die Kräfte X_j und Ströme J_i so wählen kann, dass

$$\Theta = \sum_{j=1}^N \vec{J}_j \vec{X}_j \quad (2.31)$$

eine Bilinearform in beiden Größen wird. Onsager beweist allgemein, dass mit diesen Strömen und Kräften Gl. (2.29) eine Form annimmt, in der die L_{ij} eine symmetrische, positiv definite Matrix darstellen. Dabei sind die Diagonalelemente der Matrix Parameter wie zum Beispiel die elektrische Leitfähigkeit σ_n oder σ_p von Elektronen und Löchern. Die Nicht-Diagonalelemente beschreiben Wechselwirkungen, so etwa Stöße zwischen den Ladungsträgerarten, die zu elektrischen Leitfähigkeiten σ_{np} oder σ_{pn} führen.

Für den Fall des Halbleiters mit Elektronen- und Löcherleitung erfüllen als treibende Kräfte die Gradienten des elektrochemischen Potentials $-\nabla\Phi_n$ beziehungsweise $-\nabla\Phi_p$ und der Temperaturgradient $-\nabla T$ die Onsager-Bedingungen, man erhält dann aus Gl. (2.29) die elektrischen Stromdichten [82]:

$$\vec{J}_n = -\sigma_n (\vec{\nabla}\Phi_n + \alpha_n \vec{\nabla}T) - \sigma_{np} \vec{\nabla}\Phi_p, \text{ für die Elektronenstromdichte und} \quad (2.32)$$

$$\vec{J}_p = -\sigma_p (\vec{\nabla}\Phi_p + \alpha_p \vec{\nabla}T) - \sigma_{pn} \vec{\nabla}\Phi_n, \text{ für die Löcherstromdichte.} \quad (2.33)$$

Außerdem kann die gesamte Energiestromdichte J_u erfasst werden durch:

$$\vec{J}_u = -\lambda \vec{\nabla}T + (T\alpha_n + \Phi_n) \vec{J}_n + (T\alpha_p + \Phi_p) \vec{J}_p + T(\sigma_{pn} \alpha_p \vec{\nabla}\Phi_n + \sigma_{np} \alpha_n \vec{\nabla}\Phi_p). \quad (2.34)$$

Die Energiestromdichte findet Eingang in die Wärmeleitungsgleichung (2.4), wobei jedoch die Wechselwirkungsterme vernachlässigt werden können, da sie nur einen sehr kleinen Beitrag haben.

Mit dem Onsager-Modell lassen sich auch die Kelvin-Beziehungen (2.26) und (2.28) herleiten [84,95].

2.2 Prozesstechnologie und Materialien

Die in dieser Arbeit beschriebenen Strukturen werden mit den Methoden der Mikrosystemtechnik (kurz MST, engl. MEMS für „microelectromechanical systems“) in Silizium hergestellt, wie sie vor allem für die Bereiche der Mikrosensorik und –aktorik entwickelt wurden. Der Begriff MST beziehungsweise MEMS umfasst zum einen die Planartechnologien der Silizium-Mikroelektronik, welche beispielsweise zur Herstellung von MOS- und Bipolar-Transistoren verwendet werden [96]. Obwohl die Anforderungen in der Mikrosystemtechnik andere als die in der Mikroelektronik sind, bringt die Verwendung der Silizium-Planartechnologie den enormen Vorteil, auf seit langem entwickelte und gut beherrschte Materialien und Prozesse der Halbleiterfertigung zurückgreifen zu können sowie ferner mikroelektronische Schaltungen mit geringem Aufwand in das System integrieren zu können.

Zum anderen beinhaltet die Mikrosystemtechnik die Mikromechanik, damit werden solche Prozessmodule bezeichnet, welche über die herkömmliche Silizium-Planartechnologie hinaus erforderlich sind, um die eigentlichen mechanischen Eigenschaften der Systeme zu ermöglichen, beispielsweise um seismische Massen von Beschleunigungssensoren beweglich zu machen [97] oder Membranen für Drucksensoren freizulegen [98].

Zunächst werden im Folgenden die für diese Arbeit relevanten Materialien der Silizium-Mikrosystemtechnik und die Grundzüge der verwendeten BiCMOS-Technologie besprochen. Im Anschluss wird auf die bekannten mikromechanischen Prozessmodule sowie die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren eingegangen.

2.2.1 BiCMOS-Technologie und Materialien

Mit dem Begriff BiCMOS (engl. „*bipolar complementary metal oxide semiconductor*“) werden kombinierte Silizium-Planartechnologien bezeichnet, in denen sowohl Bipolar- wie auch MOS-Bauelemente hergestellt werden können. Allgemein werden in der Silizium-Planartechnologie auf einkristallinem Siliziumsubstrat Schichtfolgen von Leitern und Isolatoren mit Dicken zwischen wenigen nm bis zu einigen μm aufgebracht und durch Lithografie und Ätzprozesse in Bereiche von bis zu sub- μm feinen lateralen Abmessungen strukturiert [99]. Ein möglicher Schichtaufbau im BiCMOS-Prozess mit den Kontakten zwischen leitfähigen Ebenen ist in Abb. 2.2 gezeigt.

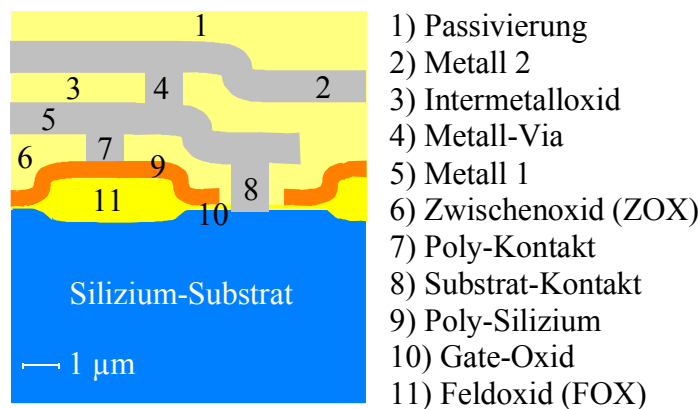


Abb. 2.2. Querschnitt durch einen möglichen Schichtaufbau im BiCMOS-Prozess, nur ein Teil des Silizium-Substrats ist dargestellt.

Die wichtigsten, da für diese Arbeit relevanten Schichtmaterialien der BiCMOS-Technologien sollen im Folgenden erläutert werden.

Siliziumdioxide

Siliziumdioxide (SiO_2), im Weiteren auch einfach als Oxide bezeichnet, können auf verschiedenen Wegen erzeugt werden [96].

Thermische Oxide entstehen bei der oberflächlichen Oxidation von Silizium:



Die Oxidschicht wächst dabei etwa zu einem Drittel in das Silizium-Substrat hinein und zu zwei Dritteln auf die Oberfläche auf. Findet die Oxidation bei Temperaturen zwischen $700\text{ }^\circ\text{C}$ und $1200\text{ }^\circ\text{C}$ in Sauerstoffatmosphäre statt, handelt es sich um eine trockene Oxida-

tion, bei Temperaturen von 900 °C bis 1100 °C und Wasserdampfatmosphäre wird von Feuchtoxidation gesprochen. Aufgrund der höheren Aufwachsrate wird die Feuchtoxidation zur Herstellung der ca. einen µm dicken Feldoxide verwendet, mit der Trockenoxidation werden die qualitativ hochwertigeren, da dichter und durchbruchssicheren dünnen Gate-Oxide der MOS-Transistoren hergestellt.

Die TEOS-Oxidabscheidung ist ein Vakuumprozess mit der Flüssigkeit TEOS (*Tetraethylorthosilikat*, $\text{SiO}_4\text{C}_8\text{H}_{20}$) als Quellmaterial des Oxids. Es handelt sich um einen so genannten LPCVD-Prozess (engl. „*low pressure chemical vapour deposition*“). Die Gasphase über der Flüssigkeit wird in ein Quarzrohr mit den Siliziumscheiben geleitet, in dem sich bei etwa 700 °C bis 750 °C die Ethylgruppe des TEOS abspaltet und Siliziumdioxid abgeschieden wird:



Bei der Silan-Pyrolyse wird das Oxid durch thermische Zersetzung von Silan (SiH_4) in Sauerstoffatmosphäre bei Normaldruck abgeschieden:



Dieser APCVD-Prozess (engl. „*atmospheric pressure chemical vapour deposition*“) dient vor allem der Abscheidung von BPSG (*Bor-Phosphor-Silikat-Glas*), mit dem vor der Metallisierung die darunter liegenden Schichten versiegelt und Topographieunterschiede eingeebnet werden.

Plasma-Oxide entstehen durch Zersetzung der Prozessgase (beispielsweise Silan, siehe oben) mit Unterstützung durch Hochfrequenz-Gasentladungen (PECVD, engl. „*plasma enhanced chemical vapour deposition*“) bei niedrigeren Temperaturen von 250 °C bis 300 °C und eignen sich daher für Intermetalloxide und die Passivierung, da die Schmelztemperatur von Aluminium bei der Abscheidung nicht erreicht wird.

Siliziumnitride

Siliziumnitride (Si_3N_4), kurz Nitride genannt, werden in CVD-Verfahren abgeschieden.

Mittels eines LPCVD-Prozesses kann Nitrid aus Dichlorsilan (SiH_2Cl_2) und Ammoniak (NH_3) gebildet werden:



Dieses Siliziumnitrid findet beispielsweise Verwendung zur Maskierung der Bereiche, in denen kein Feldoxid durch thermische Oxidation aufwachsen soll (vgl. 6.1.1, LOCOS-Prozess).

Beim PECVD-Nitrid wird Silan anstelle von Dichlorsilan zur Abscheidung benutzt, da sich dieses bereits bei niedrigeren Temperaturen zersetzt:



Dieses so genannte Plasmanitrid wird als Teil der Passivierung verwendet, zumal nach der Metallisierung niedrigere Prozesstemperaturen erforderlich sind.

Metallisierung und Kontakte

Bei den für diese Arbeit hergestellten Proben besteht die Metallisierung aus Aluminium. Dieses wird als $\text{AlSi}_{1\%}\text{Cu}_{0,5\%}$ mit Beimischung von Silizium gegen Interdiffusion und von Kupfer gegen Elektromigration bei 150°C gesputtert (PVD, engl. „physical vapour deposition“).

Bei älteren BiCMOS-Technologien erfolgt die Herstellung der elektrischen Kontakte einer Metallisierungsebene auf die darunter liegende Polysilizium- oder Metallisierungsschicht durch direkte Füllung der in das Zwischenoxid geätzten Kontaktlöcher mit $\text{AlSi}_{1\%}\text{Cu}_{0,5\%}$.

Bei neueren BiCMOS-Technologien werden die Kontakte mittels eines LPCVD-Verfahrens aus Wolfram gefertigt:



Dadurch verbessern sich die Kantenbedeckung und die Elektromigrationseigenschaften.

Reines Polysilizium

Polysilizium wird als LPCVD-Prozess mit Silan bei 625°C abgeschieden:



Die Prozesstemperatur entscheidet darüber, ob das Silizium polykristallin oder amorph aufwächst. Zur amorphen Abscheidung werden niedrigere Temperaturen von etwa 560°C verwendet [100]. Nach der Dotierung wird ein Tempersschritt zur Kristallisation und Ausheilung durchgeführt. Amorph abgeschiedenes und ausgeheiltes Polysilizium weist in der Regel größere Körner auf als polykristallin abgeschiedenes Silizium [101].

Poly-Silizium-Germanium

Für die LPCVD-Abscheidung von Poly-Silizium-Germanium wird eine Mischung von Disilan (Si_2H_6), German (GeH_4) und dem Trägergas Wasserstoff (H_2) verwendet. Der Prozess findet bei $670\text{ }^\circ\text{C}$ und einem Druck von $2,5\text{ kPa}$ statt. Der Anteil von Germanium kann iterativ eingestellt werden, indem Proben mittels des RBS-Verfahrens (engl. „Rutherford back scattering“) auf ihre quantitative Zusammensetzung untersucht werden. In dieser Arbeit wird Poly-Si_{70%}Ge_{30%} verwendet. Die Abscheidung einer 5 nm dicken Polysiliziumschicht zu Beginn des Prozesses eignet sich zur Schaffung von Kristallisationskeimen.

Epitaktisch aufgewachsenes Silizium-Germanium wird in steigendem Maße auch in regulären Silizium-Planartechnologien zur Herstellung von Bipolar- und MOS-Transistoren verwendet. Um trotzdem etwaige Kontaminationen der Fertigung durch Poly-Si_{70%}Ge_{30%} zu vermeiden, sind vor allem die bei der weiteren Herstellung vorkommenden Nassätzprozesse untersucht und die entsprechenden Ätzraten bestimmt worden. Eine Übersicht gibt Tab. 2.1.

Ätzmedien	Konzentration	Volumenan- teil	Temperatur [$^\circ\text{C}$]	Ätzdauer [min]	Ätzrate [nm/min]
H ₂ O ₂	31%	1	140	60	0,3
H ₂ SO ₄	98%	6			
HF	50%		65	60	0
H ₂ O ₂	31%	1	65	60	0
H ₂ SO ₄	98%	5			
NH ₄ OH	25%	1	65	10	6,4
H ₂ O ₂	31%	1			
Di-Wasser		5			
Cholin	4%	1	70	60	0,8
H ₂ O ₂	31%	5			
Di-Wasser		34			
HF	50%	1	25	60	0
Di-Wasser		200			

Tab. 2.1. Nasschemische Ätzraten von Poly-Si_{70%}Ge_{30%} für Ätzmedien, die in Silizium-Planartechnologien zur Reinigung und zur Entfernung von Photolacken verwendet werden.

Dotierung von Polysilizium

Die Dotierung der Polysiliziumschichten kann insitu erfolgen, wobei der Dopant gleich bei der Abscheidung zugegeben wird. Es gibt ferner die Möglichkeit durch Diffusion den Dotierstoff einzubringen. Dazu wird beispielsweise ein Phosphorglas auf das Polysilizium

abgeschieden (sog. POCl_3 -Belegung), das dann die Polysiliziumschicht bis an die Sättigung n-dotiert [96,102]. Schließlich kann der Dotierstoff implantiert werden.

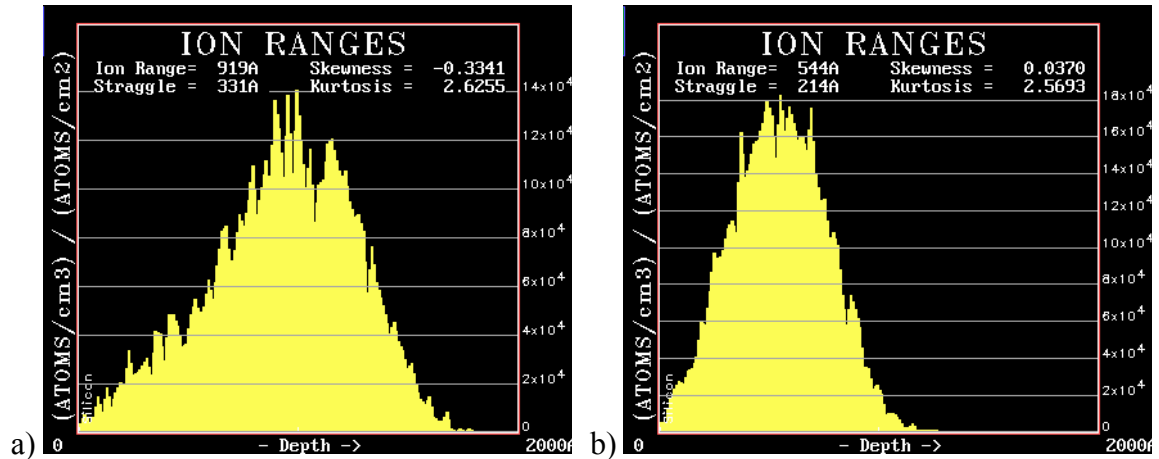


Abb. 2.3. Mit dem Monte-Carlo-Simulator Trim erstellte Implantationsprofile von 200 nm dickem Silizium mit a) Bor 25 keV und b) Phosphor 40 keV.

Bei der Implantation wird der Dotierstoff in ionisierter Form im elektrischen Feld beschleunigt und auf das Polysilizium gelenkt. Die eingebrachte Ladung bestimmt dabei die Ionendosis und die Beschleunigungsspannung legt die Eindringtiefe fest. Mit Hilfe von Fotolackmasken können die Implantationsgebiete genau definiert werden.

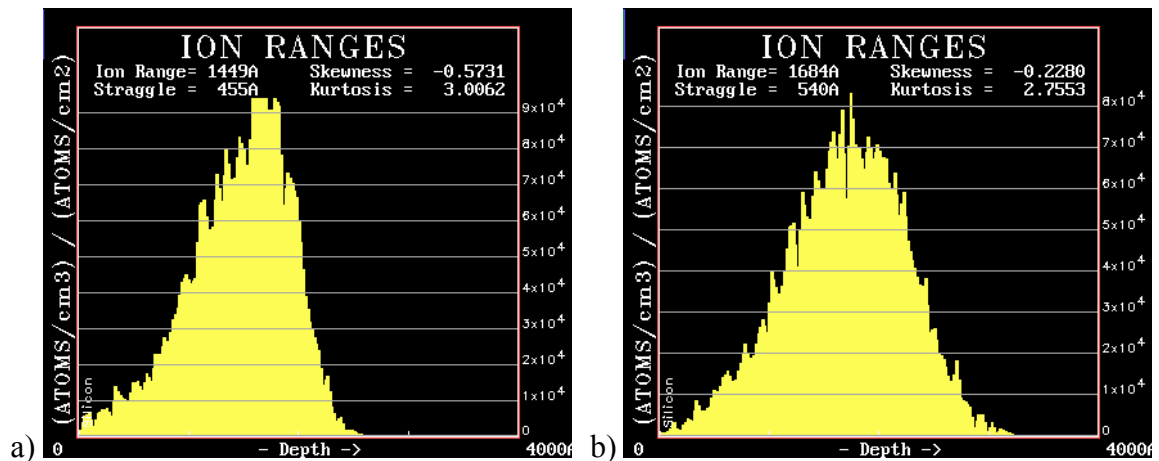


Abb. 2.4. Mit dem Monte-Carlo-Simulator Trim erstellte Implantationsprofile von 400 nm dickem Silizium mit a) Bor 40 keV und b) Phosphor 130 keV.

Die für diese Arbeit mit dem Monte-Carlo-Simulator Trim erstellten Implantationsprofile für 200 nm und 400 nm dicke Siliziumschichten sind in den Abb. 2.3 und 2.4 dargestellt.

Eine optimierte Eindringtiefe erhält man für die 200 nm dicke Schicht bei einer Beschleunigungsspannung von 25 keV für Bor und 40 keV für Phosphor. Bei einer 400 nm dicken Schicht wird 40 keV für Bor und 130 keV für Phosphor gewählt. Bei anschließend durchgeführten Temperschritten verteilen sich die Dotieratome durch Diffusion in der Schicht und werden aktiviert.

2.2.2 Mikromechanik

In der Mikrosensorik und –aktorik werden über die mikroelektronische Silizium-Planartechnologie hinaus weitere Prozessmodule benötigt, um die mechanischen Eigenschaften der Systeme zu ermöglichen. Dazu gehören insbesondere Freizätztechniken und Methoden zur Verkapselung der entstandenen Hohlräume.

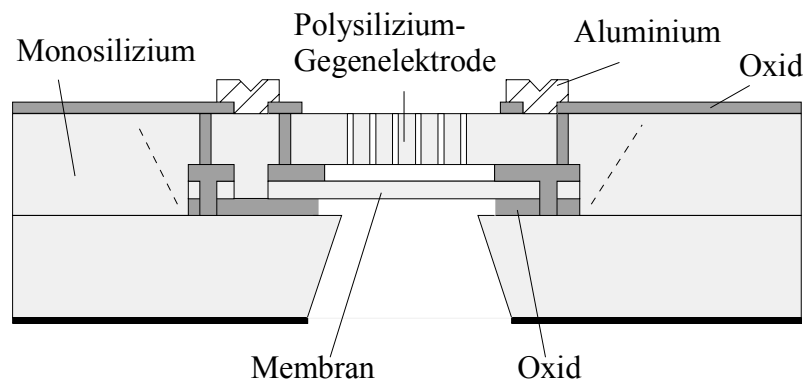


Abb. 2.5. Schematischer Querschnitt durch eine mit einer Kombination von Volumen- und Oberflächenmikromechanik hergestellten Mikrofonmembran [103].

Die beiden wichtigsten Ansätze sind dabei die Volumenmikromechanik und die Oberflächenmikromechanik. In Abb. 2.5 ist eine Mikrofonmembran dargestellt, die mittels einer Kombination von Volumen- und Oberflächenmikromechanik hergestellt wurde.

Volumenmikromechanik

Die Volumenmikromechanik (engl. „bulk micromachining“) schließt sich an die Silizium-Planartechnologie an und wird getrennt von ihr ausgeführt, da sie mit ihr nicht kompatibel ist. Die mikromechanischen Komponenten sind zwar in dem ersten Teil der mikroelektronischen Prozessierung hergestellt worden, müssen aber auf dem Wege der Ätzung durch das Substrat von der Scheibenrückseite freigelegt werden. Verwendet wird dabei aufwändige Rückseitenlithografie um die Bereiche des zu entfernenden Siliziumsubstrats zu bestimmen. Die Gruben bis zu den vorderseitigen Funktionsschichten werden meist ani-

sotrop mit Kalilauge (KOH) oder Ethylendiaminpyrocatechol (EDP) mit dotierungsabhängigem elektrochemischem Ätzstopp geschaffen [99]. Bei den anisotropen Ätzmedien ist die Ätzgeschwindigkeit von den Kristallebenen des Siliziums abhängig, etwa minimal in die $\{111\}$ -Richtung, was zum Design von Strukturen genutzt werden kann. Eine volumenmikromechanisch von der Substratrückseite freigeätzte Mikrofonmembran ist in Abb. 2.5 dargestellt.

Auch volumenmikromechanische Silizium-Ätzungen von der Substratvorderseite sind bekannt, beispielsweise die an der ETH Zürich verwendeten Strukturen zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Halbleitermaterialien [104-108], welche unter 4.2.2 besprochen werden (siehe Abb. 4.13). Diese stellen einen Grenzfall zur Oberflächenmikromechanik dar, weil nicht das gesamte Substrat lokal entfernt wird, sondern es nur bis in eine gewisse Tiefe als Opferschicht weggeätzt wird.

Oberflächenmikromechanik

Die Oberflächenmikromechanik (engl. „surface micromachining“) verfolgt das Ziel, die mikromechanischen Schritte in den mikroelektronischen Prozessablauf der Silizium-Planartechnologie zu integrieren [109,110]. Das Prinzip der auf diesem Wege hergestellten Sensoren ist meist die kapazitive Detektion der Auslenkung von mikromechanischen Komponenten wie Drucksensormembranen [98] oder Kammstrukturen von Beschleunigungssensoren [111], wie in Abb. 2.6 und 2.7 gezeigt.

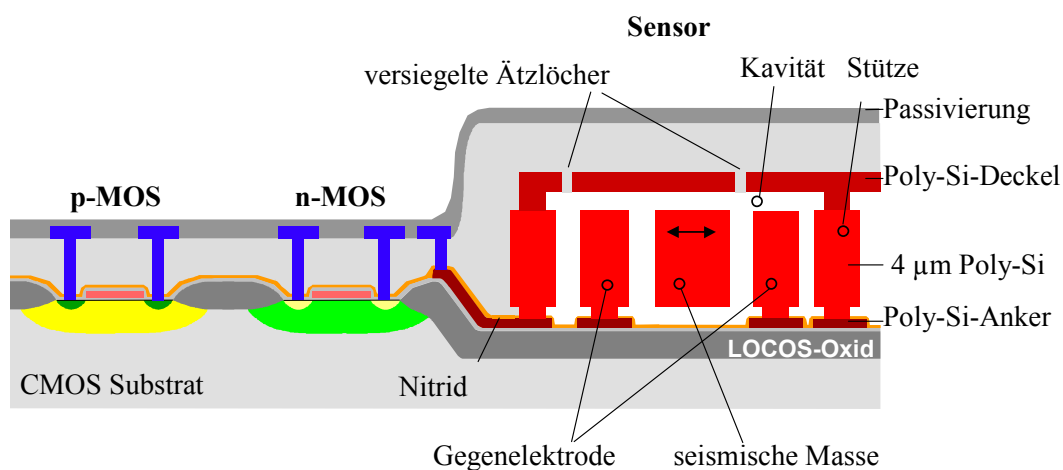


Abb. 2.6. Schematischer Querschnitt durch einen versiegelten oberflächenmikromechanisch hergestellten Beschleunigungssensor nach [111].

Basis der Oberflächenmikromechanik ist die Opferschichttechnik (engl. „sacrificial layer technique“). Die eigentliche Funktionsschicht, in der Regel Polysilizium, wird dabei von einem Opferschichtmaterial umgeben, das sich selektiv zum Funktionsmaterial ätzen lässt,

im Falle von Polysilizium meist Oxid. Die Freizätzung kann bei Opferoxidschichten nasschemisch mit Flußsäure (HF) erfolgen. Diese isotrope Ätzung erfolgt auf Zeit, wozu im Voraus die Ätzrate des betreffenden Opferoxids bestimmt werden muss.

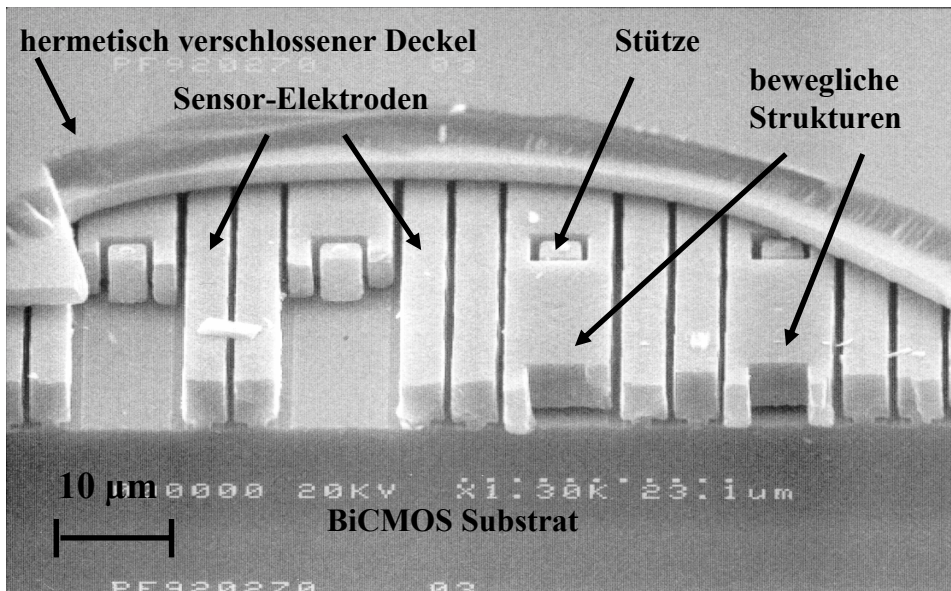


Abb. 2.7. REM-Aufnahme eines geöffneten oberflächenmikromechanisch hergestellten Beschleunigungssensors mit Kämmen, Stützen und Deckel nach [111].

Ein verbreitetes Verfahren, um das Ankleben der freigeätzten Polysiliziumstrukturen am Substrat (engl. „sticking“) beim Trocknen zu verhindern, ist die so genannte Kritische-Punkt-Trocknung (engl. „critical point drying“). Bei dieser Trocknung [100,112] wird ein direkter Phasenübergang des Spülmediums Kohlendioxid (CO_2) vom flüssigen in den gasförmigen Zustand vermieden, indem in einem Druckbehälter der Umweg durch den überkritischen Zustand des Mediums gegangen wird, in welchem der Unterschied zwischen flüssiger und gasförmiger Phase verschwindet.

Um die Freizätzung in die reguläre Prozessierung einbetten zu können, ist es wichtig, die geschaffenen Hohlräume wieder hermetisch verschließen zu können, da die Kavitäten sonst bei den nachfolgenden Schritten beispielsweise durch Fotolacke wieder aufgefüllt würden. Dieser hermetische Verschluss kann etwa durch eine vor der Freizätzung auf die Struktur abgeschiedene und strukturierte Nitridschicht erfolgen, welche durch Ätzlöcher perforiert oder mit Ätzschlitzen versehen ist. Da eine Flußsäureätzung die Nitridschicht selbst nicht angreift, können die sich in ihr befindenden Öffnungen nach der Entfernung des Opferoxids mit einem geeigneten Oxidprozess verschlossen werden. Ein solches in den BiCMOS-Prozess eingebundenes Vorgehen wird in 6.3.1 für Thermogeneratoren erläutert. Bei den unter 4.2.2 vorgestellten Strukturen zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit findet die nasschemische Freizätzung nicht während der Prozessierung, sondern im Anschluss an

die Reinraumfertigung in einem Chemielabor statt. Dort wird auf einen hermetischen Einschluss in den Chip verzichtet, weshalb die Teststrukturen freilich nicht geschützt sind und von der Oberseite zugänglich bleiben.

Neben der Opferoxidtechnik wird in dieser Arbeit auch eine Methode mit dem Siliziumsubstrat als Opferschicht untersucht. Das Siliziumsubstrat lässt sich mit Kohlenstofftetrafluorid (CF_4) isotrop und selektiv zu Oxid ätzen. Der Trockenätzprozess mit CF_4 wird in der regulären BiCMOS-Fertigung zur Strukturierung der Nitridhartmaske des LOCOS-Prozesses benutzt (vgl. 6.1.1).

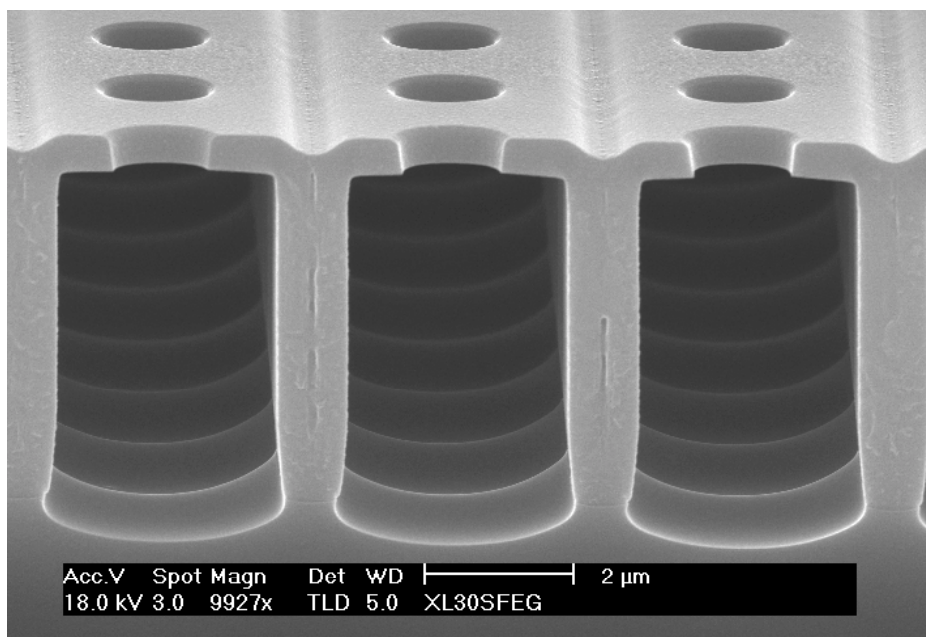


Abb. 2.8. REM-Aufnahme von mit CF_4 in das Substrat geätzten Kavitäten zur Verminderung von parasitären Substratkapazitäten [113].

Vor der Freizätzung der Substratkavitäten wird als Hartmaske ein Oxid abgeschieden und strukturiert, so dass es die erforderlichen Ätzlöcher aufweist, die nach der Siliziumätzung mit Oxid verschlossen werden können. Wenn die Ätzrate des Siliziumsubstrats bestimmt worden ist, erfolgt die CF_4 -Ätzung auf Zeit. Wie unter 6.3.3 zur Herstellung der Thermogeneratoren beschrieben, kann die Substratkavitätmethode sehr gut in die BiCMOS-Prozessierung integriert werden. Eine weitere mögliche Anwendung solcher Kavitäten (siehe Abb. 2.8) ist die Verringerung von Substratkapazitäten bei mikromechanisch gefertigten Spulen [113].

3. Optimierung von Thermogeneratoren

Entscheidend für den Bau von Thermogeneratoren ist es, die verwendeten Materialien und den Aufbau so zu optimieren, dass es gelingt, einen ausreichend großen Teil der zur Verfügung stehenden Wärme in elektrische Energie umzuwandeln. Um allgemeine Kriterien für die Bestimmung bestmöglicher thermoelektrischer Materialien gewinnen zu können, soll zunächst von einem idealen Aufbau ausgegangen werden, bei dem technologisch bedingte Abweichungen von einer rein vertikalen Bauweise und parasitäre Wärmeflüsse vernachlässigt werden. Im Anschluss daran soll auf die spezifischen Besonderheiten der hier verfolgten Bauart eingegangen werden, insbesondere auch den Einfluss von Kontaktwiderständen. Schließlich wird das Simulationsmodell erläutert, mit dem es gelingt, den rein analytischen Ansatz zur Optimierung der Thermogeneratoren mit thermischen Simulationen zu kombinieren, die den realen Aufbau der Generatoren berücksichtigen.

3.1 Ideale vertikale Thermogeneratoren

Ein idealer vertikaler Thermogenerator ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt. Er ist aus einer Zahl von m Thermopaaren aufgebaut, die jeweils aus einem p-Thermoschenkel mit positivem und einem n-Thermoschenkel mit negativem Seebeck-Koeffizienten bestehen. Diese Thermopaare sind im Falle eines vertikalen Wärmeflusses thermisch parallel und elektrisch in Reihe geschaltet. So summieren sich die m Seebeck-Teilspannungen gemäß Gl. (2.17) zu einer Gesamtspannung U_0 auf. Eine mäandrische Anordnung der Thermopaare ermöglicht die bestmögliche Ausnutzung einer gegebenen Fläche. Ein Maß für die Güte des Thermogenerators ist seine elektrische Ausgangsleistung P_0 . Sie spiegelt wieder, wie viel elektrische Energie generiert wird. Definiert man darüber hinaus einen Wirkungsgrad $\eta = P_0/q_h$, wobei q_h der auf der heißen Seite des Generators einfließende Wärmestrom ist, so erhält man ein Maß für die Effektivität der Umwandlung von Wärme in elektrische Energie. Eine Optimierung von Thermogeneratoren wird daher zum Ziel haben, seine elektrische Ausgangsleistung beziehungsweise den Wirkungsgrad für gegebene Randbedingungen zu optimieren. Dabei ist entscheidend, ob man dem Generator einen Temperaturgradienten oder einen Wärmestrom vorgibt. In der Literatur [84,114] findet man meist Optimierungen für den ersten Fall, dass die Temperaturdifferenz zwischen der Unter- und Oberseite der Thermopaare als gegeben angenommen wird. Aus der Maximierung des Wirkungsgrads lässt sich dann ein Kriterium für die Wahl der besten thermoelektrischen Materialien ableiten, die thermoelektrische Güte Z (engl. „figure of merit“):

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\lambda} \quad (3.1)$$

Die thermoelektrische Güte Z steigt also quadratisch mit dem relativen Seebeck-Koeffizienten α der Thermopaare; eine hohe elektrische Leitfähigkeit σ und eine niedrige Wärmeleitfähigkeit λ sind wünschenswert. In Metallen nehmen sowohl die elektrische Leitfähigkeit wie die Wärmeleitfähigkeit thermoelektrischer Materialien in ähnlicher Form mit der Ladungsträgerdichte zu, so dass beide Größen dort eng korreliert sind (Wiedemann-Franz-Gesetz). Bei Halbleitern hingegen wird die Wärmeleitung vorwiegend durch den Phononenbeitrag bestimmt.

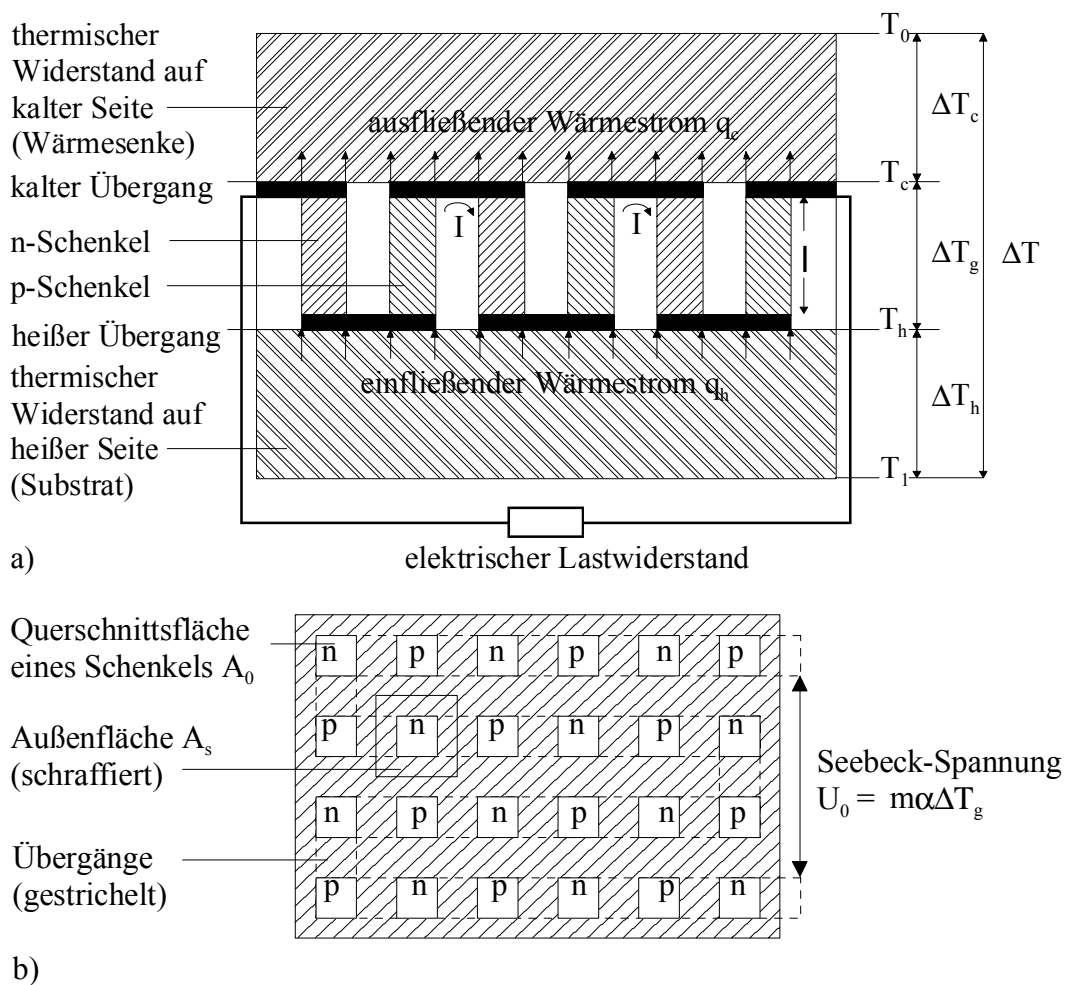


Abb. 3.1. a) Schematischer Querschnitt und b) Aufsicht eines idealen vertikalen Thermogenerators.

In Abb. 3.2 werden mögliche thermoelektrische Materialien qualitativ miteinander verglichen, um solche mit einem größtmöglichen Z bestimmen zu können [87]. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Phononenbeitrag λ_ϕ zur Wärmeleitfähigkeit nahezu unabhän-

gig von der Ladungsträgerdichte n ist. Da der Seebeck-Koeffizient mit steigender Ladungsträgerdichte abnimmt, die elektrische Leitfähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit hingegen mit n zunehmen, ergibt sich ein Maximum von Z im Bereich von Ladungsträgerdichten zwischen 10^{18} cm^{-3} und 10^{21} cm^{-3} , also gerade bei hochdotierten Halbleitern.

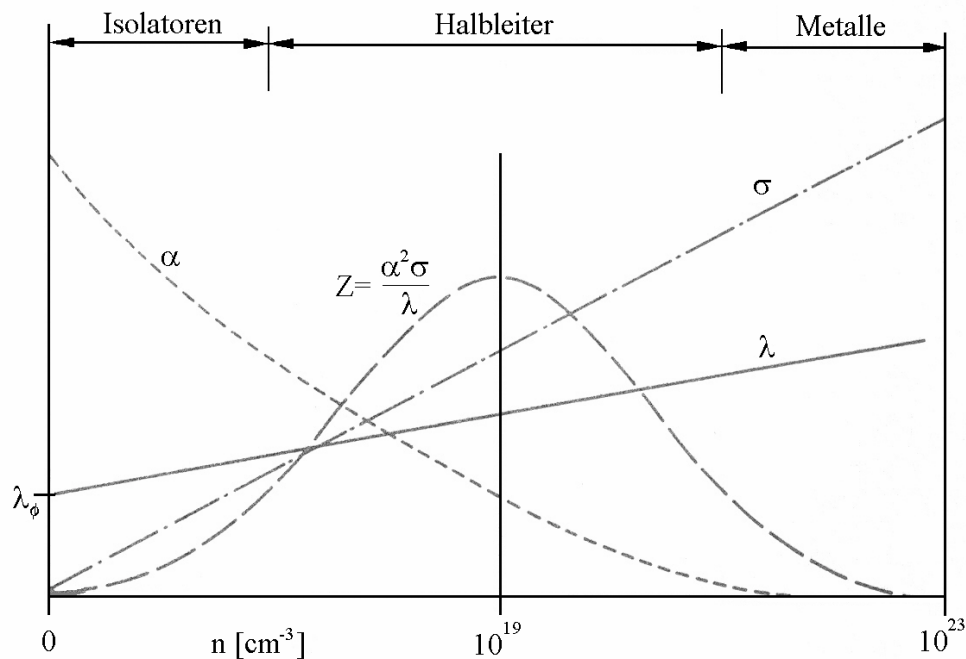


Abb. 3.2. Qualitativer Vergleich der thermoelektrischen Güten Z von Isolatoren, Halbleitern und Metallen als Funktion der Ladungsträgerdichte n nach [87].

3.1.1 Vollständiges thermoelektrisches Netzwerk

Der Unterschied von den in dieser Arbeit behandelten miniaturisierten Mikrothermogenatoren zu den oben betrachteten konventionellen Ausführungen liegt im verschiedenen großen thermischen Widerstand des eigentlichen Generators begründet. Während klassisch bei hohen thermischen Innenwiderständen die Temperaturdifferenz $\Delta T_g = \Delta T$ über dem Generator als bekannt vorausgesetzt wird, müssen im miniaturisierten Fall die thermischen Umgebungswiderstände berücksichtigt werden, die meist viel größer als der thermische Innenwiderstand selbst sind (vgl. Abb. 3.1 a). Nur ein Bruchteil der gesamten Temperaturdifferenz ΔT fällt dann über dem Generator als ΔT_g ab. Diese effektive Temperaturdifferenz ΔT_g wird von den thermischen Umgebungswiderständen bestimmt. Der Thermogenerator wird folglich in diesem Fall mit einem von seiner Umgebung vorgegebenem Wärmestrom betrieben. Für solche Mikrothermogenatoren bietet es sich an, die Ausgangsleistung und nicht den Wirkungsgrad zu maximieren [115]. Dies soll hier erfolgen, wobei

gezeigt werden wird, dass diese Betrachtung eine andere Optimierung der Thermogeneratoren erforderlich macht. Insbesondere ergibt sich dabei ein modifizierter Ausdruck der thermoelektrischen Güte.

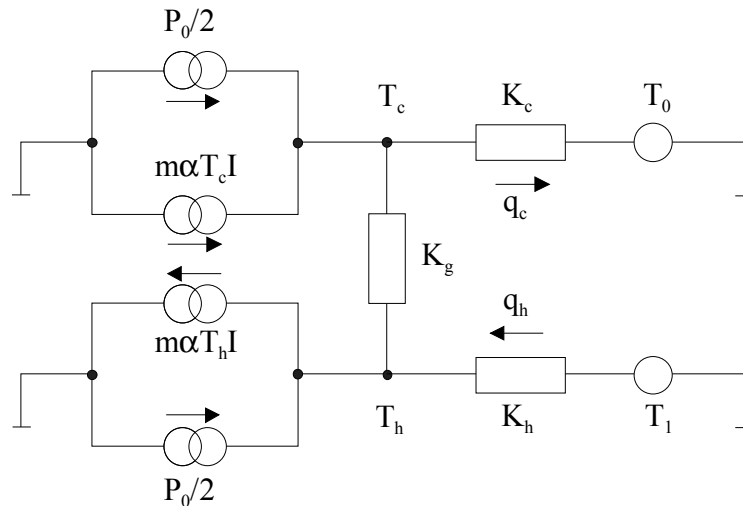


Abb. 3.3. Thermoelektrisches Netzwerk eines Thermogenerators unter Berücksichtigung von Joule-Wärme und Peltier-Effekten.

Im Falle von Leistungsanpassung entspricht der elektrische Lastwiderstand R_L dem elektrischen Innenwiderstand R_g des Generators. Unter Anwendung von Gl. (2.17) erhält man für die maximale elektrische Ausgangsleistung damit den Ansatz:

$$P_0 = UI = \frac{U_0^2 R_L}{(R_g + R_L)^2} = \frac{U_0^2}{4R_g} = \frac{m^2 \alpha^2}{4R_g} (\Delta T_g)^2. \quad (3.2)$$

Dabei ist $U = U_0 - IR_g$ die am Lastwiderstand abfallende elektrische Spannung und $I = U_0 / (R_g + R_L)$ die Stärke des durch den Lastwiderstand fließenden elektrischen Stroms.

Um die unbekannte effektive Temperaturdifferenz $\Delta T_g = T_h - T_c$ zu bestimmen, soll das Gleichungssystem für das thermoelektrische Netzwerk des Generators gelöst werden, in dem die thermischen Widerstände auf der heißen und der kalten Seite gemäß Abb. 3.1 a) berücksichtigt sind. Darüber hinaus werden die durch Joule-Erwärmung und Peltier-Effekte bei elektrischem Stromfluss erzeugten Wärmequellen und -senken einbezogen (vgl. 2.2, siehe Abb. 3.3). Wenn K_c und K_h die thermischen Widerstände auf der kalten beziehungsweise der heißen Seite des Generators sind, an denen die zugehörigen Temperaturdifferenzen $\Delta T_c = T_c - T_0$ und $\Delta T_h = T_1 - T_h$ und die Wärmeströme q_c und q_h auftreten, setzt sich der gesamte Temperaturabfall $\Delta T = T_1 - T_0$ über dem Generator wie folgt zusammen:

$$\Delta T = \Delta T_g + \Delta T_c + \Delta T_h = \Delta T_g + K_c q_c + K_h q_h. \quad (3.3)$$

Für die Thermopaare können die Energiebilanzen aufgestellt werden, wenn man annimmt, dass der Seebeck-Koeffizient α , der spezifische elektrische Widerstand ρ und die Wärmeleitfähigkeit λ der Materialien selbst temperaturunabhängig sind [84]. Die in einem Thermoschenkel aufgenommene elektrische Leistung fließt als Joule-Wärme gemäß des Temperaturgradienten je zur Hälfte in den heißen beziehungsweise den kalten Übergang. Der am heißen Thermoübergang mit der Temperatur T_h ankommende Wärmestrom q_h plus dem erzeugten Joule-Wärmestrom $P_0/2$ ist gleich der Summe des durch die Thermoschicht fließenden Wärmestroms $\Delta T_g/K_g$ und des durch den Peltier-Effekt erzeugten Verlustwärmestroms:

$$q_h = \frac{\Delta T_g}{K_g} + m\alpha T_h I - \frac{P_0}{2}, \quad (3.4)$$

wobei K_g der thermische Innenwiderstand des Generators ist.

Am kalten Thermoübergang mit der Temperatur T_c ergibt sich der abgehende Wärmestrom q_c aus der Summe des durch die Thermoschicht fließenden Wärmestroms und des durch den Peltier-Effekt und der Joule-Erwärmung erzeugten Wärmestroms:

$$q_c = \frac{\Delta T_g}{K_g} + m\alpha T_c I + \frac{P_0}{2}. \quad (3.5)$$

Wird die elektrische Stromstärke I für den Fall der Leistungsanpassung durch $U_0/2R_g$ ersetzt sowie T_h durch $T_1 - K_h q_h$ und T_c durch $T_0 + K_c q_c$, erhält man bei Auflösung die Wärmeströme q_h und q_c :

$$q_h = \frac{2R_g}{2R_g + m^2\alpha^2 K_h \Delta T_g} \left(\frac{\Delta T_g}{K_g} + \frac{m^2\alpha^2 T_1 \Delta T_g}{2R_g} - \frac{P_0}{2} \right) \quad \text{und} \quad (3.6)$$

$$q_c = \frac{2R_g}{2R_g - m^2\alpha^2 K_c \Delta T_g} \left(\frac{\Delta T_g}{K_g} + \frac{m^2\alpha^2 T_0 \Delta T_g}{2R_g} + \frac{P_0}{2} \right), \quad (3.7)$$

wobei T_0 und T_1 die Temperaturen auf der kalten beziehungsweise der heißen Seite des Generators bezeichnen.

Werden die Gleichungen (3.2), (3.6) und (3.7) in Gl. (3.3) eingesetzt, ergibt sich eine kubische Gleichung in ΔT_g :

$$\Delta T = \Delta T_g \left[1 + \frac{1}{4K_g} \left(\frac{8K_c R_g + m^2 \alpha^2 K_c K_g \Delta T_g + 4m^2 \alpha^2 K_c K_g T_0}{2R_g - m^2 \alpha^2 K_c \Delta T_g} + \frac{8K_h R_g - m^2 \alpha^2 K_h K_g \Delta T_g + 4m^2 \alpha^2 K_h K_g T_1}{2R_g + m^2 \alpha^2 K_h \Delta T_g} \right) \right]. \quad (3.8)$$

Diese Gleichung besitzt bei zulässiger Wahl der Parameter drei reelle Lösungen für ΔT_g . Da zwei dieser Lösungen jedoch eine negative Temperatur T_c implizieren, verbleibt nur ein physikalisch sinnvolles Ergebnis:

$$\Delta T_g = \frac{R_g}{m^2 \alpha^2} \left[\frac{1}{K_c} - \frac{1}{K_h} + 2S \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{r}{S^3} \right) + \frac{4\pi}{3} \right) \right], \text{ wobei} \quad (3.9)$$

$$r = \left(\frac{1}{K_c} - \frac{1}{K_h} \right) \left(\frac{1}{K_c^2} + \frac{2}{K_c K_h} + \frac{1}{K_h^2} + \frac{4}{K_g K_h} + \frac{4}{K_g K_c} \right) + 2 \frac{m^2 \alpha^2}{R_g} \left(\frac{T_0}{K_c^2} - \frac{T_1 - T_0}{K_c K_h} - \frac{T_1}{K_h^2} \right)$$

$$\text{und } S = \sqrt{\frac{1}{K_c^2} + \frac{2}{3K_c K_h} + \frac{1}{K_h^2} + \frac{8}{3K_g} \left(\frac{1}{K_c} + \frac{1}{K_h} \right) + \frac{4}{3} \frac{m^2 \alpha^2}{R_g} \left(\frac{T_0}{K_c} + \frac{T_1}{K_h} \right)} \text{ gelten.}$$

Wird ΔT_g in Gl. (3.2) durch diese Lösung (3.9) ersetzt, erhält man einen Ausdruck für die maximale elektrische Ausgangsleistung des Thermogenerators, der nur von den äußeren Temperaturen T_0 und T_1 , den Materialeigenschaften und der Geometrie abhängt.

Jene Lösung des vollständigen thermoelektrischen Netzwerks soll im Folgenden diskutiert werden, wozu noch einige Annahmen über die verbliebenen Unbekannten in obigen Gleichungen gemacht werden sollen. Der elektrische Widerstand R_{cl} einer Zelle des Thermogenerators ergibt sich aus dem Widerstand des n-Schenkels $\rho_n \ell_n / A_{0n}$ plus dem Widerstand des p-Schenkels $\rho_p \ell_p / A_{0p}$ und der je zwei dazugehörigen Kontaktwiderstände R_{cn} und R_{cp} . Die elektrischen Widerstände der m Generatorzellen summieren sich auf zum Gesamtwiderstand R_g :

$$R_g = m R_{cl} = m \left(\frac{\rho_n \ell_n}{A_{0n}} + \frac{\rho_p \ell_p}{A_{0p}} + 2R_{cn} + 2R_{cp} \right), \quad (3.10)$$

wobei die Bezeichnungen wie auch im Folgenden gemäß Abb. 3.1 gewählt sind und sich die Indizes n und p auf die Art des zugehörigen Thermoschenkels beziehen.

Der thermische Widerstand K_g des Generators ist eine Parallelschaltung der m Zellen mit Thermopaaren, er setzt sich zusammen aus dem vertikalen thermischen Widerstand des n -

Schenkels $\ell_n/(\lambda_n A_{0n})$, dem vertikalen thermischen Widerstand des p-Schenkels $\ell_p/(\lambda_p A_{0p})$ und dem vertikalen thermischen Widerstand der Zwischenräume $\ell/\lambda_v(A_{sn}+A_{sp})$:

$$K_g = m^{-1} \left(\frac{\lambda_n A_{0n}}{\ell_n} + \frac{\lambda_p A_{0p}}{\ell_p} + \frac{\lambda_v (A_{sn} + A_{sp})}{\ell} \right)^{-1}, \quad (3.11)$$

wobei λ_v die Wärmeleitfähigkeit und ℓ die Dicke der Schicht des Materials bezeichnet, das sich zwischen den Thermoschenkeln befindet.

Exemplarische Diskussion des vollständigen thermoelektrischen Netzwerks

Ein Kühlkörper sei auf den Generator montiert. Es soll exemplarisch angenommen werden, dass die Grundfläche des Generators $A_g = 4 \text{ mm}^2$ beträgt. Weiterhin gelte für die Thermopaare $m = 1 \cdot 10^6$, $\alpha = 500 \text{ } \mu\text{VK}^{-1}$, $\lambda_n = \lambda_p = 20 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\rho_n = \rho_p = 1 \cdot 10^{-5} \text{ } \Omega\text{m}$, $A_{0n} = A_{0p} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ und $A_{sn} = A_{sp} = 15 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$. Der thermischen Widerstand des Substrats ergibt sich aus $\ell_h = 1 \text{ mm}$ und $\lambda_h = 150 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und es seien als Randbedingungen angenommen, dass $\Delta T = 50 \text{ K}$, wobei $T_0 = 300 \text{ K}$ und $T_1 = 350 \text{ K}$ betragen. In diesem idealen Generator sei $\ell_n = \ell_p = \ell$, außerdem sollen die Kontaktwiderstände $R_{cn} = R_{cp} = 0$ gesetzt und damit vernachlässigt werden.

Mit diesem Parametersatz für ΔT_g kann die am Lastwiderstand abfallende Spannung U (Abb. 3.4) und die Ausgangsleistung P_0 (Abb. 3.5-3.7) aus der oben besprochenen Lösung des thermoelektrischen Netzwerks bestimmt werden.

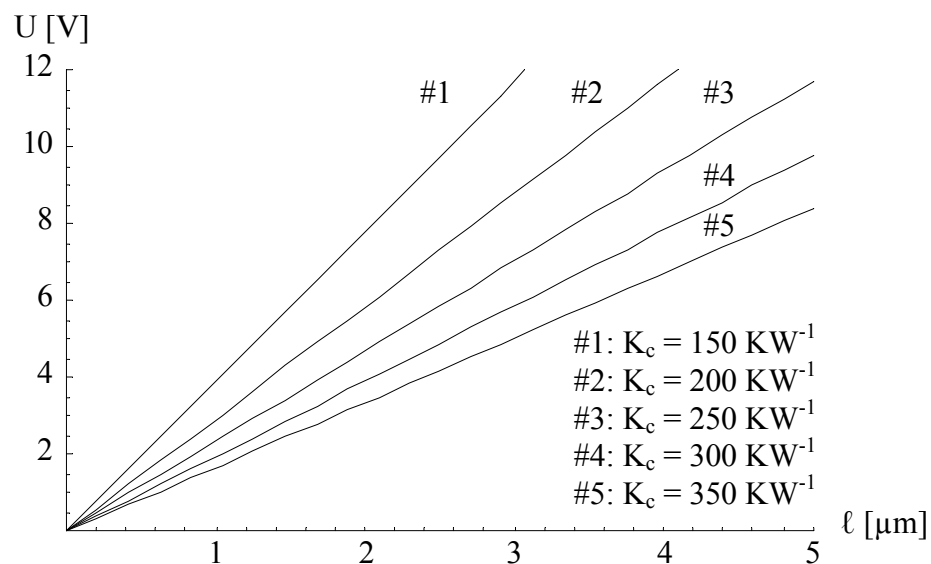


Abb. 3.4. Spannungsabfall über dem angepassten Lastwiderstand als Funktion der Thermoschenkellänge ℓ für verschiedene Kühlkörper mit thermischem Widerstand K_c .

Liegt die Thermoschenkellänge ℓ im μm -Bereich, können lineare Anstiege der Lastspannung U (Abb. 3.4) und der Ausgangsleistung P_0 (Abb. 3.5) mit ℓ beobachtet werden.

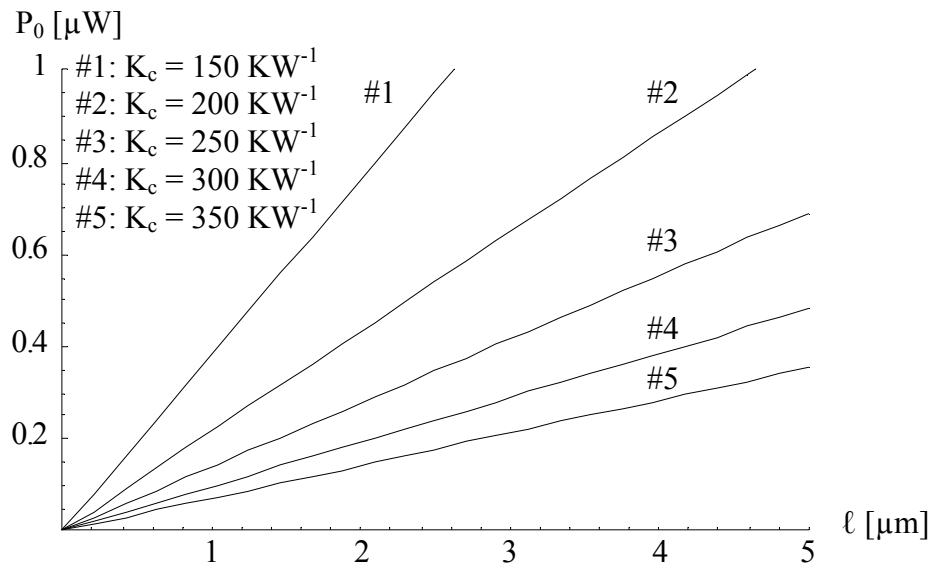


Abb. 3.5. Ausgangsleistung P_0 des Generators bei kleiner Thermoschenkellänge ℓ für verschiedene Kühlkörper mit thermischem Widerstand K_c .

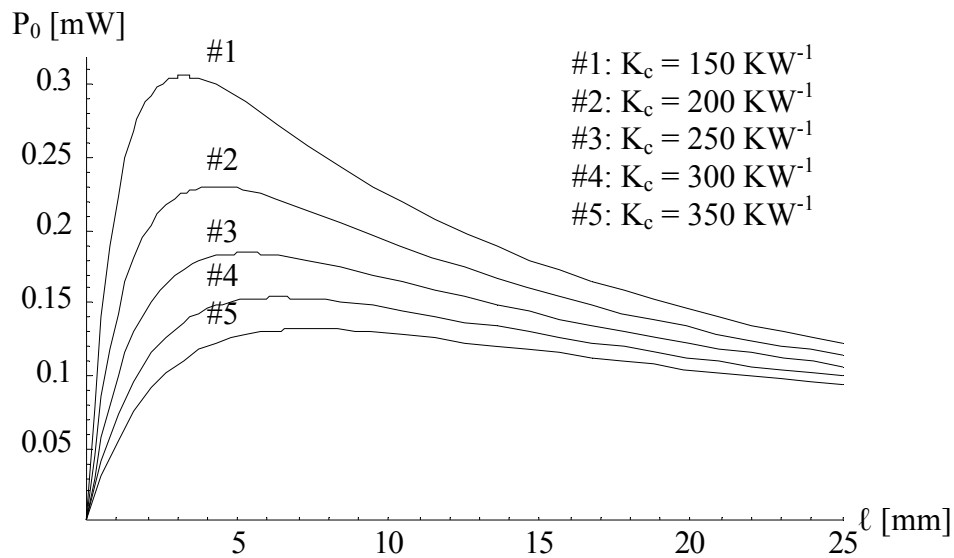


Abb. 3.6. Ausgangsleistung P_0 des Generators bei großer Thermoschenkellänge ℓ für verschiedene Kühlkörper mit thermischem Widerstand K_c .

Bei größeren Thermoschenkellängen ℓ steigt der thermische Innenwiderstand im Verhältnis zu den Umgebungswiderständen so stark an, dass die Ausgangsleistung des Generators mit wachsendem ℓ ein Maximum überschreitet und wieder abfällt (Abb. 3.6). Dies ist der Bereich der klassischen Betrachtung von Thermogeneratoren, für welchen die thermischen Umgebungswiderstände vernachlässigt werden können.

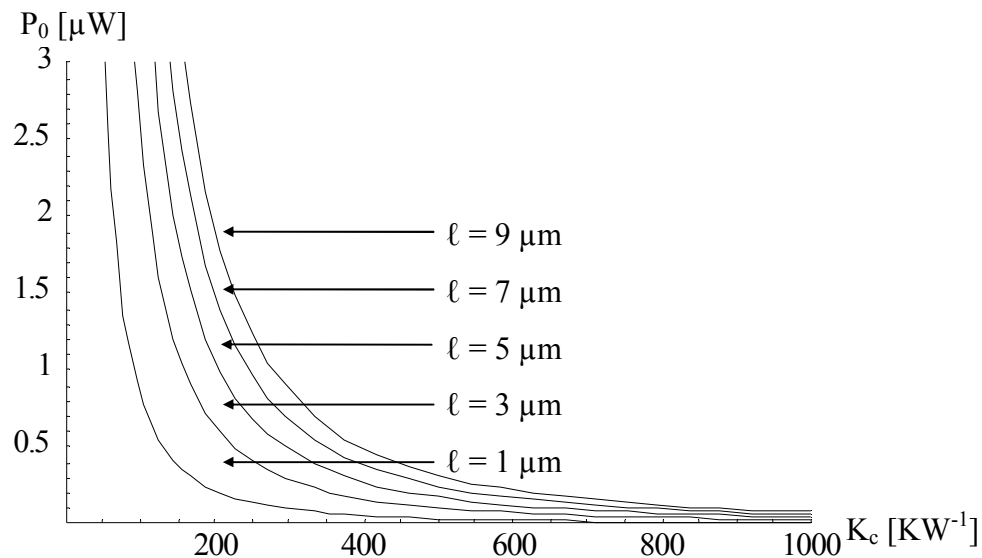


Abb. 3.7. Ausgangsleistung P_0 des Generators als Funktion des thermischen Widerstand K_c des Kühlkörpers für unterschiedliche Thermoschenkellängen ℓ .

In Abb. 3.7 wird der Einfluss des thermischen Widerstand K_c des Kühlkörpers auf die Ausgangsleistung illustriert. Darin wird die Abhängigkeit des Generators von den thermischen Umgebungswiderständen und die Notwendigkeit zu deren Reduzierung deutlich.

3.1.2 Güte von Mikrothermogeneratoren

In Abb. 3.6 lässt sich erkennen, dass thermoelektrische Generatoren abhängig vom Verhältnis des thermischen Widerstands des Generators K_g zu den thermischen Umgebungswiderständen K_c und K_h in zwei Bereichen betrieben werden können. Wie bereits ausgeführt, soll hier der Bereich betrachtet werden, in dem aufgrund der geringen Thermoschenkellänge ℓ von einigen μm für die thermischen Widerstände $K_g \ll K_c + K_h$ gilt. Außerdem kann abgeschätzt werden, dass man unter den beschriebenen Bedingungen zur Vereinfachung die Joule- und Peltier-Wärme in den Gleichungen (3.4) und (3.5) vernachlässigen kann. Aus Gl. (3.3) ergibt sich dann, dass die thermischen Widerstände analog einem elektrischen Spannungsteiler wirken:

$$\Delta T_g = \frac{K_g}{K_g + K_c + K_h} \Delta T. \quad (3.12)$$

Damit kann die maximale elektrische Ausgangsleistung gemäß Gl. (3.2) ausgedrückt werden als:

$$P_0 = \frac{m^2 \alpha^2}{4R_g} \left(\frac{K_g}{K_g + K_c + K_h} \Delta T \right)^2. \quad (3.13)$$

Im idealen Fall tritt keine Wärmeleitung durch die Zwischenräume der Thermoschenkel auf, beziehungsweise kann für den Mittelwert $\lambda = (\lambda_n + \lambda_p)/2$ der Wärmeleitfähigkeit angenommen werden, dass $\lambda \gg \lambda_v$ gilt. Sind außerdem die Abmessungen der Thermoschenkel gleich, gelten also $A_{0n} = A_{0p} = A_0$ und $\ell_n = \ell_p = \ell$, so vereinfacht sich Gl. (3.11) zu:

$$K_g = \frac{\ell}{2m\lambda A_0}. \quad (3.14)$$

Da wie vorausgesetzt $K_g \ll K_c + K_h$ gilt, $\rho = (\rho_n + \rho_p)/2$ den Mittelwert der spezifischen elektrischen Widerstände darstellt und die Kontaktwiderstände $R_{cn} = R_{cp} = 0$ im Idealfall vernachlässigt werden können, erhält man aus Gl. (3.13) mit Gl. (3.10):

$$P_0 = \frac{1}{32} \frac{\alpha^2}{\lambda^2 \rho} \frac{\ell}{mA_0} \left(\frac{\Delta T}{K_c + K_h} \right)^2. \quad (3.15)$$

Geht man davon aus, dass die thermischen Umgebungswiderstände von der Generatorfläche $A_g = 2m(A_0 + A_s)$ abhängig sind, macht es Sinn, sie als Quaderblöcke $K_c = \ell_c/(\lambda_c A_g)$ und $K_h = \ell_h/(\lambda_h A_g)$ darzustellen. Für Φ als die maximale elektrische Ausgangsleistung pro Fläche erhält man damit nach Gl. (3.15) den Ausdruck:

$$\Phi = \frac{P_0}{A_g} = \frac{1}{16} \frac{\alpha^2}{\lambda^2 \rho} \ell \frac{A_0 + A_s}{A_0} \frac{\lambda_c^2 \lambda_h^2}{(\ell_c \lambda_h + \ell_h \lambda_c)^2} (\Delta T)^2. \quad (3.16)$$

Es zeigt sich, dass die maximale elektrische Ausgangsleistung Φ pro Fläche durch den elektrischen Widerstand ρ sowie die thermische Leitfähigkeit λ begrenzt wird und dass sie mit der Höhe der Thermoschenkel ℓ und dem Seebeck-Koeffizienten α ansteigt. Mit Gl. (3.16) lässt sich daher die thermoelektrische Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren definieren, mit der man ein Kriterium zur Optimierung der thermoelektrischen Materialeigenschaften gewinnt:

$$Z^* = \frac{Z}{\lambda} = \frac{\alpha^2}{\lambda^2 \rho}. \quad (3.17)$$

Mikrothermogeneratoren zeichnen sich folglich darin aus, dass die Reduzierung der thermischen Leitfähigkeit eine noch größere Bedeutung als bei herkömmlichen Thermogeneratoren erhält.

Zum Vergleich verschiedener Thermogeneratoren soll schließlich noch der thermoelektrische Leistungsfaktor φ definiert werden:

$$\varphi = \frac{\Phi}{(\Delta T)^2} = \frac{P_0}{A_g (\Delta T)^2}. \quad (3.18)$$

Der thermoelektrische Leistungsfaktor φ beschreibt die Krümmung der parabolischen Funktion der elektrischen Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz (siehe Gl. (3.16)) und ermöglicht dadurch einen direkten Vergleich verschiedener Thermogeneratoren unabhängig von ihrer Grundfläche und der Temperaturdifferenz, bei der gemessen wird.

3.2 Reale vertikale Thermogeneratoren

Das Abschnitt 3.1.1 vorgestellte vollständige thermoelektrische Modell des Generators besitzt Allgemeingültigkeit. Es wurde im Anschluss auf den Fall eines idealen vertikalen Mikrothermogenerators vereinfacht. So konnte ein aussagekräftiges Kriterium für die Optimierung der thermoelektrischen Materialeigenschaften, die thermoelektrische Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren gewonnen werden. Es sollen im Folgenden aber auch die Besonderheiten realer vertikaler Mikrothermogeneratoren mit berücksichtigt werden. Die grundsätzliche Bedeutung der thermoelektrischen Güte Z^* wird dadurch freilich nicht wesentlich geschmälert.

3.2.1 Einfluss der Kontaktwiderstände

Ist der mittlere elektrische Kontaktwiderstand $R_c = (R_{cn} + R_{cp})/2$ nicht vernachlässigbar klein gegenüber dem elektrischen Widerstand eines Thermoschenkels, so muss R_c bei der Herleitung der elektrischen Ausgangsleistung Φ pro Fläche berücksichtigt werden. Analog zu Gl. (3.16) ergibt sich dann:

$$\Phi = \frac{P_0}{A_g} = \frac{1}{32} \frac{\alpha^2}{\lambda^2} \frac{\ell^2}{\rho\ell + 2R_c A_0} \frac{A_0 + A_s}{A_0} \frac{\lambda_c^2 \lambda_h^2}{(\ell_c \lambda_h + \ell_h \lambda_c)^2} (\Delta T)^2. \quad (3.19)$$

Im experimentellen Teil wird gezeigt werden, dass die Kontaktwiderstände zwischen Poly-Silizium und der verwendeten Metallisierung durchaus in der gleichen Größenordnung wie die Widerstände der Thermoschenkel liegen können. Dies muss zum einen bei der Auswahl der geeignetsten thermoelektrischen Materialien mit entscheidend sein, zum anderen wird der Aufbau der Generatorzelle beispielsweise durch Vergrößerung der Kontaktfläche dahingehend modifiziert werden, dass der Kontaktwiderstand herabgesetzt werden kann.

3.2.2 Simulation realer vertikaler Thermogeneratoren

Bei der Umsetzung des Konzepts vertikaler Thermogeneratoren in die Silizium-Halbleitertechnologie ergeben sich Abweichungen von der idealen Bauweise. So muss bei der Optimierung berücksichtigt werden, dass ein Teil der Wärme auch durch die Zwischenräume der Thermopaare fließen kann. Außerdem wird später gezeigt werden, dass die Thermoschenkel bei einigen μm Höhe keinen rein vertikalen, sondern technologisch bedingt einen teilweise lateralen Aufbau aufweisen. Diese und weitere Faktoren beeinflussen den thermischen Widerstand K_g und mithin die effektive Temperaturdifferenz ΔT_g , so dass der Ansatz von Gl. (3.11) als unzulänglich erscheint. Da eine analytische Beschreibung der thermischen Verhältnisse also zu komplex wäre, empfehlen sich statt dessen thermische Simulationen [116] mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode (FEM, siehe [117]). Kommerzielle FEM-Anwendungen wie ANSYS [118] oder MEMCAD [119] ermöglichen dreidimensionale thermische Simulationen von Generatorzellen. Dazu wird ein Netzmodell der Generatorzelle erstellt und die thermischen Randbedingungen werden vorgegeben, vorzugsweise die Temperaturen T_0 und T_1 auf der Ober- bzw. der Unterseite des Generatorchips. Alternativ kann bei beiden Simulatoren auch von Konvektionskühlung und Strahlung auf der Oberfläche ausgegangen und dies als Randbedingung eingestellt werden.

Die aus einer Simulation gewonnene effektive Temperaturdifferenz ΔT_g zwischen den beiden Enden der Thermoschenkel erlaubt analog zur Beschreibung unter 3.1 die Berechnung der elektrischen Ausgangsleistung Φ pro Fläche des Thermogenerators, wobei hier jedoch auf die elektrische Leistung P_{cl} einer Generatorzelle mit Grundfläche A_{cl} Bezug genommen werden soll:

$$\Phi = \frac{P_0}{A_g} = \frac{P_{cl}}{A_{cl}} = \frac{\alpha^2}{4A_{cl} R_{cl}} (\Delta T_g)^2. \quad (3.20)$$

Um den Peltier- und Joule-Effekt zu berücksichtigen, wird iterativ vorgegangen. Nach der ersten Ermittlung von ΔT_g und P_{cl} werden die daraus resultierenden zusätzlichen Wärmeströme q_h^{cl} und q_c^{cl} pro Generatorzelle entsprechend den Gleichungen (3.6) und (3.7) berechnet:

$$q_h^{cl} = \frac{2R_{cl}}{2R_{cl} + \alpha^2 K_h \Delta T_g} \left(\frac{\alpha^2 T_1 \Delta T_g}{2R_{cl}} - \frac{P_{cl}}{2} \right) \quad \text{und} \quad (3.21)$$

$$q_c^{cl} = \frac{2R_g}{2R_{cl} - \alpha^2 K_c \Delta T_g} \left(\frac{\alpha^2 T_0 \Delta T_g}{2R_{cl}} + \frac{P_{cl}}{2} \right). \quad (3.22)$$

Diese Wärmeströme werden dann als zusätzliche Randbedingungen an den Übergängen der Thermoschenkel in die Simulation implementiert und die sich damit ergebende effektive Temperaturdifferenz ΔT_g ermittelt. Nach weiteren Iterationszyklen lässt sich so mit Gl. (3.20) die elektrische Ausgangsleistung Φ pro Fläche mit zunehmender Genauigkeit berechnen.

Mit Hilfe solcher gekoppelter thermoelektrischer Simulationen können unterschiedlich aufgebaute Generatorzellen mit dem Ziel verglichen werden, die optimale Ausführung von realen vertikalen Thermogeneratoren herauszufinden. Bei der Vorstellung der realisierten Konzepte in Kapitel 6 werden so beispielsweise die Querschnittsflächen und Längen der Thermoschenkel optimiert sowie die thermischen Isolationseigenschaften von Mikrokavitäten untersucht.

4. Methodik der Materialcharakterisierung

Wie in Kap. 3 ausgeführt wurde, ist die elektrische Ausgangsleistung von Mikrothermogeneratoren näherungsweise der thermoelektrischen Güte Z^* direkt proportional. Zur Optimierung der Thermogeneratoren ist es demnach erforderlich, jene Eigenschaften der zur Verwendung vorgesehenen thermoelektrischen Materialien zu kennen, welche die Größe von Z^* bestimmen. Es sind dies der spezifische elektrische Widerstand ρ , die Wärmeleitfähigkeit λ und der Seebeck-Koeffizient α . Im Folgenden werden Methoden zur Bestimmung dieser Größen und von Kontaktwiderständen beschrieben und die damit zu ihrer Messung entwickelten Teststrukturen vorgestellt.

4.1 Bestimmung thermoelektrischer Materialgrößen

Die zu erläuternden Messmethoden ermöglichen die Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstands ρ von elektrisch leitenden Dünnschichten und des Kontaktwiderstands zwischen ihnen. Darüber hinaus werden Messprinzipien zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit λ und des Seebeck-Koeffizienten α von Polysiliziumschichten vorgestellt.

4.1.1 Der elektrische Widerstand

Die Messung der spezifischen elektrischen Widerstände ρ von elektrisch leitenden Dünnschichten kann allgemein durch Ausnutzung des Ohm-Gesetzes erfolgen. Es werden zwei spezielle Wege vorgestellt, zum einen die Vier-Punkt-Messung von Widerständen und zum anderen die Van-der-Pauw-Methode.

Vier-Punkt-Messung von Widerständen

Wird die zu charakterisierende Schicht strukturiert, können Streifen des Materials hergestellt und deren Enden mit Kontakten versehen werden. Je nach Zahl der Kontakte pro Materialstreifen unterscheidet man zwischen der Zwei-Punkt- und der Vier-Punkt-Methode (siehe Abb. 4.1). Bei der Zwei-Punkt-Methode dient jeder der Abgriffe sowohl zur Messung der elektrischen Spannung U wie auch der Stromstärke I . Problematisch ist dabei, dass auf diese Weise die Kontaktwiderstände und die Widerstände der Zuleitungen in den

Gesamtwiderstand eingehen und das Ergebnis verfälschen. Vorteilhafter ist die Vier-Punkt-Methode, bei der die Strom- und Spannungsabgriffe voneinander getrennt sind. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass nur die tatsächlich über dem Dünnschichtstreifen abfallende Spannung ermittelt wird.

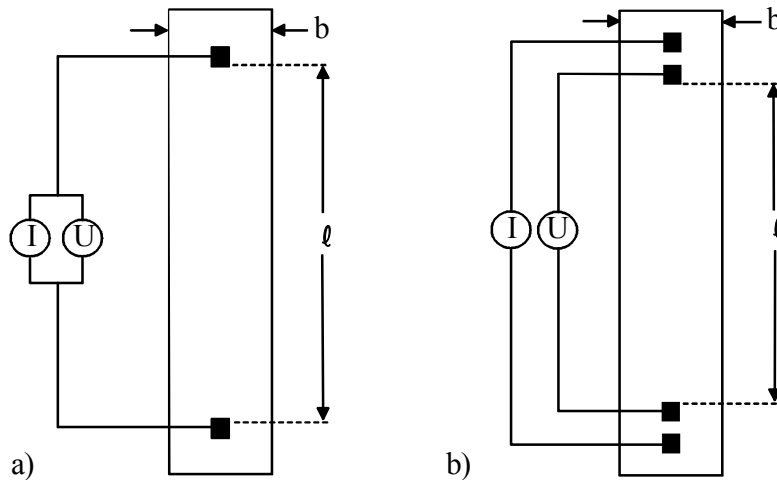


Abb. 4.1. Elektrische Widerstandsbestimmung an einem Dünnschichtstreifen durch a) Zwei-Punkt-Methode und b) Vier-Punkt-Methode.

Der spezifische elektrische Widerstand ρ hängt bei der Vier-Punkt-Methode wie folgt über die Länge ℓ , die Breite b und die Dicke d des Dünnschichtstreifens mit dem gemessenen elektrischen Widerstand R zusammen:

$$R = \frac{U}{I} = \frac{\rho \cdot \ell}{b \cdot d} \quad (4.1)$$

Messunsicherheiten liegen bei der Vier-Punkt-Methode vor allem in den Abmessungen der Dünnschichtstreifen. Daher muss beim Design der Widerstände darauf geachtet werden, die Streifen nicht zu kurz oder zu schmal auszuführen, um herstellungstechnisch bedingte Schwankungen gering zu halten.

Van-der-Pauw-Methode

Die Unsicherheiten des elektrischen Widerstands durch geometrische Abmessungen können mit der von Van der Pauw [120] entwickelten Methode vermieden werden. Damit kann der Schichtwiderstand einer beliebig geformten dünnen Leiterschicht konstanter Dicke ermittelt werden. Die Probe wird dabei an vier Randpunkten A, B, C und D kontaktiert (siehe Abb. 4.2 a). Zunächst wird nun ein Strom der Stärke I_{AB} zwischen A und B eingepreßt und die Spannung U_{DC} zwischen D und C gemessen. Daraus kann der Widerstand $R_{AB,CD} = U_{DC}/I_{AB}$ berechnet werden. Dann wird ein Strom der Stärke I_{BC} zwischen B und C

eingepägt und der Spannungsabfall U_{AD} zwischen A und D gemessen, womit sich $R_{BC,DA} = U_{AD}/I_{BC}$ errechnen lässt. Mit diesen beiden Widerständen kann der Schichtwiderstand R_{sq} ermittelt werden:

$$R_{sq} = \frac{\pi}{\ln 2} f\left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}}\right) \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2}, \quad (4.2)$$

wobei für $f(x)$ näherungsweise gilt:

$$f(x) \approx 1 - \frac{\pi}{\ln 2} \left(\frac{1-x}{1+x}\right)^2 - \left(\frac{(\ln 2)^2}{4} - \frac{(\ln 2)^3}{12}\right) \left(\frac{1-x}{1+x}\right)^4. \quad (4.3)$$

Der Schichtwiderstand R_{sq} hängt dabei über die Schichtdicke d mit dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ zusammen:

$$R_{sq} = \frac{\rho}{d}. \quad (4.4)$$

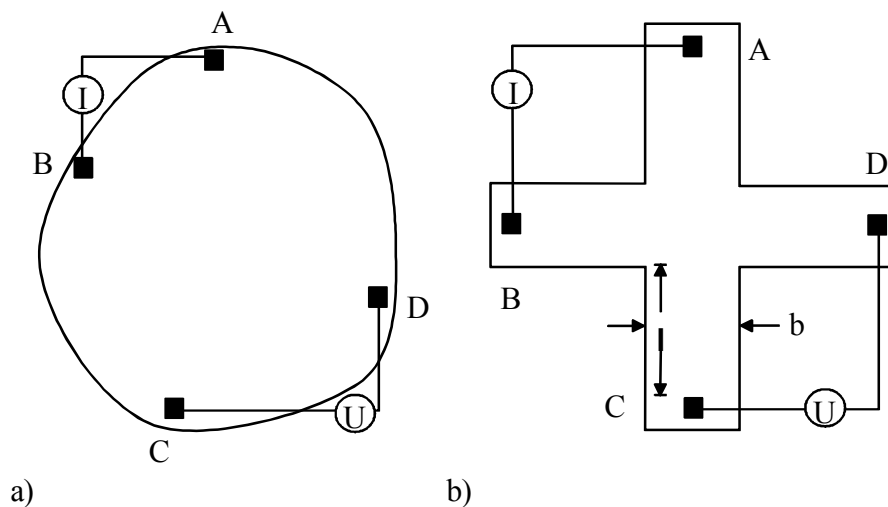


Abb. 4.2. Bestimmung des elektrischen Schichtwiderstands durch die Van-der-Pauw-Methode: a) beliebige Struktur und b) Griechisches Kreuz.

Die Van-der-Pauw-Methode geht von kleinen Kontakten am Probenrand aus. Um dies gewährleisten zu können, wird in der Praxis eine symmetrische Teststruktur verwendet, das so genannte Griechische Kreuz (siehe Abb. 4.2 b). Dabei liegen die kritischen Kontaktflächen weit entfernt vom Zentrum der Struktur. Gilt $l > 1,02 \cdot b$, wobei b die Breite eines Kreuzarms und l die Entfernung vom Kontakt zum Überlapp der Arme bezeichnet, so

können die Einflüsse der Kontaktflächenform auf das Ergebnis vernachlässigt werden [121].

Kontaktwiderstände

Obwohl in die thermoelektrische Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren nur der spezifische elektrische Widerstand eingeht, wurde in 3.2.1 diskutiert, dass auch Kontaktwiderstände zwischen den Thermoschenkeln berücksichtigt werden müssen, wenn diese nicht vernachlässigbar klein sind. Daher soll auch ein Messprinzip für die Kontaktwiderstände erläutert werden.

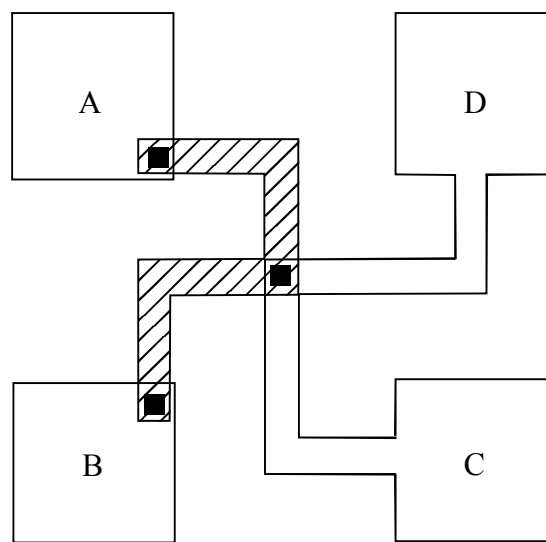


Abb. 4.3. Kelvin-Struktur zur Bestimmung des elektrischen Kontaktwiderstands zwischen zwei Leiterschichten. Die tiefer liegende Schicht ist schraffiert, die Kontakte sind als schwarze Quadrate dargestellt.

Zur Messung der Kontaktwiderstände dienen so genannte Kelvin-Strukturen [122]. Diese sind aus zwei strukturierten Schichten und elektrischen Kontakten zwischen den beiden Lagen hergestellt (siehe Abb. 4.3). Wird ein Strom der Stärke I zwischen Anschlusspad A und C eingepreßt und der Spannungsabfall zwischen den Anschlusspads B und D gemessen, so erhält man aus $R_c = U/I$ den gesuchten Kontaktwiderstand R_c . Die Widerstandsmessung wird genauer, wenn zusätzlich ein Strom zwischen B und D eingepreßt sowie die Spannung zwischen A und C abgegriffen wird und beide Kontaktwiderstände gemittelt werden. Stehen keine Kelvin-Strukturen zur Verfügung, können elektrische Kontaktwiderstände auch indirekt an so genannten Kontaktlochketten ermittelt werden. Sind die Abmessungen einer Reihenschaltung von einer tiefer liegenden Leiterbahn, eines elektrischen Kontakts und einer oberen Leiterbahn bekannt, kann durch Subtraktion der elektrischen Widerstände der unteren und oberen Bahn vom gemessenen Gesamtwiderstand der elektrische Kontaktwiderstand ermittelt werden.

4.1.2 Die Wärmeleitfähigkeit

Zum Messen der Wärmeleitfähigkeit λ von Polysiliziumschichten wird eine direkte Methode verwendet, welche auf einer stationären Lösung der Wärmeleitungsgleichung beruht. Dabei wird eine Brücke der Dicke d , Breite b und Länge ℓ des zu untersuchenden Schichtmaterials der Wärmeleitfähigkeit λ durch einen in der Brückenmitte integrierten Heizwiderstand der Breite g erwärmt. Diese Wärme fließt bei Abmessungen $b \gg \ell$ vorwiegend in x -Richtung zu den Wärmesenken an den Aufhängungen (siehe Abb. 4.4).

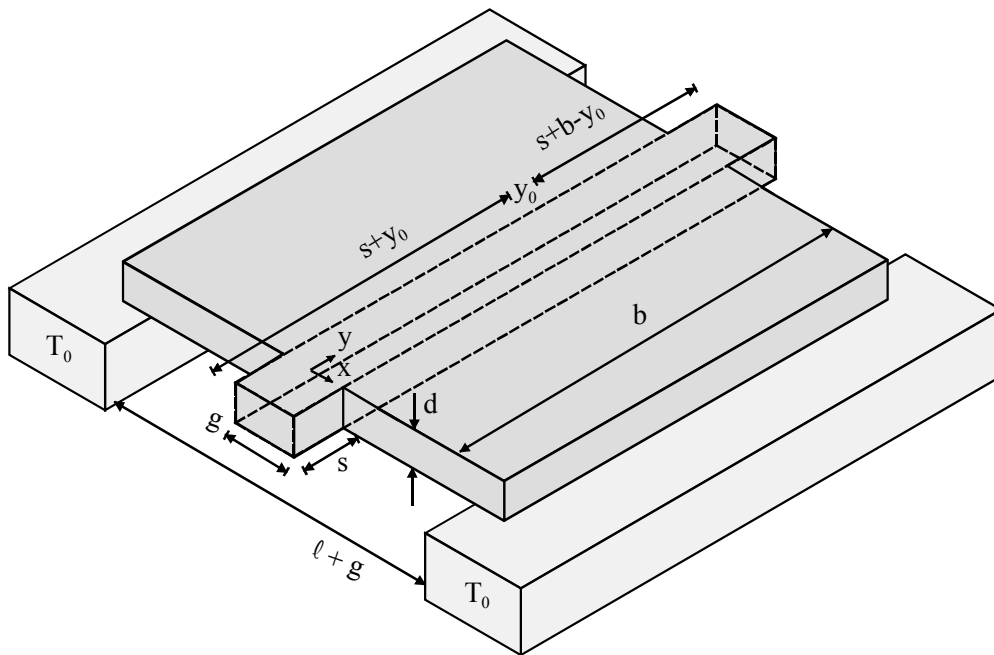


Abb. 4.4. Brückenstruktur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit einer Dünnschicht (dunkelgrau). Die Wärmesenken sind hellgrau, der integrierte Heizwiderstand gestrichelt dargestellt.

Wird bei genügend kleinem Druck gearbeitet, etwa in einer Vakuumkammer, kann Wärmeleitung durch die Luft und Konvektion vernachlässigt werden. Wird mögliche Wärmestrahlung hingegen nach Gl. (2.9) berücksichtigt, erhält man mit der Wärmeleitungsgleichung (2.4) im stationären Fall den Ansatz [123]:

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x, y)}{\partial x^2} - \mu^2 \Delta T(x, y) = 0, \text{ mit } \mu = \sqrt{\frac{8\epsilon\sigma T_0^3}{\lambda d}}, \tag{4.5}$$

wobei $\Delta T(x, y) = T(x, y) - T_0$ der Temperaturunterschied zwischen dem Heizwiderstand der Temperatur $T(x, y)$ und der Aufhängung mit Umgebungstemperatur T_0 ist, ϵ die Emissivität

der untersuchten Schicht und $\sigma = 5,76032 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante darstellt.

Völklein et al. [123-125] zeigen weiter, dass der Wärmeleitwert G der Schicht als Lösung der Differenzialgleichung unter diesen Bedingungen lautet:

$$G = \frac{q_b}{\Delta T} = \frac{2\lambda db\mu \cdot \coth\left(\mu \frac{\ell}{2}\right) + 8\varepsilon\sigma T_0^3 gb}{1 - \frac{2}{vb} \tanh\left(v \frac{b}{2}\right)}, \text{ wobei}$$

$$v = \sqrt{\frac{2\lambda db\mu \cdot \coth\left(\mu \frac{\ell}{2}\right) + 8\varepsilon\sigma T_0^3 gb}{gb\lambda d}} \text{ gilt.} \quad (4.6)$$

Bei entsprechender Wahl der Abmessungen gilt $(2v^{-1}b^{-1})\tanh(vb/2) \ll 1$ und $(\mu\ell/2) \ll 1$. Mit der Näherung $\coth(\mu\ell/2) \approx (2/\mu\ell) + (\mu\ell/6)$ erhält man aus Gl. (4.6):

$$G = \frac{q_b}{\Delta T} = 4 \frac{\lambda db}{\ell} + \frac{8\varepsilon\sigma T_0^3 \ell b}{3} + 8\varepsilon\sigma T_0^3 gb. \quad (4.7)$$

Die Erwärmung des Heizwiderstands wird in linearer Näherung von seinem Temperaturkoeffizienten β bestimmt:

$$\Delta T = \frac{R(T) - R(T_0)}{R(T_0) \cdot \beta} = \frac{\Delta R}{R(T_0) \cdot \beta}. \quad (4.8)$$

Wenn, wie in dieser Arbeit ℓ und g so klein sind, dass sie weniger als einen mm betragen, ist nur der erste Term in Gl. (4.7) relevant und mit Gl. (4.8) erhält man die Beziehung zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit λ der untersuchten Schicht:

$$\lambda = \frac{q_b R(T_0) \cdot \beta \ell}{4db\Delta R}. \quad (4.9)$$

Im Heizwiderstand wird die elektrische Leistung $P = UI$ in den Wärmestrom q umgewandelt. Allerdings kann der in die Brückenflügel fließende Wärmestrom q_b nicht einfach mit q gleichgesetzt werden, da noch Verluste durch in die Zuleitungen des Heizwiderstands abfließende Wärme berücksichtigt werden müssen. Dies soll durch eine im Rahmen dieser Arbeit angefertigte analytische Abschätzung der Verlustwärme geschehen.

Analytische Abschätzung der Verlustwärme durch Zuleitungen

Bei der vorgestellten Herleitung der Wärmeleitfähigkeit wurde davon ausgegangen, dass der im Heizwiderstand generierte Wärmestrom q vorzugsweise in die Brückenflügel abfließt, entsprechend der x -Richtung von Abb. 4.4. Ein Teil der Wärme wird aber ebenso in die Anschlüsse des Heizwiderstands, also der y -Richtung fließen. Dieser Wärmestrom q_{par} geht für die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit der Schicht verloren, für die Brückenflügel verbleibt der Wärmestrom q_b . Man kann daher einen Korrekturfaktor γ definieren:

$$q_b = \gamma q = \gamma(q_b + q_{\text{par}}). \quad (4.10)$$

Löst man Gl. (4.10) nach γ auf und ersetzt q mittels der zugehörigen thermischen Widerstände durch $\Delta T/K$, so kann man γ durch K_{par} und K_b ausdrücken:

$$\gamma = \frac{K_{\text{par}}}{K_{\text{par}} + K_b}. \quad (4.11)$$

Gesucht ist demnach der parasitäre thermische Widerstand K_{par} , der mit dem folgenden Ansatz ermittelt wird. Die in einem Punkt mit Koordinate y_0 auf dem Heizwiderstand generierte Wärme kann in beide Anschlüsse der Länge s des Heizwiderstands fließen, weshalb diese beiden thermischen Widerstände in y -Richtung parallel geschaltet sind. Die Länge des einen thermischen Widerstand beträgt dabei $s+y_0$, die des anderen $s+b-y_0$. Um den gesamten parasitären thermischen Widerstand K_{par} zu erhalten, wird über alle Punkte y auf dem Heizwiderstand integriert:

$$K_{\text{par}} = \frac{1}{b} \int_0^b \frac{1}{\lambda dg} \left(\frac{1}{s+y} + \frac{1}{s+b-y} \right)^{-1} dy. \quad (4.12)$$

Man erhält die Lösung:

$$K_{\text{par}} = \frac{1}{6\lambda dg} \frac{b^2 + 6bs + 6s^2}{b + 2s}. \quad (4.13)$$

Entsprechend des ersten Terms von Gl. (4.7) ist $K_b = \ell/(4\lambda db)$ und für den Korrekturfaktor γ ergibt sich nach Gl. (4.11) die rein geometrische Beziehung:

$$\gamma = \frac{2b(b^2 + 6bs + 6s^2)}{2b^3 + 12b^2s + 6g\ell s + 3bg\ell + 12bs^2}. \quad (4.14)$$

4.1.3 Der Seebeck-Koeffizient

Bei der von Arx et al. [126] vorgestellten planaren Methode zur Bestimmung des Seebeck-Koeffizienten von Polysilizium können die Teststrukturen ohne mikromechanische Schritte im BiCMOS-Prozess hergestellt werden. Mit einem ähnlichen Verfahren kann auch der Seebeck-Koeffizient von monokristallinem Silizium auf SOI-Substrat (engl. „silicon-on-insulator“) gemessen werden [127]. Aus dem zu untersuchenden Polysilizium bestehen bei der planaren Methode ein Messstreifen und ein senkrecht dazu liegender Heizwiderstand (siehe Abb. 4.5).

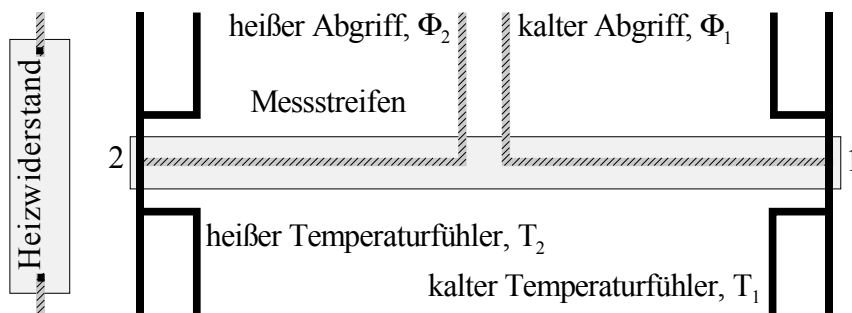


Abb. 4.5. Schema einer planaren Struktur zur Bestimmung des Seebeck-Koeffizienten von Polysilizium. Die Metallbahnen mit Kontakten auf das Polysilizium an den Enden (1) und (2) sind schraffiert, die darüber liegenden kontaktlosen Temperaturfühler schwarz eingezeichnet.

Mit dem Heizwiderstand wird vorwiegend das nahe bei ihm liegende Ende (2) des Messstreifens erwärmt, so dass ein Temperaturgradient zwischen den beiden Enden auftritt. Aufgrund des Seebeck-Effekts (vgl. 2.1.2) resultiert aus dem Temperaturgradienten eine Differenz des elektrischen Potentials Φ zwischen den beiden Streifenenden nach Gl. (2.13). Die resultierende Seebeck-Spannung kann über elektrische Abgriffe am heißen (2) und am kalten (1) Ende des Streifens gemessen werden. Die Temperaturen T_2 des heißen und T_1 des kalten Endes und damit ΔT werden über Metallbahnen resistometrisch gemäß Gl. (4.8) ermittelt. Die Temperaturfühler besitzen je vier Anschlüsse um eine Vierpunktmessung des elektrischen Widerstands zu ermöglichen (vgl. 4.1.1). Zur Kalibrierung der metallischen Temperaturfühler wird die gesamte Struktur vor Beginn der eigentlichen Messung auf zwei Temperaturniveaus T_0 und T_1 erwärmt und jeweils die elektrischen Widerstände der Fühler gemessen, um daraus ihre Temperaturkoeffizienten β zu bestimmen.

Mit der gemessenen Seebeck-Spannung und der ermittelten Temperaturdifferenz ΔT kann schließlich nach Gl. (2.14) der Seebeck-Koeffizient α des Materials berechnet werden.

Messung des Seebeck-Koeffizienten von Thermopaaren

Aufbauend auf das oben erläuterte Messprinzip wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Strukturen entwickelt, mit denen der Seebeck-Koeffizient α_{AB} von Thermopaaren bestimmt werden kann. Die Thermopaare bestehen aus den unterschiedlichen oder nur unterschiedlich dotierten Materialien A und B, die als Streifen thermisch parallel und elektrisch in Reihe geschaltet sind (siehe Abb. 4.6). Es ist auch möglich, zu den zwei Streifen noch weitere Thermopaare hinzuzufügen.

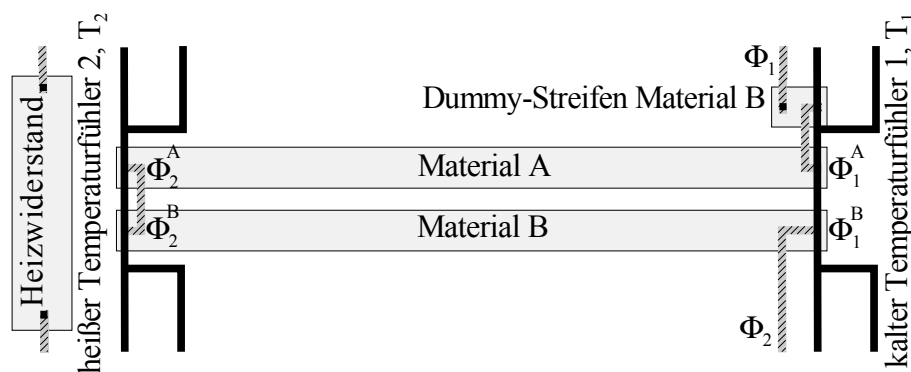


Abb. 4.6. Schema einer planaren Struktur zur Bestimmung des Seebeck-Koeffizienten eines Thermopaars der Materialien A und B. Die Metallbahnen mit Kontakten auf die thermoelektrischen Materialien an den Enden (1) und (2) sind schraffiert, die darüber verlaufenden kontaktlosen Temperaturfühler schwarz eingezeichnet.

Da der metallische Übergang (2) zwischen den beiden Materialien A und B ein elektrisches Kontaktpotenzial Φ_{AB} besitzt, welches sich zu den thermoelektrisch hervorgerufenen Potenzialen addiert und somit die Ermittlung des Seebeck-Koeffizienten erschwert, wird ein zweiter metallischer Übergang zwischen den beiden Materialien geschaffen, dessen elektrisches Kontaktpotenzial $\Phi_{BA} = -\Phi_{AB}$ das erste Kontaktpotenzial gerade aufhebt [82]. Der dazu erforderliche Dummy-Streifen des Materials B ist aber so kurz gestaltet, dass er selbst nicht zum thermoelektrischen Effekt beiträgt. Eine positive Seebeck-Spannung des Thermopaars gemäß Gl. (2.16) erhält man bei diesem Aufbau, wenn als Material A ein Streifen mit negativem Seebeck-Koeffizienten gewählt wird, also beispielsweise n-dotiertes Polysilizium, während Material B einen positiven Seebeck-Koeffizienten aufweist, wie es bei p-dotiertem Polysilizium der Fall ist.

4.2 Strukturen zur Materialcharakterisierung

Die vorgestellten Messmethoden müssen eine Umsetzung in reale Mikrostrukturen erfahren. Diese Strukturen zur Materialcharakterisierung befinden sich auf den gleichen Silizium-Wafern, auf denen auch die thermoelektrischen Generatoren hergestellt werden. Da die Fertigung der Teststrukturen also im gleichen Prozessablauf erfolgt, wird sichergestellt, dass die gemessenen Eigenschaften des Polysiliziums und der Metallisierung auch für den Generator gelten. Weil der genaue Herstellungsprozess in Kap. 6 dargestellt wird, soll im Folgenden vorwiegend auf das Design der Strukturen eingegangen werden.

4.2.1 Strukturen zur elektrischen Charakterisierung

Besitzt ein Polysilizium-Streifen zwei elektrische Abgriffe an jedem Ende, eignet er sich zur Vier-Punkt-Messung des elektrischen Widerstands. Daher wurden die Heizwiderstände und die Messstreifen der Seebeck-Strukturen (vgl. 4.2.3) so entwickelt, dass sie diesen Ansprüchen genügen (siehe Abb. 4.14). Der spezifische elektrische Widerstand des Polysiliziums, aus dem der Heizer beziehungsweise der Messstreifen einer Seebeck-Struktur besteht, kann somit bei der Messung des Seebeck-Koeffizienten zusätzlich bestimmt werden.

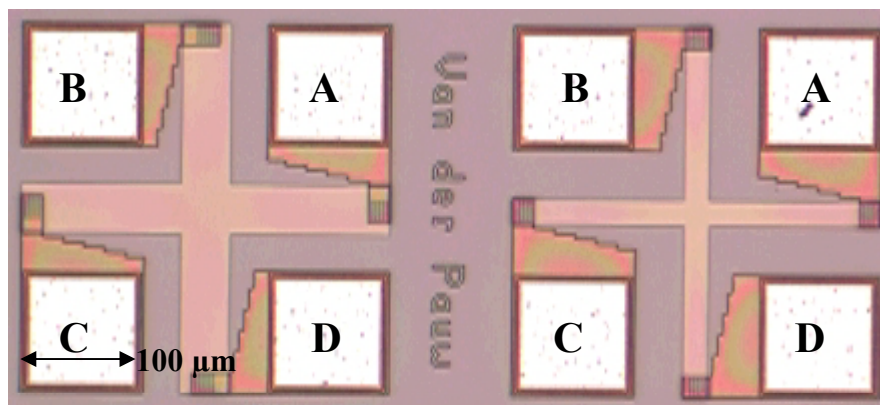


Abb. 4.7. Lichtmikroskopische Aufnahme der zu Van-der-Pauw-Messungen verwendeten Griechischen Kreuze aus Polysilizium in verschiedenen Breiten.

Darüber hinaus werden Van-der-Pauw-Strukturen entsprechend Abb. 4.2 zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstands von Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung verwendet. Die Kreuze bestehen dabei aus n-dotiertem oder p-dotiertem Polysilizium sowie aus der Aluminium-Metallisierung. Die vier Arme des Kreuzes sind

jeweils $\ell = 125 \mu\text{m}$ lang und $b = 20 \mu\text{m}$ beziehungsweise als Variante $b = 40 \mu\text{m}$ breit. Damit ist für beide Varianten die Bedingung $\ell > 1,02 \cdot b$ erfüllt. Jeder Kreuzarm ist über ein $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ großes Aluminium-Pad elektrisch kontaktierbar. Eine lichtmikroskopische Aufnahme der gefertigten Van-der-Pauw-Strukturen ist in Abb. 4.7 dargestellt.

Eine Kelvin-Struktur zur Messung der Kontaktwiderstände zwischen Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung ist in Abb. 4.8. gezeigt. Die $20 \mu\text{m}$ breiten Zuleitungen verengen sich im Kontaktbereich auf eine $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ große Fläche. Es existieren Varianten für die Messung des Kontakts von n-dotiertem Polysilizium auf die erste Metallebene, p-dotiertem Polysilizium auf die erste Metallebene und zur Bestimmung des Via-Intermetallkontakts zwischen der ersten und der zweiten Metallebene.

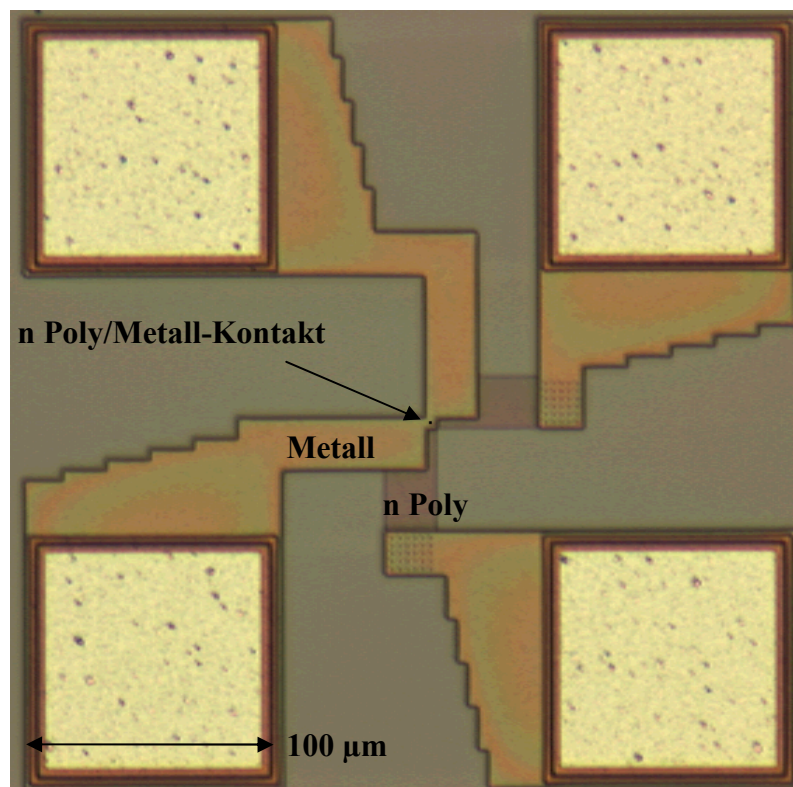


Abb. 4.8. Lichtmikroskopische Aufnahme einer Kelvin-Struktur zur Bestimmung des Kontaktwiderstands zwischen n-dotiertem Polysilizium und der ersten Metallebene.

Diese Bereiche dienen als Wärmesenken, um die in der Struktur generierte Wärme vorwiegend auf diesem Wege in das Substrat abzuleiten. Die Polysiliziumschicht ist mit Bor und Phosphor implantiert. Dient die Struktur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von n-dotiertem Polysilizium, so sind die Brückenflügel und der Heizwiderstand samt seinen elektrischen Zuleitungen n-dotiert. Dabei sind die Spannungsabgriffe des Heizwiderstands ($U_{\text{heiz+}}$ und $U_{\text{heiz-}}$) elektrisch vom Rest des Brückenflügels isoliert. Die Struktur ist so angelegt, dass ihre Verwendung auch ohne eine Metallisierung möglich ist. Der Polysiliziumwiderstand, der dann zur Messung der Substrattemperatur dient, ist in diesem Falle wie seine Zuleitungen p-dotiert. Dient die Struktur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von p-dotiertem Polysilizium, so sind die Dotierungen der genannten Bereiche vertauscht. Das Polysilizium wird so strukturiert, dass es Freizätzlöcher und Freizätzschlitze aufweist, durch welche die Flussssäure die Struktur unterätzen kann (siehe Abb. 4.10).

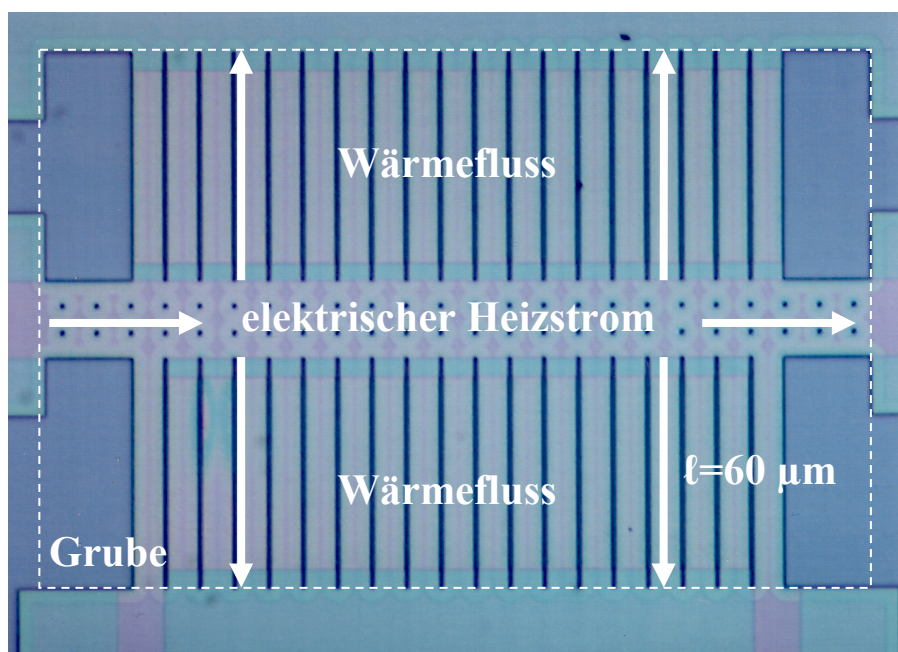


Abb. 4.10. Lichtmikroskopische Aufnahme einer Brückenstruktur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium mit 60 µm Streifenlänge. Das Rechteck um die freigeätzte Grube herum ist gestrichelt eingezeichnet.

Der Abstand der Freizätzöffnungen ist dabei so gewählt, dass ein Ättradius von 5 µm unter dem Polysilizium ausreicht, um eine komplett freistehende Struktur zu erhalten. Die Wahl von Freizätzschlitzen in den Brückenflügeln hat den Vorteil, dass damit eine sowohl thermische wie auch elektrische Querisolierung des Polysiliziums erreicht wird. Wird eine Metallisierung verwendet, kann die Substrattemperatur über einen Aluminiumwiderstand gemessen werden, der in diesem Fall den parallel geschalteten Polysiliziumwiderstand kurzschließt. Neben der gezeigten Struktur mit 60 µm Brückenflügel­länge wurden Varianten

mit 80 μm und 100 μm Brückenflügelänge gefertigt. Dadurch lassen sich etwaige von den Abmessungen herrührende Messunsicherheiten nachprüfen. Bei der erstmaligen Herstellung der Strukturen ist auch nicht klar, welchen Stress die Polysiliziumschichten aufweisen und ob die Strukturen mit langen Brückenflügeln nach der Freizätzung diesem Stress standhalten. Der Heizwiderstand ist 20 μm breit und 249 μm lang. Die Brückenflügel bestehen aus je 19 Stück 8 μm breiten Polysiliziumstreifen. Die Struktur ist über acht 100 μm x 100 μm große Aluminiumpads elektrisch kontaktierbar. Nach Gl. (4.14) beträgt der Korrekturfaktor aufgrund der in die Zuleitungen rückfließenden Wärme je nach den drei oben genannten Brückenflügelängen $\gamma_{60} = 0,91$, $\gamma_{80} = 0,88$ und $\gamma_{100} = 0,86$.

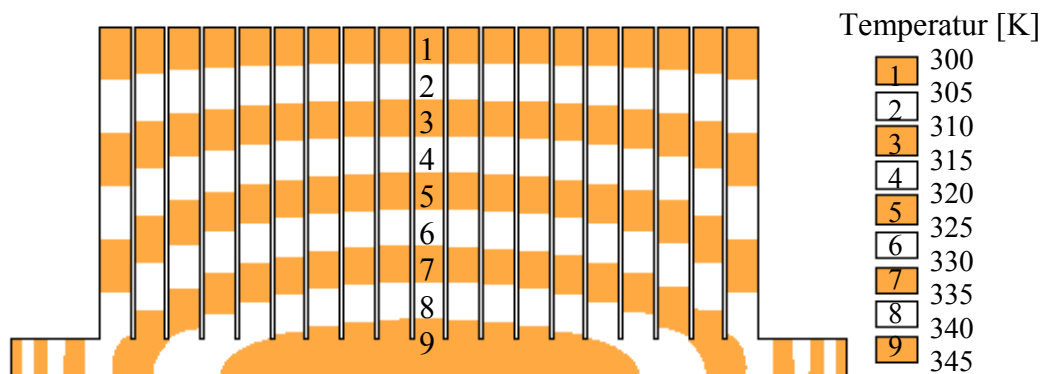


Abb. 4.11. Typische Temperaturverteilung in einem Brückenflügel der Struktur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit mit 80 μm Streifenlänge. Die thermische Simulation wurde mit ANSYS angefertigt.

Die errechneten Werte für γ können durch thermische Simulationen mit der FEM-Anwendung ANSYS bestätigt werden. Aus Symmetriegründen reicht es aus, nur einen Brückenflügel zu betrachten. Als Randbedingungen werden für das Modell eine in allen Punkten des Heizwiderstands gleich große Wärmegeneration vorgegeben sowie die Aufhängungen der Struktur auf Umgebungstemperatur gesetzt. Es kann dabei ein willkürlicher Wert für die im Heizwiderstand produzierte Wärme angenommen werden, weil entsprechend der Überlegungen in 4.1.2 der Anteil der Wärmeverluste in die Zuleitungen von der Gesamtwärme rein von der Geometrie abhängt. Eine solcherart simulierte Temperaturverteilung ist in Abb. 4.11 dargestellt. Wird der Betrag der in Richtung der Brückenflügel fließenden Wärme mit der in die Zuleitungen fließenden Wärme verglichen, erhält man nach Gl. (4.10) gerade den Korrekturfaktor γ . Die oben mit Gl. (4.14) berechneten Korrekturfaktoren ergeben sich so auch in den entsprechenden ANSYS-Simulationen.

Die zur Messung der Wärmeleitfähigkeit vorgesehenen Chips werden nach ihrer Herstellung in der Fertigungslinie noch mit einer Fotolackschicht versehen, die nur in den in Abb. 4.10 gezeigten Bereichen der Gruben, in denen die Brückenflügel unterätzt werden sollen, geöffnet wird. Die eigentliche Freizätzung findet dann im Chemielabor mit Ammo-

niumfluorid-gepufferter Flusssäure statt (BOE, engl. „buffered oxide etching“ mit HF:NH₄F, 7:1). Da die Ätzrate bei dem zu entfernenden thermischen Oxid nach Voruntersuchungen nur ca. 80 nm/min beträgt, dauert die Freizätzung insgesamt etwa 70 min, um den lateralen Ätzradius von 5 µm zu gewährleisten.

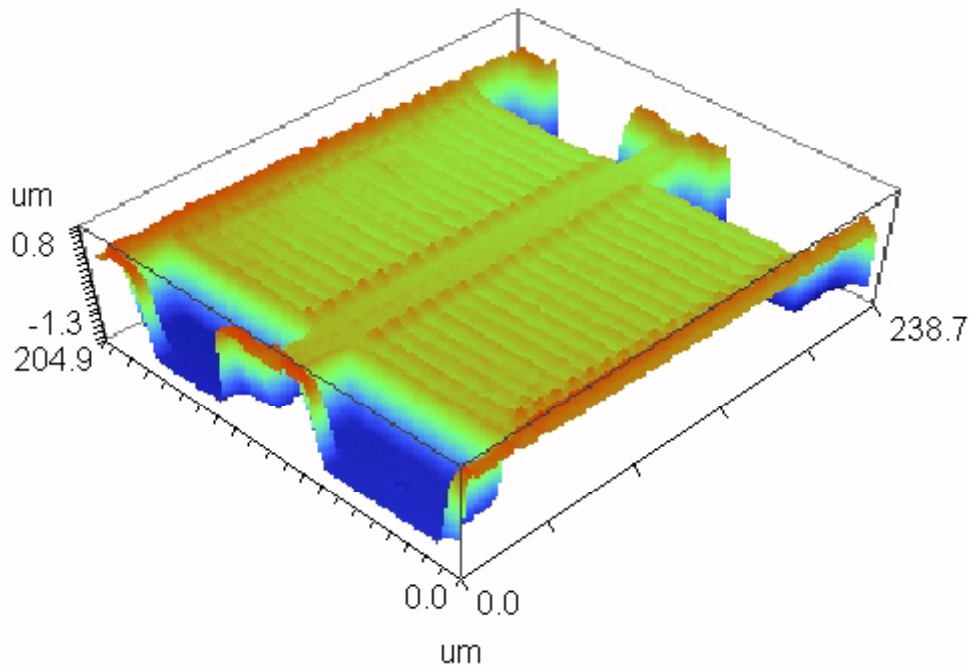


Abb. 4.12. Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer in 70 Minuten mit BOE freigeätzten Brückenstruktur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium mit 80 µm Streifenlänge. Die Achsenmaßstäbe der dreidimensionalen Darstellung sind unterschiedlich gewählt.

Im Anschluss an eine Propanol-Reinigung wird die verbliebene Lackmaske der Chips mit beispielsweise N-Methylpyrrolidon (NMP) entfernt und die Strukturen dann in Aceton umgesetzt. Um beim Trocknen der freigeätzten Struktur das Ankleben der Brückenflügel am Substrat (engl. „sticking“) zu verhindern, wird eine Kritische-Punkt-Trocknung durchgeführt (vgl. 2.2.2). Bei der in Abb. 4.12 dargestellten, auf die beschriebene Weise freigeätzten und getrockneten Struktur wird der Erfolg dieses Verfahrens ersichtlich.

Alternative Teststrukturen

Der Vorteil der in dieser Arbeit vorgestellten Brückenstruktur zur direkten Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium gegenüber den an der ETH Zürich entwickelten Steg-Strukturen [104-108] liegt in der beschriebenen Möglichkeit zur oberflächenmikromechanischen Freizätzung mit Flusssäure.

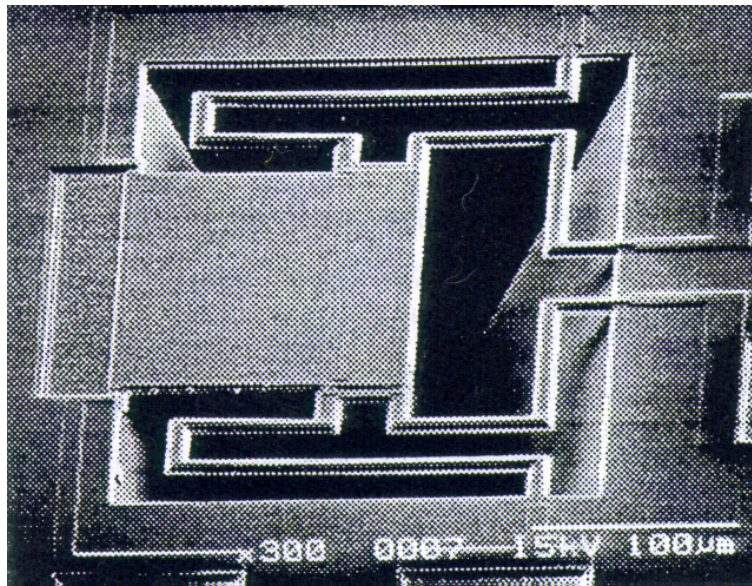


Abb. 4.13. Volumenmikromechanisch freigeätzte Steg-Struktur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Sandwichs aus CMOS-Materialien [107].

Die anisotrope Freizätzung der zitierten Strukturen (siehe Abb. 4.13) erfolgte dort mittels einer wässrigen EDP-Lösung (Ethylendiaminpyrocatechol). Dadurch kann das Silizium unter der Teststruktur bis in einige hundert μm Tiefe volumenmikromechanisch entfernt werden. Hieraus ergibt sich aber auch die Notwendigkeit, das untersuchte Polysilizium in Siliziumdioxid einzukapseln, damit es selbst bei der Freizätzung nicht angegriffen wird. Es wird daher immer die Wärmeleitfähigkeit eines Sandwichs aus verschiedenen CMOS-Materialien gemessen, so dass mittels der Ergebnisse zusätzlicher, ohne Polysilizium aufgebauter Teststrukturen die Wärmeleitfähigkeit des Polysiliziums über eine Subtraktion rückerschlossen werden muss. Diese indirekte Methode beinhaltet folglich die Problematik, dass zusätzliche Messunsicherheiten einfließen.

Paul [128-130] hat ferner Teststrukturen entwickelt, welche auf einer thermischen Van-der-Pauw-Methode basieren. Diese ebenfalls mittels EDP volumenmikromechanisch freigeätzten Strukturen wurden allerdings bislang nur zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Siliziumdioxiden verwendet.

4.2.3 Thermoelektrische Teststrukturen

Die Struktur zur Messung des Seebeck-Koeffizienten von Polysilizium besteht aus einem $600 \mu\text{m}$ langen und $10 \mu\text{m}$ breiten Polysiliziummessstreifen und einem $14 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ großen Polysiliziumheizwiderstand, der sich im Abstand von $5 \mu\text{m}$ an einem Endes des Messstreifens befindet (siehe Abb. 4.14). An beiden Enden des Messstreifens sind im

Abstand von 1 μm Widerstände der Breite 1 μm angeordnet, die aus der Aluminiummetallisierung bestehen und der resistometrischen Temperaturbestimmung mittels Vierpunkt-Methode dienen (siehe Abb. 4.15).

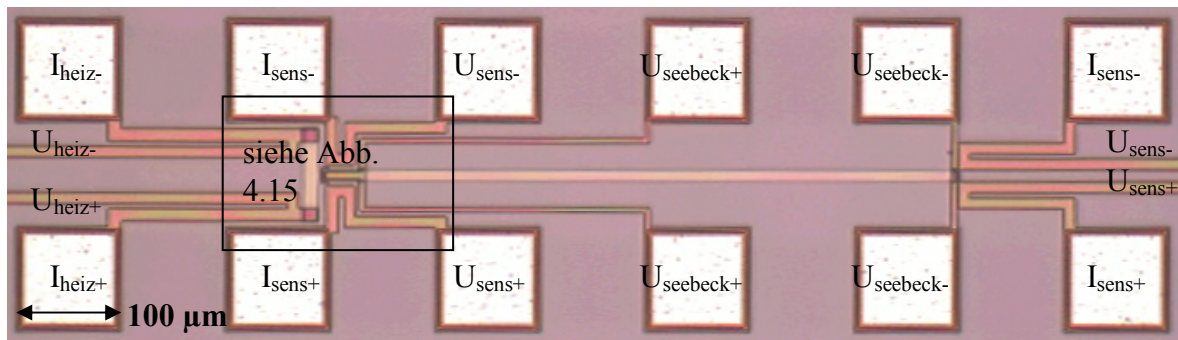


Abb. 4.14. Lichtmikroskopische Aufnahme einer Struktur zur Messung des Seebeck-Koeffizienten eines Polysiliziumstreifens. Die vier äußersten Spannungsabgriffe der Struktur sind nicht gezeigt.

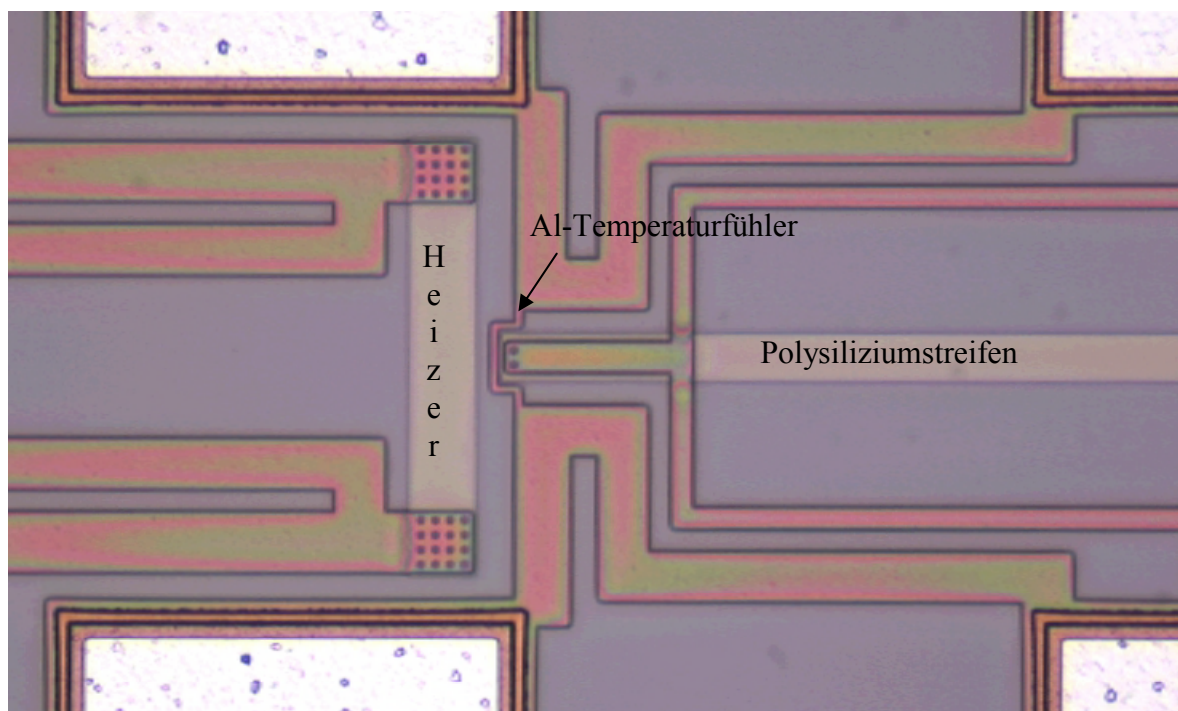


Abb. 4.15. Lichtmikroskopische Aufnahme des Heizwiderstands einer Struktur zur Bestimmung des Seebeck-Koeffizienten von Polysilizium. Der betrachtete Ausschnitt ist auch in Abb. 4.14 ersichtlich.

Der Messstreifen und der Heizwiderstand verfügen über Kontakte auf Metallbahnen, die ebenfalls Vierpunkt-Messungen ermöglichen. Von den Strukturen zur Messung des Seebeck-Koeffizienten eines Polysiliziumstreifens liegen vier verschiedene Versionen vor, die

sich in der Dotierung des Messstreifens und des Heizwiderstands unterscheiden. So kann sowohl der Messstreifen wie auch der Heizwiderstand n- oder p-dotiert sein, was vier mögliche Permutationen ergibt. Damit lässt sich der Seebeck-Koeffizient von n- und p-dotiertem Polysilizium messen, wenn vor der Herstellung noch nicht klar ist, ob sich n- oder p-dotiertes Polysilizium besser als Material des Heizwiderstands eignet.

Struktur zur Messung des Seebeck-Koeffizienten von Thermopaaren

In Abb. 4.16 ist die Struktur zur Messung des Seebeck-Koeffizienten von Polysiliziumthermopaaren gezeigt. Sie besteht aus 6 Polysiliziumstreifen von je $600\ \mu\text{m}$ Länge und $6\ \mu\text{m}$ Breite, die abwechselnd n- und p-dotiert sind. Zusätzlich ist wie in 4.1.3 erläutert auf der rechten, kalten Seite oben ein $10\ \mu\text{m}$ langer und $6\ \mu\text{m}$ breiter Dummy-Streifen vorgesehen. Der Seebeck-Koeffizient eines n/p-Polysiliziumthermopaars entspricht bei diesem Aufbau der Struktur einem Drittel der insgesamt gemessenen Seebeck-Spannung geteilt durch die resistometrisch ermittelte Temperaturdifferenz.

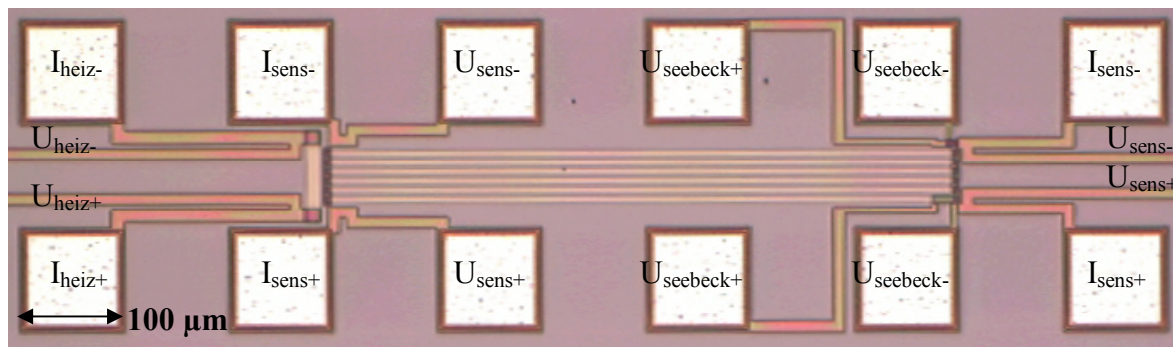


Abb. 4.16. Lichtmikroskopische Aufnahme der Struktur zur Messung des Seebeck-Koeffizienten von drei n- und p-dotierten Polysiliziumpaaren. Die vier äußersten Spannungsabgriffe der Struktur sind nicht gezeigt.

5. Charakterisierung von BiCMOS-Materialien

Im vorangehenden Kapitel wurden Methoden und daraus abgeleitete Teststrukturen vorgestellt, mit denen die zur Bestimmung der thermoelektrischen Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren relevanten Eigenschaften der zu untersuchenden Halbleitermaterialien gemessen werden können. Mit diesen Verfahren werden der spezifische elektrische Widerstand ρ , die Wärmeleitfähigkeit λ und der Seebeck-Koeffizient α verschiedener in 2.2.2 beschriebener Polysiliziumschichten bestimmt. Darüber hinaus werden auch die elektrischen Kontaktwiderstände zwischen dem Polysilizium und der Aluminiummetallisierung sowie deren spezifischer elektrischer Widerstand ermittelt, da diese signifikant zum gesamten elektrischen Innenwiderstand der Thermogeneratoren beitragen.

5.1 Elektrische Widerstände

Durch Messungen mittels des Vier-Punkt-Verfahrens an Widerständen, der Van-der-Pauw-Methode an Griechischen Kreuzen und mit Hilfe von Kelvin-Strukturen lassen sich der spezifische elektrische Widerstand ρ von Polysilizium und der Aluminiummetallisierung sowie der elektrische Kontaktwiderstand zwischen diesen beiden Materialien ermitteln. Vor der Diskussion der Messergebnisse soll zunächst der allgemeine Aufbau des Messplatzes erläutert werden.

5.1.1 Messaufbau

Um reproduzierbare Ergebnisse unter definierten Randbedingungen erhalten zu können, wird auf Scheiben-Ebene (engl. „wafer-level“) gemessen. Hierbei bleiben die prozessierten Silizium-Scheiben unzersägt. Es wird ferner keine Montage der einzelnen Chips vorgenommen, was eine einfache und schnelle Charakterisierung einer Vielzahl von Proben ermöglicht. Die interessierenden Strukturen werden dazu auf einem Wafer-Messplatz über Nadeln elektrisch kontaktiert. Da jeder einzelne Wafer eine Vielzahl identisch strukturierter Chips beinhaltet, können diese nacheinander mit geringen Veränderungen an der Justage der Nadeln vermessen werden.

Bei dem verwendeten Messplatz der Firma Rucker & Kolls handelt es sich um einen Nadelkarten-Wafer-Prober (siehe Abb. 5.1). Die Wafer werden auf den zur Definition der Substrattemperatur zwischen -10 °C und 140 °C einstellbaren Thermochuck gelegt und mit einer Vakuuvorrichtung fixiert. Die Heizung des Chucks erfolgt dabei elektrisch, während die Kühlung mittels einer von einer Pumpe umgewälzten Flüssigkeit erfolgt. Der Tisch unter der Auflagefläche des Wafers kann elektrisch in x- und y-Richtung verfahren werden. Zu diesem Wafer-Messplatz gehören ferner ein Lichtmikroskop zur Betrachtung der zu vermessenden Strukturen und ein Nadelkartenhalter, in dem eine spezielle Nadelkarte mit der gewünschten Zahl von Nadeln in wählbarer Anordnung befestigt werden kann. Diese Karte ist über einen Mikromanipulator höhenverstellbar, um die Anschluss-pads der Strukturen mittels der Metallnadeln elektrisch kontaktieren zu können. Beim Design der Strukturen wurde die Platzierung der Pads auf eine Standardnadelkarte abgestimmt, bei der zwei Reihen von jeweils 10 Nadeln im Abstand von je $200\text{ }\mu\text{m}$ zueinander angebracht sind. Über Koaxialkabel sind die Nadeln mit externen Laborgeräten wie Stromquellen, Voltmetern und Amperemetern verbunden, um die interessierenden elektrischen Widerstände zu messen. Der Wafer-Messplatz befindet sich in einem geerdeten Metallschrank, so dass die Experimente bei geschlossenen Türen des Schrankes in Dunkelheit und ohne Einwirkung äußerer elektrischer Felder stattfinden. Die externen Laborgeräte und das Steuergerät des Thermochucks werden über einen GPIB-Datenbus (engl. „General Purpose Interface Bus“) von einem Rechner mittels eines LabVIEW-Programms (National Instruments) angesteuert und ausgelesen.

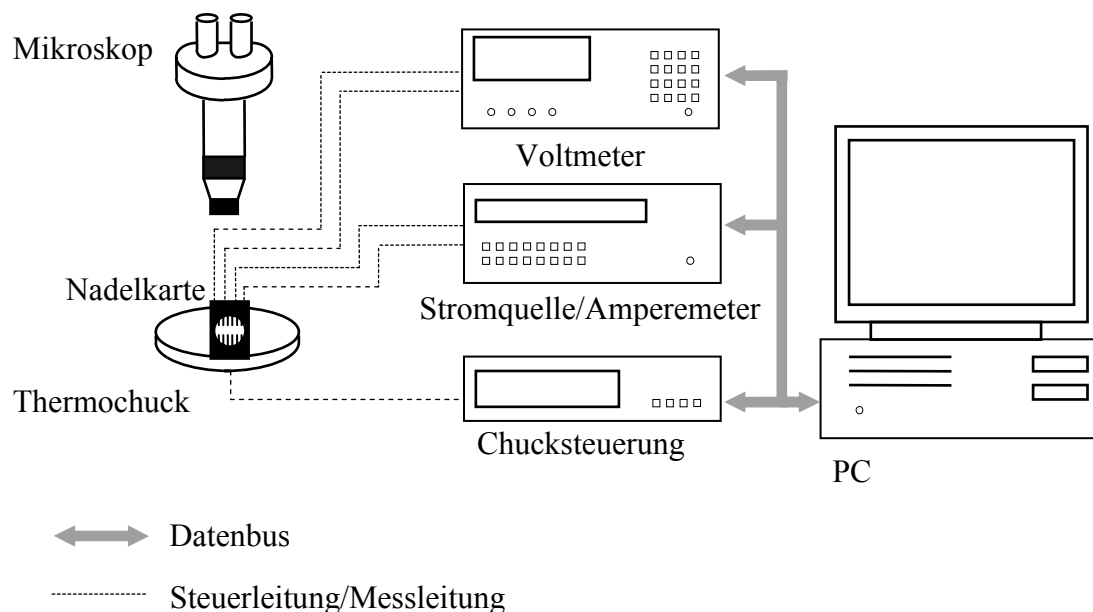


Abb. 5.1. Schema des Nadelkarten-Wafer-Messplatzes mit angeschlossenen Laborgeräten und GPIB-Datenbus.

5.1.2 Messungen spezifischer elektrischer Widerstände

Wie in 4.1.1 erläutert, kann die Messung der spezifischen elektrischen Widerstände ρ des Polysiliziums und der Aluminiummetallisierung auf zwei Arten erfolgen, mittels der Vier-Punkt-Messung an Widerständen oder mit Hilfe der Van-der-Pauw-Methode. Da die Ergebnisse der Van-der-Pauw-Methode mit geringeren Messunsicherheiten behaftet sind, wie noch erläutert werden soll, wird dieser Weg jedoch bevorzugt. Die mit beiden Verfahren bei Raumtemperatur erhaltenen Resultate werden schließlich zusammengefasst und diskutiert.

Vier-Punkt-Messung von Widerständen

In 4.2.1 wird ausgeführt, dass sich sowohl die Heizwiderstände wie auch die Messstreifen der Seebeck-Strukturen zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstands ρ von Polysiliziums eignen. Gemäß Gl. (4.1) ergibt sich ρ aus dem ermittelten elektrischen Widerstand der Struktur und deren Dimensionen. Unsicherheiten entstehen dabei vor allem aus den geometrischen Abmessungen. Da sich die tatsächlichen Schichtdicken von ihren nominellen Werten im Rahmen einer gewissen Toleranz unterscheiden können, sind die Dicken der in dieser Arbeit untersuchten Schichten nach der Abscheidung am Rasterelektronenmikroskop (REM) bestimmt worden und somit im Rahmen der dabei auftretenden Messunsicherheit bekannt. Die Breite und die Länge der Strukturen können aufgrund der Fototechnik und der Ätzungen ebenfalls von den im Design vorgegebenen Maßen abweichen, was Messunsicherheiten von einigen Prozent bedingen kann.

Schichtmaterial	Dosis [10^{15} cm^{-2}]	Energie [keV]	Konzentration c [10^{20} cm^{-3}]	spez. el. Wid. ρ [m Ω cm]
n- Poly-Si (amorph)	1	40	0,5	$6,4 \pm 0,8$
p- Poly-Si (amorph)	1	25	0,5	$4,2 \pm 0,5$
n+ Poly-Si (amorph)	10	40	5	$0,9 \pm 0,1$
p+ Poly-Si (amorph)	10	25	5	$2,2 \pm 0,2$
n+ Poly-Silizium	Diffusion	Diffusion	Sättigung	$0,63 \pm 0,01$

Tab. 5.1. Mittels Vier-Punkt-Methode bei 300 K gemessene spezifische elektrische Widerstände ρ von Bor- beziehungsweise Phosphordotiertem 200 nm dickem amorph abgeschiedenem Polysilizium und 400 nm dickem polykristallin abgeschiedenem Silizium.

Mittels der Vier-Punkt-Methode wurden die im Zuge der ersten Generation (vgl. 2.2.1, 6.1) hergestellten Polysiliziumschichten vermessen, da zu diesem Zeitpunkt noch keine Van-der-Pauw-Strukturen zur Verfügung standen. Dazu wurde ein elektrischer Strom der Stärke

0,5 mA in den Polysiliziumheizwiderstand eingeprägt und gleichzeitig die darüber abfallende elektrische Spannung gemessen. Die Ergebnisse für die so ermittelten spezifischen elektrische Widerstände ρ und ihrer statistischen Messunsicherheiten sind in Tab. 5.1 zusammengestellt.

Van-der-Pauw-Methode

Die Van-der-Pauw-Methode besitzt gegenüber Vier-Punkt-Messungen den Vorteil, dass als einzige geometrische Größe die Schichtdicke in die Berechnung des spezifischen elektrischen Widerstands ρ eingeht (siehe Gl. (4.4)). So fließen keine Unsicherheiten aus den weiteren Abmessungen der Messstrukturen in die Ergebnisse ein. Die für die zweite Generation (vgl. 2.2.1, 6.2) hergestellten Polysilizium- und Poly-Silizium-Germanium-Schichten wurden daher mittels der vorgestellten Griechischen Kreuze (siehe 4.2.1) vermessen. Bei der Messung wurde auf die in 4.1.1 beschriebene Weise elektrische Ströme der Stärke 1 mA zwischen den entsprechenden Kontakten eingeprägt und zwischen den jeweils anderen Kontakten die elektrische Spannung gemessen. Dabei konnten in dem aus Gl. (4.2) erhaltenen Ergebnis keine systematischen Unterschiede zwischen den Strukturen mit 20 μm und denen mit 40 μm Breite festgestellt werden. Die Werte der auf diese Weise ermittelten spezifischen elektrischen Widerstände ρ und ihrer statistischen Messunsicherheiten sind in Tab. 5.2 aufgelistet.

Schichtmaterial	Dosis [10^{15} cm^{-2}]	Energie [keV]	Konzentration c [10^{20} cm^{-3}]	spez. el. Wid. ρ [m Ωcm]
n- Poly-Si (amorph)	1	130	0,25	$9,71 \pm 0,01$
p- Poly-Si (amorph)	1	40	0,25	$6,8 \pm 0,1$
n+ Poly-Si (amorph)	10	130	2,5	$0,813 \pm 0,001$
p+ Poly-Si (amorph)	10	40	2,5	$2,214 \pm 0,004$
n- Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	1	130	0,25	117 ± 2
p- Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	1	40	0,25	$8,8 \pm 0,1$
n+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	10	130	2,5	$2,37 \pm 0,04$
p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	10	40	2,5	$1,87 \pm 0,01$

Tab. 5.2. Mittels Van-der-Pauw-Methode bei 300 K gemessene spezifische elektrische Widerstände ρ von Bor- beziehungsweise Phosphor-implantiertem 400 nm dickem Polysilizium und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}.

Zusammenfassung und Diskussion

Der elektrische Widerstand von Polysiliziumschichten hängt von der Dotierstoffkonzentration [89], der Korngröße [131] und der Dotierart [132] ab. Im Vergleich von Tab. 5.1 mit Tab. 5.2 ist ersichtlich, dass sich der spezifische elektrische Widerstand der hochdotierten

Poly-Si-Schichten bei in beiden Fällen gleicher Implantationsdosis nicht nennenswert mit der Schichtdicke ändert. Das lässt den Schluss zu, dass diese spezifischen elektrischen Widerstände die niedrigsten durch Implantation erzielbaren Werte dieser Schichten darstellen, die Dotierung also eine Sättigung erreicht hat. Der Wert von ρ für das durch Phosphor-Diffusion dotierte Polysilizium liegt hingegen nochmals niedriger als das gleiche n^+ implantierte reine Polysilizium. Die Größenordnung der gemessenen Werte und das beobachtbare Dotierverhalten von Polysilizium bestätigt sich in der Literatur [107,133-135]. Insbesondere ist auch das Abfallen des Widerstands von Phosphor-dotiertem Polysilizium unter die Werte des Bor-dotierten Polysiliziums bei hohen Dotierstoffkonzentrationen bekannt [136]. Auffallend ist der hohe Widerstand von Phosphor-dotiertem Poly-SiGe, der auch im hochdotierten Fall noch über dem Wert des Bor-dotierten Poly-SiGe liegt. Eine Arbeit mit ähnlich hergestelltem und dotiertem Poly-SiGe [31] kommt zu einem qualitativ und quantitativ vergleichbaren Befund. Die gesamten hier diskutierten Ergebnisse des spezifischen elektrischen Widerstands ρ der unterschiedlichen Polysiliziumschichten sind in Abb. 5.2 in doppelt logarithmischer Darstellung zusammengefasst.

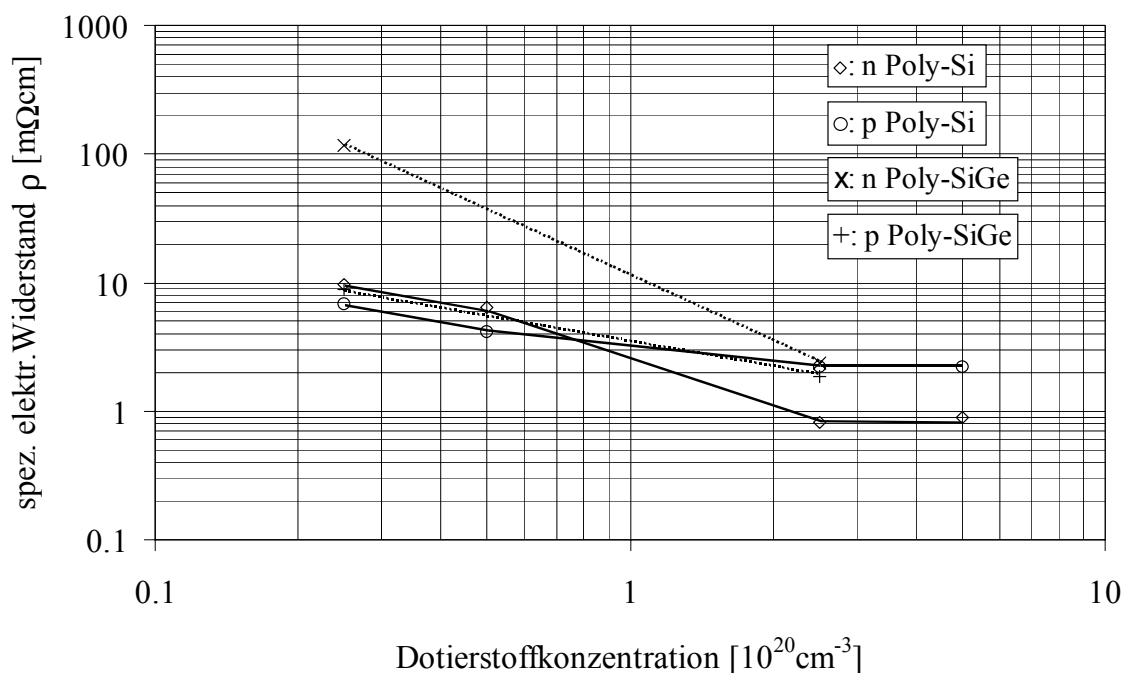


Abb. 5.2. Bei einer Temperatur von 300 K ermittelte spezifische elektrische Widerstände ρ von Bor- und Phosphor-implantiertem reinem Polysilizium (durchgehende Linien) und Poly-Si_{70%}Ge_{30%} (gestrichelte Linien) in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration.

Der spezifische elektrische Widerstand der ersten Metallisierungsebene bestehend aus AlSi_{1%}Cu_{0,5%} auf einer Barrierschicht aus Ti/TiN beträgt nach Messungen mit der Van-

der-Pauw-Methode $\rho_{Me1} = (3,1 \pm 0,3) \mu\Omega\text{cm}$. Dieser Wert liegt über dem spezifischen elektrischen Widerstand reinen Aluminiums von $\rho_{Al} = 2,7 \mu\Omega\text{cm}$ [137].

5.1.3 Messungen der Kontaktwiderstände

Da bei der Herstellung der ersten und zweiten Chip-Generation (vgl. 2.2.1 und Kap. 6) noch keine wie in Abb. 4.3 gezeigten Kelvin-Strukturen vorgesehen waren, erfolgte die Bestimmung der elektrischen Kontaktwiderstände zwischen Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung indirekt an Kontaktlochketten, bei denen Polysiliziumbahnen, Kontakte und Metallbahnen in Reihe geschaltet sind. Mittels der Vier-Punkt-Methode wird der elektrische Widerstand der Kontaktlochkette vermessen, die elektrischen Widerstände der Polysiliziumstreifen und der Aluminiumstreifen werden aufgrund deren spezifischen elektrischen Widerständen und der Geometrie berechnet und vom gemessenen Gesamtwiderstand abgezogen. Bei der ersten Chip-Generation dienen die in 6.1.1 beschriebenen Generatoren selbst als solche Teststrukturen, der Kontaktwiderstand von Metall auf die 400 nm dicke durch Phosphor-Diffusion bis zur Sättigung n-dotierte Polysiliziumschicht beträgt demnach $R_c = (3,9 \pm 0,2) \Omega$. Bei der zweiten Chip-Generation stehen zur Messung der Kontaktwiderstände Teststrukturen zur Verfügung, die aus einzelnen in Abb. 6.5 dargestellten Generatorzelle aufgebaut sind. Auf diesem Weg erhält man als Ergebnis einen Mittelwert des elektrischen Metallkontaktwiderstands auf die 400 nm dicke Schicht des n- und p-dotierten Polysiliziums. Für reines, mit einer Konzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiertes Polysilizium beträgt dieser elektrische Kontaktwiderstand danach $R_c = (23 \pm 1) \Omega$, für $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} wird ein Wert von $R_c = (94 \pm 2) \Omega$ ermittelt. Der Kontaktwiderstand erhöht sich allerdings, wenn wie in 6.3.3 beschrieben, die Kontaktlöcher aufgrund einer zusätzlichen Siliziumdioxidhartmaske tiefer geätzt sind. In diesem Fall erhält man für mit einer Konzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiertes Polysilizium einen elektrischen Kontaktwiderstand von $R_c = (44 \pm 2) \Omega$, für $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} ergibt sich ein Wert von $R_c = (119 \pm 4) \Omega$.

Bei viermal so großen Kontakten von $4 \mu\text{m}^2$ Fläche berichtet [40] von $10 \Omega - 20 \Omega$ großen Widerständen auf Poly-Si_{70%}Ge_{30%}, wobei die Kontaktwiderstände auf Bor-dotiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} niedriger sind als die bei Phosphor-Dotierung.

Für die dritte Chip-Generation sind Kelvin-Strukturen angefertigt worden, wie sie in 4.2.1 dargestellt sind (siehe Abb. 4.8). Die Kontakte zwischen der Metallisierung und dem Polysilizium sowie die Vias zwischen den Metallebenen bestehen dabei aus Wolfram (vgl. 6.4.2). Die Messung der Kontaktwiderstände an Kelvin-Strukturen erfolgt wie in 4.1.1 beschrieben. Die Polysilizium-Schichten sind jeweils mit einer Konzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ durch Implantation dotiert. Für reines Polysilizium betragen die elektrischen Kontaktwiderstände $R_{cn} = (4,0 \pm 0,1) \Omega$ bei Phosphor-Dotierung und $R_{cp} = (7,6 \pm 0,4) \Omega$ bei Bor Dotierung. Bei Poly-Si_{70%}Ge_{30%} werden Werte von $R_{cn} = (6,5 \pm 0,5) \Omega$ für Phosphor-Dotierung und $R_{cp} = (5,1 \pm 0,1) \Omega$ für Bor-Dotierung ermittelt.

Die Verwendung von Wolfram-Plugs ermöglicht demnach vor allem bei Poly-Silizium-Germanium eine deutliche Herabsetzung der elektrischen Kontaktwiderstände.

Die ermittelten elektrischen Kontaktwiderstände zwischen Polysilizium oder Poly-Si_{70%}Ge_{30%} und der Aluminiummetallisierung mit und ohne Wolfram-Plug sind in Tab. 5.3 zusammengestellt.

Kontaktmaterial	Kontaktschicht	Kontaktlochtiefe d [nm]	Kontaktwiderstand R _c [Ω]
Aluminium	n+ Poly-Silizium (diff.)	730	3,9 ± 0,2
Aluminium	n+/p+ Poly-Silizium	730	23 ± 1
Aluminium	n+/p+ Poly-Silizium	930	44 ± 2
Aluminium	n+/p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	730	94 ± 2
Aluminium	n+/p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	930	119 ± 4
Wolfram	n+ Poly-Silizium	500	4,0 ± 0,1
Wolfram	p+ Poly-Silizium	500	7,6 ± 0,4
Wolfram	n+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	500	6,5 ± 0,5
Wolfram	p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	500	5,1 ± 0,1

Tab. 5.3. Elektrische Kontaktwiderstände zwischen Polysilizium oder Poly-Si_{70%}Ge_{30%} und der Aluminiummetallisierung. In einigen Fällen sind Mittelwerte zwischen den Kontaktwiderständen auf Bor- und Phosphor-dotiertes Polysilizium bzw. Poly-Si_{70%}Ge_{30%} angegeben.

5.2 Wärmeleitfähigkeiten

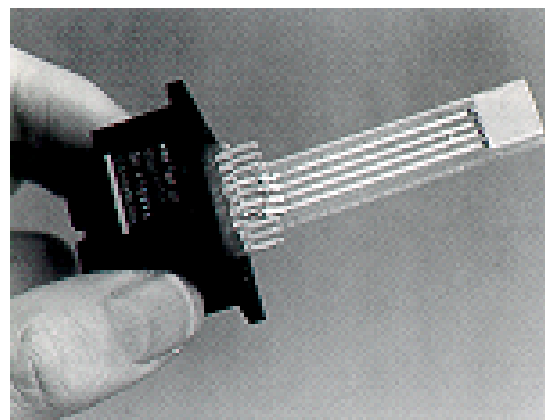
Mit der in 4.1.2 erläuterten Methode und den dazu auf mikromechanischem Wege hergestellten neuartigen Brückenstrukturen (siehe 4.2.2) wird die Wärmeleitfähigkeit der in dieser Arbeit untersuchten Polysilizium- und Polysilizium-Germanium-Schichten bestimmt. Nach der Vorstellung des für diese Messungen benutzten Vakuummessplatzes werden die erhaltenen Ergebnisse dargestellt und mit der Literatur verglichen.

5.2.1 Messaufbau

Um Wärmetransport von den untersuchten Strukturen durch Wärmeleitung in Luft und Konvektion an die Umgebung vernachlässigen zu können, wird unter Vakuumbedingungen gemessen. Der dazu verwendete Messplatz der Firma MMR Technologies besteht aus einer evakuierbaren Kammer (siehe Abb. 5.3 a), in die vier mit Messspitzen ausgestattete Mikro-manipulatoren eingelassen sind. Mit der angeschlossenen Pumpe werden Drücke von $1 \cdot 10^{-1}$ Pa erreicht.



a)



b)

Abb. 5.3. Fotografien a) der Vakuumkammer mit integrierten Mikro-manipulatoren und, dahinter des K-20-Temperaturcontrollers sowie b) des heizbaren Probenhalters am MMR-Vakuummessplatz.

Der in die Kammer einführbare Probenhalter (siehe Abb. 5.3 b) beinhaltet in seiner Spitze einen 100Ω Heizwiderstand sowie eine als Temperatursensor dienende Siliziumdiode. Der zum Messplatz gehörende Temperaturcontroller (Abb. 5.3 a) kann an den Probenhalter angeschlossen werden und dessen Temperatur zwischen 300 K und 550 K regeln. An zwei der Messspitzen sind über Koaxialleitungen eine Stromquelle, an die anderen beiden ein Voltmeter angeschlossen. Die Stromquelle, das Voltmeter und der Temperaturcontroller

des Probenhalters sind über einen GPIB-Datenbus mit einem Rechner verbunden und können von dort über ein LabView-Programm angesteuert und ausgelesen werden.

Abschätzung der erforderlichen Vakuumbgüte

Zur Ableitung von Gl. (4.9), der Formel zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium mit Hilfe von Brückenstrukturen, wurde vorausgesetzt, dass der Druck in der Vakuumkammer so niedrig ist, dass Konvektion und Wärmeleitung durch die Luft vernachlässigbar sind. In 2.1.1 wurde der Wärmetransport in Gasen diskutiert. Die Wärmeleitfähigkeit zwischen zwei Platten gehorcht in diesem Modell Gl. (2.10). Es wurden zwei Grenzfälle unterschieden, einer für hohe und einer für niedrige Drücke. Um festzustellen, ob der Grenzfall niedriger Drücke auftritt, muss abgeschätzt werden, wie sich die mittlere freie Weglänge $\bar{\ell}$ der Luftmoleküle zum Plattenabstand d verhält, ob also $\bar{\ell} \gg d_{\text{Spalt}}/2(a_E/(2-a_E))$ gilt. Als Akkommodationswahrscheinlichkeit der Luft an den Oberflächen soll der höchste mögliche Wert $a_E = 1$ angenommen werden. Die mittlere freie Weglänge $\bar{\ell}$ der Luftmoleküle berechnet sich bei $\vartheta = 20 \text{ °C}$ aus dem $\bar{\ell}p$ -Produkt [81]:

$$\bar{\ell} \cdot p \approx 6,65 \cdot 10^{-3} \text{ m Pa} . \quad (5.1)$$

Für einen Luftdruck von $p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ Pa}$ ergibt sich demnach eine mittlere freie Weglänge der Moleküle von $\bar{\ell} \approx 67 \text{ mm}$. Im Falle des hier besprochenen Messaufbaus und der Teststrukturen sind zwei Abstände zu betrachten. Zum einen der Abstand zwischen der Probe und der Oberseite der Vakuumkammer $d_K = 20 \text{ mm}$, zum anderen der Spalt zwischen dem Substrat und der Polysiliziumschicht $d_S = 1,6 \text{ }\mu\text{m}$. Damit ist die oben genannte Bedingung zur Anwendung von Gl. (2.12) für beide Abstände erfüllt. Selbst bei einem deutlich schlechteren Vakuum von $p = 1 \cdot 10^2 \text{ Pa}$ gilt die Bedingung mit $\bar{\ell} \approx 67 \text{ }\mu\text{m}$ zumindest noch für den kritischen Spalt zwischen dem Substrat und der Polysiliziumschicht. Für eine mittlere Geschwindigkeit der Moleküle $\bar{c} \approx 470 \text{ ms}^{-1}$, einer molaren Wärmekapazität bei konstantem Volumen $C_{\text{molar},V} = 5/2 R$, einer Temperatur von 300 K und bei einem Druck von $p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ Pa}$ ergibt sich für die Wärmeleitfähigkeit des Spalts zum Substrat $\lambda_S \approx 0,2 \text{ }\mu\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und zur Kammerdecke $\lambda_K \approx 2 \text{ mWm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Da der Wärmewiderstand der Spalte unter diesen Bedingungen unabhängig vom Abstand ist, ist er folglich gleich groß für beide Spalte und beträgt bei der gegebenen Geometrie der Brückenstruktur $K_S \approx K_K \approx d_{\text{Spalt}}/(\lambda_{\text{Spalt}}(\ell+g)b) \approx 3 \cdot 10^8 \text{ K/W}$. Selbst wenn für die zu messende Polysiliziumschicht eine sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit von $\lambda \approx 1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ angenommen wird, beträgt ihr thermischer Widerstand $K_b = \ell/(4\lambda db) \approx 6 \cdot 10^5 \text{ K/W}$ weniger als ein Hundertstel der im Vergleich sehr hohen Wärmewiderstände der beiden Spalte. Daher kann die Wärmeleitung durch die Luft unter diesen Vakuumbedingungen vernachlässigt werden.

Wird die Wärmestrahlung nach Gl. (2.8) abgeschätzt, beträgt sie selbst bei einer Aufheizung des Brückenwiderstands bis zu 600 K mit der gegebenen Geometrie und einem Emissionskoeffizienten von $\varepsilon = 1$ weniger als 1% der insgesamt aufgenommenen Wärme.

5.2.2 Messungen an Brückenstrukturen

Bei einer Messung der Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium an Brückenstrukturen wird zunächst der Temperaturkoeffizient des elektrischen Heizwiderstands (TCR, engl. für „temperature coefficient of resistance“) entsprechend Gl. (4.8) bestimmt. Dazu wird der elektrische Widerstand des Heizers bei 300 K und 340 K bei geringer Joule-Eigenerwärmung ermittelt, indem ein niedriger Strom von 0,5 mA Stärke eingepreßt und der Spannungsabfall über dem Heizer gemessen wird. Im Anschluss wird die Probe wieder auf $T_0 = 300$ K gekühlt. Die Temperaturkoeffizienten der verschiedenen Polysilizium- und Polysilizium-Germanium-Schichten sind in Tab. 5.4 aufgelistet.

Bei der eigentlichen Messung wird die Stromstärke stufenweise um 0,5 mA erhöht und auf jeder Stufe mehrfach der Widerstand des Polysiliziumheizers bestimmt. Erhitzt sich der Brückenwiderstand während der Messung auf Temperaturen von mehr als 800 K bis 1000 K, wird die Struktur in der Regel dabei zerstört. Ausfallursache sind dabei meist Abrisse der Zuleitungen durch mechanische Verspannungen. Denn durch die Eigenerwärmung der Brücke kommt es zu einem Buckeln (engl. „buckling“) der Struktur, bei der sie sich thermisch ausdehnt und dabei wölbt [138].

Obwohl die Brückenstrukturen aufgrund ihres Aufbaus eine simultane Bestimmung der Substrattemperatur mit einem zweiten Widerstand ermöglichen, wird bei Verwendung der beschriebenen Vakuumkammer darauf verzichtet, da diese nur über vier und nicht die dazu erforderlichen acht Kontaktnadeln verfügt. Voruntersuchungen ergaben nämlich, dass die Erwärmung des restlichen Chips durch den Heizwiderstand vernachlässigbar ist und die Annahme einer konstanten Substrattemperatur von $T_0 = 300$ K daher gerechtfertigt erscheint. Sind nun für jede Stufe die aufgenommene elektrische Leistung und die Erhöhung des elektrischen Widerstands des Heizers bekannt, wird mit Gl. (4.9) die Wärmeleitfähigkeit des untersuchten Polysiliziums berechnet. Die elektrische Leistung wird dazu um die in 4.1.2 abgeschätzte Verlustwärme korrigiert.

Ergebnisse für die Wärmeleitfähigkeiten

Auf die beschriebene Weise kann die Wärmeleitfähigkeit von hoch Bor- und Phosphordotierten Polysilizium- und Poly-Silizium-Germanium-Schichten ermittelt werden. Typische Messergebnisse dieser Methode bei einer Substrattemperatur von 300 K sind in Abb. 5.4 dargestellt. Da im Rahmen der Messunsicherheit keine Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Art des Dotierstoffs festgestellt werden konnte (siehe Tab. 5.4), wird für reines Poly-Si und Poly-SiGe jeweils nur eine Dotierart aufgezeigt. Allen Messungen ist eine leicht fallende Wärmeleitfähigkeit des betreffenden Materials mit steigender Temperaturdifferenz zwischen dem Heizer und dem Substrat gemein. Diese Tendenz findet sich auch bei Arx [108], der mit bulk-mikromechanischen Teststrukturen (siehe 4.2.2, Abb.

4.13) Wärmeleitfähigkeiten bei 300 K von $22,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bis $37,3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für verschiedene reine Polysiliziumschichten ermittelt.

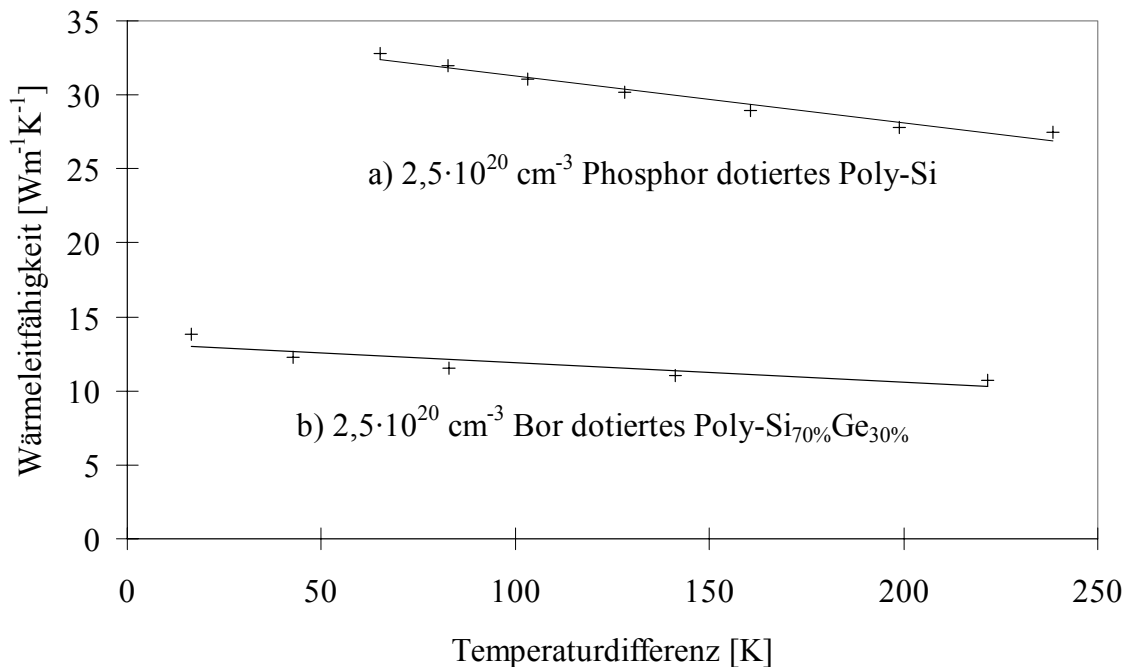


Abb. 5.4. Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von 400 nm dicken hochdotierten Schichten aus a) reinem Polysilizium und b) Poly-Si_{70%}Ge_{30%} bei einer Substrattemperatur von 300 K.

Für jede der Polysiliziumschichten mit einer Dotierstoffkonzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wurde die Messung der Wärmeleitfähigkeit bei 300 K an sechs oder mehr Brückenstrukturen durchgeführt. Es stehen dazu, wie in 4.2.2 besprochen, Brückenstrukturen drei verschiedener Flügellängen von $60 \mu\text{m}$, $80 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Dabei kann nach der Korrektur der Verlustwärme mit dem jeweiligen Korrekturfaktor γ_{60} , γ_{80} oder γ_{100} keine Abhängigkeit des Ergebnisses von der Geometrie, das heißt der Länge der Brückenflügel festgestellt werden. Dieses Ergebnis dient zusätzlich als Bestätigung für die Richtigkeit des Ansatzes der Korrektur der Verlustwärme. Für die Schichten aus reinem Polysilizium ergibt sich so eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_n = (31,5 \pm 3,7) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für Phosphor-Dotierung und $\lambda_p = (31,2 \pm 3,7) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für Bor-Dotierung. Bei den Poly-Si_{70%}Ge_{30%}-Schichten ermittelt man eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_n = (9,4 \pm 2,0) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für Phosphor-Dotierung und $\lambda_p = (11,1 \pm 2,0) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für Bor-Dotierung. Diese Werte sind nochmals in Tab. 5.4 zusammengefasst.

Schichtmaterial	Dosis [10^{15} cm^{-2}]	Energie [keV]	TCR β [10^{-3} K^{-1}]	Wärmeleitfähigkeit λ [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]
n+ Poly-Silizium	10	130	$1,21 \pm 0,03$	$31,5 \pm 3,7$
p+ Poly-Silizium	10	40	$1,11 \pm 0,05$	$31,2 \pm 3,7$
n+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	10	130	$0,19 \pm 0,02$	$9,4 \pm 2,0$
p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	10	40	$0,84 \pm 0,02$	$11,1 \pm 2,0$

Tab. 5.4. Wärmeleitfähigkeiten und Temperaturkoeffizienten (TCR) der mit einer Konzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Bor- oder Phosphor-implantierten 400 nm dicken Polysilizium- und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}-Schichten bei 300 K.

Diskussion der Ergebnisse für die Wärmeleitfähigkeiten

Die Wärmeleitfähigkeit von Polysilizium liegt deutlich unter der von monokristallinem Silizium und kann von der Korngröße und der Dotierung abhängen [101]. So führen größere Körner und weniger Dotieratome zu einer geringeren Phononenstreuung und damit einer besseren Wärmeleitung. Weiter wird angenommen, dass auch die Art des Dotierstoffs Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit haben kann. So haben Untersuchungen ergeben, dass Phosphor-Atome eher in den Korngrenzen segregieren, während sich Bor-Atome homogen in den Körnern verteilen [139]. Dies sollte dann eine höhere Wärmeleitfähigkeit der Phosphor-dotierten Schicht bedingen. Eine solche Abhängigkeit konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden. Der Grund dafür kann in der Verwendung von amorph statt polykristallin abgeschiedenem Silizium liegen. Die zur Kristallisation erforderlichen Temperaturschritte bewirken dabei, dass der Anteil der Phosphor-Atome in den Körnern von 25% auf über 75% ansteigen kann [139].

Mittels der Boltzmann-Gleichung kann die Wärmeleitfähigkeit von polykristallinem Silizium bei 300 K mit Dotierstoffkonzentrationen n (in cm^{-3}) kleiner $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und Korngrößen d_g (in nm) zwischen 100 nm und 1000 nm modelliert werden zu [101]:

$$\lambda(d_g, n) = \frac{1}{3} C_S v_S \left(\frac{A_1}{d_g} + A_2 n \right)^{-1}, \quad (5.2)$$

wobei $C_S = 1,645 \cdot 10^6 \text{ Jm}^{-3}\text{K}^{-1}$ die spezifische Wärmekapazität der Phononen in Silizium, $v_S = 6166 \text{ m/s}$ deren mittlere Gruppengeschwindigkeit und A_1 sowie A_2 dotierungsabhängige Fit-Parameter darstellen.

Bei einer aus REM-Aufnahmen ermittelten Korngröße von etwa 250 nm sowie den bei [101] vorgeschlagenen Fit-Parametern $A_1 = 2,887 \cdot 10^{10}$ und $A_2 = -1,122 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$ erhält man mit Gl. (5.2) eine Wärmeleitfähigkeit von etwa $\lambda = 30 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für Phosphor-dotiertes

Polysilizium, was im Rahmen der Messunsicherheit liegt. Der dort angegebene Fitparameter $A_2 = 3,2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ für Bor-dotiertes Polysilizium lässt allerdings nur eine Wärmeleitfähigkeit von etwa $\lambda = 17 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ erwarten, was unter dem hier gemessenen Wert liegt. Im Unterschied zu den in dieser Arbeit betrachteten amorph abgeschiedenen und nach Implantation ausgeheilten Polysiliziumschichten wird allerdings in der zitierten Arbeit polykristallin abgeschiedenes Silizium gemessen, welches eine andere Kristallstruktur aufweist und daher nicht direkt vergleichbar ist.

In der Literatur findet man ferner für die Wärmeleitfähigkeit von unterschiedlich abgeschiedenem und dotiertem Polysilizium Werte im Bereich zwischen $16 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und $29 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [104-107], die ebenfalls mit dem oben und in 4.2.2 zitierten, von Arx verwendeten Messprinzip ermittelt wurden. Für Bor-dotiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} gibt Van Gerwen [33,34] Wärmeleitfähigkeiten von $3,2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ bis $4,8 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ an. In der gleichen Größenordnung liegen die zitierten Wärmeleitfähigkeiten von Poly-SiGe bei Vining [140], welches allerdings nicht in Dünnschichttechnologie hergestellt ist. Das Interesse an Poly-SiGe als thermoelektrischem Material liegt daher in seiner niedrigen Wärmeleitfähigkeit begründet, die für das im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Poly-Si_{70%}Ge_{30%} immerhin eine Verbesserung um zwei Drittel gegenüber reinem Polysilizium ausmacht.

5.3 Seebeck-Koeffizienten

In 4.1.3 wurde das Messprinzip und in 4.2.3 die dementsprechend entwickelten planaren Strukturen zur Bestimmung des Seebeck-Koeffizienten von Polysilizium und Polysilizium-Germanium vorgestellt. Im Folgenden sollen der dazu erforderliche Messaufbau und die solcherart ermittelten Ergebnisse für die verschiedenen Schichten beschrieben und besprochen werden.

5.3.1 Messaufbau

Als Messplatz dient der in 5.1.1 beschriebene Nadelkarten-Wafer-Prober, mit dem die Teststrukturen auf Scheiben-Ebene kontaktiert werden können. Als Stromquelle fungiert ein Semiconductor Parameter Analyzer der Firma Hewlett Packard, mit dem in den Polysilizium-Heizwiderstand und in die beiden metallischen Temperaturfühler elektrischer Strom eingepreßt und gemessen werden kann. Die über den Temperaturfühlern und zwischen den beiden Enden des Polysilizium-Messstreifens abfallende elektrische Spannung wird mittels dreier Digital-Multimeter abgegriffen. Die Steuerung der Messung übernimmt ein LabVIEW-Programm, mit dem das Ansprechen und Auslesen der Laborgeräte möglich ist und von dem die aufgenommenen Daten in einer Datei gespeichert werden. Die Messungen erfolgen in Dunkelheit in einem geerdeten Metallschrank.

5.3.2 Messungen an Seebeck-Strukturen

Zunächst müssen bei einer Messung die beiden Temperaturfühler kalibriert werden, indem der Temperaturkoeffizient ihres elektrischen Widerstands (TCR, engl. für „temperature coefficient of resistance“) bestimmt wird. Dazu wird der elektrische Widerstand der Temperaturfühler zunächst bei einer Substrattemperatur von $T_0 = 300$ K und geringer Joule-Eigenerwärmung ermittelt, wozu ein Strom von 1 mA Stärke eingepreßt und der Spannungsabfall gemessen wird. Dieser Vorgang wird im Anschluss bei $T_1 = 320$ K wiederholt. Mit Gl. (4.8) ergibt sich aufgrund vielfacher solcher Messungen ein Mittelwert des TCR der verwendeten AlSiCu-Metallisierung von $\beta_{\text{AlSiCu}} = (3,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ bei 300 K. Für elementares Aluminium findet man in der Literatur einen Wert von $\beta_{\text{Al}} = 4,29 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ zwischen 0°C und 100°C [137].

Die eigentliche Messung des Seebeck-Koeffizienten findet bei $T_0 = 300$ K statt. Dabei wird der in den Heizwiderstand eingepreßte Strom beginnend bei 1 mA Stärke in Schritten von 0,5 mA erhöht und auf jeder Stufe fünfmal die elektrischen Widerstände der Temperaturfühler sowie die Seebeck-Spannung gemessen. Die Messung endet, wenn der als Stromquelle für den Heizer genutzte Parameter Analyzer in die Spannungsbegrenzung von $U_{\text{max}} = 40$ V geht. So werden, abhängig vom jeweiligen elektrischen Widerstand, Temperaturerhöhungen der verwendeten Polysiliziumheizer bis um etwa 100 K erreicht.

Typische Messungen der Seebeck-Koeffizienten von hochdotierten Polysilizium- und Polysilizium-Germanium-Streifen (siehe Abb. 4.14) sind in den Abb. 5.5 und 5.6 dargestellt.

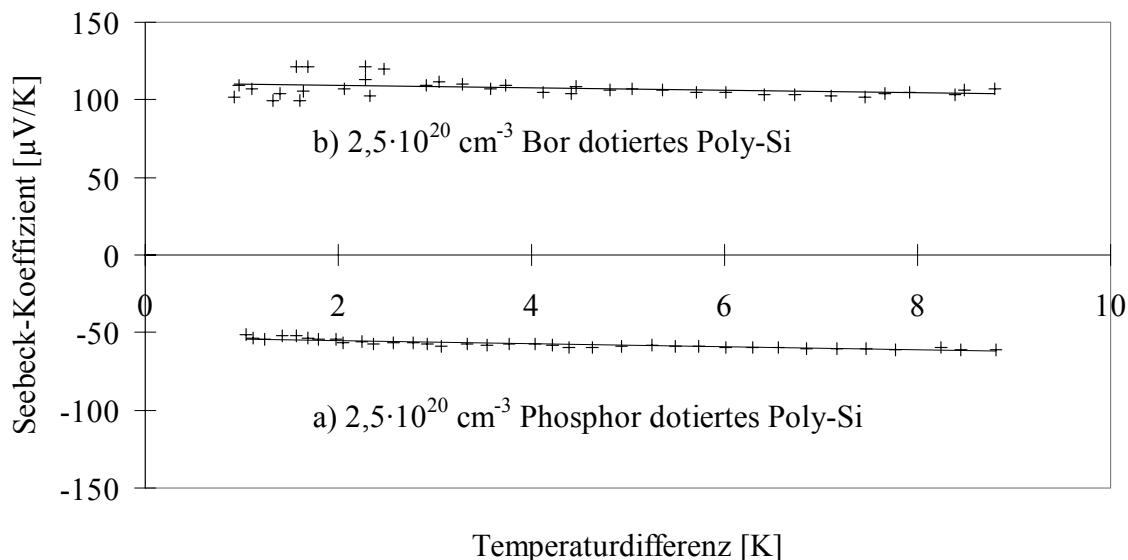


Abb. 5.5. Messungen des Seebeck-Koeffizienten von 400 nm dicken Streifen aus hoch a) Phosphor-dotiertem und b) Bor-dotiertem reinem Polysilizium bei einer Substrattemperatur von 300 K.

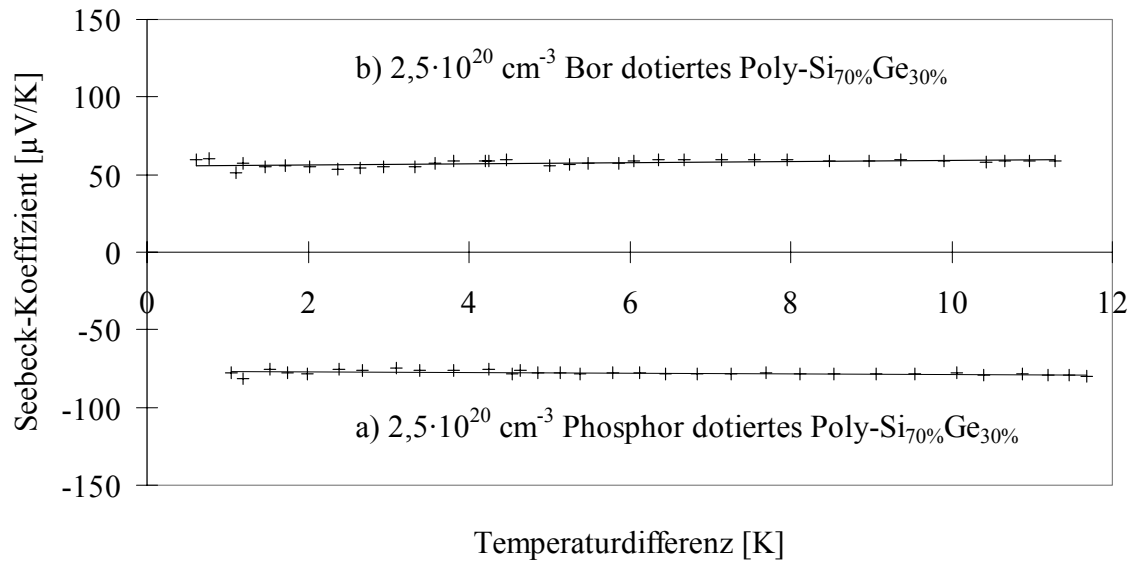


Abb. 5.6. Messungen des Seebeck-Koeffizienten von 400 nm dicken Streifen aus hoch a) Phosphor-dotiertem und b) Bor-dotiertem Poly-Si_{70%}Ge_{30%} bei einer Substrattemperatur von 300 K.

Die für die verschiedenen Polysilizium und Polysilizium-Germanium-Schichten gemessenen Seebeck-Koeffizienten sind in Tab. 5.5 aufgelistet.

Schichtmaterial	Schichtdicke d [nm]	Konzentration c [10^{20} cm^{-3}]	Seebeck-Koeffizient α [μVK^{-1}]
n- Poly-Si (amorph)	200	0,5	-204 ± 18
p- Poly-Si (amorph)	200	0,5	183 ± 8
n+ Poly-Si (amorph)	200	5	-75 ± 11
p+ Poly-Si (amorph)	200	5	130 ± 13
n+ Poly-Silizium	400	Sättigung	-57 ± 5
n- Poly-Si (amorph)	400	0,25	-183 ± 3
p- Poly-Si (amorph)	400	0,25	165 ± 5
n+ Poly-Si (amorph)	400	2,5	-57 ± 9
p+ Poly-Si (amorph)	400	2,5	103 ± 17
n- Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	400	0,25	-249 ± 19
p- Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	400	0,25	105 ± 7
n+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	400	2,5	-77 ± 7
p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	400	2,5	59 ± 9

Tab. 5.5. An planaren Einzelstreifen-Strukturen bei 300 K gemessene Seebeck-Koeffizienten von Bor- beziehungsweise Phosphor-dotiertem Polysilizium und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}.

Der Seebeck-Koeffizient eines n Poly/p Poly-Thermopaars kann sowohl durch Addition der Werte für die beiden Einzelstreifen-Strukturen bestimmt werden, wie auch durch Drittelung des Ergebnisses der Struktur bestehend aus drei Polysiliziumthermopaaren. Dabei ergeben sich im Rahmen der Messunsicherheit keine Abweichungen der Ergebnisse für die beiden Arten von Strukturen.

Diskussion der Ergebnisse für den Seebeck-Koeffizienten

Die Theorie des Seebeck-Effekts in Silizium wurde in 2.1.2 besprochen. Bei gleicher Dotierung ist der Seebeck-Koeffizient von Polysilizium nur etwa ein Drittel so groß wie der von monokristallinem [134]. Anders als bei Monosilizium steigt der Seebeck-Koeffizient von Polysilizium mit der Temperatur [126]. In Polysilizium kann außerdem der Phonon-drag vernachlässigt werden [133]. Ähnlich wie der Seebeck-Koeffizient von monokristallinem Silizium mit Gl. (2.24) erfasst wird, lässt sich auch bei Polysilizium eine Abhängigkeit vom spezifischen elektrischen Widerstand ρ nachweisen [107]:

$$\alpha = m \cdot \frac{k}{q} \ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right), \quad (5.3)$$

worin k die Boltzmann-Konstante, q die Elementarladung und $m \approx 0,34$ sowie ρ_0 Fitparameter darstellen.

Trägt man demnach die Beträge der in Tab. 5.5 zusammengestellten Seebeck-Koeffizienten gegen den logarithmierten spezifischen elektrischen Widerstand ρ des Materials auf, wird die in Abb. 5.7 gezeigte Abhängigkeit deutlich.

Weitere Untersuchungen der Seebeck-Koeffizienten von reinem Polysilizium findet man bei [13,46,107,126,133-135]. Deren Ergebnisse bestätigen die oben ermittelten Wertebereiche und das Abfallen der Seebeck-Koeffizienten mit steigender Ladungsträgerdichte.

Bei Poly-Silizium-Germanium gibt Vining [140] Seebeck-Koeffizienten bei 300 K von $-108 \mu\text{VK}^{-1}$ für n-Dotierung mit $\rho = 0,85 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $121 \mu\text{VK}^{-1}$ bei $\rho = 1,14 \text{ m}\Omega\text{cm}$ für p-Dotierung an, wobei dieses Material nicht in Dünnschichttechnologie hergestellt ist. Für hoch Bor-dotiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} ermittelt Van Gerwen [33,34] Seebeck-Koeffizienten von $75,6 \mu\text{VK}^{-1}$ ($\rho = 2,29 \text{ m}\Omega\text{cm}$) bis $133,6 \mu\text{VK}^{-1}$ ($\rho = 3,38 \text{ m}\Omega\text{cm}$). Bei hoch Phosphor-dotiertem Poly-Si_{70%}Ge_{30%} mit $\rho = 2,93 \text{ m}\Omega\text{cm}$ misst Wijngaards [40] einen Seebeck-Koeffizienten von $-175 \mu\text{VK}^{-1}$.

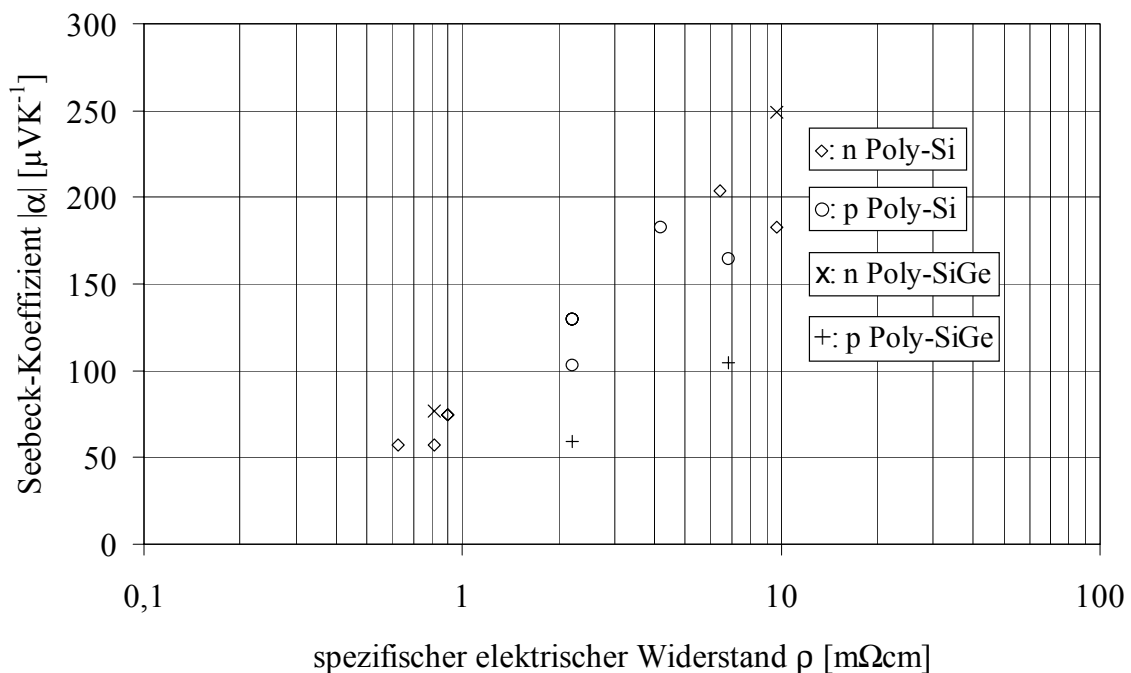


Abb. 5.7. Betrag $|\alpha|$ der bei einer Temperatur von 300 K ermittelten Seebeck-Koeffizienten von Bor- und Phosphor-dotiertem reinem Polysilizium und Poly-Si_{70%}Ge_{30%} in Abhängigkeit vom spezifischen elektrischen Widerstand ρ des Materials.

5.4 Zusammenfassung der Materialeigenschaften

Die vorangegangene Untersuchung bestimmter Materialeigenschaften der zum Bau der Mikrothermogeneratoren verwendbaren BiCMOS-Materialien gestattet, wie im nächsten Kapitel gezeigt werden wird, thermoelektrische Simulationen möglicher Ausführungsvarianten. Die Materialuntersuchungen sind damit Grundlage von Aussagen über die Leistungsfähigkeit der Generatoren und dienen folglich der Bauelementoptimierung. Darüber hinaus können Abweichungen der charakterisierten Mikrothermogeneratoren von der Simulation Hinweise auf bislang unberücksichtigte technische Eigenheiten der Systeme liefern.

Ferner ist das Ziel der vorgestellten Untersuchungen, schon vor der konkreten Simulation der Bauelemente eine Klassifizierung der thermoelektrischen Materialien zu ermöglichen. Dies kann mit Hilfe der in Kapitel 3 hergeleiteten Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren nach Gl. (3.17) erfolgen. Da die Generatoren einen vertretbaren elektrischen Innenwiderstand besitzen sollen, scheiden die niedrig dotierten Polysilizium- und Poly-Silizium-Germanium-Schichten zu deren Herstellung als thermoelektrische Materialien aus. Eine vollständige Charakterisierung der Materialeigenschaften inklusive der Wärmeleitfähigkeit

findet daher nur für die hochdotierten Materialien statt. Die Zusammenfassung dieser Werte und der daraus berechneten thermoelektrischen Güten Z^* ist in Tab. 5.6 dargestellt.

Schichtmaterial	Seebeck-Koeffizient α [μVK^{-1}]	spez. elektrischer Widerstand ρ [$\text{m}\Omega\text{cm}$]	Wärmeleitfähigkeit λ [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]	thermoelektrische Güte Z^* [μmW^{-1}]
n+ Poly-Silizium	-57 ± 9	$0,813 \pm 0,001$	$31,5 \pm 3,7$	0,4
p+ Poly-Silizium	103 ± 17	$2,214 \pm 0,004$	$31,2 \pm 3,7$	0,5
n+/p+ Poly-Silizium	160 ± 19	$1,514 \pm 0,004$	$31,4 \pm 5,2$	1,7
n+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	-77 ± 7	$2,37 \pm 0,04$	$9,4 \pm 2,0$	2,8
p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	59 ± 9	$1,87 \pm 0,01$	$11,1 \pm 2,0$	1,5
n+/p+ Poly-Si _{70%} Ge _{30%}	136 ± 11	$2,12 \pm 0,04$	$10,3 \pm 2,8$	8,2

Tab. 5.6. Seebeck-Koeffizienten, spezifische elektrische Widerstände, Wärmeleitfähigkeiten und daraus berechnete thermoelektrische Güten Z^* der mit einer Konzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Bor- oder Phosphor-dotierten 400 nm dicken Polysilizium- und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}-Schichten bei 300 K. Grau unterlegt sind die durch Addition bzw. Mittelung erhaltenen Werte für die jeweiligen Thermopaarkombinationen.

Im Hinblick auf die thermoelektrische Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren stellt die Verwendung einer Kombination von hochdotierten Poly-Si_{70%}Ge_{30%}-Materialien demnach eine Verbesserung um Faktor 4,8 gegenüber einer Kombination aus gleich dotiertem reinem Polysilizium dar. Dagegen einzuwenden ist der Einfluss der Kontaktwiderstände auf den elektrischen Innenwiderstand und damit die Ausgangsleistung der Generatoren, wie in 3.2.1 besprochen. Darüber hinaus müssen beim realen Aufbau der Thermogeneratoren parasitäre Wärmeflüsse durch die Zwischenräume und die nicht rein vertikale, sondern technologisch bedingt teilweise laterale Anordnung der Thermopaare berücksichtigt werden (siehe 3.2.2). Daher kann nur ein Vergleich der simulierten realen Strukturen unter Berücksichtigung der Kontaktwiderstände, wie er im nächsten Kapitel erfolgen wird, tatsächlich klarstellen, welche Materialkombination in der konkreten Anwendung als die geeignetere erscheint.

6. Realisierung der Thermogeneratoren

Die Herstellungstechnologie der in dieser Arbeit behandelten Thermogeneratoren ist die BiCMOS-Prozessierung. Um eine größtmögliche Kompatibilität zu diesem Fertigungsablauf zu erhalten, orientiert sich die Realisierung der Generatoren an den in der BiCMOS-Technologie vorkommenden Prozessen, die allerdings zum Teil modifiziert werden müssen. Außerdem wird ergänzend auf einige in der Mikromechanik verwendete Techniken zurückgegriffen. Die Fragen der Realisierung betreffen auf der einen Seite die technologischen und geometrischen Aspekte des Aufbaus sowie andererseits den Einsatz geeigneter BiCMOS-Materialien. Als thermoelektrisches Material wird neben reinem polykristallinem Silizium (Poly-Si) auch polykristallines Silizium-Germanium (Poly-SiGe) untersucht. Für jeden Generatortyp soll zunächst der Aufbau vorgestellt werden. Zusätzlich werden die thermischen FEM-Simulationen in MEMCAD und ANSYS erläutert, mit deren Hilfe die Leistungsfähigkeit der Thermogeneratoren abgeschätzt werden kann und die eine Optimierung des jeweiligen Aufbaus ermöglichen.

6.1 Erste Generation: Der einfache BiCMOS-Typ

Der erste Generator, der vorgestellt werden soll, erfordert nur wenige Modifikationen eines BiCMOS-Standardprozessablaufs und ist daher mit geringem technologischen Aufwand in BiCMOS-Mikrochips integrierbar. Wie im Vergleich mit den weiterentwickelten Generatortypen später gezeigt werden wird, geht diese Simplizität zu Lasten der Leistungsfähigkeit. Die mit Hilfe des einfachen BiCMOS-Generators (TG1) gewonnenen Erkenntnisse sind jedoch hilfreich für das grundsätzliche Verständnis und die Optimierung der nachfolgenden Thermogeneratoren.

6.1.1 Aufbau des einfachen BiCMOS-Typs

Um einen Temperaturunterschied zwischen den beiden Enden eines Thermoschenkels zu erhalten, wird auf dem 675 µm dicken Silizium-Substrat lokal mittels des LOCOS-Prozesses (engl. „*LOC*al *O*xidization of *S*ilicon“) ein thermisches Oxid, das Feldoxid (FOX) generiert. Die Stellen, an denen das Oxid aufwachsen soll, werden mit einer strukturierten Siliziumnitridhartmaske definiert. Die Feldoxidschicht wächst zu einem Drittel in

das Silizium-Substrat hinein und zu zwei Dritteln auf die Oberfläche. Standardmäßig beträgt die Dicke des Feldoxids 850 nm. Der Prozess kann aber so verlängert werden, dass Schichtdicken von 1500 nm Oxid und mehr erhalten werden. An den Rändern des Feldoxids bildet sich der so genannte Vogelschnabel aus [96,102]. Damit ergibt sich die Möglichkeit den Thermoschenkel so abzuschneiden, dass sich eines seiner beiden Enden auf der Oxidbarriere befindet, während er auf der anderen Seite stufenlos abfällt und topographisch tiefer liegend endet (siehe Abb. 6.1).

Der n-Thermoschenkel besteht aus 400 nm dickem Phosphor-dotiertem Polysilizium aus dem sich im BiCMOS-Prozess das „Gate“ der MOS-Transistoren herstellen lässt. Die Polysiliziumschicht wird mittels eines CVD-Verfahrens auf einem 20 nm dicken thermischen Gate-Oxid ganzflächig abgeschieden. Die Dotierung findet durch Diffusion statt, wozu ein Phosphorglas auf das Polysilizium abgeschieden wird (sog. POCl_3 -Belegung), das dann die Polysiliziumschicht bis an die Sättigung n-dotiert [96,102]. Das Phosphorglas wird danach durch eine Flusssäure-Ätzung entfernt und die Polysiliziumschicht durch eine Fotolackmaske mittels Trockenätzung strukturiert.

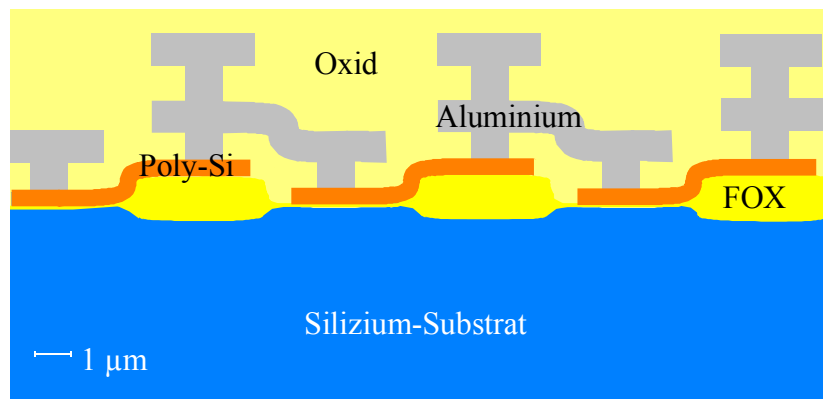


Abb. 6.1. Schematischer Querschnitt durch die Aluminium/Poly-Silizium Thermopaare des einfachen BiCMOS-Thermogenerators.

Als p-Thermoschenkel dient die Aluminium-Metallisierung, die aber aufgrund des im Vergleich zu Polysilizium kleinen absoluten Seebeck-Koeffizienten Aluminiums von $\alpha_{\text{Al}} = -1,66 \mu\text{V/K}$ bei 300 K [141] kaum zur Thermoelektrizität beiträgt. Die Metallisierung wird auf das Zwischenoxid aus 800 nm dickem BPSG und 150 nm undotiertem Oxid mittels eines PVD-Verfahrens gesputtert, wobei die Kontaktlöcher zum Polysilizium zuvor mittels einer Trockenätzung durch eine Fotolackmaske geöffnet wurden. Die Aluminium-Metallisierung besteht aus einem Schichtstapel von einer Barrierschicht aus Titan und Titanitrid, 800 nm $\text{AlSi}_{1\%}\text{Cu}_{0,5\%}$ und einer Antireflexionsschicht. Die Metallisierung wird durch reaktives Ionenätzen mit einer Fotolackmaske strukturiert und danach die Antireflexionsschicht wieder entfernt. Um die thermischen Eigenschaften des Generators zu verbessern, wird eine zweite, 1000 nm dicke Metallisierung aufgebracht, die von der ersten durch 1220 nm dicke Intermetalloxide (IMOX) elektrisch isoliert ist. Da der Schmelzpunkt der

AlSiCu-Metallisierung bei ca. 550 °C liegt, müssen die Prozesstemperaturen bei Aufbringung des Intermetalloxids niedrig gehalten werden. Die Intermetalloxide bestehen daher aus einem 730 nm dicken Plasma-Oxid (IMOX1), auf das eine flüssige Silanol-Lösung (SOG, engl. „Spin-On-Glass“) aufgeschleudert wird. Dabei wird die Chipoberfläche planarisiert. Bei anschließendem Ausheizen entsteht daraus eine SiO₂-Schicht. Wie in Abb. 6.2 und 6.3 ersichtlich, ätzt sich das SOG sehr schnell nasschemisch und hinterlässt daher Hohlräume bei der REM-Probenpräparation.

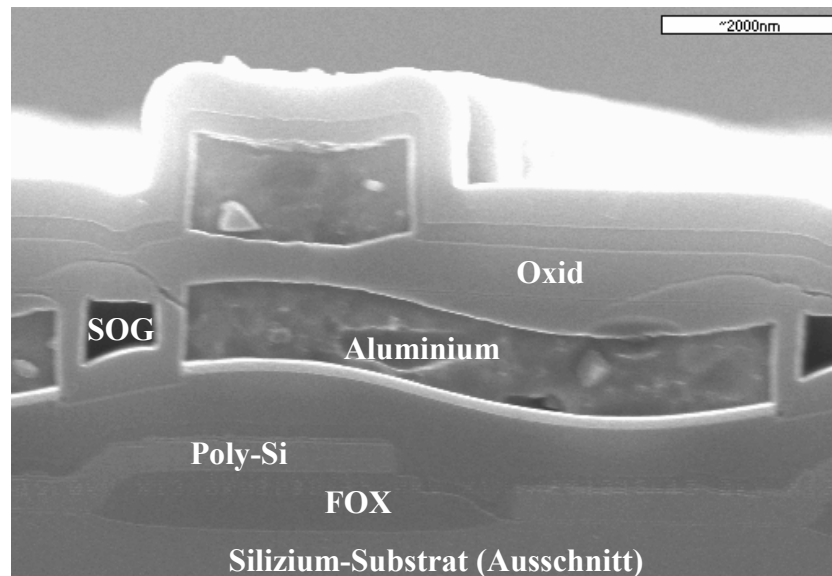


Abb. 6.2. REM-Aufnahme des Schiffs durch den Rand eines Aluminium/Polysilizium-Thermopaars des einfachen BiCMOS-Thermogenerators. Die Hohlräume zwischen den Metallbahnen sind durch die Ätzung von SOG bei der Probenpräparation mit BHF entstanden.

Nach einem Rückätzschritt auf 520 nm Oxiddicke wird ein 700 nm dickes Plasma-TEOS-Oxid (IMOX2) abgeschieden. Die elektrischen Via-Kontakte zwischen der ersten und der zweiten Metallisierung liegen genau auf dem oberen Thermoübergang und ermöglicht so dessen bessere thermische Ankopplung an die Chipoberfläche. Allerdings erkennt man in Abb. 6.3, dass die direkte Anordnung der Via-Intermetall-Kontakte über den Poly-Si-Kontakten zu einer unvollständigen Auffüllung der Via-Kontaktlöcher führt, die sich negativ auf die thermischen Eigenschaften der Struktur auswirkt. Die Chips sind durch eine Schutzschicht von 300 nm Plasmaoxid und 550 nm Plasmanitrid gegen Umwelteinflüsse passiviert, die nur an den Padstellen geöffnet wird, an denen die Strukturen elektrisch kontaktiert werden sollen.

Die Polysilizium-Streifen sind 3,2 µm breit und von Kontaktmitte zu Kontaktmitte effektiv 4,2 µm lang. Eine Generatorzelle nimmt die Fläche von 8 µm x 5 µm ein. Auf einer Gesamtfläche von 2,8 mm x 1,8 mm sind so 126.000 Generatorzellen angeordnet. Hinzu kommen noch je 10 Anschluss pads der Größe 100 µm x 100 µm pro Generator, von denen

das erste und das zweite Pad sowie das neunte und das zehnte Pad miteinander verbunden sind, um eine Vierpunktmessung des gesamten Generators zu ermöglichen. Die weiteren Anschlüsse sind Zwischenabgriffe, zwischen ihnen liegen jeweils 14.000 Generatorzellen.

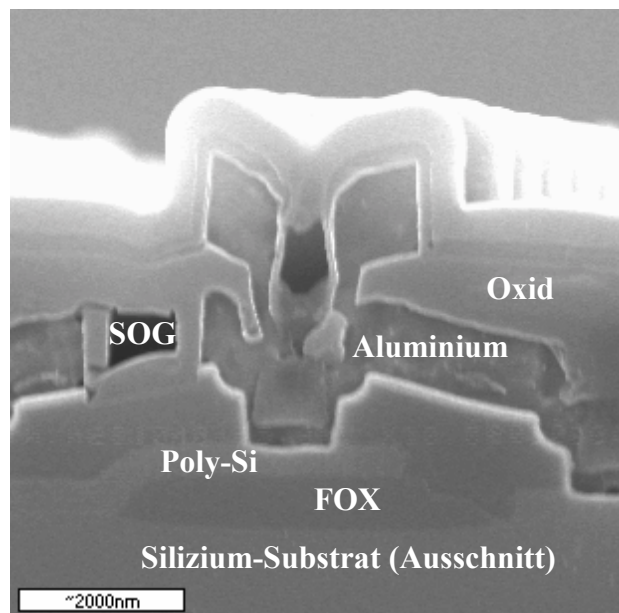


Abb. 6.3. REM-Aufnahme des Schiffs durch die Mitte eines Aluminium/Poly-Silizium-Thermopaars des einfachen BiCMOS-Thermogenerators. Die Hohlräume zwischen den Metallbahnen sind durch die Ätzung von SOG bei der Probenpräparation mit BHF entstanden.

Als nachteilig erscheint bei diesem Generatortyp, dass das obere und das untere Ende des Polysilizium-Thermoschenkels über den Metall-Schenkel aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit von Aluminium thermisch nahezu kurzgeschlossen werden. Dies setzt den Temperaturunterschied ΔT_g entsprechend herab, was im Folgenden anhand von thermischen Simulationen in MEMCAD 4.2 aufgezeigt werden soll.

6.1.2 Simulation des einfachen BiCMOS-Typs

Das in Abb. 6.4 a) dargestellte MEMCAD-Modell des TG-1500 ist gegenüber dem in Abb. 6.1 gezeigten Schema vereinfacht, zudem ist nur ein Teil des Silizium-Substrats abgebildet. Für die Simulation wurde ein Gesamttemperaturunterschied von $\Delta T = 3$ K über dem Chip angenommen, die verwendeten Materialwerte können Tab. 6.1 entnommen werden. Wie bereits ausgeführt, erkennt man anhand des Plots der Wärmestromdichte (Abb. 6.4 b), dass ein Großteil der Wärme über den Aluminiumschenkel abfließt. Es verbleibt ein Temperaturabfall über dem Polysilizium-Thermoschenkel von $\Delta T_g = 0,11$ K.

In Kap. 5 wurden die Materialwerte von Phosphor-diffundiertem Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung ermittelt, es gelten $\alpha = \alpha_{Al} - \alpha_n = 55 \mu V K^{-1}$, $\rho_n = 0,63 m\Omega cm$, $\rho_{Al} = 0,0031 m\Omega cm$ und $R_{cn} = 3,9 \Omega$. Damit errechnet sich bei $\Delta T = 3 K$ eine Leerlaufspannung von 0,8 V beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $5 V cm^{-2} K^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $0,80 \mu W cm^{-2}$ bei $\Delta T = 3 K$, was einem Leistungsfaktor von $0,09 \mu W cm^{-2} K^{-2}$ entspricht.

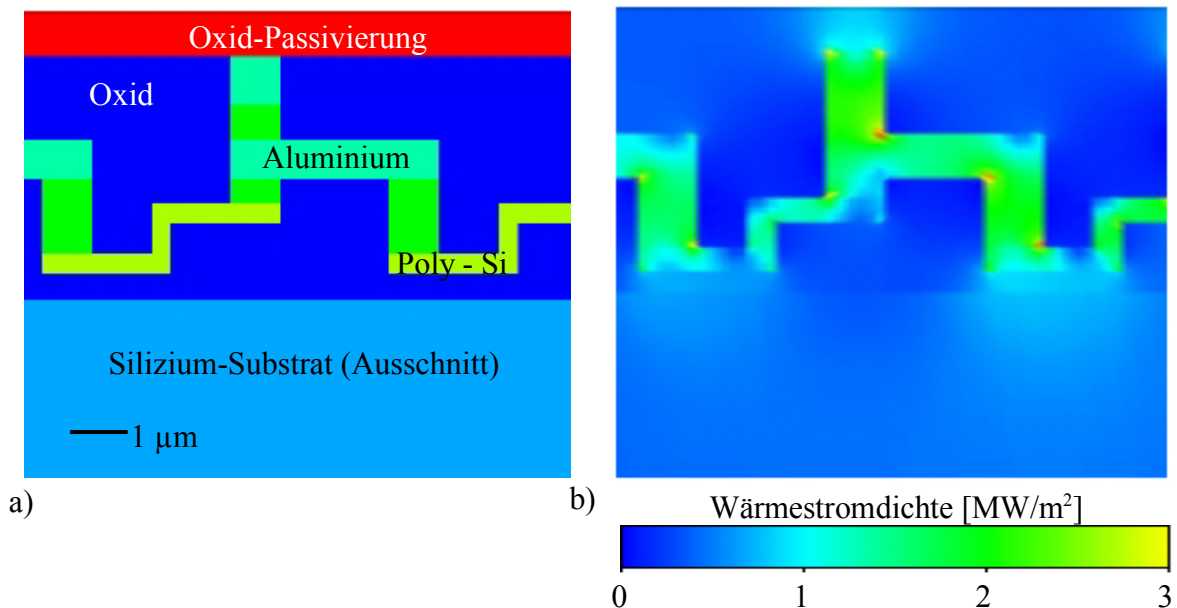


Abb. 6.4. Thermische MEMCAD-Simulation des einfachen BiCMOS-Generators: a) Modell einer Zelle und b) Plot der berechneten Wärmestromdichten bei $\Delta T = 3 K$ über dem gesamten Chip.

Material	Wärmeleitfähigkeit [$W m^{-1} K^{-1}$]	Spezifische Wärmekapazität [$J kg^{-1} K^{-1}$]	Dichte [$kg m^{-3}$]
Siliziumdioxid	1,14 [141]	780 [46]	2270 [144]
Silizium	145 [143]	710 [137]	2330 [137]
Aluminium	238 [105]	900 [137]	2702 [137]
Polysilizium	20 [107]	700 [46]	2330 [137]

Tab. 6.1. Die in den thermischen Simulation mit MEMCAD und ANSYS verwendeten Materialwerte aus der Literatur.

Der durch den Peltier-Effekt und den Joule-Effekt an einem Thermoübergang nach Gl. (3.21) beziehungsweise Gl. (3.22) umgesetzte Wärmestrom beträgt nach diesen Erwartungen $q_h^{cl} \approx q_c^{cl} \approx 750 pW$, was einen vernachlässigbaren Bruchteil des gesamten durch einen Theroschenkel fließenden Wärmestroms darstellt.

6.2 Zweite Generation: Der doppelte BiCMOS-Typ

Um davon zu profitieren, dass der Seebeck-Koeffizient quadratisch in die thermoelektrische Güte Z^* eingeht (Gl. 3.17), ist es vorteilhaft, die Thermopaare der Generatoren aus je einem n-dotierten und einem p-dotierten Polysiliziumschenkel herzustellen. So kann die Thermokraft von Polysilizium beim doppelten BiCMOS-Thermogenerator (TG2) doppelt genutzt werden. Außer reinem Polysilizium soll wegen der geringeren Wärmeleitfähigkeit auch Poly-Silizium-Germanium als thermoelektrisches Material Verwendung finden.

6.2.1 Aufbau des doppelten BiCMOS-Typs

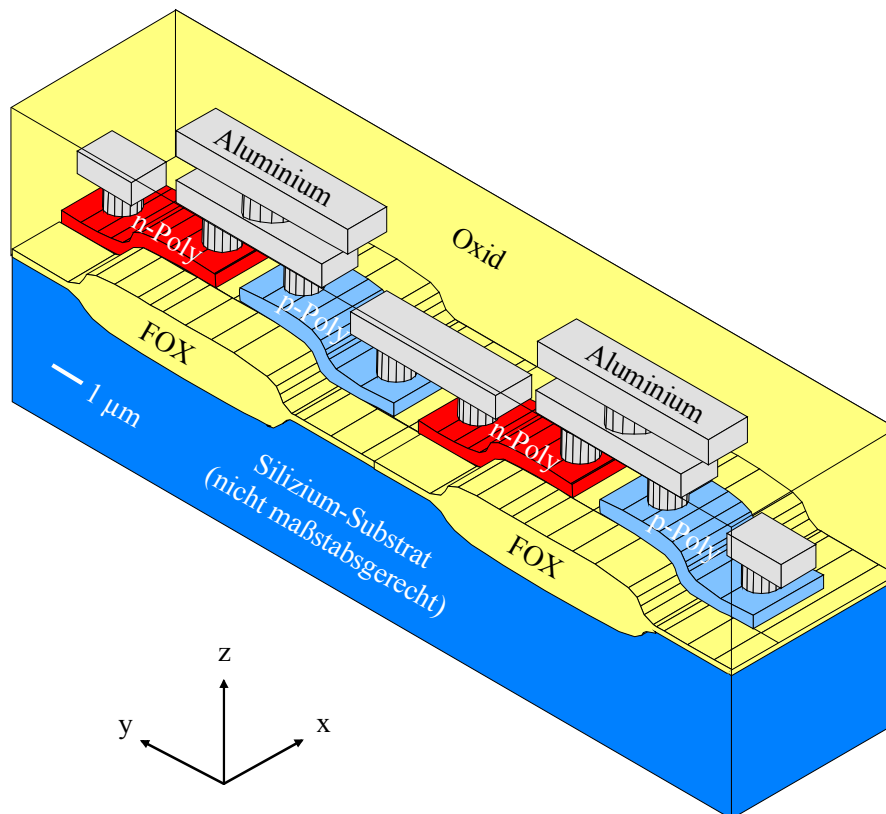


Abb. 6.5. Schematische Ansicht von zwei Generatorzellen des doppelten BiCMOS-Thermogenerators.

Da die Untersuchung des einfachen BiCMOS-Typs ergibt, dass eine möglichst dicke thermische Oxidbarriere von Vorteil für den Generator ist (vgl. 7.1.2), wird auf dem $675\ \mu\text{m}$ dicken Silizium-Substrat lokal mittels des LOCOS-Prozesses ein $1,6\ \mu\text{m}$ dickes Feldoxid (FOX) generiert. Auf ein ganzflächig thermisch gewachsenes $20\ \text{nm}$ dickes Gate-Oxid findet die amorphe CVD-Abscheidung der $400\ \text{nm}$ dicken Polysiliziumschicht statt. Dabei wurde neben solchen mit reinem Polysilizium auch Wafer mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%} gefertigt. Durch Implantation wird die lackmaskierte Polysiliziumschicht teilweise mit Phosphor n- und teilweise mit Bor p-dotiert. Phosphor wird dabei mit einer Energie von $130\ \text{keV}$ und einer Dosis von $1 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-2}$ implantiert, Bor mit $40\ \text{keV}$ und der gleichen Dosis von $1 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-2}$ (siehe 2.2.1). Im Anschluss erfolgt durch einen Temperschnitt die Kristallisation und Aktivierung des dotierten Polysiliziums. Mittels einer Trockenätzung werden die n- und p-Schenkel so strukturiert, dass sich je eines ihrer beiden Enden auf der Oxidbarriere befindet, während die andere Seite topographisch tiefer liegt (siehe Abb. 6.5).

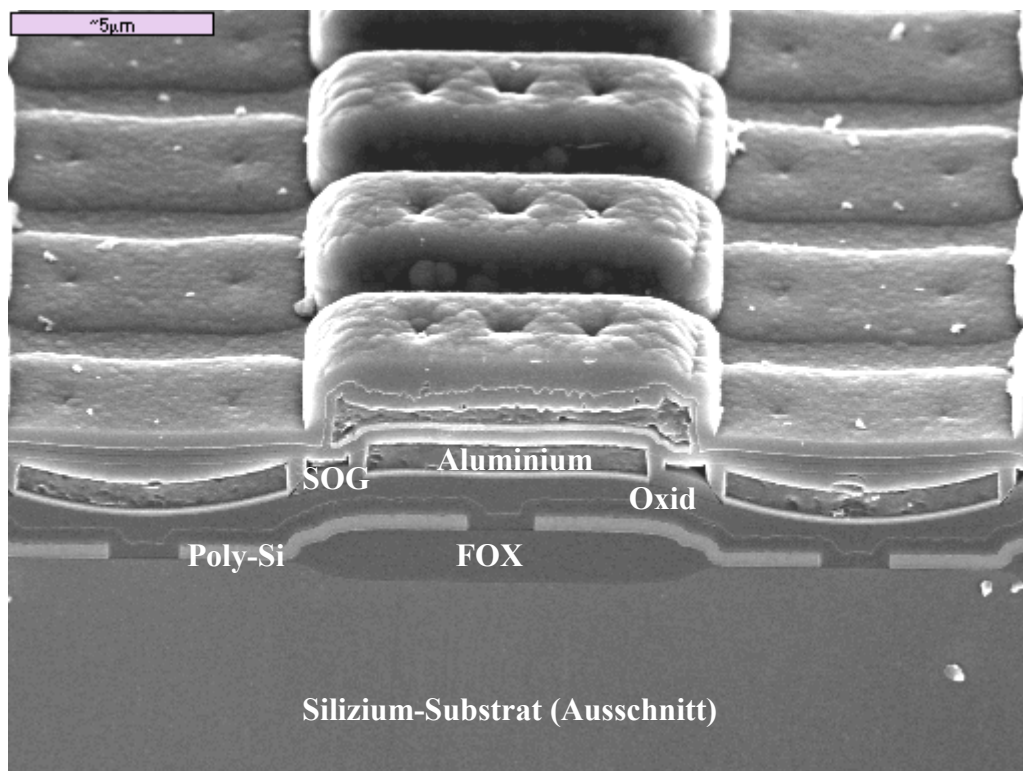


Abb. 6.6. REM-Aufnahme des Schiffs durch den Rand eines n-Poly/p-Polysilizium-Thermopaars des doppelten BiCMOS-Thermogenerators. Die Hohlräume zwischen den Metallbahnen sind durch die Ätzung von SOG bei der Probenpräparation mit BHF entstanden.

Da ein direkter elektrischer Kontakt der p- und n-Schenkel einen hochohmigen pn-Übergang zur Folge hat, wie durch Voruntersuchungen belegt werden konnte, sind die Thermoschenkel nur indirekt über $800\ \text{nm}$ dicke Metallbrücken miteinander verbunden.

Um eine bessere thermische Ankopplung zur Chipoberfläche zu erreichen, befindet sich auf den jeweils oberen Metallbrücken ein zweite Metalllage von 1200 nm Dicke, die durch einen Via-Kontakt an die erste Ebene angeschlossen ist. Das Via befindet sich dabei genau zwischen den beiden Polysilizium-Kontakten, um eine unvollständige Füllung wie beim einfachen BiCMOS-Typ zu vermeiden (vgl. Abb. 6.3 und 6.7). Die Aluminium-Metallisierungslagen, die dazwischen befindlichen Intermetalloxide und die Passivierung sind im weiteren entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 6.1.1 prozessiert. REM-Aufnahmen der fertig prozessierten Strukturen sind in Abb. 6.6 und 6.7 dargestellt.

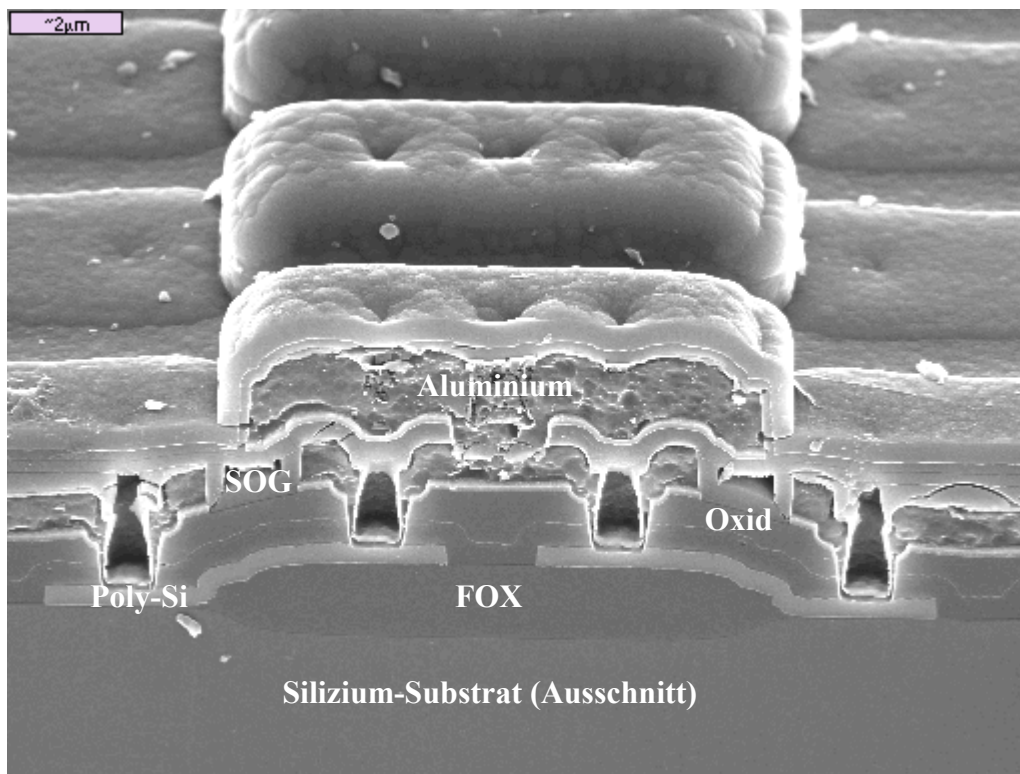


Abb. 6.7. REM-Aufnahme des Schiffs durch die Mitte eines n-Poly/p-Polysilizium-Thermopaars des doppelten BiCMOS-Thermogenerators. Die Hohlräume zwischen den Metallbahnen und in den Kontakten sind durch die Ätzung von SOG bei der Probenpräparation mit BHF entstanden.

Die Polysilizium-Streifen sind 3 µm breit und von Kontaktmitte zu Kontaktmitte effektiv 4,3 µm lang. Eine Generatorzelle nimmt die Fläche von 17 µm x 5 µm ein. Auf einer Gesamtfläche von 2,8 mm x 1,8 mm sind so 59.400 Zellen angeordnet. Dazu kommen noch je 10 Anschlusspads der Größe 100 µm x 100 µm pro Generator, von denen das erste und das zweite sowie das neunte und das zehnte miteinander verbunden sind, um eine Vierpunktmessung des gesamten Generators zu ermöglichen. Die weiteren Anschlüsse sind Zwischenabgriffe, zwischen ihnen liegen jeweils 6600 Generatorzellen.

6.2.2 Simulation des doppelten BiCMOS-Typs

Aufgrund der Symmetrie reicht es, bei den ANSYS-Modellen des doppelten BiCMOS-Generators nur eine halbe Zelle zu betrachten. Das Substrat wird im Folgenden nur in Ausschnitten abgebildet, geht aber voll in die Rechnungen ein. Für die Simulation wird ein Gesamttemperaturunterschied von $\Delta T = 3$ K über dem Chip als Randbedingung verwendet, es werden die in Tab. 6.1 angegebenen Materialwerte angenommen. Allerdings muss zwischen Generatoren mit reinem Polysilizium und solchen mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%} unterschieden werden. Die Wärmeleitfähigkeiten dieser Materialien sind aus Kap. 5 bekannt und betragen im Mittel $\lambda = 31,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für implantiertes reines Polysilizium und $\lambda = 10,3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für implantiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%}.

Doppelter BiCMOS-Typ mit reinem Polysilizium

Abb. 6.8 a) zeigt das ANSYS-Modell und Abb. 6.8 b) die in ANSYS 5.6 simulierte Temperaturverteilung der Generatorzelle. Zu erkennen sind die Isothermen im Abstand von 0,1 K. Über dem Polysilizium-Thermoschenkel ergibt sich ein Temperaturabfall von $\Delta T_g = 0,37$ K.

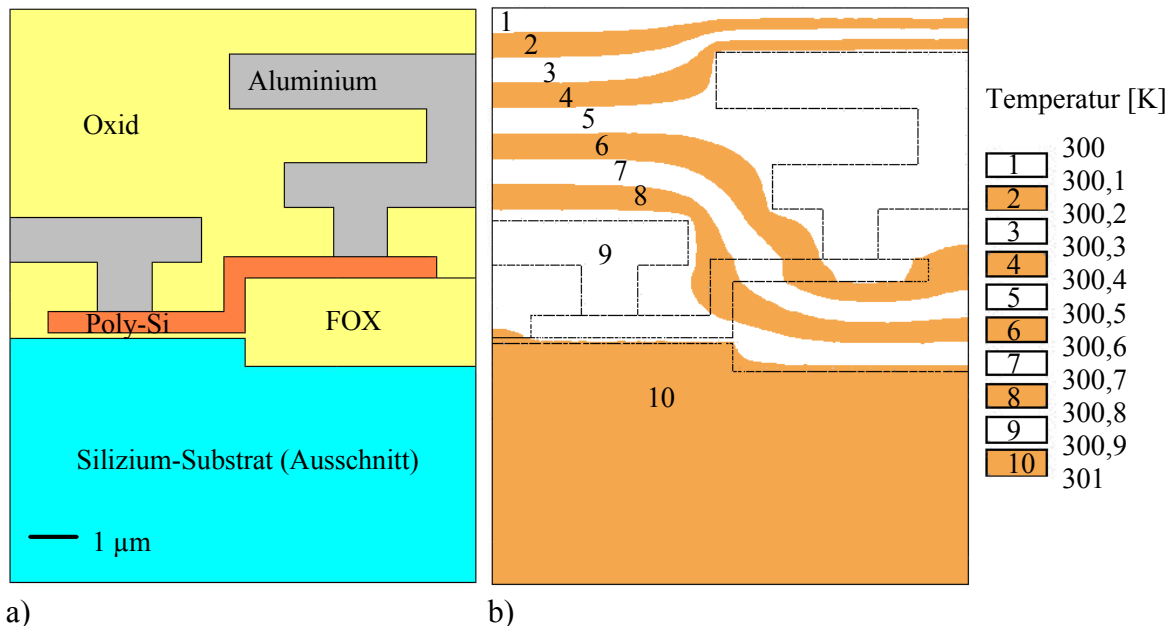


Abb. 6.8. Thermische ANSYS-Simulation des doppelten BiCMOS-Generators mit reinem Polysilizium: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3$ K über dem gesamten Chip.

Es gelten die in Kap. 5 gemessenen Materialwerte von implantiertem Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung, $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 160 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 0,813 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 2,214 \text{ m}\Omega\text{cm}$, zudem beträgt der mittlere Kontaktwiderstand $R_c = 23 \Omega$. Damit errechnet sich bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ eine Leerlaufspannung von 3,5 V beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $23 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $5,15 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, was einen Leistungsfaktor von $0,57 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bedeutet. Der durch Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang umgesetzte Wärmestrom ist bei diesen Annahmen mit etwa 7 nW vernachlässigbar klein gegenüber dem gesamten durch einen Thermoschenkel fließenden Wärmestrom.

Doppelter BiCMOS-Typ mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%}

Für den Fall des doppelten BiCMOS-Generators mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%} sind das ANSYS-Modell in Abb. 6.9 a) und die simulierte Temperaturverteilung der Generatorzelle in Abb. 6.9 b) dargestellt. Ersichtlich sind wieder die Isothermen im Abstand von 0,1 K. Über dem PolySiGe-Thermoschenkel liegt eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_g = 0,49 \text{ K}$.

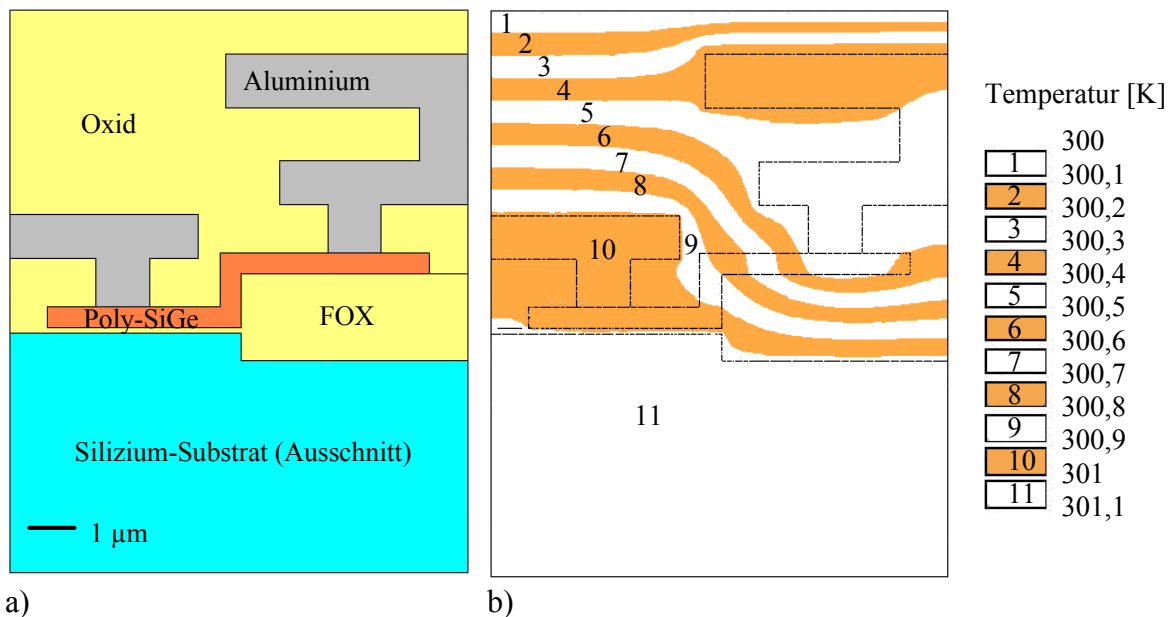


Abb. 6.9. Thermische ANSYS-Simulation des doppelten BiCMOS-Generators mit Poly-SiGe: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ über dem gesamten Chip.

Die Materialwerte von implantiertem Poly-SiGe und der Aluminium-Metallisierung nach Kap. 5 sind $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 136 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 2,37 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 1,87 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $R_c = 94 \Omega$. Damit errechnet sich bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ eine Leerlaufspannung von 4 V oder allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $26 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche

beträgt $2,48 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, was einem Leistungsfaktor von $0,28 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ entspricht. Obwohl sich also die Leerlaufspannung des Generators durch den Einsatz von Poly-SiGe gegenüber reinem Polysilizium aufgrund der thermischen Verbesserung vergrößert, vermindert sich seine Ausgangsleistung durch den höheren elektrischen Innenwiderstand. Der durch den Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang erzeugte Wärmestrom ist bei diesen Annahmen wieder vernachlässigbar gegenüber dem gesamten durch einen Thermoschenkel fließenden Wärmestrom und beträgt etwa 3 nW .

6.3 Zweite Generation: Typen mit Mikrokavitäten

Ausgehend vom doppelten BiCMOS-Generator können die in 2.2.2 beschriebenen mikro-mechanischen Techniken verwendet werden um die thermischen Eigenschaften der Struktur weiter zu verbessern. Die Idee dabei ist es, das kältere Ende der Thermoschenkel thermisch so gut wie möglich von ihrem wärmeren Ende zu isolieren. Dazu werden im Folgenden zwei Ansätze untersucht. Zum einen wird die Feldoxid-Barriere nasschemisch geätzt und so durch eine Kavität ersetzt, zum anderen werden mittels einer Trockenätztechnik Kavitäten im Silizium-Substrat erzeugt.

6.3.1 Aufbau des Hohlraum-Generators

Abweichungen von der Prozessierung des doppelten BiCMOS-Generators ergeben sich bei der Hohlraum-Variante nach der Strukturierung des Polysiliziums. Poly-Silizium-Germanium kommt bei dieser Generatorvariante nicht zur Verwendung, da etwaige Kontaminationen der Fertigungslinie durch Poly-SiGe bei der Freizätzung vermieden werden sollen. Auf das Polysilizium wird 100 nm Siliziumnitrid (Si_3N_4) ganzflächig abgeschieden. Durch eine Fotolackmaske werden in dieses Nitrid Löcher geätzt, die jeweils $0,8 \mu\text{m} \times 0,7 \mu\text{m}$ groß sind und sich zwischen den beiden höher liegenden Enden der Thermoschenkel über dem Feldoxid befinden (siehe Abb. 6.10). Das Nitrid dient als Hartmaske für die anschließende nasschemische Oxidätzung. Das Feldoxid dient dabei als Opferoxid. Es wird erwartet, dass die im Feldoxid freigeätzten Kavitäten einen höheren thermischen Widerstand als das Oxid besitzen und so die thermische Isolation der oberen Thermoschenkelenden erhöhen. Durch die 20minütige mit Ammoniumfluorid gepufferte Flusssäureätzung werden Hohlräume in das Feldoxid geätzt, die einen Durchmesser von etwa $4,6 \mu\text{m}$ aufweisen (siehe Abb. 6.11). Bei einer weiter verlängerten Ätzung verbinden sich die einzelnen Hohlräume benachbarter Generatorzellen zu je einer einzigen, senkrecht zu den Thermoschenkeln verlaufenden Kavität.

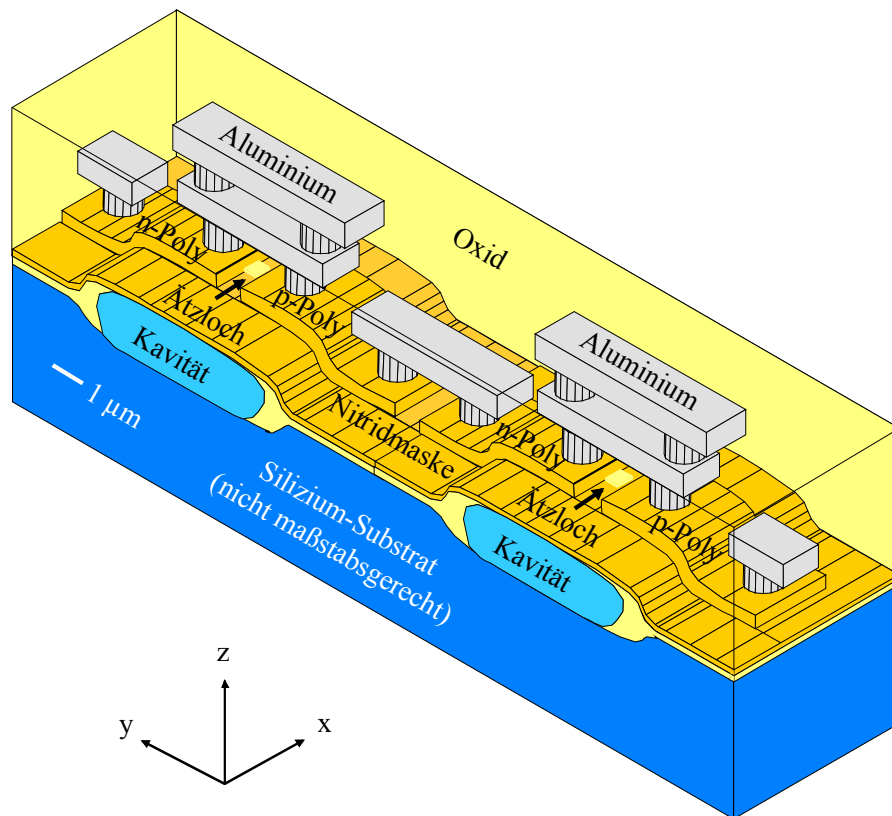


Abb. 6.10. Schematische Ansicht von zwei Generatorzellen des doppelten BiCMOS-Thermogenerators mit Kavitäten im Feldoxid.

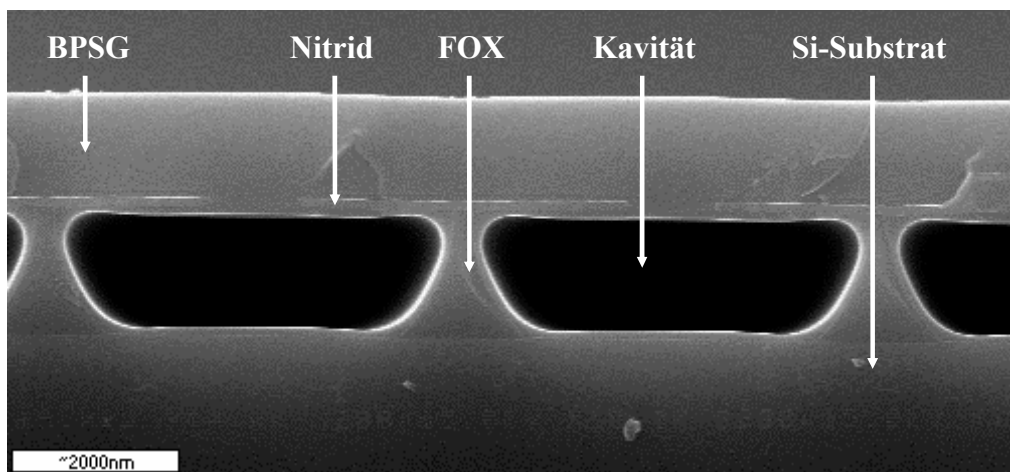


Abb. 6.11. REM-Aufnahme der in das Feldoxid geätzten Kavitäten beim doppelten BiCMOS-Thermogenerator nach Verschluss der Ätzlöcher mit BPSG. Blickrichtung parallel zu den Thermoschenkeln (y-Richtung von Abb. 6.10).

Dabei muss jedoch bedacht werden, dass parallel zu den Thermoschenkeln nicht zu weit bis in das Gate-Oxid hinein geätzt werden darf, da sonst die gesamte Nitridschicht unterätzt werden könnte. Beim Verschluss der Ätzlöcher mit BPSG verbleibt in den Kavitäten ein Restdruck von ca. 350 mbar [145]. Analog den in 5.2.1 angestellten Überlegungen kann abgeschätzt werden, dass die Wärmeleitfähigkeit der Kavitäten trotz dieses Unterdrucks ihrer inneren Wärmeleitfähigkeit, also der von Luft entspricht. Bei der weiteren Prozessierung muss die Kontaktlochätzung auf das Polysilizium verlängert werden, um durch die zusätzliche Nitridschicht zu gelangen. Ansonsten erfolgt die weitere Prozessierung analog der unter 6.2.1 beschriebenen. Statt einem Via in der Mitte der Metallbrücken befinden sich nun insgesamt zwei Vias zwischen den Metallbrücken, angeordnet an den Rändern. Dies dient einer besseren thermischen Ankopplung an die Chipoberseite. Die Polysilizium-Streifen sind 3 μm breit und von Kontaktmitte zu Kontaktmitte effektiv 5 μm lang. Eine Generatorzelle nimmt die Fläche von 17 μm x 5 μm ein. Auf einer Gesamtfläche von 2,8 mm x 1,8 mm sind so 59.400 Zellen angeordnet. Dazu kommen wieder je 10 Anschlusspads der Größe 100 μm x 100 μm pro Generator, von denen das erste und das zweite sowie das neunte und das zehnte miteinander verbunden sind, um eine Vierpunktmessung des gesamten Generators zu ermöglichen. Die weiteren Anschlüsse sind Zwischenabgriffe, zwischen ihnen liegen jeweils 6600 Generatorzellen.

6.3.2 Simulation des Hohlraum-Generators

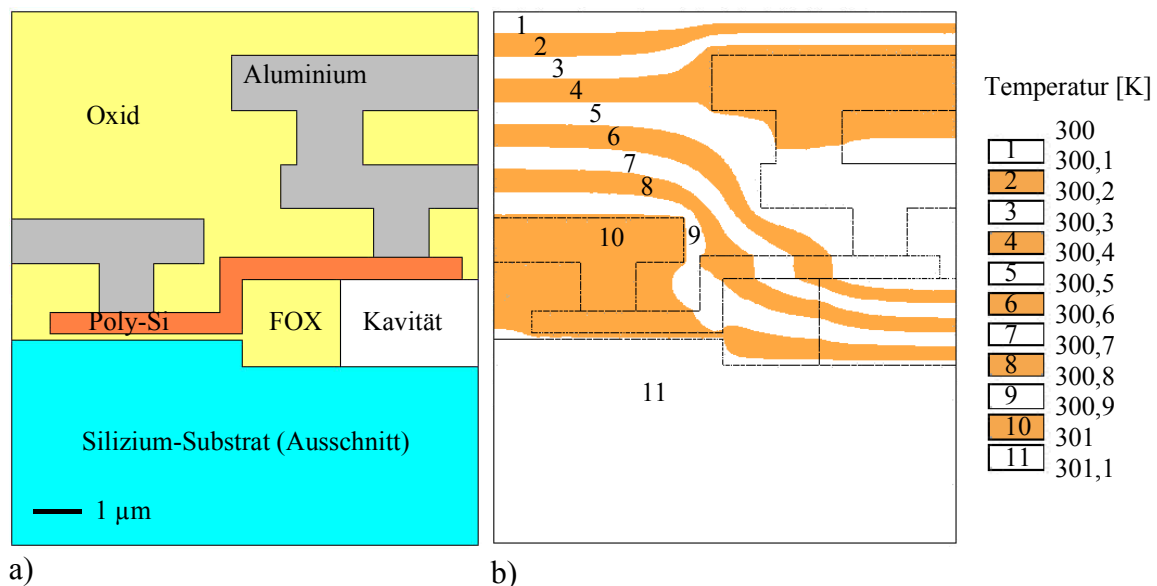


Abb. 6.12. Thermische ANSYS-Simulation des Hohlraum-Generators mit Polysilizium: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3$ K über dem gesamten Chip.

Im Vergleich zum ANSYS-Modell des doppelten BiCMOS-Generators wird beim Hohlraum-Typ zusätzlich die Kavität im Feldoxid berücksichtigt (vgl. Abb. 6.12. a). Dieser wird die Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff, also $\lambda = 0,026 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ zugewiesen. Die Wärmeleitfähigkeit von implantiertem Polysilizium beträgt $\lambda = 31,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, die weiteren Materialparameter finden sich in Tab. 6.1. In Abb. 6.12 b) ist die Temperaturverteilung der Generatorzelle mit den Isothermen im Abstand von 0,1 K bei einer Gesamttemperaturdifferenz von $\Delta T = 3 \text{ K}$ dargestellt. Über dem Polysilizium-Thermoschenkel ergibt sich in der Simulation ein Temperaturabfall von $\Delta T_g = 0,51 \text{ K}$. Für die folgenden Rechnungen werden die in Kap. 5 zusammengestellten Materialwerte von implantiertem Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung, $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 160 \text{ } \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 0,813 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 2,214 \text{ m}\Omega\text{cm}$, und $R_c = 23 \text{ } \Omega$ zugrunde gelegt. Es errechnet sich eine Leerlaufspannung von 4,8 V beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $32 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $9,0 \text{ } \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, das bedeutet einen Leistungsfaktor von $1,00 \text{ } \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Der durch Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang umgesetzte Wärmestrom ist bei diesen Annahmen mit etwa 9 nW wieder klein gegenüber dem gesamten durch einen Thermoschenkel fließenden Wärmestrom.

6.3.3 Aufbau des Generators mit Substratkavitäten

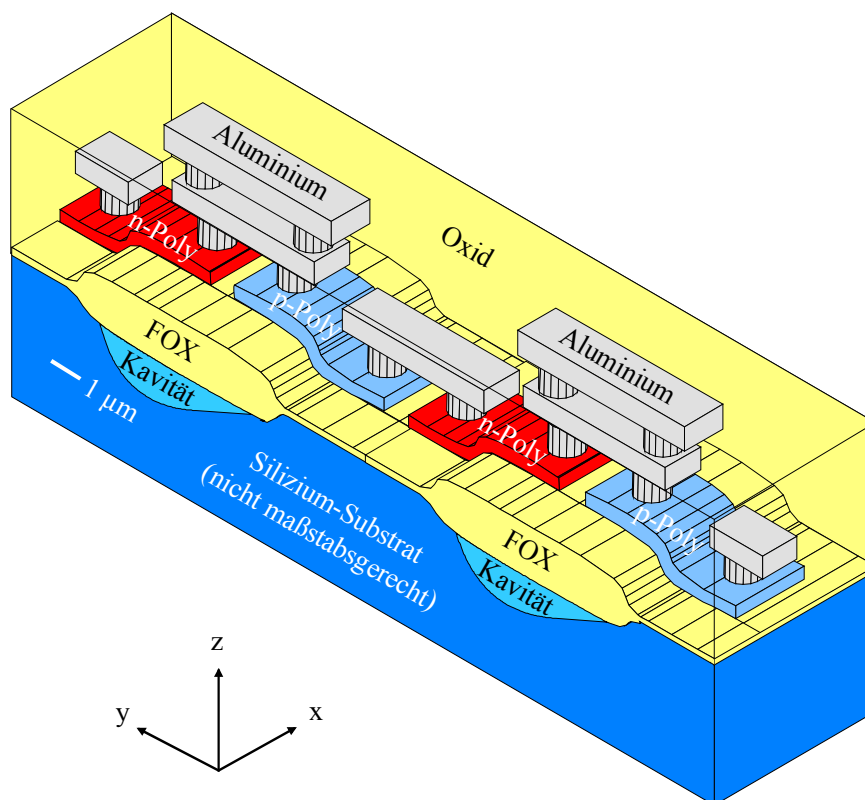


Abb. 6.13. Schematische Ansicht von zwei Generatorzellen des doppelten BiCMOS-Thermogenerators mit Kavitäten im Substrat.

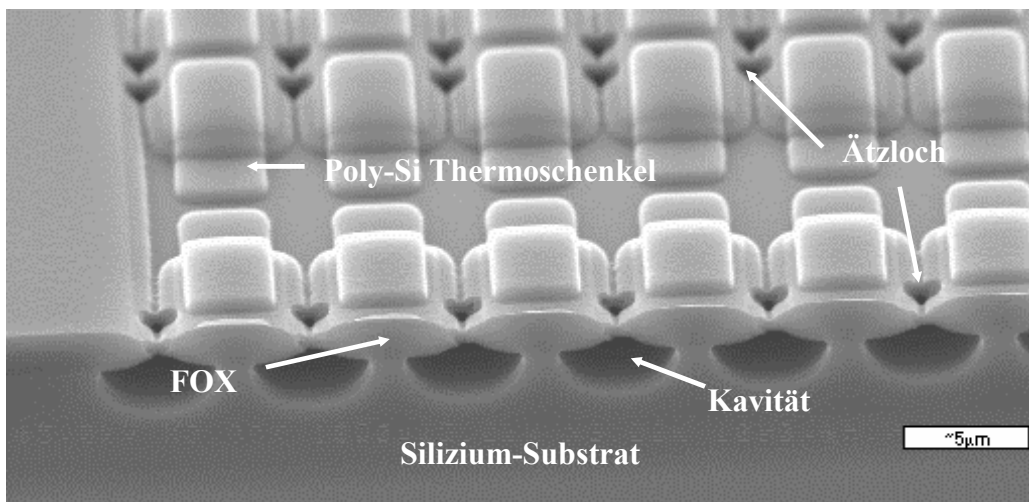


Abb. 6.14. REM-Aufnahme der in das Substrat geätzten Kavitäten beim doppelten BiCMOS-Thermogenerator vor Verschluss der Ätzlöcher mit BPSG. Die Bruchrichtung liegt senkrecht zu den Thermoschenkeln (x-Richtung von Abb. 6.13).

Die Abweichungen von der Prozessierung des doppelten BiCMOS-Generators beginnen beim Generator mit Substratkavitäten nach der Strukturierung des Polysiliziums. Von diesem Generatortyp sind auch Exemplare mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%} gefertigt worden.

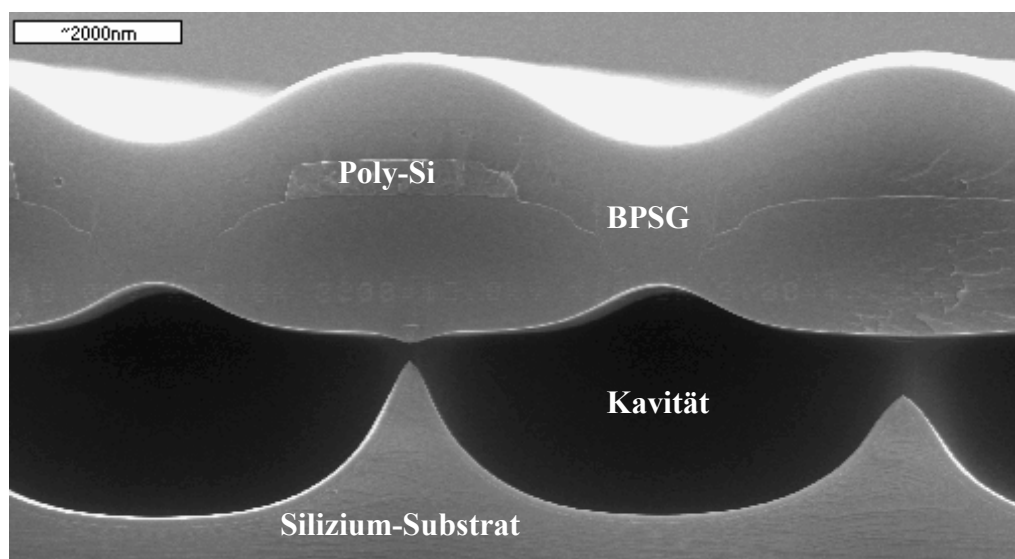


Abb. 6.15. REM-Aufnahme der in das Substrat geätzten Kavitäten beim doppelten BiCMOS-Thermogenerator nach Verschluss der Ätzlöcher mit BPSG. Die Ätzzeit ist gegenüber der in Abb. 6.14 gezeigten verlängert. Die Bruchrichtung ist senkrecht zu den Thermoschenkeln (x-Richtung von Abb. 6.13).

Auf das Polysilizium wird 600 nm TEOS-Oxid ganzflächig abgeschieden, das im Anschluss mit einem Temperschritt verdichtet wird. Durch eine Fotolackmaske werden in dieses Oxid Löcher geätzt, die jeweils $0,8 \mu\text{m} \times 1,0 \mu\text{m}$ groß sind und sich neben den beiden höher liegenden Enden der Thermoschenkel über dem Feldoxid befinden (siehe Abb. 6.14). Das Oxid dient als Hartmaske für die anschließende isotrope Trockenätzung ins Substrat. Ziel ist dabei durch die ins Silizium-Substrat geätzten Kavitäten mit ihrem höheren thermischen Widerstand als Silizium die thermische Isolation der oberen Thermoschenkelenden zu erhöhen. Medium der isotropen Siliziumätzung ist Kohlenstofftetrafluorid (CF_4). Es werden dabei Hohlräume in das Silizium-Substrat geätzt, die einen Durchmesser von etwa $4,4 \mu\text{m}$ aufweisen (vgl. Abb. 6.14). Die Ätzzeit ist nach Vorlage dieses Ergebnisses über die Ätzrate so verlängert worden, dass sich die einzelnen Hohlräume benachbarter Generatorzellen zu je einer einzigen, senkrecht zu den Thermoschenkeln verlaufenden Kavität verbinden (siehe Abb. 6.15).

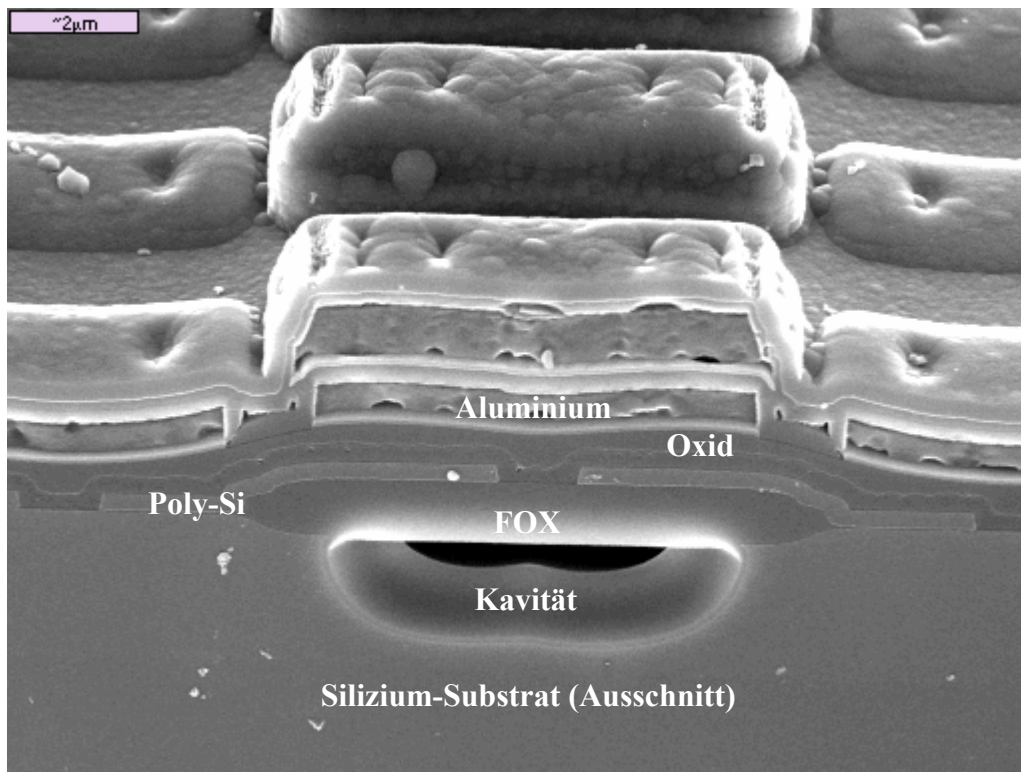


Abb. 6.16. REM-Aufnahme des Schliffs durch den Rand eines n-Poly/p-Polysilizium-Thermopaars des doppelten BiCMOS-Thermogenerators. Unter dem Feldoxid befindet sich die Kavität im Substrat.

Beim Verschluss der Ätzlöcher mit BPSG verbleibt in den Kavitäten ein Restdruck von ca. 350 mbar [145]. Bei der weiteren Prozessierung muss die Kontaktlochätzung auf das Polysilizium verlängert werden, um durch die zusätzliche Oxidschicht zu gelangen. Ansonsten erfolgt die weitere Prozessierung analog der des Hohlraum-Typs. Die Polysilizium-Streifen

sind $3\ \mu\text{m}$ breit und von Kontaktmitte zu Kontaktmitte effektiv $5,3\ \mu\text{m}$ lang. Eine Generatorzelle nimmt die Fläche von $19\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ ein. Auf einer Gesamtfläche von $3,1\ \text{mm} \times 2,2\ \text{mm}$ sind so 59.400 Zellen angeordnet. Dazu kommen wieder je 10 Anschlusspads der Größe $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pro Generator, von denen das erste und das zweite sowie das neunte und das zehnte miteinander verbunden sind, um eine Vierpunktmessung des gesamten Generators zu ermöglichen. Die weiteren Anschlüsse sind Zwischenabgriffe, zwischen ihnen liegen jeweils 6600 Generatorzellen. In Abb. 6.16 und Abb. 6.17 sind REM-Aufnahmen von Generatorzellen des doppelten BiCMOS-Typs mit Substratkavitäten gezeigt.

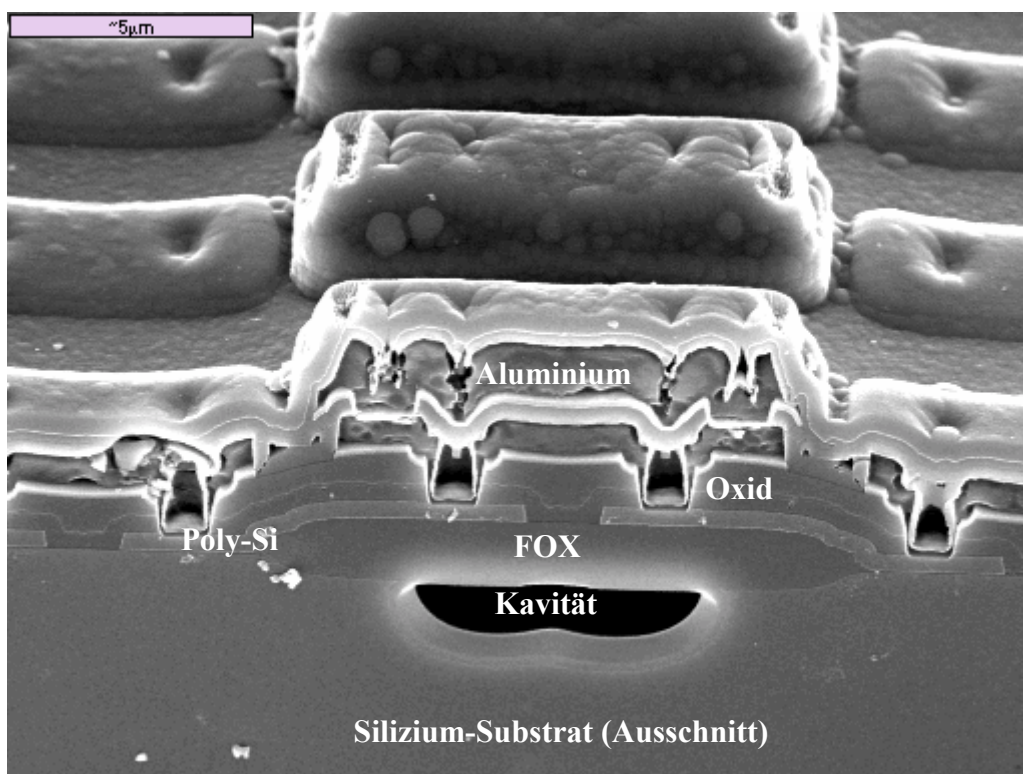


Abb. 6.17. REM-Aufnahme des Schliffs durch die Mitte eines n-Poly/p-Polysilizium-Thermopaars des doppelten BiCMOS-Thermogenerators. Unter dem Feldoxid ist die Substratkavität ersichtlich.

6.3.4 Simulation des Generators mit Substratkavitäten

Das ANSYS-Modell des doppelten BiCMOS-Generators mit Substratkavitäten beinhaltet die Kavität im Silizium-Substrat (vgl. Abb. 6.18. a). Diese hat in der Simulation die Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff, also $\lambda = 0,026\ \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die Wärmeleitfähigkeit von implantiertem Polysilizium beträgt $\lambda = 31,4\ \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und $\lambda = 10,3\ \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für implantiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%}. Die weiteren Materialparameter finden sich in Tab. 6.1. Für die Simulati-

onen wird ein Gesamttemperaturunterschied von $\Delta T = 3 \text{ K}$ über dem Chip als Randbedingung verwendet.

Generator mit Substratkavitäten und reinem Polysilizium

Abb. 6.18 a) zeigt das ANSYS-Modell und Abb. 6.18. b) die Temperaturverteilung der Generatorzelle mit den Isothermen im Abstand von $0,1 \text{ K}$. Über dem Polysilizium-Thermoschenkel fällt bei dieser Simulation eine Temperatur von $\Delta T_g = 0,48 \text{ K}$ ab.

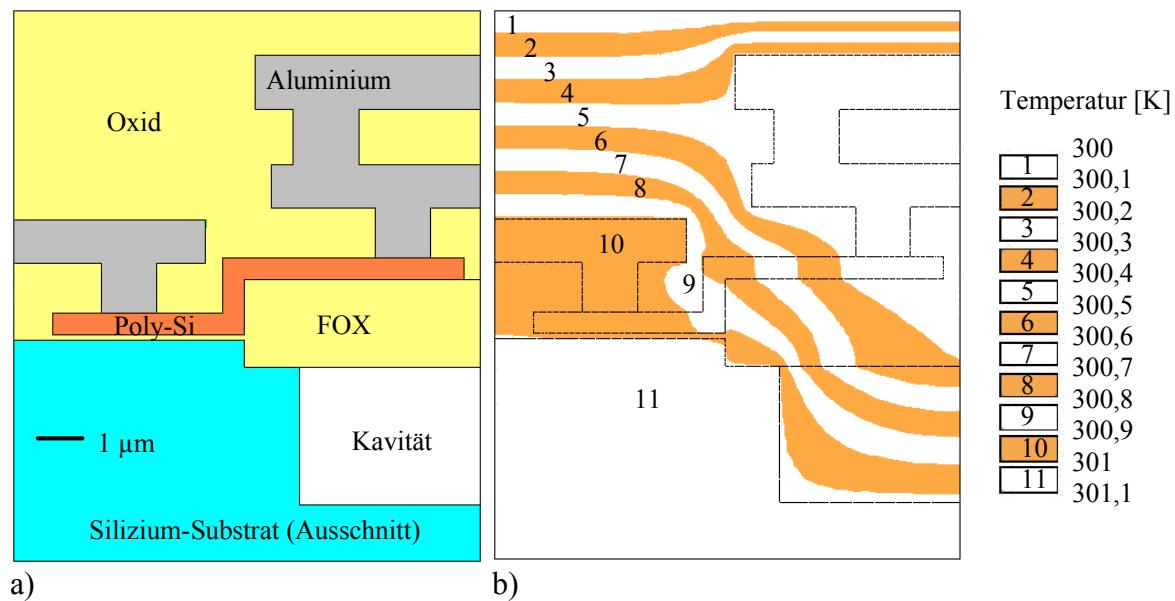


Abb. 6.18. Thermische ANSYS-Simulation des Generators mit Polysilizium und Substratkavitäten: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ über dem gesamten Chip.

Nach Kap. 5 betragen die Materialwerte von implantiertem Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung, $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 160 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 0,813 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 2,214 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $R_c = 44 \Omega$. Damit ergibt sich rechnerisch bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ eine Leerlaufspannung von $4,6 \text{ V}$ beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $30 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $5,6 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, das entspricht einem Leistungsfaktor von $0,62 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

Der durch Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang umgesetzte Wärmestrom beträgt hier etwa vernachlässigbare 6 nW .

Generator mit Substratkavitäten und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}

Für den Fall des Generators mit Substratkavitäten und Poly-Si_{70%}Ge_{30%} sind das ANSYS-Modell in Abb. 6.19. a) und die Temperaturverteilung der Generatorzelle in Abb. 6.19. b) gezeigt. Die Isothermen liegen im Abstand von 0,1 K. Über dem PolySiGe-Thermoschenkel liegt eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_g = 0,63$ K, was den höchsten Wert im Vergleich zu den anderen vorgestellten Typen darstellt.

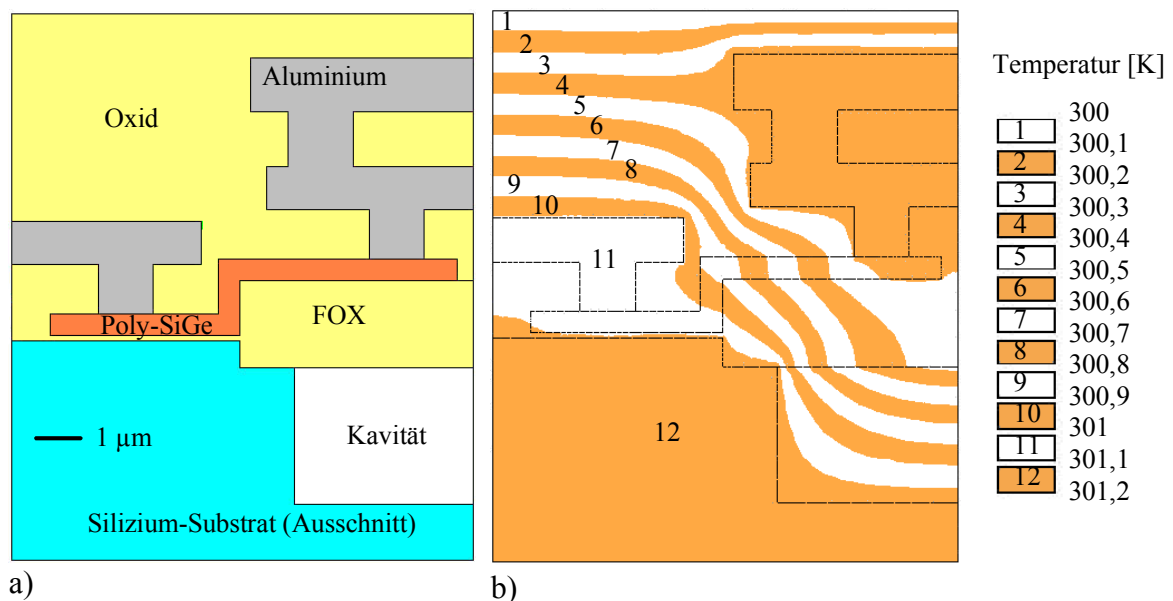


Abb. 6.19. Thermische ANSYS-Simulation des Generators mit Poly-SiGe und Substratkavitäten: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3$ K über dem gesamten Chip.

Die Materialwerte von implantiertem Poly-SiGe und der Aluminium-Metallisierung lauten nach Kap. 5 $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 136 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 2,37 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 1,87 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $R_c = 119 \Omega$. Damit erhält man bei $\Delta T = 3$ K eine Leerlaufspannung von 5 V beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $34 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $3,26 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3$ K, was einen Leistungsfaktor von $0,36 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ bedeutet. Es liegt im hohen elektrischen Innenwiderstand begründet, dass wie auch beim doppelten BiCMOS-Typ ohne Freizätzung der Generator mit Substratkavitäten bei der Verwendung von Poly-Silizium-Germanium eine niedrigere elektrische Ausgangsleistung erwarten lässt als die Generatoren aus reinem Polysilizium. Der durch den Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermübergang erzeugte Wärmestrom beträgt bei diesen Annahmen etwa vernachlässigbare 3 nW.

6.4 Dritte Generation: Der Prototyp

Die Erkenntnisse, welche aus der Herstellung der bereits vorgestellten Thermogeneratoren gewonnen werden konnten, sind in die Entwicklung der dritten Generation eingegangen. Ausgehend vom Konzept des doppelten BiCMOS-Generators sollen zum einen die verbesserten Eigenschaften der Typen mit Mikrokavitäten beibehalten werden. Da sich auf der anderen Seite die Beschränkung der elektrischen Ausgangsleistung durch den elektrischen Innenwiderstand herausgestellt hatte, müssen Wege zu dessen Reduzierung gefunden werden. Neben der Optimierung der verwendeten Materialien bietet dazu auch der geometrische Aufbau Möglichkeiten. Da sich beispielsweise der große Anteil der elektrischen Kontaktwiderstände zum gesamten elektrischen Innenwiderstand herausgestellt hat, soll beim dritten Generatortyp ein Ausgleich zwischen der Länge der Thermoschenkel und der Zahl der elektrischen Kontakte gefunden werden. Dazu dient die in 3.2.2 beschriebene gekoppelte thermoelektrische Simulation, deren Ergebnisse zunächst dargestellt werden sollen. Im Anschluss wird bei der Beschreibung der Herstellung des optimierten neuen Typs ausgeführt, welche Verbesserungen bei der Prozessierung erreicht wurden.

6.4.1 Simulation des Prototyps

Bei der geometrischen Optimierung des doppelten BiCMOS-Generators sollen sowohl die thermischen wie auch die elektrischen Eigenschaften der Generatorzellen verbessert werden. Ausgehend vom Typen mit Substratkavitäten dient dazu die Variation der Abmessungen der Thermoschenkel. Es wird dabei berücksichtigt, dass eine größere Generatorzelle bei gleicher Gesamtfläche eine Reduzierung der Zellenzahl bedeutet. Mit einer Verlängerung des Thermoschenkels ist gemeint, dass der höhere, über der Substratkavität liegende Teil des Polysiliziumstreifens verlängert wird. Dadurch vergrößert sich auch die Substratkavität entsprechend. Bei einer Verbreiterung des Polysiliziumschenkels können mehrere Kontakte parallel angeordnet werden, womit der elektrische Kontaktwiderstand erniedrigt werden kann. Außerdem wird untersucht, wie sich eine Variation der Dicke der Polysiliziumschicht auf die elektrische Ausgangsleistung der Thermogeneratoren auswirkt. Als Wärmeleitfähigkeit von implantiertem Polysilizium wird wie oben $\lambda = 31,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und $\lambda = 10,3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ für implantiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} angenommen. Weitere Materialparameter finden sich in Tab. 6.1.

Prototyp mit Substratkavitäten und reinem Polysilizium

Die Optimierung der Generatorzellen mit Substratkavität und reinem Polysilizium ergibt, dass der Thermoschenkel um 15 μm verlängert werden sollte, weil sich dort ein Maximum des thermoelektrischen Leistungsfaktors ϕ befindet. Ebenso kann ϕ erhöht werden, wenn

statt 400 nm eine 600 nm dicke Polysiliziumschicht verwendet wird. Eine Verbreiterung des Polysiliziumstreifens auf 6 μm ist ebenfalls vorteilhaft und optimiert ϕ , es werden dann an jedem Ende des Thermoschenkels je 3 Kontakte parallel angeordnet.

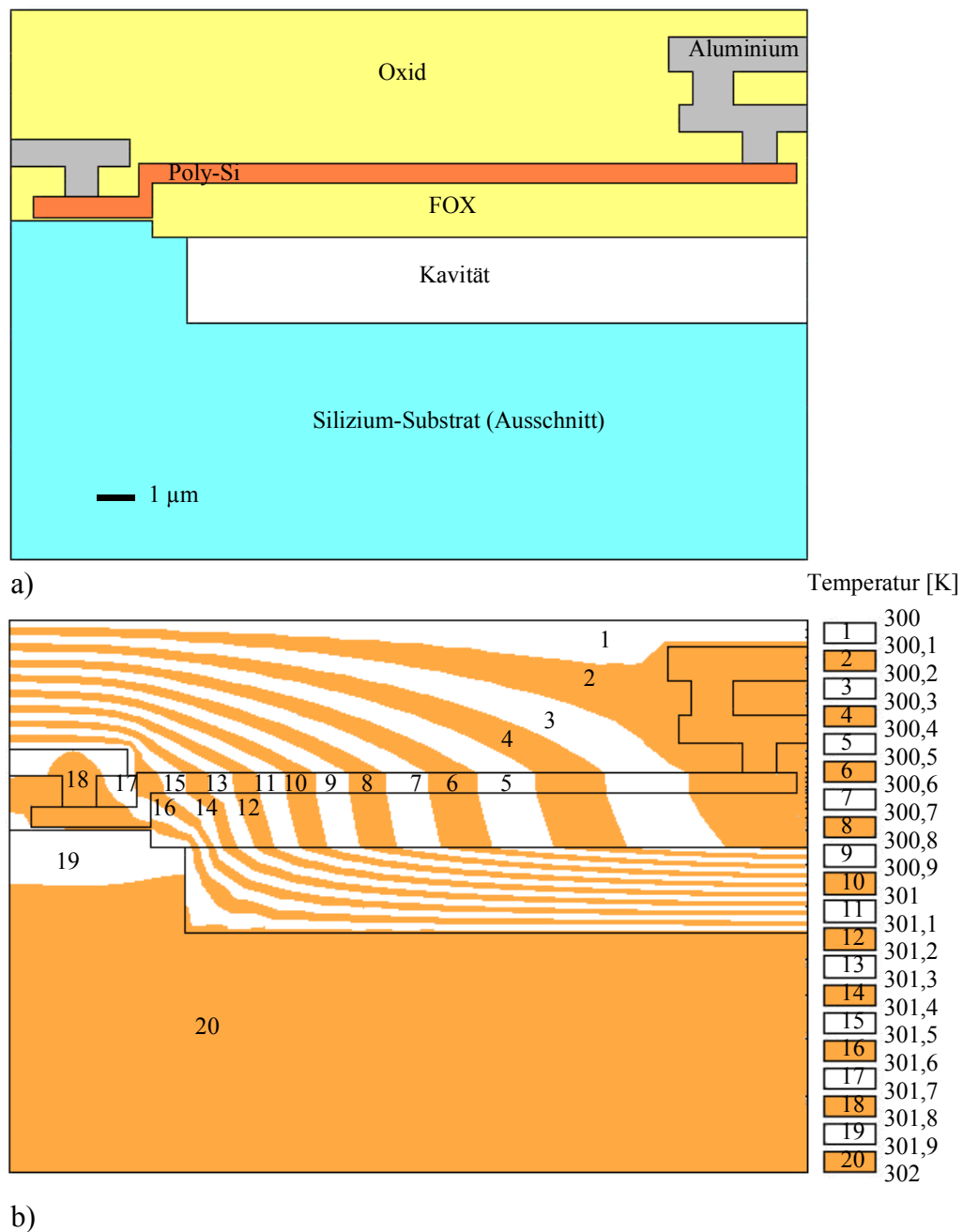


Abb. 6.20. Thermische ANSYS-Simulation des Prototyps mit Polysilizium: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ über dem gesamten Chip.

Diesen Simulationen sind die Materialwerte von implantiertem Polysilizium und der Aluminium-Metallisierung aus Kap. 5 zugrunde gelegt, nämlich $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 160 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 0,813 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 2,214 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $R_c = 23 \Omega$. Das Optimum gilt für n- und p-dotierte Schenkel gleichermaßen. Abb. 6.20. a) zeigt das ANSYS-Modell und Abb. 6.20. b) die Temperaturverteilung der Generatorzelle bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ mit den Isothermen im Abstand von $0,1 \text{ K}$. Über dem Polysilizium-Thermoschenkel liegt bei dieser Simulation ein Temperaturabfall von $\Delta T_g = 1,57 \text{ K}$. Damit ermittelt man bei $\Delta T = 3 \text{ K}$ eine Leerlaufspannung von 4 V oder allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $19 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt somit $19,7 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, das entspricht einem Leistungsfaktor von $2,19 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Der durch Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang umgesetzte Wärmestrom beträgt hier etwa 34 nW . Durch die Verwendung von Wolfram-Plugs als Kontakte ($R_{cn} = 4,0 \Omega$, $R_{cp} = 7,6 \Omega$) lässt sich der Leistungsfaktor auf $2,26 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ steigern.

Prototyp mit Substratkavitäten und Poly-Si_{70%}Ge_{30%}

Die Optimierung der Generatorzellen mit Substratkavität und Poly-Si_{70%}Ge_{30%} ergibt, dass auch hier die Thermoschenkel um $15 \mu\text{m}$ verlängert werden sollten, weil bei dieser Länge der thermoelektrische Leistungsfaktor ϕ maximal wird. Ebenso kann ϕ erhöht werden, wenn statt 400 nm eine 700 nm dicke Poly-SiGe-Schicht verwendet wird. Eine Verbreiterung des Poly-SiGe-Streifens auf $6 \mu\text{m}$ ist wieder vorteilhaft und optimiert ϕ , es werden dann an jedem Ende des Thermoschenkels je 3 Kontakte parallel angeordnet. Diesen Simulationen sind die Materialwerte von implantiertem Poly-SiGe und der Aluminium-Metallisierung aus Kap. 5 zugrunde gelegt, nämlich $\alpha = \alpha_p - \alpha_n = 136 \mu\text{VK}^{-1}$, $\rho_n = 2,37 \text{ m}\Omega\text{cm}$, $\rho_p = 1,87 \text{ m}\Omega\text{cm}$ und $R_c = 119 \Omega$. Das Optimum ist gleich für n- und p-dotierte Schenkel.

Für den Fall des Generators mit Substratkavitäten und Poly-Si_{70%}Ge_{30%} sind das ANSYS-Modell in Abb. 6.21 a) und die Temperaturverteilung der Generatorzelle in Abb. 6.21 b) gezeigt. Die Isothermen befinden sich wie üblich im Abstand von $0,1 \text{ K}$. Über dem Poly-SiGe-Thermoschenkel liegt eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_g = 1,72 \text{ K}$, was den höchsten Wert im Vergleich zu den bereits vorgestellten Typen darstellt. Für $\Delta T = 3 \text{ K}$ ergibt sich damit eine Leerlaufspannung von $3,7 \text{ V}$ beziehungsweise allgemein auf die Generatorfläche bezogen von $17 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Die elektrische Ausgangsleistung pro Fläche beträgt $12,3 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, was einen Leistungsfaktor von $1,38 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ darstellt. Der durch den Peltier- und Joule-Effekt an einem Thermoübergang erzeugte Wärmestrom beträgt bei diesen Annahmen etwa 20 nW . Durch den Einsatz von Wolfram-Plugs gelingt es, die elektrischen Kontaktwiderstände ($R_{cn} = 6,5 \Omega$, $R_{cp} = 5,1 \Omega$) so zu reduzieren, dass der thermoelektrische Leistungsfaktor auf $1,63 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$ gesteigert wird.

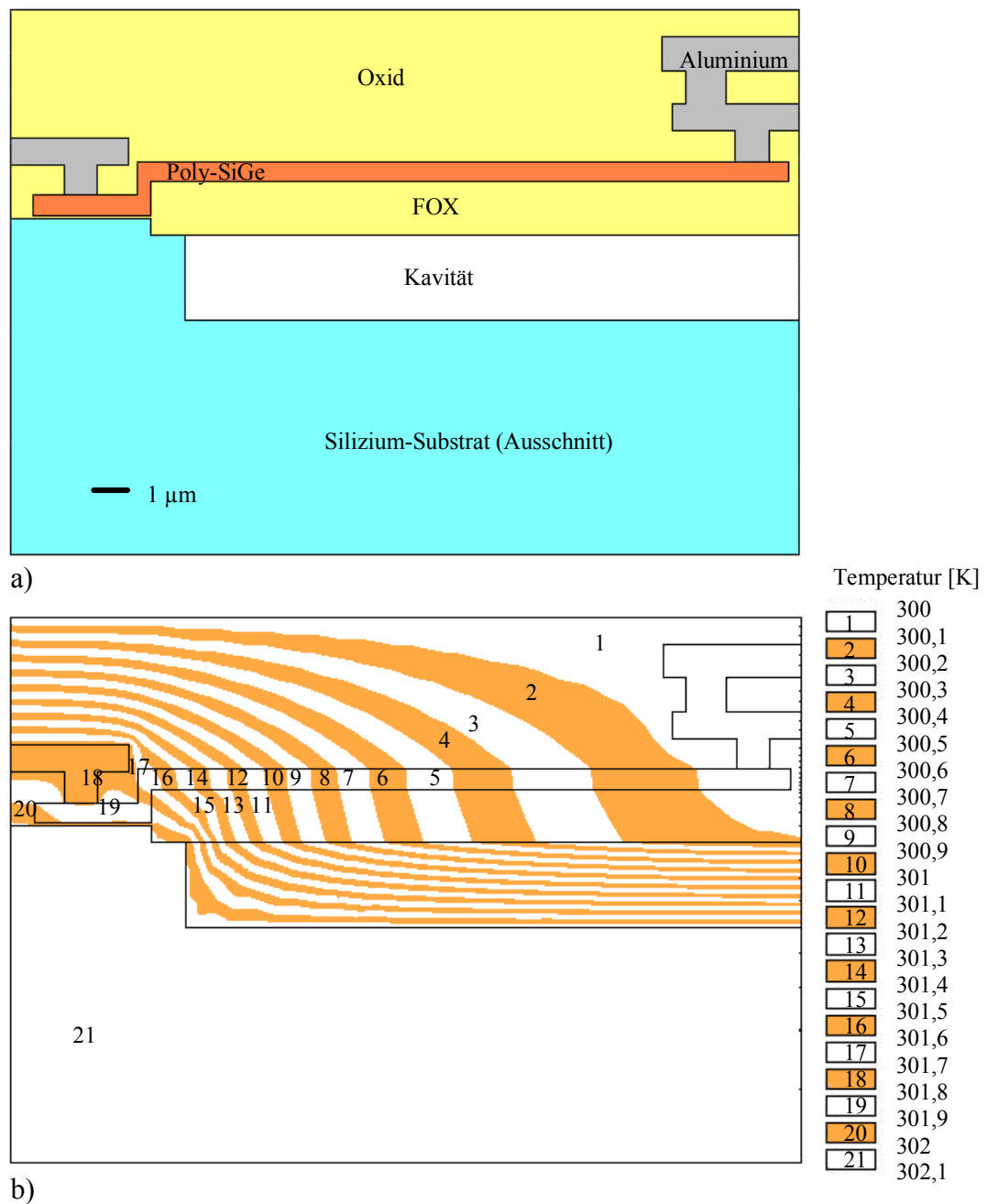


Abb. 6.21. Thermische ANSYS-Simulation des Prototyps mit Poly-SiGe: a) Modell einer halben Zelle und b) Plot der berechneten Temperaturverteilung bei $\Delta T = 3$ K über dem gesamten Chip.

Trotz der Verbesserung der Kontaktwiderstände mittels Wolfram-Plugs zeigt der Prototyp bei der Verwendung von Poly-Silizium-Germanium eine niedrigere elektrische Ausgangsleistung als ein solcher aus reinem Polysilizium. Dies lässt sich nicht mit der Betrachtung der thermoelektrischen Güte Z^* erklären, bei deren Herleitung von einem idealen Aufbau ausgegangen wurde. Bei idealem Aufbau und gegebenem Wärmestrom steigt die Temperaturdifferenz über einem Thermoschenkel antiproportional zur Wärmeleitfähigkeit, was hier

einer Verdreifachung von ΔT_g entsprechen würde. Aufgrund der parasitären Wärmeflüsse und der realen, eher lateralen Anordnung der Thermopaare lässt sich in der Simulation jedoch nur eine Steigerung der Temperaturdifferenz durch die Verwendung von Poly-Si_{70%}Ge_{30%} um etwa 10% beobachten.

6.4.2 Aufbau des Prototyps

Beim Prototyp werden die Verbesserungen aufgenommen, die sich bei den gekoppelten thermoelektrischen Simulationen als Optima ergeben haben. Die Prozessierung verläuft prinzipiell analog der des Generators mit Substratkavitäten. Es wurde dieser Generatortyp mit Mikrokavitäten als Ausgang gewählt, weil die dort verwendete Trockenätztechnik prozesstechnisch leichter zu handhaben ist als die Opferoxidätzung und darüber hinaus auch die Verwendung von Poly-Silizium-Germanium ermöglicht. Als thermoelektrisches Material werden daher Bor- und Phosphor-implantiertes Polysilizium mit einer Dicke von 400 nm und ebenso implantiertes Poly-Si_{70%}Ge_{30%} mit einer Dicke von 560 nm untersucht.

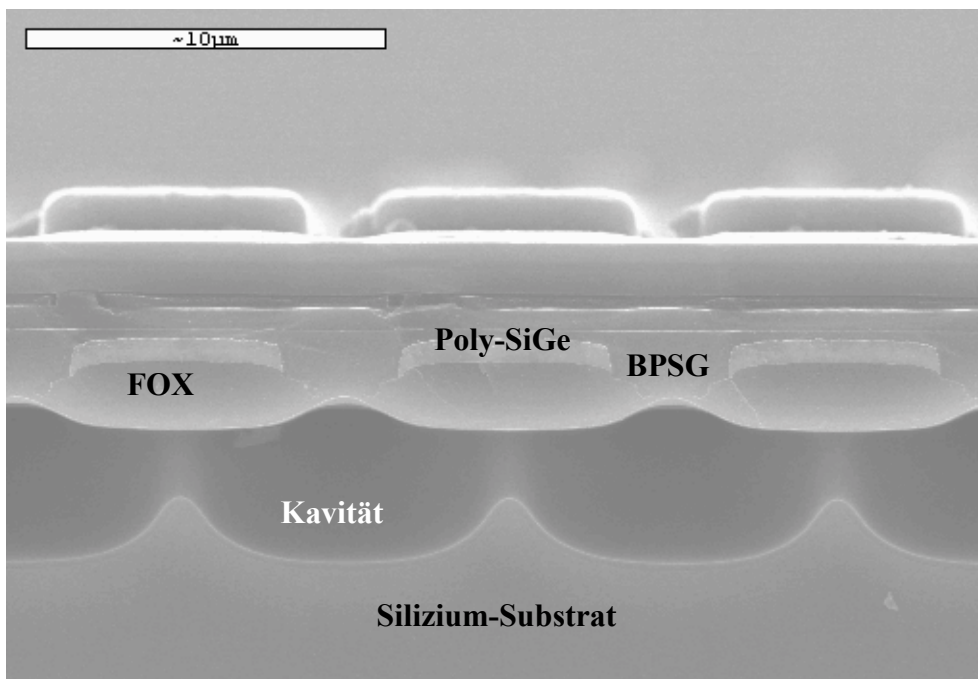


Abb. 6.22. REM-Aufnahme der in das Substrat geätzten Kavitäten beim Thermogenerator-Prototypen mit Poly-SiGe. Die Ätzzeit ist gegenüber der in Abb. 6.15 gezeigten weiter verlängert. Die Bruchrichtung liegt senkrecht zu den Thermoschenkeln.

Da die Abmessungen der Thermoschenkel entsprechend den Ergebnissen der ANSYS-Simulation verändert sind, muss die Ätzzeit für die Substratkavitäten so verlängert werden, dass sich Hohlräume von etwa $9,4\ \mu\text{m}$ Durchmesser ergeben. Dann verbinden sich die Kavitäten wie gewünscht zu einem durchgehenden Hohlraum (siehe Abb. 6.22). Der Verschluss der Ätzlöcher findet wieder mit BPSG-Oxid statt, das dann durch einen CMP-Schritt (engl. „*Chemical Mechanical Polishing*“) planarisiert wird. Um die thermische Ankopplung der Metallbahnen an die Thermoschenkel zu verbessern, werden Wolfram-Kontakte und Wolfram-Vias verwendet, die direkt übereinander gestellt werden können (siehe Abb. 6.23). Dabei sind am unteren Übergang drei Kontakte beziehungsweise Vias parallel angeordnet, beim oberen Übergang zwei Reihen von je drei Kontakten oder Vias, also je 6 Stück insgesamt. Diese Maßnahme hat das Ziel, den Kontaktwiderstand weiter zu vermindern. Die Polysilizium-Streifen sind $6\ \mu\text{m}$ breit und von Kontaktmitte zu Kontaktmitte effektiv $18,5\ \mu\text{m}$ lang. Eine Generatorzelle nimmt die Fläche von $49\ \mu\text{m} \times 8,7\ \mu\text{m}$ ein. Auf einer Gesamtfläche von $3,2\ \text{mm} \times 2,2\ \text{mm}$ sind so 15.872 Zellen angeordnet. Als Varianten werden ein Generator mit $15\ \mu\text{m}$ und einer mit $20,8\ \mu\text{m}$ Polysilizium-Streifenlänge hergestellt. Diese bestehen dann bei gleicher Gesamtfläche aus 17.608 beziehungsweise 14.632 Generatorzellen. Dazu kommen wieder je 10 Anschluss pads der Größe $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pro Generator, von denen das erste und das zweite sowie das neunte und das zehnte miteinander verbunden sind, um eine Vierpunktmessung des gesamten Generators zu ermöglichen. Die weiteren Abgriffe dazwischen liegen jeweils 768, bei der zweiten Variante 852 beziehungsweise beim dritten Typ 708 Generatorzellen voneinander entfernt.

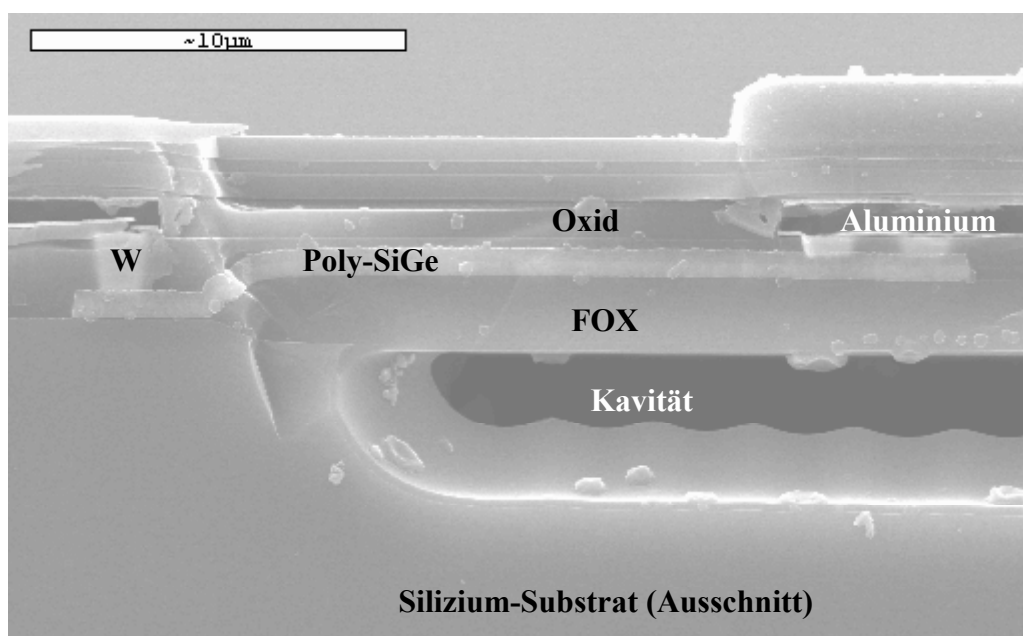


Abb. 6.23. REM-Aufnahme eines Bruchs durch die Mitte eines Thermoschenkels des Generator-Prototyps mit Poly-SiGe und Wolfram-Kontakten. Unter dem Feldoxid ist die Substratkavität ersichtlich.

6.5 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Der Vergleich der Simulationsergebnisse in Tab. 6.2 zeigt, wie die Thermogeneratoren durch Veränderungen im Design und durch den Einsatz mikromechanischer Methoden verbessert werden können. Diese Ergebnisse dienen vor allem qualitativ als Leitfaden der Entwicklung. Die Fortschritte in der Optimierung können dabei anhand der Verbesserungsfaktoren gegenüber dem einfachen BiCMOS-Typ abgelesen werden. Beim Vergleich der Simulationen mit den Messungen wird sich ferner herausstellen, dass die Simulationen die qualitativen Unterschiede der einzelnen Generatortypen gut abbilden können. Da die bei der Simulation angenommene Temperaturdifferenz von $\Delta T = 3 \text{ K}$ über dem Chip willkürlich gewählt ist, hängt die quantitative Übereinstimmung von Simulation und Messung davon ab, inwiefern es bei der Messung gelingt, die tatsächlich über dem Chip abfallende Temperaturdifferenz zu bestimmen. Thermische Kontaktwiderstände im Messaufbau schmälern dabei den effektiven Temperaturabfall über dem Chip und machen seine Ermittlung schwierig.

Generatortyp	Leerlaufspannung pro Fläche und Temperaturdifferenz		thermoelektrischer Leistungsfaktor ϕ	
	in $\text{Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$	gegen TG1	in $\mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$	gegen TG1
TG1	5	-	0,09	-
TG2 mit Poly-Si	23	4,6	0,57	6,3
TG2 mit Poly-SiGe	26	5,2	0,28	3,1
Hohlraum-Typ	32	6,4	1,00	11,1
Substratkavität-Typ mit Poly-Si	30	6,0	0,62	7,0
Substratkavität-Typ mit Poly-SiGe	34	6,8	0,36	4,0
Prototyp mit Poly-Si	19	3,8	2,26	25,1
Prototyp mit Poly-SiGe	17	3,4	1,63	18,1

Tab. 6.2. Vergleich der Simulationsergebnisse der verschiedenen Generatortypen und erwartete relative Verbesserung gegenüber dem einfachen BiCMOS-Thermogenerator TG1.

7. Charakterisierung der Thermogeneratoren

Um die Funktionsfähigkeit der hergestellten Thermogeneratoren überprüfen zu können und um sie miteinander zu vergleichen, muss ein Messaufbau verwendet werden, der zu reproduzierbaren Ergebnissen unter definierten Randbedingungen führt. Dies ermöglichen die zunächst vorgestellten Messungen auf Scheiben-Ebene (engl. „wafer-level“), die zudem keine Montage der einzelnen Chips erforderlich machen und somit eine einfache und schnelle Charakterisierung einer Vielzahl von Proben gestatten. Auf diese Weise kann der leistungsfähigste Typ der Thermogeneratoren ermittelt werden. Im Anschluss an diesen Vergleich wird anhand von Demonstratoren erläutert, wie eine Montage der Thermogeneratoren unter realen Einsatzbedingungen aussehen kann und welche Ergebnisse sie dann liefern. Abschließend sollen die gewonnenen Erkenntnisse über die in dieser Arbeit vorgestellten BiCMOS-Thermogeneratoren zusammengestellt und diskutiert werden.

7.1 Messungen auf Wafer-Level

Messungen auf Wafer-Level bieten die Möglichkeit, die prozessierten Silizium-Scheiben unzersägt zu untersuchen. Die interessierenden Strukturen werden dazu auf einem Wafer-Prober-Messplatz über Nadeln elektrisch kontaktiert. Da ein Wafer eine Vielzahl identisch strukturierter Chips beinhaltet, können diese nacheinander mit geringen Veränderungen am Aufbau vermessen werden. Dies soll in gleicher Weise für die verschiedenen Typen von Thermogeneratoren erfolgen.

7.1.1 Messaufbau

Bei dem verwendeten Messplatz der Firma Karl Süss handelt es sich um einen Einzelnadel-Wafer-Prober (siehe Abb. 7.1). Die Wafer werden auf den zur Definition der Substrattemperatur zwischen 0 °C und 300 °C einstellbaren Thermochuck gelegt und mit einer Vakuumvorrichtung fixiert. Die Heizung des Chucks erfolgt dabei elektrisch, während die Kühlung mittels einer von einer Pumpe umgewälzten Flüssigkeit erfolgt. Zu diesem Wafer-Messplatz gehören ferner ein Lichtmikroskop zur Betrachtung der zu vermessenden Strukturen und bis zu sechs Mikromanipulatoren, mit denen die Anschlusspads der Strukturen über Metallnadeln einzeln elektrisch kontaktiert werden können. Mit einem

angeschlossenen Voltmeter und einem Amperemeter kann so der elektrische Innenwiderstand der Generatoren und die erzeugte elektrische Leerlaufspannung ermittelt werden. Der elektrische Innenwiderstand wird dabei mittels der Vierpunktmethodemessung gemessen, um Fehler durch die Zuleitungen und Kontaktwiderstände auszuschließen. Die Messgeräte können über einen GPIB-Datenbus von einem Rechner angesteuert und ausgelesen werden.

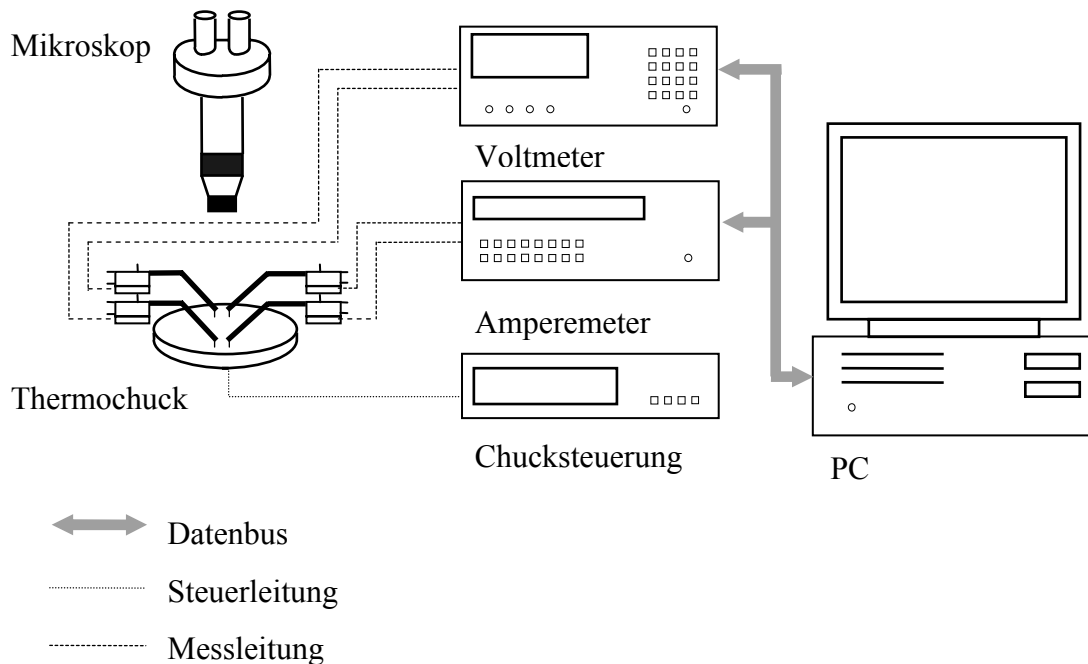


Abb. 7.1. Schema des Einzelnadel-Wafer-Messplatzes zur elektrischen Widerstandsbestimmung mit Vierpunktmethodemessung.

Um auch die Temperatur auf der Oberfläche eines Thermogenerators bestimmen zu können, wird ein kommerzieller Wismuttellurid (Bi_2Te_3) Peltier-Kühler der Firma Supercool [146] aufgebracht, dessen metallische Unterseite mit Wärmeleitpaste bestrichen wird, damit ein besserer thermischer Kontakt zum Wafer hergestellt werden kann. Die vom Peltier-Kühler von der Waferoberfläche abgeführte Wärme wird über einen eingebauten Ventilator an die Luft abgegeben. Die Temperatur auf der Waferoberfläche wird von einem in die Unterseite des Peltier-Kühlers integrierten Platin-100-Widerstandsthermometer (Pt100) gemessen. Wird die Kühlleistung des Peltier-Elements stufenweise bei gleicher Substrattemperatur erhöht, erhält man die Leerlaufspannung eines Thermogenerators in Abhängigkeit vom Temperaturunterschied ΔT zwischen Waferunter- und oberer Seite. Zusammen mit dem elektrischen Innenwiderstand des Generators kann dann auch indirekt die elektrische Ausgangsleistung ermittelt werden. Ursache für Messunsicherheiten des Temperaturunterschieds ΔT können allerdings aus den thermischen Kontaktwiderständen an der Auflagefläche des Wafers und am Übergang zum Peltier-Kühler resultieren, an denen ein Temperaturabfall erfolgt, der für den Generator verloren geht.

7.1.2 Ergebnisse der einfachen BiCMOS-Typen

Der in Abschnitt 6.1 beschriebene einfache BiCMOS-Thermogenerator (TG1) wurde in zwei Varianten gefertigt. Um den Einfluss der Dicke der thermischen Barriere aus Feldoxids auf die elektrische Ausgangsleistung zu verifizieren, wurden Generatoren mit 850 nm dickem Feldoxid (TG1-850) und solche mit 1500 nm Schichtdicke (TG1-1500) hergestellt. Gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche und die daraus errechneten elektrischen Ausgangsleistungen pro Fläche sind für beide Varianten in den Abb. 7.2 und 7.3 dargestellt. Für Typ TG1-850 wurde eine mittlere generierte Leerlaufspannung bezogen auf die Generatorfläche von $(0,22 \pm 0,04) \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ gemessen. Mit einem mittleren elektrischen Innenwiderstand von $(3,59 \pm 0,04) \text{ M}\Omega$ ergibt sich daraus ein thermoelektrischer Leistungsfaktor von $0,0002 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Für Typ TG1-1500 wurde eine mittlere generierte Leerlaufspannung bezogen auf die Generatorfläche von $(0,29 \pm 0,04) \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ermittelt. Aus dem mittleren elektrischen Innenwiderstand von $(3,57 \pm 0,05) \text{ M}\Omega$ errechnet sich damit der thermoelektrische Leistungsfaktor zu $0,0003 \mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

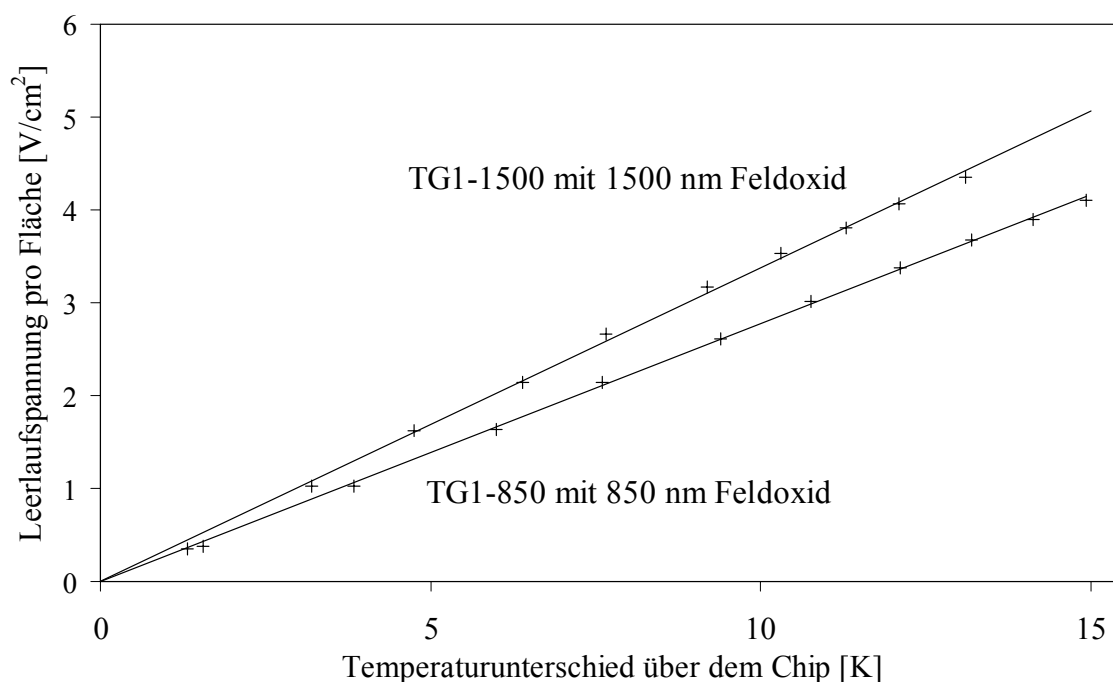


Abb. 7.2. An TG1-850 und TG1-1500 beim Wafer-Level-Test gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

Es kann also durch den Vergleich der beiden Varianten bestätigt werden, dass entsprechend den Gleichungen (3.15) und (3.16) eine Vergrößerung der thermischen Barriere und damit der Thermoschenkellänge ℓ zu einer höheren elektrischen Ausgangsleistung und mithin zu einem größeren thermoelektrischen Leistungsfaktor führt.

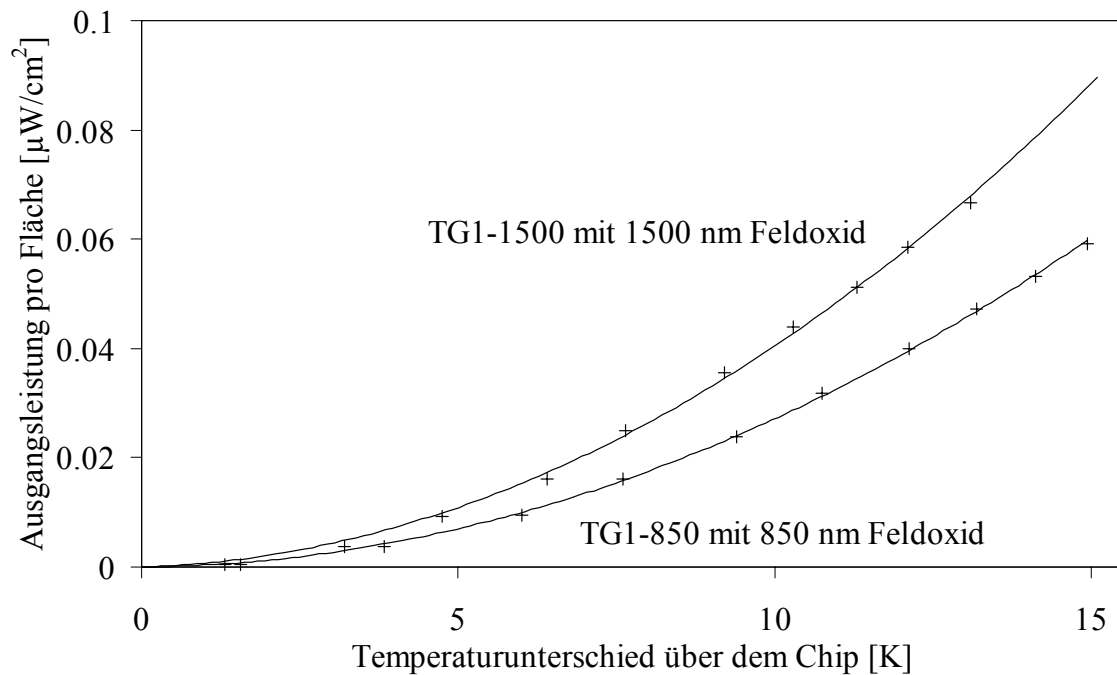


Abb. 7.3. Für TG1-850 und TG1-1500 beim Wafer-Level-Test ermittelte Ausgangsleistungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

Im Vergleich mit der in Abschnitt 6.1.2 besprochenen MEMCAD-Simulation liefert TG1 nur einen Bruchteil der erwarteten elektrischen Leistung. Ein Grund dafür ist der reale Aufbau, bei dem beispielsweise die Kontakte und Vias vom Simulationsmodell abweichen. Andererseits gelingt es bei diesem Messaufbau nicht, die gesamte gemessene Temperaturdifferenz in den Chip einzubringen, da auch ein Temperaturabfall über den thermischen Kontaktwiderständen auftritt. Mit den Annahmen aus Abschnitt 6.1.2 entsprechen die gemessenen Werte von TG1-1500 einer effektiven Temperaturdifferenz $\Delta T_g = 6 \text{ mK}$ bei $\Delta T = 3 \text{ K}$, also weniger als ein Zehntel des von außen angelegten Wertes. In 7.2 wird die Größe der thermischen Kontaktwiderstände abgeschätzt und diese Größenordnung der parasitären Temperaturverluste bestätigt. Die Vorteile des Messaufbaus liegen trotz dieser Schwäche in der Möglichkeit gut reproduzierbarer Messungen begründet. Wie gezeigt werden wird, erlaubt das einen Vergleich der verschiedenen Generatortypen, der mit den Voraussagen der Simulationen qualitativ weitgehend übereinstimmt.

7.1.3 Ergebnisse der doppelten BiCMOS-Typen

Da die in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschriebenen Generatoren einen ähnlichen Aufbau besitzen, sollen ihre am Wafer-Level-Messplatz ermittelten Ergebnisse gesammelt vorgestellt werden. So können die Unterschiede durch die Verwendung von Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium sowie durch die Mikrokavitäten direkt verglichen werden. Gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche und die damit errechneten elektrischen Ausgangsleistungen pro Fläche sind für die verschiedenen Typen in den Abb. 7.4 und 7.5 gezeigt.

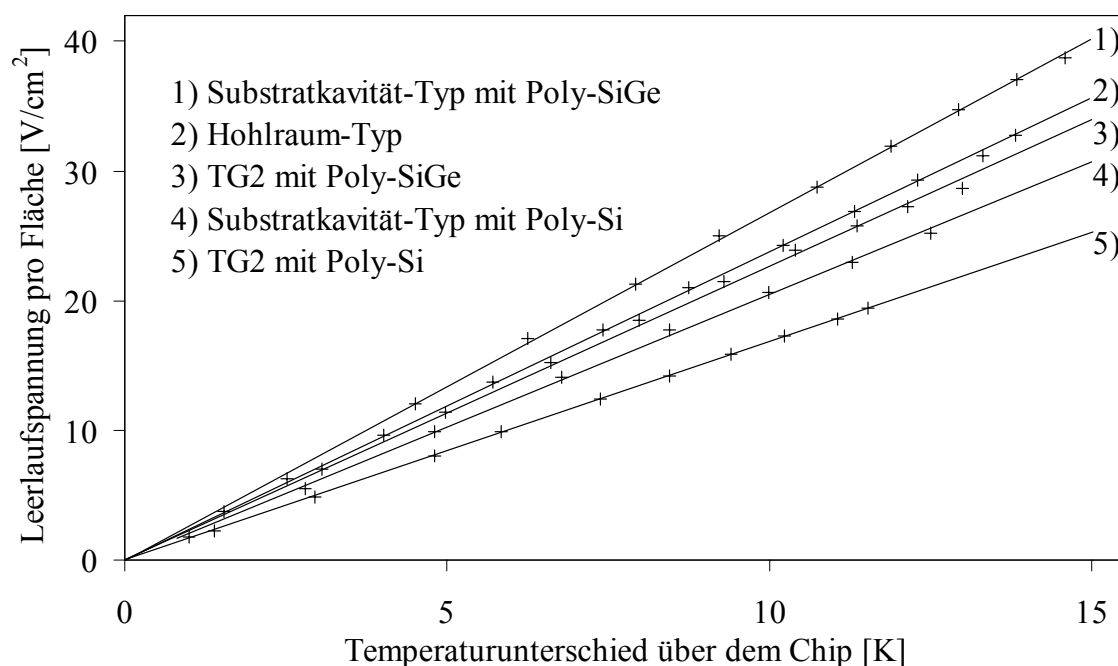


Abb. 7.4. An den doppelten BiCMOS-Generatoren beim Wafer-Level-Test gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

In Tab. 7.1 sind die gemessenen Leerlaufspannungen pro Fläche und Temperaturdifferenz der doppelten BiCMOS-Generatortypen und die daraus mit den elektrischen Innenwiderständen ermittelten thermoelektrischen Leistungsfaktoren ϕ zusammengestellt. Wie auch beim einfachen BiCMOS-Generator unterscheiden sich die gemessenen Werte für die Leerlaufspannung von denen der Simulation. Neben den Abweichungen des Simulationsmodells vom realen Aufbau der Generatoren kommt hier wieder die Vernachlässigung der thermischen Kontaktwiderstände bei der Berechnung der Gesamttemperaturdifferenz zum Tragen. Der effektive Temperaturunterschied über dem Chip, wie er in die Simulation eingeht, kann nach den Abschätzungen in 7.2 ein Zehntel des hier gemessenen Wertes betragen, was sich quadratisch in die elektrische Leistung fortpflanzt. Die Korrelation

zwischen Simulation und Messung liegt also vielmehr in der relativen Verbesserung der Generatoren untereinander (vgl. Tab. 6.2). Die Abfolge der besten Generatoren wird dabei durch die Simulation weitgehend vorausgesagt.

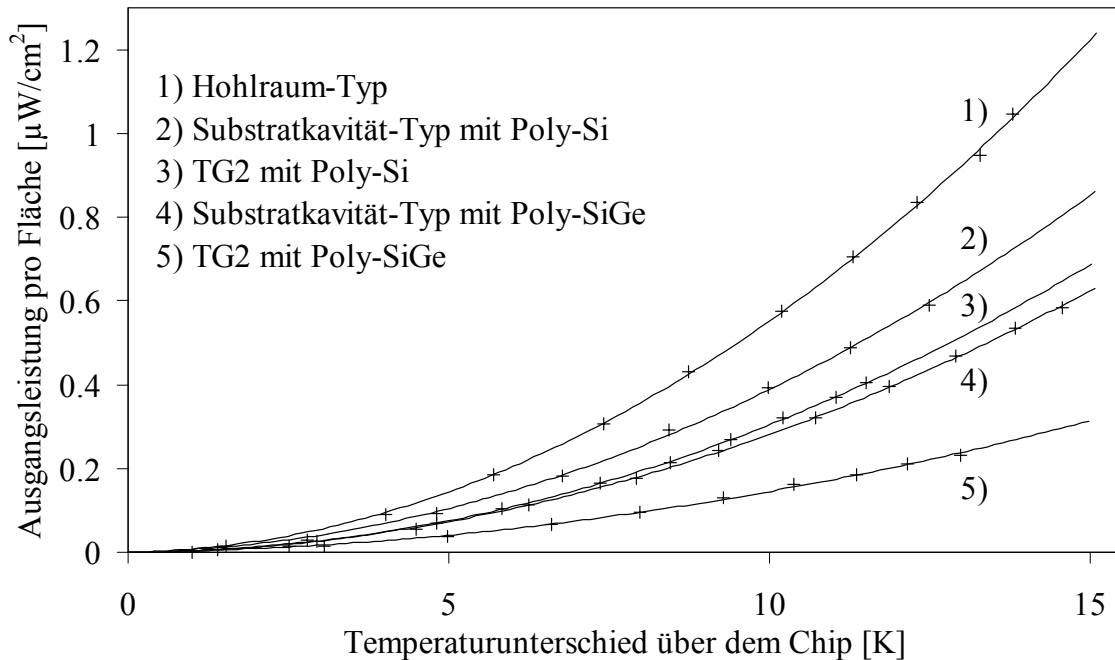


Abb. 7.5. Für die doppelten BiCMOS-Generatoren beim Wafer-Level-Test ermittelte Ausgangsleistungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

Generatortyp	elektrischer Widerstand in $M\Omega$	Leerlaufspannung pro Fläche und Temperaturdifferenz in $Vcm^{-2}K^{-1}$		thermoelektrischer Leistungsfaktor ϕ in $\mu Wcm^{-2}K^{-2}$	
		gegen TG1		gegen TG1	
TG2 mit Poly-Si	$11,8 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,3$	5,5	0,0027	9,1
TG2 mit Poly-SiGe	$44,8 \pm 2,1$	$2,1 \pm 0,5$	7,1	0,0012	3,9
Hohlraum-Typ	$12,9 \pm 1,1$	$2,1 \pm 0,2$	7,3	0,0043	14,5
Substratkavität-Typ mit Poly-Si	$18,5 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,2$	6,8	0,0035	11,8
Substratkavität-Typ Poly-SiGe	$43,9 \pm 0,7$	$2,3 \pm 0,4$	7,8	0,0020	6,7

Tab. 7.1. Vergleich der Ergebnisse der doppelten BiCMOS-Generatortypen am Wafer-Level-Messplatz und relative Verbesserung gegenüber dem einfachen BiCMOS-Thermogenerator TG1.

Verglichen mit der Simulation haben der Generator TG2 mit Poly-SiGe und der Substratkavität-Typ mit Poly-Si bei den Messungen der Leerlaufspannungen pro Fläche die Plätze getauscht. Die Erwartungen an die Eigenschaften der Substratkavität erfüllen sich somit nicht völlig. Die elektrischen Ausgangsleistungen der Typen mit Substratkavitäten liegen im relativen Vergleich im Rahmen der Simulationserwartungen. Wie schon besprochen, liegt das schlechtere Abschneiden dieser Typen gegenüber dem Hohlraum-Typ am erhöheten elektrischen Innenwiderstand der Varianten mit Substratkavitäten. Dabei kommen zum einen der höhere elektrische Widerstand des Poly-SiGe gegenüber reinem Polysilizium und die durch die zusätzliche Hartmaske verursachten höheren elektrischen Kontaktwiderstände zum Tragen. Es darf auch nicht außer Acht gelassen werden, dass die Güte der elektrischen Kontakte statistisch verteilt ist. Bei einer Reihenschaltung der Kontakte, wie sie hier vorliegt, reichen einige wenige schadhafte Kontakte aus, um den gesamten elektrischen Innenwiderstand signifikant zu erhöhen. Die Parallelschaltung mehrerer Kontakte pro Thermoübergang und die Verwendung von Wolfram-Plugs hat das Ziel, diesen Einfluss bei den Prototypen zu minimieren.

7.1.4 Ergebnisse der Prototypen

Die dritte Generation von Generatoren sind die im Abschnitt 6.4 beschriebenen Prototypen. Die an ihnen am Wafer-Level-Messplatz ermittelten Ergebnisse ermöglichen den Vergleich mit den vorangehenden Versionen. Die besten gemessenen Leerlaufspannungen pro Fläche und die damit errechneten elektrischen Ausgangsleistungen pro Fläche sind für die Prototypen aus Poly-Si und aus Poly-SiGe in den Abb. 7.6 und 7.7 gezeigt.

In Tab. 7.2 sind die gemessenen Leerlaufspannungen pro Fläche und Temperaturdifferenz der Prototypen und die daraus mit den elektrischen Innenwiderständen ermittelten thermoelektrischen Leistungsfaktoren ϕ zusammengestellt. Die gemessenen Werte für die Leerlaufspannung unterscheiden sich um etwa Faktor 8 von denen der Simulation, weniger als in den vorangehenden Untersuchungen. Der Grund dafür liegt wieder im Unterschied zwischen dem in der Simulation angenommenen Temperaturunterschied über dem Chip und dem tatsächlich gemessenen, der auch thermische Kontakte beinhaltet. Dieser Unterschied pflanzt sich quadratisch in die elektrische Leistung fort. Qualitativ sind die Ergebnisse im Vergleich zu den anderen Generatoren allerdings besser als erwartet, weshalb der Leistungsfaktor ϕ des Prototyps aus Poly-Si sogar um einen Faktor 10 besser ist als der des Hohlraum-Typs der zweiten Generation. Neben dem durch die Simulationen optimierten Design muss als Hauptverbesserung die Verwendung von Wolfram-Kontakten und Vias angesehen werden. Zum einen sind die Kontaktlöcher dadurch ganz mit Metall gefüllt (vgl. Abb. 6.23), was den thermischen Kontakt verbessert und den Annahmen der Simulation entspricht, zum anderen liegen die elektrischen Kontaktwiderstände insbesondere für Poly-SiGe bei deutlich niedrigeren Werten (siehe Tab. 5.3).

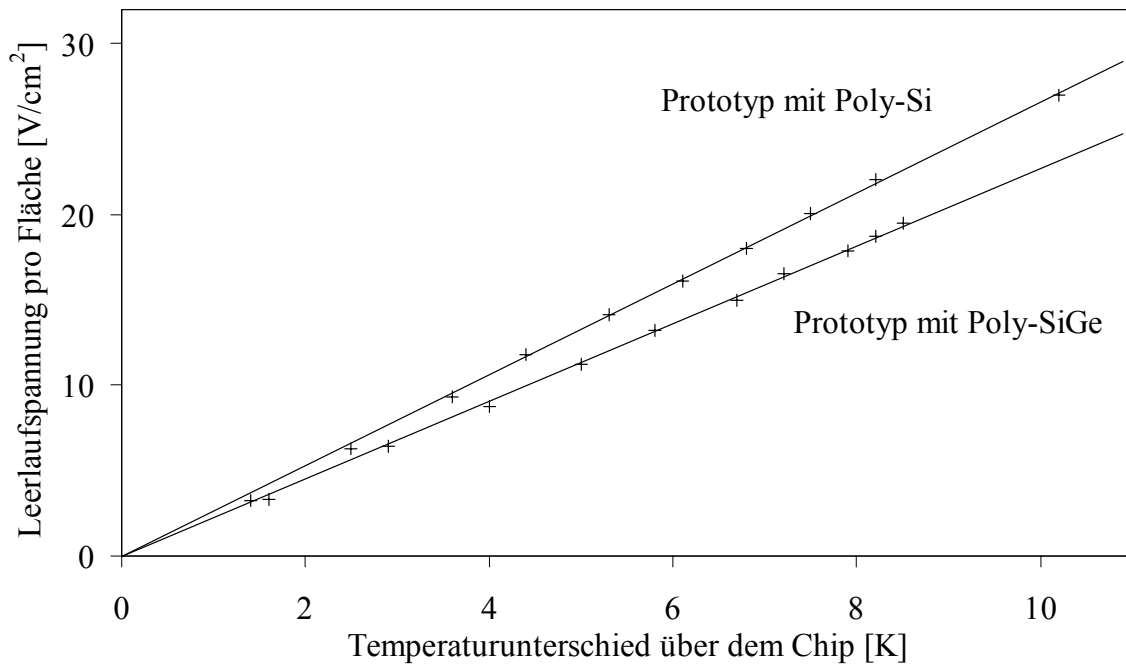


Abb. 7.6. An Prototypen beim Wafer-Level-Test gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

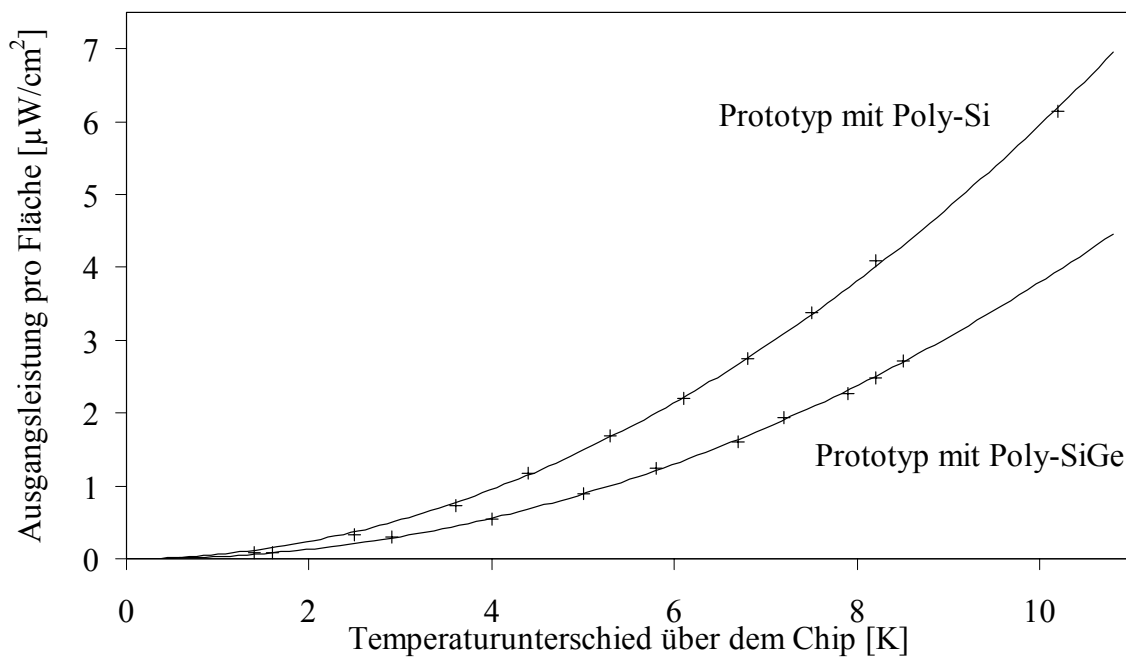


Abb. 7.7. Für die Prototypen beim Wafer-Level-Test ermittelte Ausgangsleistungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

Damit ist mit dem Prototyp ein Durchbruch geschafft worden, der ihn für die gewünschten Anwendungen interessant macht: Mit dem beispielsweise für den Temperaturunterschied von Körperoberfläche zur Umgebung typischem Wert von 5 K bringt der Prototyp eine elektrische Leistung von mehr als $1 \mu\text{Wcm}^{-2}$ bei einer Leerlaufspannung von über 10Vcm^{-2} , was zum Betrieb von elektronischen Armbanduhren genügt [5]. Damit haben die BiCMOS-Generatoren eine vergleichbare Performance wie ein aus V-VI-Verbindungshalbleitern auf dem Wege der Folienlaminierung hergestellter Thermogenerator [72,73], für den eine Ausgangsleistung von $1,5 \mu\text{Wcm}^{-2}$ und eine Leerlaufspannung von 3Vcm^{-2} bei $\Delta T = 5 \text{K}$ berichtet wird.

Die Varianten der Prototypen, die mit etwas kürzeren beziehungsweise längeren Thermo-schenkeln hergestellt wurden, lieferten beide jeweils schlechtere Ergebnisse. Daher kann angenommen werden, dass das aus der Simulation ermittelte Optimum der Ausgangsleistung tatsächlich erreicht wurde.

Generatortyp	elektrischer Widerstand in $\text{M}\Omega$	Leerlaufspannung pro Fläche und Temperaturdifferenz		thermoelektrischer Leistungsfaktor ϕ	
		in $\text{Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$	gegen TG1	in $\mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$	gegen TG1
Prototyp mit Poly-Si	$2,07 \pm 0,02$	$2,2 \pm 0,3$	7,7	0,0426	141,9
Prototyp mit Poly-SiGe	$2,47 \pm 0,01$	$2,2 \pm 0,4$	7,7	0,0352	117,4
D.T.S. [72]	0,8 bis 1,0*	0,6	-	0,06	-

* Bei einer Generatorfläche von $0,64 \text{cm}^2$.

Tab. 7.2. Vergleich der Ergebnisse der Prototypen am Wafer-Level-Messplatz und eines Generators aus der Literatur. Dazu werden die relativen Verbesserung gegenüber dem einfachen BiCMOS-Thermogenerator TG1 angegeben.

In Bezug auf den niedrigeren thermoelektrischen Leistungsfaktor der Generatoren mit Poly-Si_{70%}Ge_{30%} gegenüber denen aus reinem Polysilizium deckt sich die Simulation mit der Messung. Bereits in 6.4.1 wurde diskutiert, dass die höhere thermoelektrische Güte Z^* von Poly-Si_{70%}Ge_{30%} gegenüber reinem Polysilizium keinen höheren thermoelektrischen Leistungsfaktor der Prototypen bedingt, weil bei der Herleitung von Z^* nicht die im realen Generator auftretenden parasitären Wärmeflüsse berücksichtigt werden konnten.

7.2 Messungen an aufgebauten Chips

Die vorgestellten Messungen auf Wafer-Level erlauben eine Charakterisierung der Generatoren ohne weitere Montage. Da dies jedoch nicht den Verhältnissen bei einem möglichen Einsatz der Bauteile entspricht, soll zusätzlich untersucht werden, wie ein Aufbau der vereinzelt Chips erfolgen kann und ob die Thermogeneratoren unter diesen Bedingungen noch die gleiche Leistungsfähigkeit besitzen.

7.2.1 Montage und Messaufbau

Um einzelne Thermogeneratoren aufbauen zu können, wird der betreffende Wafer zunächst auf 150 μm Substratdicke gedünnt, danach zersägt und die nunmehr vereinzelt Chips herausgenommen. Ein solcherart gewonnener Thermogenerator des Typs mit Substratkavitäten ist in Abb. 7.8 gezeigt. Der Chip wird nun mit einem Zwei-Komponenten-Kleber auf einer in Abb. 7.9 gezeigten Kupferplatte befestigt. Die beiden metallisierten Anschlusspads des Thermogenerators jeweils ganz links und ganz rechts können mittels eines Ultraschall-Keilbonders (engl. „ultrasonic wedge bonding“) über Aluminiumdrähte mit den Goldbahnen eines ebenfalls auf der Kupferplatte angeklebten Keramikträgers verbunden werden.

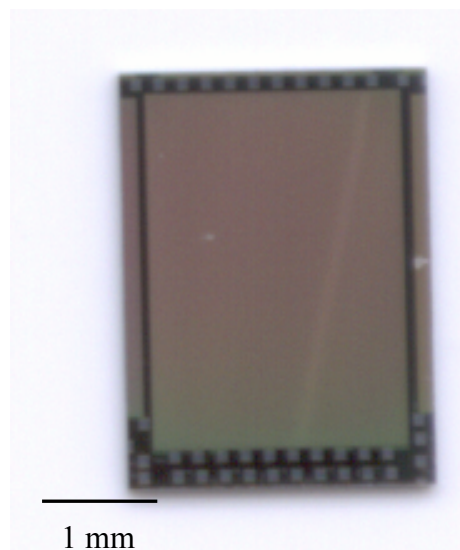


Abb. 7.8. Ein auf 2,6 mm x 3,3 mm Chipgröße ausgesägener doppelter Polysilizium BiCMOS-Generator mit Substratkavitäten.

Schließlich werden als elektrische Anschlüsse Kupferlackdrähte auf die Goldbahnen gelötet. Auf den Chip wird als Abdeckung ein Kupferklotz mit 16 mm² Grundfläche und 3 mm Höhe geklebt, der eine 0,5 mm tiefe und 3 mm lange Ausfräsung aufweist. In diese kann

ein Messfühler eines kommerziellen Thermoelements zur Temperaturbestimmung eingelegt werden. Eine ebensolche Ausfräsung befindet sich unter dem Chip an der Unterseite des Kupferträgers (siehe Abb. 7.10).

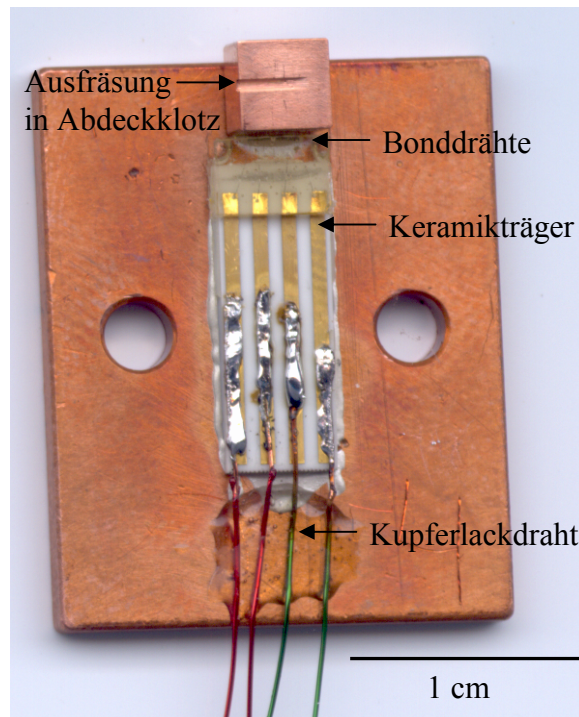


Abb. 7.9. Auf einen Kupferträger geklebter Thermogenerator. Die äußeren Strom- und Spannungsabgriffe sind auf einen mit Goldbahnen versehenen Keramikträger gebondet.

Der Chipträger kann nun auf eine Kupferplatte geschraubt und mit einer zweiten solchen Platte abgedeckt werden. In die beiden dafür vorgesehenen Ausfräsungen sind dabei die beiden Drahtmessfühler des Thermoelements geklemmt. Auf diese Anordnung wird der in 7.1.1 vorgestellte Peltier-Kühler gestellt. Dieser Aufbau ist in Abb. 7.10 gezeigt. Wird die untere Kupferplatte nun durch einen Thermochuck auf einer definierten Temperatur gehalten und die Temperatur der oberen Platte durch den Peltier-Kühler bestimmt, so stellt sich ein Temperaturgradient über dem Chip ein, der mit dem Thermoelement näherungsweise ermittelt werden kann. Über ein mit den elektrischen Anschlüssen verbundenes Digitalmultimeter, das ein Voltmeter und ein Amperemeter beinhaltet, kann so der elektrische Innenwiderstand des Generators und die erzeugte elektrische Leerlaufspannung ermittelt werden. Der elektrische Innenwiderstand wird dabei mittels der Vierpunktmethode gemessen, um Fehler durch die Zuleitungen und Kontaktwiderstände auszuschließen.

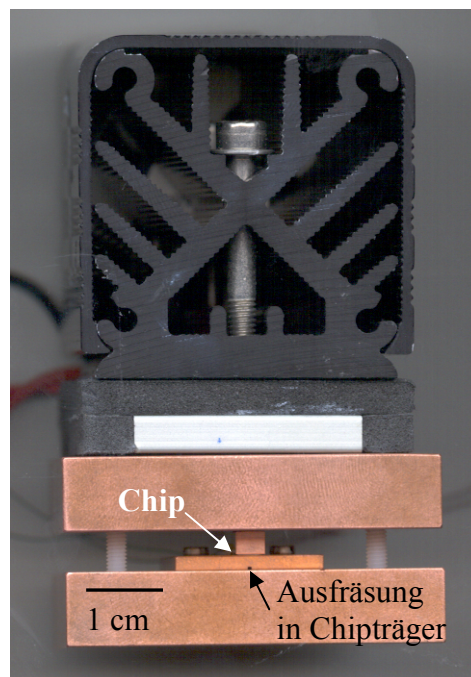


Abb. 7.10. Aufbau zur Charakterisierung von vereinzelt Thermogeneratoren. Der eigentliche Chipträger wird auf eine Kupferplatte geschraubt und von einer zweiten Kupferplatte abgedeckt. Ein kommerzieller Peltier-Kühler steht auf dieser Anordnung.

7.2.2 Ergebnisse des Demonstrators

Die ermittelten Leerlaufspannungen und Ausgangsleistungen eines doppelten Polysilizium BiCMOS-Thermogenerators, der auf dem vorgestellten Weg aufgebaut wurde, sind in den Abb. 7.11 und 7.12 dargestellt. Die Leerlaufspannung pro Fläche und Temperaturdifferenz beträgt demnach $2,2 \text{ Vcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ und der ermittelte thermoelektrische Leistungsfaktor bei einem elektrischen Innenwiderstand von $R_g = 17,9 \text{ M}\Omega$ ist $\phi = 0,0048 \text{ }\mu\text{Wcm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Der Vergleich mit Tab. 7.1 zeigt, dass diese Werte im Rahmen der Messunsicherheit mit den dort ermittelten Werten für diesen Generatortyp übereinstimmen. Auf diesem Wege kann demnach gezeigt werden, dass die Thermogeneratoren auch nach einer Vereinzlung und einem Aufbau noch funktionieren und ihre Leistungsfähigkeit dabei der auf Wafer-Level entspricht. Die bei der Montage gewonnenen Erfahrungen sind darüber hinaus Grundlage für die Implementierung von Thermogeneratoren beispielsweise in Kleidung [6].

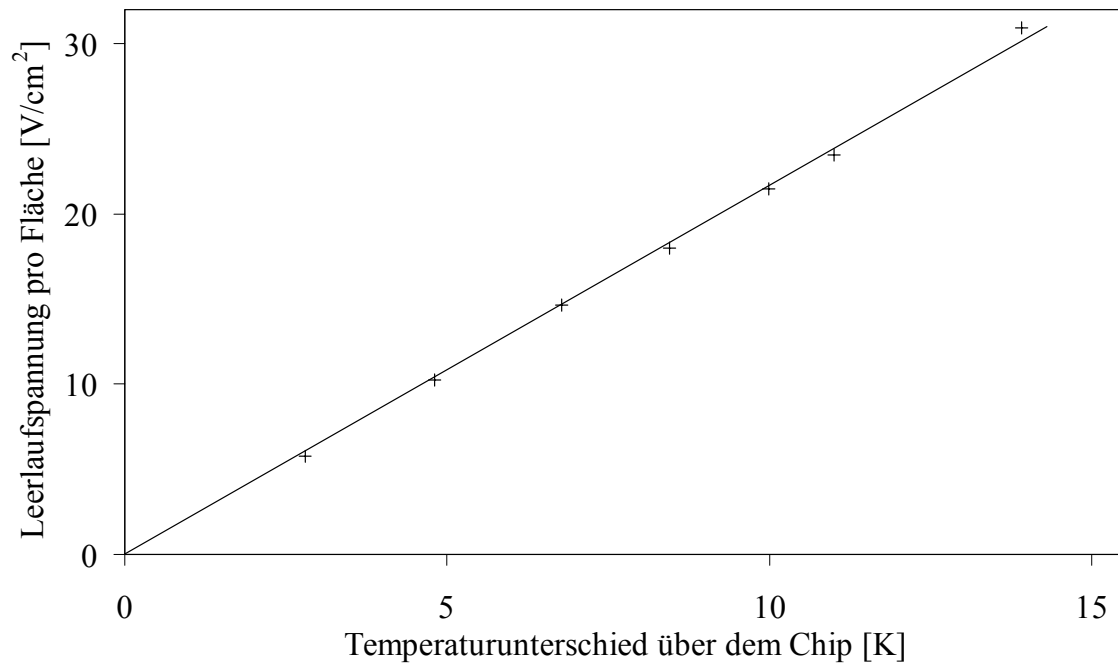


Abb. 7.11. An einem aufgebauten doppelten Poly-Si BiCMOS-Generator mit Substratkavitäten gemessene Leerlaufspannungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

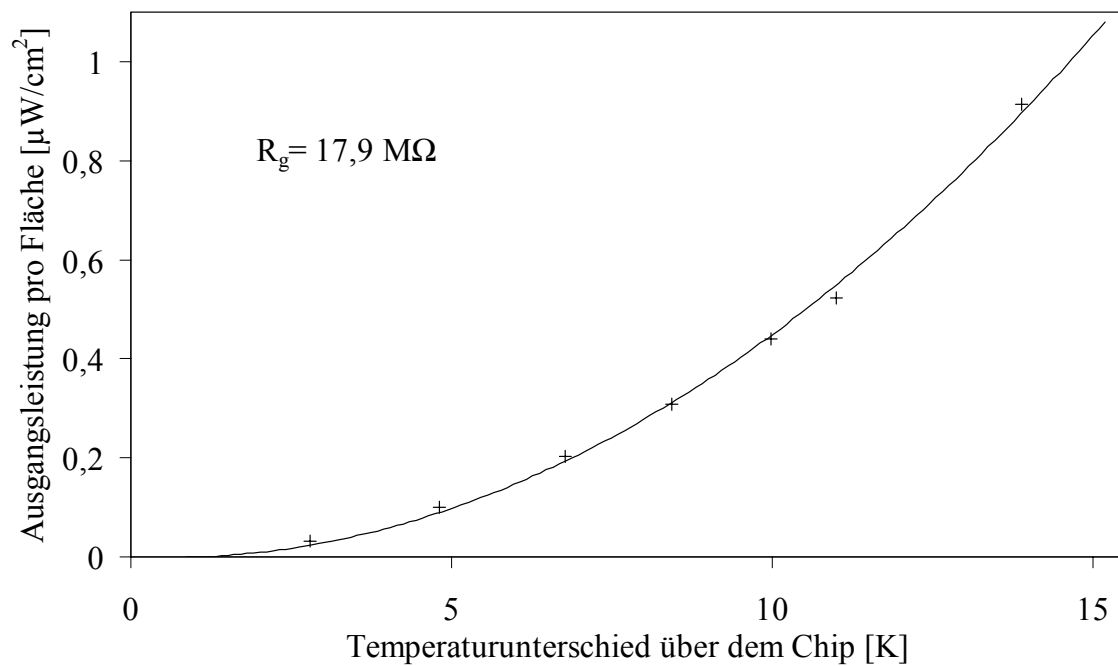


Abb. 7.12. Für einen aufgebauten doppelten Poly-Si BiCMOS-Generator mit Substratkavitäten ermittelte Ausgangsleistungen pro Fläche gegen den Temperaturunterschied ΔT über dem Chip.

Bei dem beschriebenen Aufbau lässt sich zudem auf den effektiven Temperaturabfall über dem Thermogenerator rückschließen, weil die thermischen Kontaktwiderstände bekannt sind. So liegt eine thermische Reihenschaltung von Kupferblöcken, dem Chip und dem Kleber vor. Wird von einer thermischen Leitfähigkeit $\lambda_{\text{Cu}} = 390 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [137] bei Kupfer und $\lambda_{\text{Uhu}} = 0,249 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (DIN 52612) des Klebers ausgegangen, so reicht schon eine Schichtdicke des Klebers von $5 \mu\text{m}$ auf beiden Seiten des Chips um die Verringerung der effektiven Temperaturdifferenz über dem Chip auf ein Neuntel des insgesamt gemessenen Temperaturunterschieds zu erklären. Der Unterschied zwischen den Simulationsergebnissen und den Messungen liegt somit darin begründet, dass es messtechnisch nicht gelingt, die Temperaturdifferenz tatsächlich zwischen der Chipober- und unterseite zu bestimmen, sondern immer der Temperaturunterschied über eine Reihenschaltung thermischer Widerstände gemessen wird, zu denen der eigentlich Chip nur einen kleinen Beitrag hat. Würde die ermittelte Temperaturdifferenz wie beschrieben korrigiert, erhielte man den Leistungsfaktor der Mikrothermogeneratoren in der aus der Simulation erwarteten Größenordnung.

7.3 Diskussion der Ergebnisse

Die hergestellten Mikrothermogeneratoren sind zunächst auf Wafer-Level vermessen worden, um sie qualitativ miteinander vergleichen zu können. Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass sich die elektrische Ausgangsleistung der Generatoren durch die Optimierung des Aufbaus, der Verwendung einer geeigneten Metallisierung sowie durch die Schaffung von Kavitäten mit mikromechanischen Methoden signifikant steigern lässt. Als thermoelektrische Materialien können dabei sowohl reines Polysilizium wie auch Polysilizium-Germanium verwendet werden, wobei sich die durch seine niedrige Wärmeleitfähigkeit geweckten Erwartungen an Poly-SiGe nicht erfüllen. Am Ende der Entwicklung steht ein Prototyp der Mikrothermogeneratoren, welcher für Anwendungen mit geringer Leistungsaufnahme wie mikroelektronische Schaltungen interessant ist. Bei einer Temperaturdifferenz von 5 K gibt er mehr als $1 \mu\text{Wcm}^{-2}$ an Leistung ab und weist eine Leerlaufspannung von über 10 Vcm^{-2} auf.

Obwohl die gekoppelten thermoelektrischen Simulationen die qualitativen Verbesserungen der Generatoren untereinander gut abbilden, wird ein quantitativer Vergleich von Messung und Simulation erschwert durch den Unterschied zwischen dem in der Simulation angenommenen Temperaturabfall über dem Chip und dem tatsächlich gemessenen, der auch thermische Kontakte beinhaltet. Um dies zu untersuchen und mögliche Wege der Montage zu erarbeiten wurden Generatoren vereinzelt und aufgebaut. Eine Abschätzung der thermischen Kontaktwiderstände und der damit verbundenen parasitären Temperaturabfälle innerhalb der Messanordnung ergab genau die fehlende Größenordnung. Es kann also davon ausgegangen werden, dass die Generatoren intern mit der Beschreibung durch die Simulationen übereinstimmen, die Generatoren also effektiv eine Leistungsfähigkeit in der in der Simulation erwarteten Größenordnung aufweisen. Trotzdem wurde dieser Unterschied

nicht etwa rechnerisch korrigiert, da ein realistischer Einsatz der Mikrothermogeneratoren im Auge behalten werden soll, der einen Aufbau und die damit verbundenen Verluste beinhaltet.

In Tab. 7.3 sind die Ergebnisse der verschiedenen Generationen auf Wafer-Level vermessener Thermogeneratoren zusammengefasst.

Generatortyp	elektrischer Widerstand in $M\Omega$	Leerlaufspannung pro Fläche und Temperaturdifferenz		thermoelektrischer Leistungsfaktor ϕ	
		in $Vcm^{-2}K^{-1}$	gegen TG1	in $\mu Wcm^{-2}K^{-2}$	gegen TG1
TG2 mit Poly-Si	11,8±0,2	1,6±0,3	5,5	0,0027	9,1
TG2 mit Poly-SiGe	44,8±2,1	2,1±0,5	7,1	0,0012	3,9
Hohlraum-Typ	12,9±1,1	2,1±0,2	7,3	0,0043	14,5
Substratkavität- Typ mit Poly-Si	18,5±0,3	2,0±0,2	6,8	0,0035	11,8
Substratkavität- Typ Poly-SiGe	43,9±0,7	2,3±0,4	7,8	0,0020	6,7
Prototyp mit Poly-Si	2,07±0,02	2,2±0,3	7,7	0,0426	141,9
Prototyp mit Poly-SiGe	2,47±0,01	2,2±0,4	7,7	0,0352	117,4

Tab. 7.3. Vergleich der auf Wafer-Level ermittelten Ergebnisse der in dieser Arbeit entwickelten Mikrothermogeneratoren.

Die Verwendung von Poly-Si_{70%}Ge_{30%} statt reinem Polysilizium als thermoelektrisches Material erbrachte nicht die mit der thermoelektrischen Güte Z^* berechnete Verbesserung der elektrischen Ausgangsleistung. Da das Modell, welches der Herleitung der thermoelektrischen Güte Z^* zugrunde liegt, von einem idealen Generator ohne parasitäre Wärme-flüsse ausgeht, kann das thermische Verhalten der realen Silizium-Mikrothermogeneratoren mit ihr nicht abgebildet werden. Von einer Anpassung der thermoelektrischen Güte Z^* von idealen Mikrothermogeneratoren auf die hier betrachteten Spezialfälle wurde jedoch abgesehen, weil mit der Methode der gekoppelten thermoelektrischen Simulation eine präzisere und flexiblere Methode der Bauelementoptimierung gefunden wurde.

8. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung mikrostrukturierter thermoelektrischer Generatoren mit den Mitteln der Silizium-Mikrosystemtechnik. Um solche Bauelemente optimal herstellen zu können, musste zunächst deren physikalische Funktionsweise untersucht werden. Bei dieser Analyse ergaben sich Unterschiede zwischen konventionellen, makroskopischen Thermogeneratoren und den betrachteten Mikrothermogeneratoren, welche die Definition eines neuen Kriteriums zur Wahl der thermoelektrischen Materialien dieser Bauelemente notwendig erscheinen ließ, der thermoelektrischen Güte Z^* von Mikrothermogeneratoren. Die thermoelektrischen Materialien werden darin wieder, wie bei der klassischen thermoelektrischen Güte Z (engl. „figure of merit“) durch ihren Seebeck-Koeffizienten, die Wärmeleitfähigkeit und den spezifischen elektrischen Widerstand charakterisiert. Jedoch ist die Bedeutung der Wärmeleitfähigkeit bei Mikrothermogeneratoren hervorgehoben, da es bei diesen kleinen Dimensionen entscheidend ist, wie groß der thermische Innenwiderstand des Bauelements gegenüber denen der Umgebung ist.

Das zugehörige thermoelektrische Netzwerk wurde vollständig gelöst und das Ergebnis diskutiert. Damit lassen sich neben der Beurteilung der thermoelektrischen Materialien auch Aussagen über einen optimierten Aufbau von Mikrothermogeneratoren treffen.

Im Verlauf der Arbeit zeigte sich, dass die für den idealen Mikrothermogenerator hergeleitete thermoelektrische Güte Z^* nicht für einen beliebigen realen Aufbau zur Wahl der am besten geeigneten thermoelektrischen Materialien führt. Die Verwendung von Z^* kann daher keine genauen Analysen der Bauelemente ersetzen, wie sie mit gekoppelten thermoelektrischen Simulationen möglich sind. Da sich die thermoelektrische Forschung jedoch durchweg am idealen Aufbau von Thermogeneratoren orientiert, kann mit der gelieferten analytischen Betrachtung ein grundsätzlicher Beitrag zum Verständnis von Mikrothermogeneratoren über diese Arbeit hinaus geleistet werden.

Der materialwissenschaftliche Teil der Arbeit hatte das Ziel, die thermoelektrische Güte Z^* für reines Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium (Poly-Si_{70%}Ge_{30%}) zu bestimmen und Parameter für die anschließenden gekoppelten thermoelektrischen Simulationen zu gewinnen. Dazu wurden Messmethoden entwickelt, die wie im Falle der Wärmeleitfähigkeit zu neuartigen oberflächenmikromechanisch hergestellten Teststrukturen führten. Die gegenüber reinem Polysilizium erniedrigte Wärmeleitfähigkeit von Poly-Silizium-Germanium konnte auf diesem Wege nachgewiesen werden, was es zu einer interessanten Alternative als thermoelektrisches Material in der Silizium-kompatiblen Planartechnologie macht.

Der mitunter signifikante Einfluss elektrischer Kontaktwiderstände auf die Leistungsfähigkeit von Thermogeneratoren wurde in diesem Zusammenhang ebenfalls untersucht.

Die Entwicklung der Mikrothermogeneratoren in BiCMOS-Technologie basiert auf den analytischen Ergebnissen in Kombination mit thermischen Simulationen und den materialwissenschaftlichen Erkenntnissen über reines Polysilizium und Poly-Silizium-Germanium. Darüber hinaus wurden zwei verschiedene oberflächenmikromechanische Methoden zur Schaffung thermisch isolierender Hohlräume evaluiert. Durch diese oberflächenmikromechanischen Prozessschritte lassen sich die thermischen Eigenschaften der Generatoren signifikant verbessern.

Es konnten Prototypen für in BiCMOS-Technologie kompatibler Oberflächenmikromechanik hergestellte Mikrothermogeneratoren mit wahlweise reinem Polysilizium oder Poly-Silizium-Germanium vorgestellt werden, die beispielsweise bei einer Temperaturdifferenz von 5 K über dem aufgebauten Chip mehr als $1 \mu\text{Wcm}^{-2}$ an Leistung abgeben und eine Leerlaufspannung von über 10Vcm^{-2} aufweisen. Damit sind sie für die Stromversorgung mikroelektronischer Schaltungen geeignet, wie sie etwa in Armbanduhren eingesetzt werden.

Da die größte Herausforderung in der Schaffung einer genügend großen Temperaturdifferenz über dem Chip liegt, steckt als Ausblick weiteres Potenzial zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit von Mikrothermogeneratoren in der Entwicklung einer thermisch optimierten Montage, die parasitäre thermische Widerstände auf ein Mindestmaß reduziert.

Literaturverzeichnis

- [1] Joffe, A. F., *The Revival of Thermoelectricity*, Scientific American, Vol. 199, S. 31-37 (1958).
- [2] Rowe, D. M., *Development of Improved Modules for the Economic Recovery of Low Temperature Waste Heat*, IEEE 16th Int. Conf. on Thermoelectrics, S. 532-538 (1997).
- [3] Vining, C. B., *Semiconductors are Cool*, Nature, Vol. 413, Oct. 2001, S. 577-578 (2001).
- [4] Venkatasubramanian, R. et al., *Thin-film Thermoelectric Devices with High Room-Temperature Figures of Merit*, Nature, Vol. 413, Oct. 2001, S. 597-602 (2001).
- [5] Kishi, M. et al., *Micro-Thermoelectric Modules and Their Application to Wrist-watches as an Energy Source*, IEEE 18th Int. Conf. on Thermoelectrics, S. 301-307 (1999).
- [6] Lauterbach, C., Strasser, M., Jung, S., Weber, W., *“Smart Clothes” Self-Powered by Body Heat*, Proc. Avantex Symposium, 13.05.-15.05.2002, Frankfurt am Main (2002).
- [7] Nieveld, G. D., *Thermopiles Fabricated Using Silicon Planar Technology*, Sens. Actuators, Vol. 3, S. 179-183 (1993).
- [8] van Herwaarden, A. W., Sarro, P. M., *Thermal Sensors Based on the Seebeck Effect*, Sens. Actuators, Vol. 10, S. 321-346 (1986).
- [9] Sarro, P. M., van Herwaarden, A. W., van der Vlist, W., *A Silicon-Silicon Nitride Membrane Fabrication Process for Smart Thermal Sensors*, Sens. Actuators A, Vol. 41-42, S. 666-671 (1994).
- [10] Müller, M., *A Fully CMOS-Compatible Infrared Sensor Fabricated on SIMOX-Substrates*, Sens. Actuators A, Vol. 41-42, S. 538-541 (1994).
- [11] Müller, M. et al., *A Thermoelectric Infrared Radiation Sensor with Monolithically Integrated Amplifier Stage and Temperature Sensor*, Dig. Tech. Papers Transducers '95, Vol. 2, S. 640-643 (1995).
- [12] Olgun, Z. et al., *An Integrated Thermopile Structure with High Responsivity Using any Standard CMOS Process*, Dig. Tech. Papers Transducers '97, Vol. 2, S. 1263-1266 (1997).
- [13] Akin, T. et al., *An Integrated Thermopile Structure with High Responsivity using any Standard CMOS Process*, Sens. Actuators A, Vol. 66, S. 218-224 (1998).

-
- [14] Glosch, H. et al., *A Thermoelectric Converter for Energy Supply*, Sens. Actuators A, Vol. 74, S. 246-250 (1999).
- [15] Ghanem, W. et al., *Development and Characterization of a Sensor Based on Thermopiles-Array for Human Information and Counting*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).
- [16] Jaeggi, D. et al., *Improved CMOS AC Power Sensor*, Dig. Tech. Papers Transducers '93, S. 462-465 (1993).
- [17] Jaeggi, D. et al., *Overall System Analysis of a CMOS Thermal Converter*, Dig. Tech. Papers Transducers '95, Vol. 2, S. 112-115 (1995).
- [18] Kiely, J. H., Morgan, D. V., Rowe, D. M., *The Design and Fabrication of a Miniature Thermoelectric Generator Using MOS Processing Techniques*, Meas. Sci. Technol., Vol. 5, S. 182-189 (1994).
- [19] Lenggenhager, R., Baltes, H., Elbel, T., *Thermoelectric Infrared Sensors in CMOS Technology*, Sens. Actuators A, Vol. 37-38, S. 216-220 (1993).
- [20] Lenggenhager, R. et al., *CMOS Membrane Infrared Sensors and Improved TMAHW Etchant*, Tech. Dig. IEEE Int. Elec. Dev. Meet. IEDM 1994, S. 531-534 (1994).
- [21] Mayer, F., Paul, O., Baltes, H., *Influence of Design Geometry and Packaging on the Response of Thermal CMOS Flow Sensors*, Dig. Tech. Papers Transducers'95, Vol. 1, S. 528-531 (1995).
- [22] Mayer, F. et al., *Scaling of Thermal CMOS Gas Flow Microsensors: Experiment and Simulation*, Tech. Dig. IEEE Int. MEMS'96, San Diego, CA, S. 116-121 (1996).
- [23] Mayer, F. et al., *Single Chip CMOS Anemometer*, Tech. Dig. IEEE Int. Elec. Dev. Meet. IEDM 1997, Washington, DC, S. 895-989 (1997).
- [24] Meyer, V. M., Schneeberger, N., Keller, B., *Epoxy-Protected Thermopile as High Sensitive Heat Flux Sensor*, Dig. Tech. Papers Transducers '97, Vol. 2, S. 1267-1270 (1997).
- [25] Moser, D., Lenggenhager, R., Baltes, H., *Silicon Gas Flow Sensors Using Industrial CMOS and Bipolar IC Technology*, Sens. Actuators A, Vol. 25-27, S. 577-581 (1991).
- [26] Moser, D., Baltes, H., *A High Sensitivity CMOS Gas Flow Sensor on a Thin Dielectric Membrane*, Sens. Actuators A, Vol. 37-38, S. 33-37 (1993).
- [27] Oliver, A. D., Baer, W. G., Wise, K. D., *A Bulk-Micromachined 1024-Element Uncooled Infrared Imager*, Dig. Tech. Papers Transducers '95, Vol. 2, S. 636-639 (1995).
- [28] Oliver, A. D., Wise, K. D., *A 1024-Element Bulk-Micromachined Uncooled Infrared Imaging array*, Sens. Actuators A, Vol. 73, S. 222-231 (1999).
- [29] King, T.-J. et al., *Electrical Properties of Heavily Doped Polycrystalline Silicon-Germanium Films*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 41, No. 2, S. 228-232 (1994).

- [30] King, T.-J., Saraswat, K. C., *Deposition and Properties of Low Pressure Chemical-Vapor Deposited Polycrystalline Silicon-Germanium Films*, J. Electrochem. Soc., Vol. 141, No. 8, S. 2235-2240 (1994).
- [31] Bang, D. S. et al., *Resistivity of Boron and Phosphorous Doped Polycrystalline $Si_{1-x}Ge_x$ Films*, Appl. Phys. Lett., Vol. 6, No. 2, S. 195-197 (1995).
- [32] Franke, A. E. et al., *Post-CMOS Integration of Germanium Microstructures*, Tech. Dig. IEEE Int. MEMS'99, S. 630-637 (1999).
- [33] van Gerwen, P. et al., *Thin Film Boron Doped Polycrystalline Silicon_{70%}Germanium_{30%} for Thermopiles*, Dig. Tech. Papers Transducers '95, Vol. 2, S. 210-213 (1995).
- [34] Van Gerwen, P., Baert, K., Mertens, R., *Thin Film Poly-Si_{70%}Ge_{30%} for Thermopiles*, Micro System Technologies 98, December 1-3, Potsdam, Germany, S. 655-658 (1998).
- [35] Sedky, S. et al., *Structural and Mechanical Properties of Polycrystalline Silicon Germanium for Micromachining Applications*, IEEE J. Microelectromech. Syst., Vol. 7., No. 4, S. 365-372 (1998).
- [36] Sedky, S. et al., *Polycrystalline Silicon Germanium as a Structural Material for Surface Micromachining*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).
- [37] Kong, S. H. et al., *Study of Active on-Chip Cooling Using Integrated Peltier Elements*, Eurosensors XIII, S. 319-322 (1999).
- [38] Wijngaards, D. D. L. et al., *Thermal Stabilisation of Integrated Silicon Platforms Using Polysilicon and SiGe Peltier Elements*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).
- [39] Wijngaards, D. D. L. et al., *Design and fabrication of on-chip integrated poly-SiGe and polySi Peltier devices*, Sens. Actuator A, Vol. 85, S. 316-323 (2000).
- [40] Wijngaards, D. D. L. et al., *Thermophysical Characterisation of polySi_{0.7}Ge_{0.3} for Use in Thermoelectric Devices*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, Vol. 2, S. 1010-1013 (2001).
- [41] Wachutka, G. et al., *Analytical 2D-Model of CMOS Micromachined Gas Flow Sensors*, Dig. Tech. Papers Transducers '91, S. 22-25 (1991).
- [42] Ashauer, M. et al., *Thermal flow sensor for liquids and gases based on combinations of two principles*, Sens. Actuators A, Vol. 73, S. 7-13 (1999).
- [43] van Oudheusden, B. W., van Herwaarden, A. W., *High-Sensitivity 2-D FlowSensor with an Etched Thermal Isolation Structure*, Sens. Actuators A, Vol. 21-23, S. 425-430 (1990).
- [44] Nguyen, N.-T. et al., *Integrated Flow Sensor for in Situ Measurements and Control of Acoustic Streaming in Flexural Plate Wave Micropumps*, Sens. Actuators A, Vol- 79, S. 115-121 (2000).
- [45] Yoon, E., Wise, K. D., *An Integrated Mass Flow Sensor with On-Chip CMOS Interface Circuitry*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 6, S. 1376-1386 (1992).

- [46] Lahiji, G. R., Wise, K. D., *A Batch-Fabricated Thermopile Infrared Detector*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 29, No. 1, S. 14-22 (1982).
- [47] Choi, I. H., Wise, K., D., *A Silicon-Thermopile-Based Infrared Sensing Array for Use in Automated Manufacturing*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 33, No. 1, S. 72-79 (1986).
- [48] Baer, W. G. et al., *A 32-element micromachined thermal imager with on-chip multiplexing*, Sens. Actuators A, Vol. 48, S. 47-54 (1995).
- [49] van Herwaarden, A. W. et al., *Integrated Thermopile Sensors*, Sens. Actuators A, Vol. 21-23, S. 621-630 (1989).
- [50] Münch, U. et al., *Industrial Fabrication Technology for CMOS Infrared Sensor Arrays*, Dig. Tech. Papers Transducers '97, Vol. 1, S. 205-208 (1997).
- [51] Schaufelbühl, A. et al., *Uncooled Low-cost Thermal Imager Using Micromachined CMOS Integrated Sensor Array*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).
- [52] Schieferdecker, J. et al., *Infrared Thermopile Sensors with High Sensitivity and Very Low Temperature Coefficient*, Sens. Actuators A, Vol. 46-47, S. 422-427, (1995).
- [53] Schieferdecker, J. et al., *Thermopile Infrared Sensor Arrays for Detection of Position, Presence and Direction of Movement*, Eurosensors XII, Vol. 2, IOP, S. 1149-1158 (1998).
- [54] Kühl, K., Lang, W., *A Thin Film Polysilicon-Aluminium Thermocouple*, Sens. Mater., Vol. 2, No. 5, S. 247-251 (1991).
- [55] Socher, E., Degani, O., Nemirovsky, Y., *Optimal Design and Noise Considerations of CMOS Compatible IR Thermoelectric Sensors*, Sens. Actuators A, Vol. 71, S. 107-115 (1998).
- [56] Socher, E., Bochobza-Degani, O., Nemirovsky, Y., *Investigation of Integrated Micromachined Uncooled Thermoelectric Sensors for Imaging Applications*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).
- [57] Lee, J.-B., *Optimization and fabrication of a dual thermopile sensor based on the BEM*, Sens. Actuators A, Vol. 64, S 179-184 (1998).
- [58] van Herwaarden, A. W., Sarro, P. M., *Integrated Vacuum Sensors*, Sens. Actuators, Vol. 8, S. 187-196 (1985).
- [59] van Herwaarden, A. W., van Duyn, D. C., Groeneweg, J., *Small-size Vacuum-Sensors Based on Silicon Thermopiles*, Sens. Actuators A, Vol. 25-27, S. 565-569 (1991).
- [60] Milanovic, V., Gaitan, M., Zaghloul, M. E., *Micromachined Thermocouple Microwave Detector by Commercial CMOS Fabrication*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 46, No. 5, S. 550-553 (1998).
- [61] Dauderstädt, U. A., Sarro, P. M., Middelhoek, S., *Temperature Dependence and Drift of a Thermal Accelerometer*, Dig. Tech. Papers Transducers '97 (1997).
- [62] Dauderstädt, U. A., Ashruf, C. M. A., French, P. J., *A New High Temperature Pressure Sensor Based on a Thermal Read-Out Principle*, Dig. Tech. Papers Transducers '99 (1999).

-
- [63] Jaeggi, D., Baltes, H., Moser, D., *Thermoelectric AC Power Sensor by CMOS Technology*, IEEE Elec. Dev. Let., Vol. 13, No. 7, S. 366-368 (1992).
- [64] Jablonski, G., Napieralska, M., *Micromachined Electro-Thermal Converter: Measurements and Parameter Extraction*, 4th Int. Workshop THERMINIC, 27-29 Sept. 1998, Cannes, France, S. 69-72 (1998).
- [65] Verhaegen, K. et al., *A High-Throughput Silicon Microphysiometer*, Dig. Tech. Papers Transducers'99 (1999).
- [66] Min, G., Rowe, D. M., Völklein, F., *Integrated Thin Film Thermoelectric Cooler*, IEE Elec. Let., Vol. 34, No. 2, S. 222-223 (1998).
- [67] Völklein, F., Min, G., Rowe, D. M., *Modelling of a Microelectromechanical Thermoelectric Cooler*, Sens. Actuators A, Vol. 75, S. 95-101 (1999).
- [68] Rowe, D. M., Morgan, D. V., Kiely, J. H., *Miniature Low-Power/High-Voltage Thermoelectric Generator*, Elec. Letters, Vol. 25, No. 2, S. 166-168 (1989).
- [69] Kiely, J. H., Morgan, D. V., Rowe, D. M., *The Design and Fabrication of a Miniature Thermoelectric Generator Using MOS Processing Techniques*, Meas. Sci. Technol., Vol. 5, S. 182-189 (1994).
- [70] Schaevitz, S. et al., *A Combustion-based MEMS Thermoelectric Power Generator*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, Vol. 1, S. 30-33 (2001).
- [71] Zhang, C. et al., *An Integrated Combustor-Thermoelectric Micro Power Generator*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, Vol. 1, S. 34-37 (2001).
- [72] Stordeur, M., Stark, I., *Low Power Thermoelectric Generator - Self-sufficient Energy Supply for Micro Systems*, IEEE 16th Int. Conf. on Thermoelectrics, S. 575-577 (1997).
- [73] Stordeur, M., Stark, I., *Low Power Thermoelectric Generator: A Self-sufficient Energy Source for Sensor Systems and Microsystems*, mst news, No. 21 (1997).
- [74] Kishi, M. et al., *Development of Micro-Thermoelectric Generator for Wrist Watches*, Materia, Vol. 38, No. 3, S. 257 ff. (1999).
- [75] Böttner, H. et al., *New Thermoelectric Components Using Micro-System-Technologies*, Proc. Sixth European Workshop on Thermoelectrics, Freiburg im Breisgau, Sept. 20th to 21st (2001).
- [76] Chapman, A. J., *Fundamentals of Heat Transfer*, Macmillan (1987).
- [77] Rudin, S., Wachutka, G., Baltes, H., *Thermal Effects in Magnetic Microsensor Modeling*, Sens. Actuators A, Vol. 25-27, S. 731-745 (1991).
- [78] Cerbe, G., Hoffmann, H.-J., *Einführung in die Wärmelehre*, Carl Hanser Verlag (1990).
- [79] Dean, D. J., *Thermal Design of Electronic Circuit Boards and Packages*, Electrochemical Publications Ltd. (1985).
- [80] Gerthsen, C., Vogel, H., *Physik*, Springer-Verlag (1993).
- [81] Wutz, M., Adam, H., Walcher, W., *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg Verlag (1992).
- [82] Wachutka, G., *Physikalische Grundlagen für die Modellierung mikrostrukturierter Bauelemente*, Vorlesung an der Technischen Universität München (2000).

- [83] Ibach, H., Lüth, H., *Festkörperphysik*, Springer-Verlag (1995).
- [84] Heikes, R. R., Ure, R. W., *Thermoelectricity: Science and Engineering*, Interscience Publishers (1961).
- [85] Fritzsche, H., *A General Expression for the Thermoelectric Power*, Sol. State Comm., Vol. 9, S. 1831-1815 (1971).
- [86] Cantrell, D. G., Butcher, P. N., *A Calculation of the Phonon-drag Contribution to the Thermopower of Quasi-2D Electrons Coupled to 3D Phonons: I. General Theory*, J. Phys. C: Solid State Phys., Vol. 20, S. 1985-1992 (1987).
- [87] Middelhoek, S., Audet, S. A., *Silicon Sensors*, Academic Press (1989).
- [88] Baltes, H., Moser, D., Völklein, F., *Thermoelectric Microsensors and Microsystems*, in *Sensors*, Vol. 7, VCH Verlag (1994).
- [89] Sze, S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons (1981).
- [90] Geballe, T. H., Hull, G. W., *Seebeck Effect in Silicon*, Phys. Rev., Vol. 98, S. 940-947 (1955).
- [91] Thomson, W. (Lord Kelvin), Proc. Roy. Soc. Edinburgh, Trans., Vol. 21 Part I, S. 123ff (1857).
- [92] Onsager, L., Phys. Rev., Vol. 37, S. 405ff (1931).
- [93] Wachutka, G., Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling, IEEE Trans. on CAD, Vol. 9, No. 11, S. 1141-1149 (1990).
- [94] Schenk, A., *Advanced Physical Models for Silicon Device Simulation*, Springer-Verlag (1998).
- [95] Callen, H. B., *Thermodynamics*, John Wiley & Sons (1966).
- [96] Hilleringmann, U., *Silizium-Halbleitertechnologie*, Teubner Verlag (1996).
- [97] Core, T. A., Tsang, W. K., Sherman, S. J., *Fabrication Technology for an Integrated Surface-Micromachined Sensor*, Solid State Technology, S. 39-47 (1993).
- [98] Scheiter, T. et al., *Full Integration of a Pressure-sensor System into a Standard BiCMOS Process*, Sens. Actuators A, Vol. 67, S. 211-214 (1998).
- [99] Büttgenbach, S., *Mikromechanik*, Teubner Verlag (1994).
- [100] Scheiter, T., *Integration mikromechanischer Sensoren in einer CMOS/BiCMOS-Prozessumgebung*, Dissertation, Technische Universität München (1996).
- [101] McConnell, A. D., Uma, S., Goodson, K. E., *Thermal Conductivity of Doped Polysilicon Layers*, IEEE J. Microelectromech. Syst., Vol. 10, No. 3, S. 360-369 (2001).
- [102] Widmann, D., Mader, H., Friedrich, H., *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, Springer-Verlag (1996).
- [103] Földner, M. et al., *Silicon Microphones with Low Stress Membranes*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, S. 126-129 (2001).
- [104] Völklein, F., Baltes, H., *A Microstructure for Measurement of Thermal Conductivity of Polysilicon Thin Films*, IEEE J. Microelectromech. Syst., Vol. 1, No. 4, S. 193-196 (1992).

- [105] Paul, O., Baltes, H., *Thermal Conductivity of CMOS Materials for the Optimization of Microsensors*, J. Micromech. Microeng., Vol. 3, S. 110-112 (1993).
- [106] Paul, O. M., Korvink, J., Baltes, H., *Determination of the Thermal Conductivity of CMOS IC Polysilicon*, Sens. Actuators A, Vol. 41-42, S. 161-164 (1994).
- [107] Paul, O., von Arx, M., Baltes, H., *Process-Dependant Thermophysical Properties of CMOS IC Thin Films*, Dig. Tech. Papers Transducers '95, Vol. 1, S. 178-181 (1995).
- [108] von Arx, M., Paul, O., Baltes, H., *Process-Dependent Thin-Film Thermal Conductivities for Thermal CMOS MEMS*, IEEE J. Microelectromech. Syst., Vol. 9, No. 1, S. 136-145 (2000).
- [109] Parameswaran, M., et al., *A New Approach for the Fabrication of Micromechanical Structures*, Sens. Actuators, Vol. 19, S. 289-307 (1989).
- [110] Linder, C. et al., *Surface Micromachining*, J. Micromech. Microeng. Vol. 2, S. 122-132 (1992).
- [111] Aigner, R. et al., *"Cavity-Micromachining" Technology: Zero-Package Solution for Inertial Sensors*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, S. 186-189 (2001).
- [112] Mulhern, G. T., Soane, D. S., Howe, R. T., *Supercritical Carbon Dioxide Drying of Microstructures*, Dig. Tech. Papers Transducers '93, S. 296-299 (1993).
- [113] Plötz, F. J., *Mikromechanische Aktuatoren für Hochfrequenz-Schalter in der Telekommunikation*, Dissertation, Universität-GH Paderborn (2001).
- [114] Culp, A. W., *Principles of Energy Conversion*, McGraw-Hill (1991).
- [115] Min, G., Rowe, D. M., *Peltier Devices as Generators*, in: Rowe, D. M., *CRC Handbook of Thermoelectrics*, CRC Press (1995).
- [116] Stoffel, A., *Finite Elemente und Wärmeleitung*, VCH Verlag (1992).
- [117] Klein, B., *FEM - Grundlagen und Anwendungen der Finite-Elemente-Methode*, Verlag Vieweg (1990).
- [118] *ANSYS 5.5 User Manual*, Ansys Inc., Canonsburg, PA, USA (1998).
- [119] *MEMCAD 4.2, User Guide*, Microcosm Technologies, Cambridge, MA, USA (1998).
- [120] van der Pauw, L. J., *A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape*, Philips Research Reports, Vol. 13, S. 1-9 (1958).
- [121] Newsam, M. I., Walton, A. J., Fallon, M., *Numerical Analysis of the Effect of Geometry on the Performance of the Greek Cross Structure*, Proc. IEEE Int. Conf. Microel. Test Structures '96, Vol. 9, S. 247-252 (1996).
- [122] Proctor, S. J., Lindholm, L. W., Mazer, J. A., *Direct Measurements of Interfacial Contact Resistance, End Contact Resistance, and Interfacial Contact Layer Uniformity*, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 30, No. 11, S. 1535-1542 (1983).
- [123] Völklein, F., Kessler, E., *Determination of Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Thin Foils and Films*, Exp. Techn. Phys., Vol. 33, S. 343-350 (1985).

- [124] Stärz, T., Schmidt, U., Völklein, F., *Microsensor for In Situ Thermal Conductivity Measurements of Thin Films*, Sens. Mat., Vol. 7, No. 6, S. 395-403 (1995).
- [125] Völklein, F., *Characterization of the Thermal Properties of Bulk and Thin-Film Materials by Using Diagnostic Microstructures*, Micrometrology Symposium, 31 Aug.-1 Sept., Delft, The Netherlands, S. 91-107 (2000).
- [126] von Arx, M., Paul, O., Baltes, H., *Test Structure to Measure the Seebeck Coefficient of CMOS IC Polysilicon*, IEEE Trans. Semiconduct. Manufact. Vol. 10, No. 2, S. 201-208 (1997).
- [127] Liao, C. N., Chen, C., Tu, K. N., *Thermoelectric Characterization of Si thin films in Silicon-on insulator wafers*, J. Appl. Phys., Vol. 86, No. 6, S. 3204-3208 (1999).
- [128] Paul, O., Plattner, L., Baltes, H., *A Thermal van der Pauw Test Structure*, Proc. IEEE 1999 Int. Conf. on Microel. Test Structures ICMTS, Vol. 12, S. 56-61 (1999).
- [129] Paul, O. et al., *A Thermal van der Pauw Test Structure*, IEEE Trans. Semicond. Manufact., Vol. 13, No. 2, S. 159-166 (2000).
- [130] Hafizovich, S., Paul, O., *Temperature Dependent Thermal Conductivities of CMOS Layers by Micromachined Thermal van der Pauw Test Structures*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, S. 1398-1401 (2001).
- [131] Lu, N.C.C., Gerzberg, L., Meindl, J. D., *A Quantitative Model of the Effect of Grain Size on the Resistivity of Polycrystalline Silicon Resistors*, IEEE Elec. Dev. Lett., Vol. 1, No. 3, S.38-41 (1980).
- [132] Sze, S. M., *VLSI Technology*, 2nd edition, McGraw-Hill (1988).
- [133] Völklein, F., Baltes, H., *Thermoelectric Properties of Polysilicon Films Doped with Phosphorus and Boron*, Sens. Mater. , Vol. 3, No. 6, S. 325-334 (1992).
- [134] Obermeier, E., Kopystynski, P., *Polysilicon as a Material for Microsensor Applications*, Sens. Actuators A, Vol. 30, S. 149-155 (1992).
- [135] Jones, R. E., Wesolowski, S. P., *Electrical, Thermoelectric, and Optical Properties of Strongly Degenerate Polycrystalline Silicon Films*, J. Appl. Phys., Vol. 56, No. 6, S. 1701-1706 (1984).
- [136] Kamins, T. I., *Polycrystalline Silicon for Integrated Circuits and Displays*, Kluwer Academic Publishers (1998).
- [137] Hering, E., Martin, R., Stohrer, M., *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag (1989).
- [138] Chiao, M. Lin, L., *Self-Buckling of Micromachined Beams under Resistive Heating*, IEEE J. Microelectromech. Syst., Vol. 9, No. 1, S. 146-151 (2000).
- [139] Mandurah, M. M., Saraswat, K. C., Helms, R. C., *Dopant Segregation in Polycrystalline Silicon*, J. Appl. Phys. Vol. 51, No. 11, S. 5755-5762 (1980).
- [140] Vining, C. B., *Silicon Germanium*, in: Rowe, D. M., *CRC Handbook of Thermoelectrics*, CRC Press (1995).
- [141] Landolt-Börnstein, *Thermopower of Pure Metals and Dilute Alloys*, in: *Metalle: Elektronische Transportphänomene*, Neue Serie, Gruppe 3, Band 15b, Springer-Verlag (1985).

-
- [142] Kleiner, M. B., Kühn, S. A., Weber, W., *Thermal Conductivity of Thin Silicon Dioxide Films in Integrated Circuits*, Proc. 25th Eur. Solid State Device Res. Conf. ESSDERC, S. 473-476 (1995).
- [143] Völklein, F., Wiegand, A., Baier, V., *High-Sensitivity Radiation Thermopiles-Made of Bi-Sb-Te Films*, Sens. Actuators A, Vol. 29, S. 87-91 (1991).
- [144] Beadle, W. E., Tsai, J. C. C., Plummer, R. D., *Quick Reference Manual for Silicon Integrated Circuit Technology*, Wiley & Sons (1985).
- [145] Winkler, B., Persönliche Mitteilung der Infineon Technologies AG (2001).
- [146] *A Comprehensive Guide to Thermoelectrics*, Supercool AB, Box 27, 40120 Göteborg, Schweden (1999).

Veröffentlichungen

Die im Folgenden aufgeführten Veröffentlichungen sind im Zuge dieser Promotion entstanden.

- [147] Strasser, M., Plötz, F., Aigner, R., Wachutka, G., *Device Performance of CMOS Low Power Thermoelectric Generators*, Proceedings of 5th Int. Workshop THERMINIC, October 3-6 1999, Rome, Italy, S. 288-292 (1999).
- [148] Strasser, M., Aigner, R., Wachutka, G., *Analysis of a CMOS Low Power Thermoelectric Generator*, Proceedings of Eurosensors XIV, August 27-30 2000, Copenhagen, Denmark, S. 17-20 (2000).
- [149] Strasser, M., Aigner, R., Franosch, M., Wachutka, G., *Miniaturized Thermoelectric Generators Based on Poly-Si and Poly-SiGe Surface Micromachining*, Dig. Tech. Papers Transducers '01, Vol. 1, S. 26-29 (2001).
- [150] Strasser, M., Aigner, R., Wachutka, G., *Microscale BiCMOS Thermoelectric Generators Based on Surface Micromachining*, Proceedings Sixth European Workshop on Thermoelectrics, Freiburg im Breisgau, September 20th to 21st (2001).
- [151] Strasser, M., Aigner, R., Franosch, M., Wachutka, G., *Miniaturized Thermoelectric Generators Based on Poly-Si and Poly-SiGe Surface Micromachining*, Sensors and Actuators A, Vol. 97-98C, S. 528-535 (2002).

Danksagung

Bei allen, die mir die Erstellung dieser Arbeit mit Ihrer Hilfe ermöglicht haben, möchte ich mich herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. G. Wachutka und Herrn Prof. Dr. I. Eisele danke ich für die fachliche Betreuung und die freundliche Unterstützung des Vorhabens, diese Promotion in Kooperation mit der Infineon Technologies AG, München durchzuführen.

Herrn Dr. R. Aigner danke ich für seine Unterstützung, seine Ideen, die Freiheit zur wissenschaftlichen Entfaltung und die großzügige Hilfsbereitschaft, mir alle notwendigen Arbeitsmittel und Informationen zukommen zu lassen.

Bei allen weiteren Mitarbeitern der Mikrosystemtechnikgruppe, insbesondere den Herren K.-G. Oppermann, Dr. H. Kapels und Dr. A. Meckes möchte ich mich für das sehr gute Arbeitsklima und die vielen technischen Diskussionen bedanken. Herrn M. Franosch kann ich ferner gar nicht genug danken für die aufgebrauchte Zeit und Geduld bei der Abscheidung und Präparation von Poly-Silizium-Germanium, der FMEA-Runde, den vielen REM-Aufnahmen sowie für sein stets so ermunterndes Interesse an meiner Arbeit.

Herrn Dr. W. Weber danke ich für seine freundliche Bereitschaft, mir in weltwirtschaftlich schwierigen Zeiten die Fortsetzung der Arbeit in seiner Abteilung zu ermöglichen und mich dort in einer sehr konstruktiven und zielführenden Art zu betreuen.

Bei Frau C. Lauterbach möchte ich mich dafür bedanken, mir ein weiteres interessantes Feld zum Einsatz von Thermogeneratoren aufgezeigt zu haben. Ferner konnte ich ungeheuer von ihrem (organisations-)technischen Wissen und dessen Einsatz für mich profitieren. Schön, wenn man solche Kollegen hat!

Herrn Dr. T. F. Sturm danke ich für seine freundliche und hilfsbereite Unterstützung bei der Lösung des grundlegenden Gleichungssystems und seiner mathematischen Präzision bei dieser Analyse. Ebenso haben mir Dr. G. Stromberg und Dr. S. Jung sehr geholfen und hatten immer ein offenes Ohr.

Den Ingenieuren und Arbeitern der Infineon-Fertigungslinie in München Perlach danke ich für die Beratung, die Herstellung meiner Strukturen und für das Verständnis meiner Sonderwünsche. Besonderer Dank dabei an die Gesamtprozessbetreuerin S. Gröndahl!

Herrn H. Mulatz und Herrn A. Eisvogel danke ich für die Chipmontage und Herrn M. Tiebout für die Anleitung zum eigenständigen Bonden.

Den Mitarbeitern der weiteren Sensorgruppen, vor allem Herrn S. Kolb, Herrn B. Winkler und Herrn Dr. A. Dehé danke ich für die Hilfsbereitschaft, das Interesse und die große Erfahrung.

Dank auch an die Jungs vom „MEMS Junior Competence Center“, M. Handtmann, F. Plötz, M. Földner, T. Reimann, G. Fattinger inklusive der Schar an Diplomanden und Werkstudenten. Was wart ihr aufgeladen!

Ebenfalls sei Dr. R. Nadal für viele Gespräche gedankt.

Meiner Mutter, meiner Schwester sowie meiner weiteren Familie und lieben Freunden wie Arzu Kayikcioglu, Miriam Weinberger und Dr. Tobias Schäfer danke ich von Herzen für das Interesse, das Verständnis, die Aufmunterungen und ihre Beiträge zur Gestaltung dieses Werks.

Ich widme diese Arbeit meinen Großeltern. Sie waren immer für mich da.