

# Verteilung der mechanischen Auslenkung resonanter Sensoren bei hohen Temperaturen

*S. Schmidtchen, H. Fritze*  
*Technische Universität Clausthal, Goslar/Deutschland*  
*silja.schmidtchen@tu-clausthal.de*

## Zusammenfassung:

Auf hochtemperaturstabilen piezoelektrischen Materialien basierende resonante Wandler können als Gas-, Masse-, Druck- oder Temperatursensoren verwendet werden. Der Einsatz von Einkristallen wie Langasit ( $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ) erlaubt Anwendungstemperaturen weit oberhalb der von Quarz-Sensoren. In Kombination mit gassensitiven Metalloxidschichten sind solche Wandler als Gassensoren unter extremen Bedingungen verwendbar. Das Schwingungsverhalten dieser Resonatoren wird durch die gasbedingten Änderungen der elektrischen und mechanischen Eigenschaften der Sensorschichten beeinflusst. Mit einem Laser-Doppler-Interferometer werden daher die Auslenkungen von Langasit-Biegebalken orts aufgelöst ermittelt und die Schwingungsmoden identifiziert. Der Einfluss von Temperatur und Umgebungsdruck auf die Dämpfung von Sensorelementen wird mit Messungen der Auslenkung und der Impedanz von Stimmgabeln bis zu einer Temperatur von 425 °C untersucht. Weiterhin werden der Einfluss der Geometrien von Resonator, Sensorschicht und Elektroden auf das Schwingungsverhalten von Langasit-Scherschwingern durch die Bestimmung der räumlichen Verteilung der Schwingungsamplitude bei Temperaturen bis 580 °C ermittelt.

**Schlagworte:** Langasit, Laser-Doppler-Vibrometer, hohe Temperatur

## Einleitung

Um zukünftigen Ansprüchen an Sensoren zur Prozesskontrolle von Energiewandlungsprozessen unter extremen Bedingungen gerecht zu werden, sind Materialien mit hoher chemischer und thermischer Stabilität erforderlich. In diesem Zusammenhang bieten piezoelektrische Gassensoren mehrere Vorteile gegenüber anderen Sensorkonzepten. Während zum Beispiel optische Verfahren im Hochtemperaturbereich optische Fenster erfordern, lassen sich resonante Sensoren unmittelbar in der heißen Zone installieren. Als Material für die Anwendung als resonanter Sensor im Hochtemperaturbereich hat sich Langasit (LGS,  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ) etabliert, da er die gewünschte Stabilität aufweist. Bis zu seinem Schmelzpunkt bei 1473 °C weist Langasit keine Phasenumwandlung auf und zeichnet sich durch geringe Dämpfung bis zu etwa 1000 °C aus [1],[2]. Im Gegensatz zum Quarz, der nur bis zu Temperaturen von etwa 450 °C anwendbar ist [3], lässt sich Langasit bis zu 1400 °C piezoelektrisch anregen [4]. In Kombination mit gassensitiven Schichten, wie zum Beispiel Ceroxid oder Titanoxid, sind selektive Gassensoren den Hochtemperaturbereich realisierbar. In einem weiteren Schritt können LGS-basierte Sensoren miniaturisiert und in

Form von Sensor-Arrays genutzt werden. Um derartige Sensorkonzepte zu entwickeln, ist ein detailliertes Verständnis der physikalischen Eigenschaften der Sensorelemente notwendig. Dies beinhaltet die Untersuchung der mechanischen und elektrischen Eigenschaften sowie die Abhängigkeit der Amplitude der mechanischen Auslenkung vom Resonator-Design und von den Geometrien der aufgetragenen Sensorschichten.

Zu diesem Zweck wird ein System, basierend auf einem Laser-Doppler-Vibrometer (LDV), entwickelt, das es erlaubt, Auslenkungen im Nanometerbereich orts aufgelöst bei hohen Temperaturen zu messen [5]. Mit Hilfe des Messaufbaus wird insbesondere die Temperatur- und Druckabhängigkeit des Schwingungsverhaltens verschiedener resonanter Langasit-Sensoren untersucht.

## Grundlagen

### Biegebalken

Für einen Balken der Dicke  $d$  und der Länge  $L$  ergeben sich die Resonanzfrequenzen für die Biegemoden eines unbelasteten Biegeschwingers im Vakuum zu [6]

$$f_n = \frac{(\alpha_n)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{d}{12\rho s_{ij}}} \quad (1)$$

Hier ist  $n$  die Nummer der Mode. Die Nachgiebigkeit  $s_{ij}$  und die Dichte  $\rho$  sind materialspezifische Größen. Für die Größe  $\alpha_n$  gilt [7]:

$$\alpha_1 = 1,88, \alpha_2 = 4,69, \alpha_3 = 7,89, \dots, \alpha_n = \pi(n - 0,5).$$

Die Resonanzfrequenz des jeweiligen Obertons ist in Bezug auf den Grundton somit um

$$F_n = f_n/f_1 = (\alpha_n/\alpha_1)^2 \quad (2)$$

erhöht. Für die Torsion eines Balkens ergibt sich eine Frequenz der Grundmode von [8]

$$f_T = \frac{1}{L^2} \sqrt{\frac{3C_t}{4\rho(b^3d + bd^3)}} \quad (3)$$

Die Konstante  $C_t$  ist materialspezifisch und beinhaltet die zur jeweiligen Schwingung gehörenden Einträge des Steifigkeitstensors  $c_{ij}$ .

### Dämpfung

Die Dämpfung eines Resonators wird durch verschiedene Parameter wie die Viskosität des umgebenden Mediums, Verspannungen aufgrund der Halterung oder unangepasste Geometrien von Resonator und Elektroden beeinflusst. Insbesondere bei hohen Temperaturen müssen auch die Materialeigenschaften des Resonators betrachtet werden. Die im Kristall auftretenden mechanischen und elektrischen Verluste verursachen eine Dämpfung der Schwingung im Material. Als Maß für die Dämpfung kann der reziproke Güte- oder Q-Faktor herangezogen werden, der mit Hilfe der Messung der Impedanz bzw. Admittanz bestimmt werden kann. Der Realteil der Admittanz  $Y'$  kann in guter Näherung durch eine Lorentz-Funktion als Funktion der Frequenz beschrieben werden. Die Güte ergibt sich zu [2]

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \frac{Y'_{\max} - Y'_0}{Y'_{\max}} \quad (4)$$

Dabei ist  $\Delta f$  die Halbwertsbreite des Lorentz-Peaks,  $Y'_{\max}$  das Maximum der Admittanz und  $Y'_0$  die Verschiebung der Lorentz-Funktion in Bezug auf die Admittanz.

Die Dämpfung eines Resonators wirkt sich ebenfalls auf seine mechanische Auslenkung aus. Im Allgemeinen wird die Auslenkung eines Resonators als proportional zum Q-Faktor angenommen [9]. Dieser Zusammenhang wurde auch für Stimmgabeln aus dem Modell des harmonischen Oszillators berechnet [7] und experimentell verifiziert [10]. Diese Beziehung gilt allerdings nur für den Fall geringer Dämpfung.

### Scherschwingungen

Ein nicht vollflächig mit Elektroden beschichteter planarer Resonator wird durch das elektrische Feld angeregt, das in diesem Fall überwiegend in dem Bereich zwischen den Elektroden lokalisiert ist. Die Kopplung zwischen dem angeregten Teil des Resonators und seinem Randbereich ist gestört, so dass sich die Schwingung nicht ungehindert in den Randbereich ausbreiten kann (*Energy Trapping*). Dies führt zu einer inhomogenen räumlichen Verteilung der Schwingungsamplitude über den unmittelbar angeregten Resonatorbereich hinaus. Die Verteilung der Amplitude und somit auch der Masseempfindlichkeit  $S(r)$  folgt annähernd einer Gauß-Verteilung mit dem Maximum  $S_{\max}$  in der Mitte der Elektroden [9]

$$S(r) = S_{\max} e^{-wr^2} \quad (5)$$

Die Breite  $w$  der Gauß-Verteilung

$$w = \frac{\ln(S_{r_e}/S_{\max})}{r_e^2} \quad (6)$$

ist abhängig vom Radius der Elektroden  $r_e$ , bzw. des elektrisch angeregten Bereichs. Durch die endliche Masse bzw. Dicke der Elektroden ist die Resonanzfrequenz im Elektrodenbereich kleiner als im unbeschichteten Bereich, was deren Kopplung weiter einschränkt. Daher kann die Lokalisierung der Schwingungsenergie durch eine größere Dicke der Elektroden [11] verstärkt werden. Die Breite der Gauß-Verteilung wird demnach maßgeblich durch die Geometrien der Elektroden bestimmt. Im Fall einer aufgetragenen Sensorschicht, sind zusätzlich die Abmessungen der Schicht relevant. Somit lässt sich bei resonanten Sensoren die Empfindlichkeit durch das Layout von Resonator, Elektroden und Sensorschicht einstellen. Durch Anpassung des Layouts lassen sich so z. B. Dämpfungseffekte durch den Resonatorrand verringern.

### Experimenteller Aufbau und Messungen

Mit einem LDV wird die mechanische Auslenkung von Stimmgabeln, Biegebalken und Scherschwingern bestimmt. Die orts aufgelöste Messung der räumlichen Verteilung der Schwingungsamplitude ermöglicht dabei die Identifizierung verschiedener Schwingungsmoden, wie es hier an Beispiel von Biegebalken gezeigt wird. Unter Nutzung von LGS-Scherschwingern wird der Einfluss der Resonator-, Schicht- und Elektrodengeometrien untersucht. Dabei wird der effektive Elektrodendurchmesser mit Hilfe einer aufgetragenen Metalloxidschicht eingestellt, deren Leitfähigkeit vom Sauerstoff-Partialdruck abhängt.

Die verwendeten LGS-Stimmgabeln sind kommerziell erhältliche Gabeln mit Gold-Elektroden (AXTAL, Lobbach, Deutschland). Sie weisen eine Resonanzfrequenz von 22 kHz auf. Die Länge und Breite der Stimmgabelzinke betragen 3,1 bzw. 0,4 mm.

Die untersuchten Biegebalken wurden aus LGS-Einkristallen mit einem mechanischen Verfahren und anschließendem Ätzprozess präpariert. Details zum Herstellungsprozess können in [12] nachgelesen werden. Der hier betrachtete Balken ist 2,5 mm lang, 1,5 mm breit und 160  $\mu\text{m}$  dick. Die Balkenoberfläche entspricht der kristallographischen Y-Fläche des LGS, der Balken zeigt in X-Richtung. Zur Anregung einer Biegeschwingung wurden die Ober- und Unterfläche des Balkens mit Platin-Elektroden versehen, so dass sich eine Biegung in Y-Richtung ergibt.

Die LGS-Scherschwinger sind scheibenförmige Resonatoren (Y-Schnitt) mit verschiedenen Durchmessern  $d_{Res}$  und Dicken  $h_{Res}$ . Auf Vorder- und Rückseite werden schlüsselförmige Pt-Elektroden mit unterschiedlichen Durchmessern  $d_{EI,V}$  und  $d_{EI,R}$  aufgebracht [5].

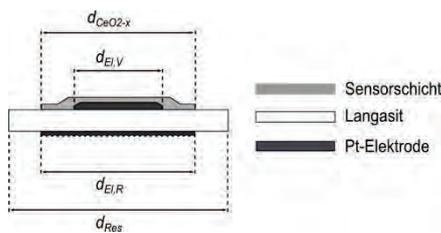


Abb. 1: Resonator mit den Abmessungen von LGS-Kristall, Elektroden und Sensorschicht.

Zur Untersuchung des Einflusses der Elektrodendicke auf die Verteilung der Schwingungsamplitude wird die Elektrodendicke auf der Vorderseite  $h_{EI,V}$  variiert. Für die Bestimmung der Abhängigkeit der Schwingungsamplitude vom Elektrodendurchmesser wird weiterhin eine Ceroxid-Sensorschicht mittels Laserpulsabscheidung (PLD) auf der kleineren Elektrode abgeschieden. Der Durchmesser  $d_{CeO_2-x}$  ist dabei größer als  $d_{EI,V}$ . Ein Schema des Resonator-Layouts ist in Abb. 1 gezeigt. Bei einer Verringerung des Sauerstoff-Partialdrucks ändert sich die Leitfähigkeit des  $CeO_{2-x}$  von isolierend zu leitend. Durch den Überlapp der Sensorschicht resultiert eine Vergrößerung der effektiven Elektrodenfläche auf dem Resonator.

Die Resonatoren werden mit Hilfe eines  $Al_2O_3$ -Probenhalters in einem gasdichten Rohröfen installiert. Das verwendete Interferometer ist ein Einpunkt-Laser-Doppler-Vibrometer (Polytec OFV 505) mit einer Laserspotgröße von etwa 60  $\mu\text{m}$  bei dem hier vorliegenden Abstand zur Probe von etwa 1 m. Für die orts aufgelöste Abtastung der Probenoberfläche wird ein Spiegel-Positioniersystem verwendet, das eine Abtastung mit einer lateralen Auflösung von 1  $\mu\text{m}$  ermöglicht.

Die Stimmgabeln werden in der Nähe des freien Endes der Gabelzinke auf der Außenseite mit dem Vibrometer charakterisiert. Durch die Ausrichtung der Gabelzinke senkrecht zum Laserstrahl werden mit dem LDV Bewegungen der Zinken in Richtung der Ebene der Gabelfläche detektiert. Die Messungen im Vakuum finden bei einem Umgebungsdruck von  $6,6 \cdot 10^{-5}$  bar statt. Die Temperatur im Ofen beträgt dabei etwa 50  $^{\circ}\text{C}$ . Es werden mehrere Anregungsfrequenzen und die Anregungsspannungen 50 und 150 mV gewählt. Die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung wird bei Temperaturen bis zu 425  $^{\circ}\text{C}$  und einem Druck von  $10^{-3}$  bar mit dem Vibrometer (Auslenkung) und einem Netzwerkanalysator (Q-Faktor) untersucht.

Der Biegebalken wird bei verschiedenen Frequenzen mit einer Spannung von 1,5 V elektrisch angeregt. Für die orts aufgelösten Messungen der Auslenkung wird der Balken an 19 Positionen auf der Oberfläche mit dem LDV vermessen. Die Schrittweite beträgt dabei etwa 300  $\mu\text{m}$ .

Zur Detektion von Scherschwingungen werden die Proben in einem Winkel von etwa 35 $^{\circ}$  zum Laserstrahl mit der Rückseite (vgl. Abb. 1) in Richtung Laser eingebaut. Um hierbei ausreichend hohe Intensitäten des zurückgestreuten Lichtes zu gewährleisten, ist eine diffuse Rückstreuung und daher eine raue Probenoberfläche erforderlich. Dies wurde zum Teil durch die Verwendung von Siebdruck-Pt-Elektroden auf der Rückseite realisiert. Alternativ wird auf glatten PLD-Pt-Elektroden eine zusätzliche raue  $Al_2O_3$ -Schicht mit Siebdruck aufgebracht. Die Einstellung des Sauerstoff-Partialdrucks ( $p_{O_2}$ ) erfolgt mit einem Gasmischsystem in einem Bereich von Normaldruck bis  $10^{-20}$  bar. Der  $p_{O_2}$  wird dabei mit einem Zirkonoxid-Sauerstoff-Sensor gemessen.

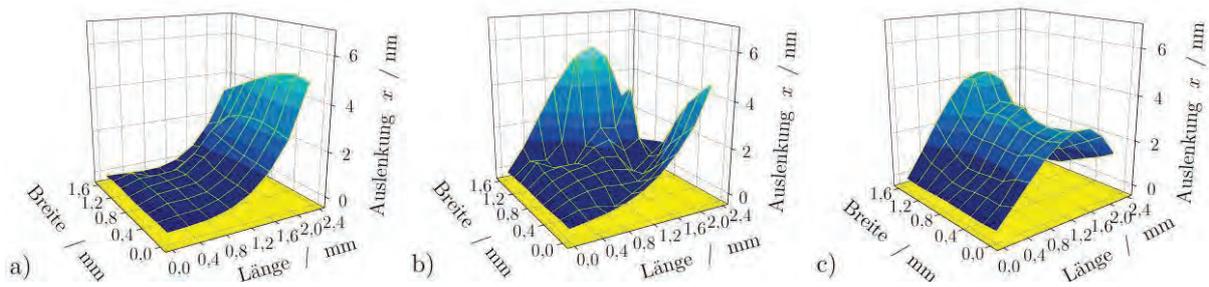


Abb. 2: Räumliche Verteilung der Auslenkung eines LGS-Biegebalkens mit (a)  $f_A = 19,9$  kHz, (b)  $f_A = 63,4$  kHz, (c)  $f_A = 88,0$  kHz, bei  $U_A = 1,5$  V.

## Ergebnisse und Diskussion

### Schwingungsmoden

Ein LGS-Biegebalken wird bei Raumtemperatur mit einer Anregungsspannung  $U_A = 1,5$  V und verschiedenen Frequenzen  $f_A$  angeregt. Die resultierenden Schwingungsamplituden sind in Abb. 2 in einer 3D-Darstellung über den Abmessungen des Balkens aufgetragen. Bei einer Anregung der Grundmode ( $f_A = 19,9$  kHz, Abb. 2a) ist eine Biegeschwingung mit einem Knoten am Fuß des Biegebalkens zu erkennen. Die maximale Auslenkung beträgt 4,3 nm. Die nach Gl. (1) zu erwartende Frequenz beträgt für einen LGS-Balken mit den gegebenen Abmessungen 18,4 kHz. Die Abweichung von 7,5 % von der gemessenen Frequenz kann durch Asymmetrien der Balkenform und Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Abmessungen begründet werden. In den Abb. 3b bis 3c sind die Oberschwingungen dargestellt. Für Anregungen mit 63,4 kHz ist eine Torsionsschwingung oder eine Überlagerung von Torsions- und Biegeschwingung erkennbar. Die nach Gl. (3) berechnete Frequenz einer Torsionsschwingung beträgt 61,7 kHz. Die gemessene Resonanzfrequenz weicht nur 2,7% von der berechneten ab, so dass hier von einer Torsion ausgegangen werden kann. Die Auslenkungen dieser Schwingung variieren von 0,1 nm bis zu 2,4 nm. Nach Gl. (2) ergibt sich für diese Frequenz ein  $F_n$  von 3,19. Ein Vergleich mit Literaturwerten liefert für vergleichbare Messungen an ZnO-Biegebalken ein  $F_n$  von 3,74 und kennzeichnet ebenfalls eine Torsion [13]. Eine weitere Schwingung ergibt sich für  $f_A = 88,0$  kHz (b) mit Auslenkungen bis zu 3,3 nm. Hier zeigt sich ein zweiter Schwingungsknoten am Ende des Balkens, so dass von einer Oberschwingung auszugehen ist. Das entsprechende  $F_n$  ist hier 4,42. Der in [13] ermittelte Wert beträgt 4,25 für eine Biegemode und bestätigt somit diese Annahme. Die nach Gl. (1) berechnete Frequenz für den ersten Oberton der Biegung beträgt jedoch 115,6 kHz und weicht demnach stark ab. Begründen lässt sich dies wiederum durch die genannten Asymmetrien der Balkenform, die sich bei Obertönen noch stärker bemerkbar

machen. Zusätzlich gilt Gl. (1) nur für reine Biegemoden und nicht für Überlagerungen verschiedener Schwingungsmoden. Daher wird hier eine Biegeschwingung mit Torsionsanteil angenommen, was auch dem optischen Eindruck der Schwingungsverteilung entspricht.

### Temperatur- und Druckabhängigkeiten

Der Einfluss der Atmosphäre auf die mechanische Auslenkung einer Stimmgabel und damit auf die Dämpfung wird bei verringertem Atmosphärendruck und Normaldruck bestimmt.

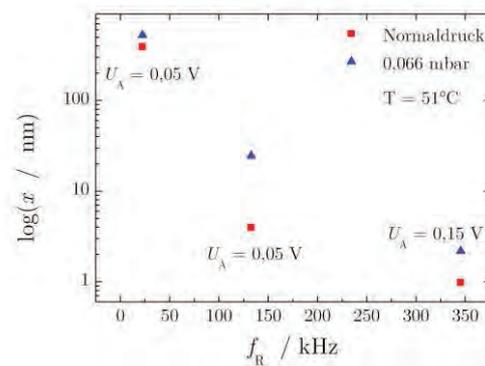


Abb. 3: Auslenkung einer LGS-Stimmgabel bei Normaldruck und  $6,6 \cdot 10^{-5}$  bar, bei verschiedenen Anregungsfrequenzen,  $U_A = 0,05$  und  $0,15$  V.

Die Auslenkungen für drei verschiedene Anregungsfrequenzen sind in Abb. 3 dargestellt. Mit Verringerung des Umgebungsdrucks wird die Dämpfung der Stimmgabel verringert, was zu einer Erhöhung der Auslenkung führt.

Die Abhängigkeit der Auslenkung von der Temperatur wird an einer Stimmgabel bei Temperaturen bis 425 °C bestimmt. Um den Q-Faktor zu ermitteln, werden gleichzeitig Impedanzspektren aufgenommen. Die Ergebnisse für den Grundton sind in Abb. 4 gezeigt. Mit steigender Temperatur nimmt die Auslenkung von 527 bis auf 14 nm ab. Der Q-Faktor zeigt einen vergleichbaren Temperaturverlauf (Abb. 4, rechts). Im unteren Teil von Abb. 4 ist das Verhältnis  $x/Q$  dargestellt. Für Temperaturen unterhalb 350 °C ergibt sich ein annähernd konstanter Faktor, was den Erwartungen entspricht. Für

höhere Temperaturen weichen die Faktoren ab. Dies unterstützt die Annahme, dass die genannte Proportionalität nur für geringe Verluste gegeben ist.

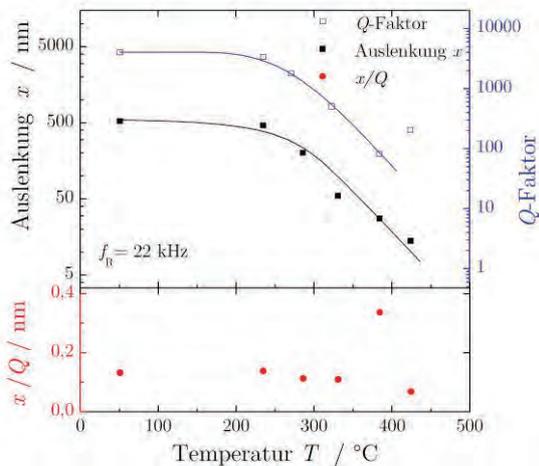


Abb. 4: Auslenkungen (linke Achse) und Q-Faktor (rechte Achse) des Grundtons einer LGS-Stimmgabel bei Temperaturen bis 425 °C und  $10^{-3}$  bar; Verhältnis  $Q/x$  (unteres Teildiagramm).

#### Einfluss der Elektroden- und Sensorgeometrien

Der Einfluss des Elektrodendurchmessers auf das Schwingungsprofil wird mit einem Resonator (Durchmesser  $d_{Res} = 19$  mm, Dicke  $h_{Res} = 600$   $\mu\text{m}$ ) bei 580 °C und verschiedenen  $p_{O_2}$  ermittelt. Auf der kleineren Elektrode ( $d_{El,V} = 5,8$  mm) befindet sich eine  $\text{CeO}_{2-x}$ -Schicht ( $d_{\text{CeO}_{2-x}} = 13,2$  mm, Dicke 300 nm). Die Probe wird bei der Grundfrequenz (2,2 MHz) mit  $U_A = 4,5$  V angeregt und mit dem LDV entlang einer Linie in der Mitte der Elektrode vermessen (Schrittweite von 250  $\mu\text{m}$ ). Die ermittelten Auslenkungen werden mit einer Gaußfunktion gefittet und sind in Abb. 5 normiert dargestellt. Die  $p_{O_2}$ -induzierte Erhöhung der Leitfähigkeit der  $\text{CeO}_{2-x}$ -Schicht führt zu einer Vergrößerung des effektiven Elektrodendurchmessers. Dies wird anhand der Verbreiterung der Verteilung der Schwingungsamplitude mit sinkendem  $p_{O_2}$  deutlich und deckt sich mit den Erwartungen. Es ergibt sich eine relative Änderung des Elektrodendurchmessers um den Faktor 1,08 bei Änderung des  $p_{O_2}$  von  $10^{-4}$  auf  $10^{-20}$  bar. Dies stimmt gut mit Ergebnissen einer vorangegangenen Arbeit [14] überein, in der mittels Impedanzspektroskopie eine relative Änderung des Durchmessers von 1,07 bei  $p_{O_2}$ -Verminderung von  $10^{-6}$  auf  $10^{-20}$  bar publiziert ist. Der Einfluss der Dicke der Elektroden auf das *Energy Trapping* wird mit zwei Resonatoren ( $d_{Res} = 10$  mm,  $h_{Res} = 260$   $\mu\text{m}$ ) bei Raumtemperatur untersucht. Die Elektroden weisen einen Durchmesser von  $d_{El,V} = 4$  mm und

$d_{El,R} = 7$  mm auf. Die Dicke der größeren Elektrode beträgt bei beiden Resonatoren  $h_{El,R} = 200$  nm. Die Dicke der kleineren Elektrode wird variiert und beträgt  $h_{El,V} = 500$  bzw. 900 nm.

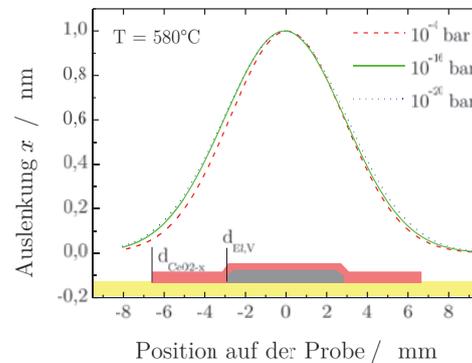


Abb. 5: Amplitudenverteilung eines Resonators mit Sensorschicht,  $U_A = 4,5$  V in Abhängigkeit vom  $p_{O_2}$  bei 580 °C.

In Abb. 6 sind die Schwingungsprofile für die beiden Elektrodendicken dargestellt. Bei der größeren Dicke ergibt sich eine Verringerung der Breite des Schwingungsprofils um 11 %.

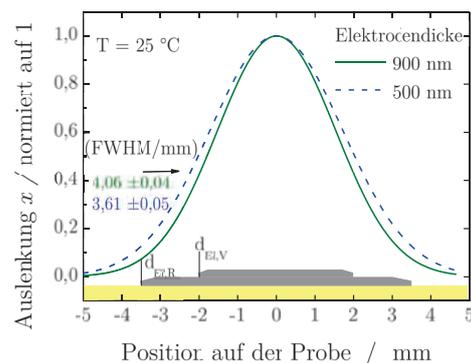


Abb. 6: Amplitudenverteilung eines Resonators mit Design 2 in Abhängigkeit von der Elektrodendicke. Schrittweite der Messpunkte 100  $\mu\text{m}$ , elektrische Anregung im Grundton mit 9 V.

Die Halbwertsbreiten betragen  $(4,06 \pm 0,04)$  mm für eine Elektrodendicke von 500 nm und nur noch  $(3,61 \pm 0,05)$  mm für 900 nm. Wie erwartet bewirkt also eine vergrößerte Elektrodendicke eine Verbesserung des *Energy Trappings*.

#### Zusammenfassung

Mit einem Laser-Doppler-Vibrometer werden die Schwingungseigenschaften verschiedener Langasit basierter resonanter Wandler untersucht. Es kann gezeigt werden, dass mit dem entwickelten Messsystem kleinste mechanische Auslenkungen dieser Bauelemente ortsaufgelöst bei hohen Temperaturen und verschiede-

nen Gasatmosphären detektiert werden können. Mit Hilfe von ortsaufgelösten Messungen erfolgt eine Zuweisung der Schwingungsmoden von Biegebalken. Der Vergleich der Verhältnisse der Frequenzen von Grund- und Obertönen mit Werten aus der Literatur zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Abhängigkeit der Dämpfung von Druck und Temperatur wird anhand der mechanischen Auslenkung und der Güte von LGS-Stimmgabeln bis 425 °C bestimmt. Mit steigender Temperatur nehmen die Güte und die Auslenkung durch die erhöhte Dämpfung ab. Bis etwa 350 °C ist dabei das Verhältnis von Auslenkung und Güte konstant. Anhand von LGS-Scherschwingern wird weiterhin der Einfluss der Geometrien von Elektroden und Sensorschichten auf die räumliche Verteilung der Schwingungsamplitude und somit auf das *Energy Trapping* untersucht. Es zeigt sich die erwartete Verbesserung des *Energy Trappings* mit zunehmender Elektrodendicke. Eine Anpassung des Sensor-Layouts ermöglicht so eine Einstellung der Empfindlichkeitsverteilung des Resonators. Dadurch können unter anderem Dämpfungseffekte durch den Resonatorrand verringert oder, bei der Anwendung als Sensor-Array, der Einfluss von benachbarten Strukturen minimiert werden.

#### Literatur

- [1] K. Shimamura, H. Takeda, T. Kohno, T. Fukuda, Growth and characterization of lanthanum gallium silicate  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  single crystals for piezoelectric applications, *J. Cryst. Growth*, 163, 388 (1996); doi: 10.1016/0022-0248(95)01002-5
- [2] H. Fritze, High-temperature bulk acoustic wave sensors, *Meas. Sci. Technol.* 22, 012002 (2011); doi:10.1088/0957-0233/22/1/012002
- [3] J. Hornsteiner, E. Born, G. Fischerauer, E. Riha, Surface acoustic wave sensors for high-temperature applications, *Proceed. 52th IEEE Int. Freq. Cont. Symp.*, 615 (1998); doi:10.1109/FREQ.1998.717964
- [4] H. Fritze, High temperature piezoelectric materials: Defect chemistry and electro-mechanical properties, *J. Electroceram.*, 17, 625 (2006); doi: 10.1007/s10832-006-9735-1
- [5] S. Schmidtchen, D. Richter, H. Fritze, Variation of the vibration profile of piezoelectric resonant sensors with different electrode conductivity at high temperatures, *Sens. Act. B: Chem.*, 187, 247 (2013); doi: 10.1016/j.snb.2012.11.015
- [6] U. Rabe, K. Janser, W. Arnold, Vibrations of free and surface-coupled atomic force microscope cantilevers: Theory and experiment, *Rev. Sci. Instr.*, 67, 3281 (1996); doi:10.1063/1.1147409
- [7] K. Karrai, R. Grober, Piezo-electric tuning fork tip-sample distance control for near field optical microscopes, *Ultramicrosc.*, Elsevier, 61, 197 (1995); doi: 10.1016/0304-3991(95)00104-2
- [8] C.R. Tellier, T.G. Leblois, S. Durand, Computer aided design of Langasite resonant cantilevers: analytical models and simulations, *Europ. Phys. J.: Appl. Phys.*, 50, 20303 (2010); doi:10.1051/epjap/2010039
- [9] B.A. Martin, H.E. Hager, Velocity profile on quartz crystals oscillating in liquids, *J. Appl. Phys.*, AIP, 65, 2630 (1989); doi: 10.1063/1.342772
- [10] K. Karrai, R. Grober, Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes, *Appl. Phys. Letters*, AIP, 66, 1842 (1995); doi:10.1063/1.113340
- [11] G. Sauerbrey, Messung von Plattenschwingungen sehr kleiner Amplitude durch Lichtstrommodulation, *Zeitschr. Phys. A: Hadron. Nucl.*, 178, 457 (1964); doi: 10.1007/BF01379475
- [12] J. Sauerwald, D. Richter, E. Ansorge, B. Schmidt, H. Fritze, Langasite based miniaturized functional structures: Preparation, high-temperature properties and applications, *Phys. Stat. Sol. A: Applic. Mat. Sci.*, 208, 390 (2011); doi: 10.1002/pssa.201026639
- [13] P. Sanz, J. Hernando, J. Vázquez, J.L. Sánchez-Rojas, Laser vibrometry and impedance characterization of piezoelectric microcantilevers, *J. Micromech. Microeng.*, 17, 931 (2007); doi:10.1088/0960-1317/17/5/012
- [14] H. Fritze, D. Richter, H. L. Tuller, Simultaneous detection of atmosphere induced mass and conductivity variations using high temperature resonant sensors, *Sens. Act. B: Chemical* 111, 200 (2005); doi: 10.1016/j.snb.2005.06.0