

Bestimmung des Mischungsverhältnisses eines strömenden Gasgemisches

Jaqueline Stauffenberg¹, Steve Durstewitz¹, Martin Hofmann¹, Tzvetan Ivanov¹, Mathias Holz¹, Waleed Ehrhardt², W.-Ulrich Riegel³, Jens-Peter Zöllner¹, Martin Ziegler¹ und Ivo W. Rangelow¹

¹ Fachgebiet Mikro- und nanoelektronische Systeme, TU Ilmenau, Gustav-Kirchhoff-Str. 1, 98693 Ilmenau; jaqueline.stauffenberg@tu-ilmenau.de; steve.durstewitz@tu-ilmenau.de; hofmann.martin@tu-ilmenau.de; tzvetan.ivanov@tu-ilmenau.de; mathias.holz@tu-ilmenau.de; jens-peter.zoellner@tu-ilmenau.de; martin.ziegler@tu-ilmenau.de; ivo.rangelow@tu-ilmenau.de; Tel-Nr. +49-3677-69 3717;

² Electronic & Sensors, Am Vogelherd 10 (Tor 1), 98693 Ilmenau; info@electrosens.de; Tel-Nr. +49-3677-667529;

³ ETG – Entwicklungs- und Technologie Gesellschaft mbH, Am Eichicht 1 A, 98693 Ilmenau; wur@etg-ilmenau.de; Tel-Nr. +49-3677-46120.

Zusammenfassung

Mikrocantilever bieten ein breites Anwendungsspektrum in der Sensorik und der Messtechnik. In dieser Arbeit werden Cantilever als Strömungssensoren verwendet. Die meisten konventionell erhältlichen Strömungssensoren sind oft nur auf eine Gasart kalibriert und lassen eine Analyse von Gasgemischen nur mit erhöhtem Aufwand zu. Bei den hier angewendeten Sensoren wird ein Cantilever senkrecht im Strömungskanal positioniert. Dabei ist es möglich, den Sensor im dynamischen und im statischen Modus zu betreiben. Im dynamischen Modus wird der Cantilever in Schwingung versetzt. Dazu werden Resonanzfrequenz, Resonanzamplitude und Phase als Messgrößen erfasst. Im statischen Modus wird die Verbiegung des Cantilever registriert. Die Kombination der Modi lassen es zu, gleichzeitig die verschiedenen Messgrößen zu ermitteln. Durch eine Strömung wird der Sensor in seinem Bewegungsverhalten beeinflusst, wodurch es möglich ist, auf die Strömungsgeschwindigkeit zu schließen. Zusätzlich zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit besteht die Möglichkeit, unterschiedliche Gasarten zu detektieren. Jedes Medium hat bestimmte Eigenschaften (Dichte und Viskosität), die sich verschieden auf die Bewegung des Sensors auswirken. Demzufolge können Konzentrationen eines bekannten Gasgemisches ermittelt werden. Am Beispiel des Luft-Kohlenstoffdioxid-Gemisches wird in dieser Arbeit untersucht, wie sich das Mischungsverhältnis bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten auf das Cantileververhalten auswirkt.

Keywords: Gassensorik, Gasgemisch, Strömungssensoren, Cantilever, Piezoresistiv

Einleitung in die Thematik

Mikrocantilever bilden eine wichtige Gruppe unter den MEMS-Bauelementen. Sie sind einige µm große freistehende Zungen, die infolge von Krafteinwirkungen und Masseanlagerungen Änderungen in ihrem mechanischen Verhalten erfahren. Sie bieten ein weites Spektrum für sensorische Aufgaben: Raster-Kraft-Sensoren mit atomarer Auflösung, Kraft- und Drucksensoren, Beschleunigungssensoren, Massesensoren, Temperatursensoren, IR-Strahlungssensoren, bio- und chemische Sensoren, Strömungssensoren [1-3].

Auf Grund der Möglichkeit diese resonanten MEMS-Sensoren extrem klein zu bauen, sind sie in der Lage Kräfte im nN-Bereich, Massen im fg-Bereich und Abmessungen im sub-nm-

Bereich erfassen zu können. Neben Metallen ist Silizium der dominierende Werkstoff für diese MEMS-Sensoren. Damit lassen sich erfasste physikalische Größen in elektrische Signale wandeln. Ihre Herstellung erfolgt mit Verfahren, die äquivalent den Prozessschritten der Mikro- und Nanoelektronikfabrikation sind.

Wissenschaftliches Interesse besteht an der Untersuchung von vibrierenden Mikrocantilevern in viskosen Medien. Diese Untersuchungen sind u.a. mit der Atom-Kraft-Mikroskopie und der Sensorik mit mikromechanischen Oszillatoren verbunden. Zur Beschreibung des Einflusses des umgebenden Mediums ist die Voraussage der auf den Oszillator wirkenden Kräfte von entscheidender Bedeutung. In verschiedenen Arbeiten wurde dieser Einfluss untersucht [4-7]. Die wirkenden Kräfte werden mit dem Massezuwachs durch das mitbewegte

Fluid und der hydrodynamischen Dämpfung beschrieben. Beide Effekte wirken als Trägheits- und Viskositätskräfte auf die Bewegung des Körpers im Fluid. Sie sind durch die charakteristischen Abmessungen des Körpers und der Dicke der viskosen Grenzschicht bestimmt und bewirken eine Verschiebung der Resonanzfrequenz f_0 und der Güte Q . Im allgemeinen Fall ist das Problem der Berücksichtigung der aerodynamischen Kräfte auf einen vibrierenden Cantilever wegen des 3-dimensionalen Gasflusses sehr kompliziert. Die wirkenden Kräfte hängen vom Verhältnis der Dicke T zur Breite W der Platte, dem Größenverhältnis von Oszillationssamplitude \hat{z} zur charakteristischen Plattenabmessung $\frac{KC}{2\pi} = \frac{\hat{z}}{W}$ (KC – Keulegan-Carpenter-Zahl) und der frequenzabhängigen normierten Reynoldszahl (siehe Gl. (16)) ab [7]. In [4] wurde dieses Problem für eine im ruhenden Fluid mit kleiner Amplitude schwingenden dünne Platte behandelt und der Einfluss des Fluids auf die Resonanzfrequenz f_0 und der Güte Q abgeleitet. Bardalis u.a. [8] untersuchten unter Nutzung dieser Beziehungen die Bestimmung von Dichte und Viskosität von Gasen mittels Mikrocantilever. In [9] wurde gezeigt, dass das Resonanzverhalten von Mikrocantilevern durch die Gasströmung beeinflusst wird und dieser Einfluss zur Messung des Gasflusses genutzt werden kann.

In strömenden Gasen ist das Resonanzverhalten von der Gasart bzw. dem Gasgemisch und der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. Am Beispiel des Luft-Kohlenstoffdioxid-Gemisches wird in dieser Arbeit untersucht, wie sich das Mischungsverhältnis bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten auf das Cantileververhalten auswirkt. Diese Untersuchung ist eingebettet in die Entwicklung eines kompakten, autokalibrierenden, fernabfragbaren Strömungsmesssystems mit Gasarterkennung.

Grundgleichungen zum Resonanzverhalten

Gegenstand der Untersuchungen ist ein vibrierender Cantilever in einem strömenden Fluid. Diese elastische Platte der Länge L , der Breite W und der Dicke T ($L > W \gg T$) wird quer zur Strömung platziert (Abb.1). Die Bewegung dieses dünnen Biegebalkens lässt sich im Rahmen der Bernoulli-Näherung durch folgende Differentialgleichung beschreiben

$$EI \frac{\partial^4 z(x,t)}{\partial x^4} + \rho \cdot W \cdot T \frac{\partial^2 z(x,t)}{\partial t^2} = f(x,t), \quad (1)$$

wobei das Elastizitätsmodul E und das Flächenträgheitsmoment I längs des Balkens als konstant angenommen wurden. $f(x,t)$ ist die längsbezogene Krafteinwirkung (diese enthält die

Trägheits- und Dämpfungskräfte des umgebenden Mediums sowie die externe Anregung), W – die Breite des Balkens, T – die Dicke und ρ – die mittlere Dichte des Balkens. Für diesen Cantilever mit rechteckigem Querschnitt gilt für das Flächenträgheitsmoment

$$I = \frac{T^3 \cdot W}{12} \quad (2)$$

Für einen einseitig am Ort $x=0$ eingespannten Cantilever mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} z(x=0, t) &= 0, \quad \frac{\partial z(x=0, t)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial^2 z(x=L, t)}{\partial x^2} &= 0, \quad \frac{\partial^3 z(x=L, t)}{\partial x^3} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

und für die Näherung $f(x, t) \approx 0$, was für Vakuumbedingungen angenommen werden kann, erhält man die natürlichen Eigenmoden

$$z(x, t) = \left\{ \begin{aligned} &[\cos(k_n x) - \cosh(k_n x)] + \\ &\frac{[-\cos(k_n L) - \cosh(k_n L)]}{[\sin(k_n L) + \sinh(k_n L)]} \\ &\cdot [\sin(k_n x) - \sinh(k_n x)] \end{aligned} \right\} \cdot A \sin(\omega_n t - \varphi_0) \quad (4)$$

und Eigenfrequenzen

$$f_{n,vac} = \frac{1}{2\pi} \omega_n = (k_n L)^2 \frac{1}{2\pi} \frac{T}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot 12}} \quad (5)$$

mit $k_0 L = 1,8751$, $k_1 L = 4,6941$, $k_2 L = 7,8548$, ...

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird der Cantilever im ersten Resonanzmode ($n=0$) genutzt. Zur Beschreibung seines Verhaltens nutzen wir das Modell des einfachen harmonischen Oszillators (SHO)

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{D}{m} \cdot \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 \cdot z = \frac{F \sin(\omega t)}{m} \quad (6)$$

mit z der Auslenkung, D der Dämpfung, m der Masse des Cantilevers und des mitbewegten Fluids, $\omega_0/2\pi$ der Resonanzfrequenz des Cantilevers im Fluid und $F \sin(\omega t)$ der periodischen Anregung. Schwingungsamplitude $\hat{z}(\omega)$ und Phasenverschiebung φ_0 berechnen sich nach

$$\hat{z}(\omega) = \frac{\hat{F}/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{D}{m}\omega\right)^2}}, \quad (7)$$

$$\varphi_0 = \arctan\left(\frac{\frac{D}{m}\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}\right). \quad (8)$$

Das Resonanzverhalten ist charakterisiert durch die Güte Q mit der Bandbreite Δf

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\omega_0 \cdot m}{D}, \quad (9)$$

durch die Resonanzamplitude

$$\hat{z}_{max} = \frac{\hat{F}/m}{\omega_0^2} \cdot Q \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}} \approx \frac{\hat{F}/m}{\omega_0^2} \cdot Q \approx \frac{\hat{F}}{\omega_0 D}, \quad (10)$$

durch die Resonanzfrequenz

$$\omega_{max} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}} \approx \omega_0 \quad (11)$$

und durch die Phasenverschiebung im Resonanzpunkt

$$\varphi_{max} = \arctan\left(\sqrt{\frac{Q^2}{4} - 2}\right) \approx \frac{\pi}{2} \quad (12)$$

Die in den Gleichungen (10)-(12) gemachten Näherungen gelten für $Q \gg 1$ und sind für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen anwendbar. Die Gütefaktoren der verwendeten Cantilever in Gasen unter Normaldruck sind > 100 .

Der Einfluss des Fluids auf die Resonanzfrequenz gegenüber Vakuumbedingungen wird beschrieben durch

$$f_0 = f_{0,vac} \cdot \sqrt{\frac{m_{can}}{m_{can} + m_{fluid}}} \quad (13)$$

mit der Masse des Cantilevers m_{can} und der mitbewegten Masse des Fluids m_{fluid} .

Die Cantilevermasse erhält man aus seiner mittleren Dichte ρ und den Abmessungen

$$m_{can} = \rho \cdot T \cdot W \cdot L \quad (14)$$

Die Masse des mitbewegten Fluids berechnet sich nach [6]

$$m_{fluid} = \frac{\rho_{fluid} \cdot \pi \cdot W^2 \cdot L}{4} \cdot \left[a_1 + a_2 \sqrt{\frac{1}{2 Re}} \right] \quad (15)$$

mit ρ_{fluid} der Dichte des Gases, den Konstanten $a_1 = 1,0553$ und $a_2 = 3,7997$ und der Reynoldszahl

$$Re = 2\pi f_0 \cdot \frac{w^2 \rho_{fluid}}{4 \cdot \eta_{fluid}} \quad (16)$$

mit η_{fluid} der dynamischen Viskosität des Gases. Die Güte des im Fluid schwingenden Cantilevers wird durch die intrinsischen, das sind im Wesentlichen der Energieverlust an der Einspannstelle [10] und durch die thermoelastische Dämpfung [11] im Cantilever selbst, und extrinsischen Einfluss, das ist der Energieverlust durch das umgebende viskose Fluid, bestimmt. Für die in dieser Arbeit genutzten Cantilever dominiert der Einfluss des Fluids. Es bestimmt die Güte gemäß

$$Q \approx Q_{fluid} = \frac{\frac{4\rho T}{\pi W \rho_{fluid}} + a_1 + a_2 \frac{1}{\sqrt{2Re}}}{b_1 \frac{1}{\sqrt{2Re}} + b_2 \frac{1}{2Re}} \approx \frac{\frac{4\rho T}{\pi W}}{b_1 \sqrt{\frac{\eta_{fluid} \rho_{fluid}}{\pi f_0 w^2}}} \quad (17)$$

mit den Konstanten $b_1 = 3,8018$ und $b_2 = 2,7364$.

Cantileversensoren und Messaufbau

Bei einem Mikrocantilever handelt es sich um eine einseitig eingespannte dünne Blattfeder aus Silizium. Die hier verwendeten Cantilever mit rechteckigem Querschnitt haben Abmessungen von $L=350\mu\text{m}$ x $W=140\mu\text{m}$ x $T=5\mu\text{m}$ und besitzen einen integrierten thermomechanischen Aktuator und eine Wheatstone-Messbrücke in einer Vollbrückenordnung (Abb. 1).

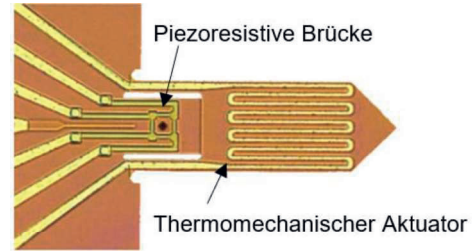


Abb. 1: Vergrößerung eines Cantileversensors mit einer piezoresistiven Widerstandsbrücke und einem mäanderförmigen thermomechanischen Aktuator [12]

Das Anlegen eines periodischen Signals $u_h(t)$ (Anregungssignal) an den Aktuator führt zu einer periodischen Temperaturänderung. Aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (Al-Aktuator und Si-Cantilever) führt die periodische Temperaturänderung ΔT zum Schwingen der Anordnung (Bimorph-Effekt):

$$\frac{\partial^2 z(x,t)}{\partial x^2} \sim \Delta T(x,t) \sim \frac{u_h(t)^2}{R_{Aktuator}} \quad (18)$$

Über die an der Einspannstelle befindliche Wheatstone-Messbrücke kann die Verbiegung detektiert werden. Aus dem Antwortsignal kann die statische und dynamische Verbiegung bestimmt werden und die daraus resultierenden Kräfte auf den Cantilever. In Abbildung 2 sind Frequenzsweeps eines Cantilevers für unterschiedliche Volumenströme (SCCM - Standard Cubic Centimeters per Minute) in Luft dargestellt. Die Kurvenschar zeigt, die Oszillationsamplitude und die Phase in Abhängigkeit von der Frequenz des Anregungssignals.

Mit steigendem Volumenstrom und damit steigender Dämpfung sinkt die Oszillationsamplitude laut Gleichung (7). Die geringe Verschiebung der Resonanzfrequenz (siehe Gl. 11) zu höheren Frequenzen ist durch eine geringere Masse des Fluids durch einen steigenden Volumenstrom laut Gleichung (13) zu erklären [9]. Die Phasenverschiebung (Phase) zwischen Antwort- und Anregungssignal ist im unteren Bild gezeigt.

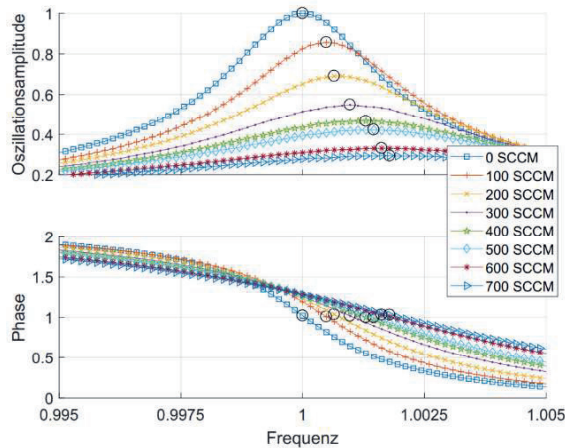


Abb.2: Oszillationsamplitude und Phase in Abhängigkeit der Frequenz bei unterschiedlichen Volumenströmen (Die Kreise markieren die Oszillationsmaxima und die zugehörige Phase)

Durch einen Vergleich der Punkte in Resonanz bezüglich der Phase kann eine konstante Phase gegenüber der Resonanzfrequenz nach Gleichung (12) aufgezeigt werden. In Abbildung 3 ist die Güte der Resonanz über der Resonanzamplitude für konstante Anregung aufgetragen. Sie wurden aus Frequenzsweeps für unterschiedliche Gase (Luft und Kohlenstoffdioxid) und Volumenströme bestimmt.

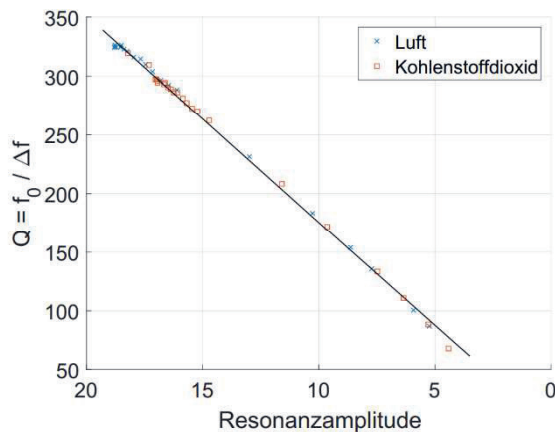


Abb.3: Güte in Abhängigkeit der Resonanzamplitude im Gasmedium Luft und Kohlenstoffdioxid für verschiedene Volumenströme

Sie zeigt, dass eine gasartenunabhängige Proportionalität zwischen dem Gütefaktor und der Resonanzamplitude nach Gleichung (10) besteht und die Güte direkt aus der Resonanzamplitude bestimmt werden kann.

Messprinzip

Zur Auswertung der Mikrocantileversignale wurde ein Messprinzip verwendet, was in Abbildung 4 dargestellt ist. Zur Bereitstellung des

Anregungssignales des Mikrocantilevers wird ein Signalgenerator (DDS - Direct Digital Synthesis) genutzt. Das Antwortsignal $u_s(t)$ wird anschließend durch Filterung in ein statisches (Gleichspannung) u_{stat} und dynamisches (Wechselspannung) \hat{u} Signal aufgetrennt. Mit Hilfe des Lock-In-Verstärker wird die dynamische Amplitude und die Phase bestimmt. Die gemessene Phase wird vom Lock-In-Verstärker auf einen Phasenregler gegeben. Dieser steuert die Frequenz des Signalgenerators so, dass auf eine voreingestellte Phase geregelt wird.

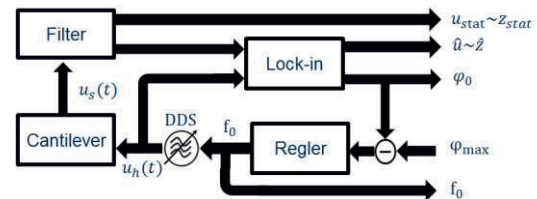


Abb.4: Prinzipielle Darstellung des Messprinzips

Somit kann garantiert werden, dass sich der Mikrocantilever auch bei Änderung der Umgebungseinflüsse (z.B. durch Massenstrom, Gasart) immer in Resonanz befindet. Dieses Messverfahren ermöglicht weiterhin im Gegensatz zum Frequenzsweep eine Echtzeitaufnahme der Messsignale.

Versuchsaufbau

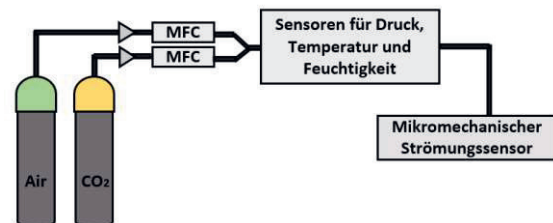


Abb.5: Prinzipielle Darstellung des Messaufbaus zur Analyse eines Luft-Kohlenstoffdioxid-Gasgemisches mit Sensoren zur Detektion der Quereinflüsse und dem verwendeten mikromechanischen Strömungssensor (Cantilever)

In Abbildung 5 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Die beiden Gasquellen Luft und Kohlenstoffdioxid sind jeweils an einen Massenflussregler (MFC) angeschlossen. Durch die Steuerung dieser Regler können die Anteile im Gasgemisch variiert werden. Das Gasgemisch wird über eine Sensoreinheit zur Überwachung der Umgebungsgrößen, wie Druck, Temperatur und Feuchtigkeit, geführt, um sicherzustellen, dass keine Beeinflussung der Messgrößen durch Quereinflüsse stattfindet. Danach trifft

das Gasgemisch auf den Cantilever, der senkrecht im Strömungskanal positioniert ist.

Messergebnisse und Auswertung

Bei der Detektion der Gaskonzentration im Luft-Kohlenstoffdioxid-Gasgemisch wurde der Volumenstrom auf einen konstanten Wert eingestellt. Dabei wurde lediglich das Mischungsverhältnis verändert, um ausschließlich eine Detektion der Konzentration zu ermöglichen. Dazu wurden diese Versuche bei unterschiedlichen Volumenströmen durchgeführt.

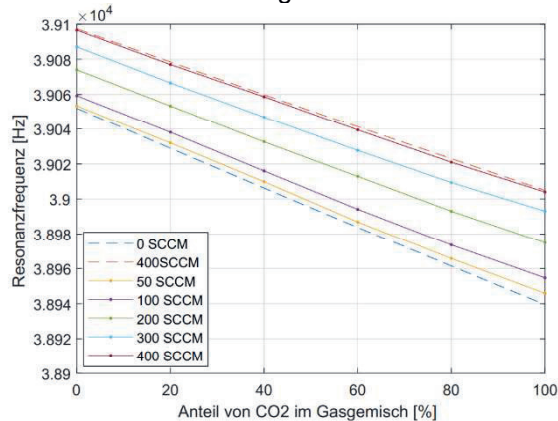


Abb. 6: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Konzentration von Kohlenstoffdioxid im Luft-Kohlenstoffdioxid-Gasgemisch bei unterschiedlichen Volumenströmen (— - gemessen, ---- - simuliert)

In Abbildung 6 ist die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses für verschiedene Gasströme (50, 100, 200, 300 und 400 SCCM) dargestellt. Für ein ruhendes Gas (0 SCCM) und für eine Strömung (400 SCCM) wurden die in Abb.6 aufgetragenen Kurven für die Resonanzfrequenz nach Gl. (13)-(15) berechnet. Die Resonanzfrequenz sinkt bei der Zunahme an Kohlenstoffdioxid im Gasgemisch. Dieser Einfluss lässt sich im Wesentlichen auf den Dichteunterschied von Luft zu Kohlenstoffdioxid zurückführen. Mit zunehmender Dichte sinkt die Resonanzfrequenz des Cantilevers. Anhand der Verschiebung der Resonanzfrequenz lässt sich somit auf das Mischungsverhältnis im Gasgemisch schließen. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit wird die Resonanzfrequenz zusätzlich zu höheren Werten verschoben. Beim Übergang von 100 % Luft auf 100 % Kohlenstoffdioxid bei einem Volumenstrom von 50 SCCM ist eine Änderung der Resonanzfrequenz von 107 Hz messbar. Bei einem Volumenstrom von 400 SCCM hingegen beträgt die Änderung 92 Hz. Die Standardabweichung liegt bei ± 1 Hz. Bei der theoretisch berechneten Funktion bei 0 SCCM ist eine Änderung der Resonanzfrequenz von 113 Hz

errechnet worden. Die vom Cantilever mitbewegte Masse bewirkt nach [4] eine Reduzierung der Resonanzfrequenz. Sie ist abhängig von der Geometrie, der Dichte und der Viskosität des umgebenden Mediums. Diese mitbewegte Masse nimmt mit steigender Strömungsgeschwindigkeit ab. Dies bedeutet, dass eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit des Gases eine Reduzierung der Grenzschichtdicke bewirkt und somit zu einer Zunahme der Resonanzfrequenz führt. Der Einfluss der Dichte ist hingegen zur Viskosität stärker. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Dichteunterschied deutlich höher ist als der Unterschied zwischen den Viskositätswerten der beiden Gasmedien.

In Abbildung 7 ist die Resonanzamplitude in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses bei verschiedenen Gasströmen dargestellt. Zusätzlich ist die Abhängigkeit des Faktors $1/\sqrt{\eta_{fluid} \rho_{fluid}}$ vom Mischungsverhältnis eingezeichnet. Im Gegensatz zur Resonanzfrequenz wird die Resonanzamplitude deutlich stärker von der Strömungsgeschwindigkeit (Volumenstrom) beeinflusst.

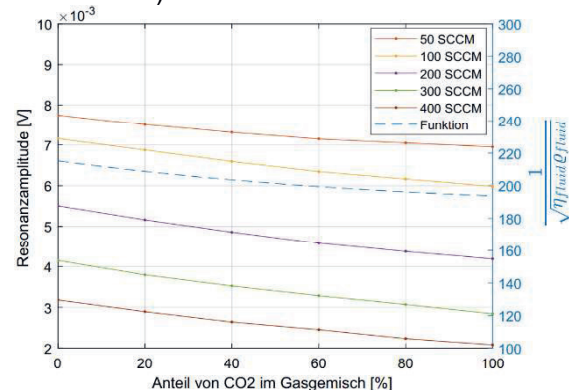


Abb. 7: Resonanzamplitude und Funktion zur Beschreibung der Mischeigenschaften (blau) in Abhängigkeit vom Luft-Kohlenstoffdioxid-Gasgemisch bei unterschiedlichen Volumenströmen

Eine Erhöhung des Volumenstromes von 50 auf 400 SCCM bewirkt eine Abnahme der Resonanzamplitude um 60%. Der Einfluss durch das Gasmedium auf die Resonanzamplitude ist jedoch geringer. Die Änderung der Resonanzamplitude ist proportional zu $1/\sqrt{\eta_{fluid} \rho_{fluid}}$ (siehe Gl. (17)).

Zusätzlich zum dynamischen Messmodus ist es möglich, die statische Verbiegung aufzunehmen. Diese Messgröße wird unabhängig von den dynamischen Messgrößen detektiert. Der Einfluss der Gasart und der Strömungsgeschwindigkeit auf die statische Verbiegung ist in Abbildung 8 dargestellt. Dazu

wurde die statische Verbiegung bei unterschiedlichen Volumenströmen in Luft, Kohlenstoffdioxid und einem Gemisch mit einem Anteil von 50% Kohlenstoffdioxid und 50% Luft aufgenommen. Für die statische Verbiegung gilt folgender Zusammenhang:

$$z_{\text{stat}} \sim c_D \cdot \rho_{\text{fluid}} \cdot v^2$$

Die statische Verbiegung steigt somit mit der Strömungsgeschwindigkeit als auch durch eine höhere Dichte. Die Empfindlichkeit ist bei kleinen Gasströmungen sehr gering. Hingegen ist bei großen Strömungsgeschwindigkeiten der Einfluss von Volumenstrom und Gasart detektierbar.

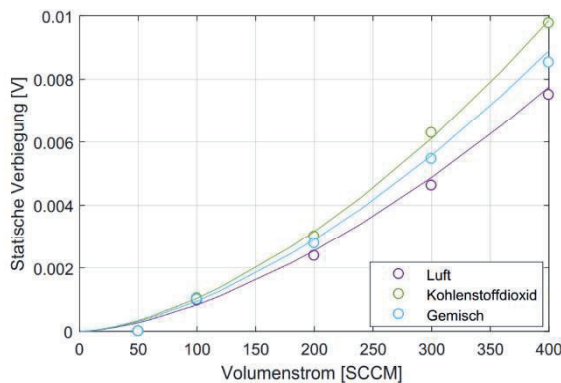


Abb. 8: Statische Verbiegung in Abhängigkeit des Volumenstromes für Luft, Kohlenstoffdioxid und einem Gasgemisch mit der Zusammensetzung 50% zu 50%

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass mit einem selbstaktuierten Cantileversensor die Möglichkeit besteht, die Gaszusammensetzung und die Strömungsgeschwindigkeit eines bekannten strömenden Gasgemisches zu bestimmen. Das phasengeregelte Messprinzip erlaubt die Erfassung der Resonanzfrequenz und Resonanzamplitude in Echtzeit. Die Messungen zeigen eine Genauigkeit von 1 % bei der Bestimmung der Gaskonzentration. Der verwendete Cantilever erlaubt neben der dynamischen Messung gleichzeitig die Erfassung der Verbiegung. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass dieses Konzept erfolgreich zur Bestimmung der Flussmenge und der Konzentration eines Gasgemisches angewendet werden kann.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die Unterstützung durch die Thüringer Aufbaubank im Rahmen des Projekts (Vorhaben-Nr. 2017VF0047).

Literaturnachweis

- [1] Kumar A., Periasamy C. and Pant B.D.; Cantilever based MEMS pressure sensors using different Piezoelectric Materials: A comparative study; *IJEDR* 2 (4), 4022-26 (2014); doi: 10.14419/ijet.v7i1.5.9153
- [2] Steffanson M., Gorovoy K., Ramkiattisak V., Ivanov Tzv., Kröl J., H. Hartmann and Rangelow I.W.; ARCH-type micro-cantilever FPA for uncooled IR detection; *Microelectronic Engineering Volume* 98, 614-618 (2012); doi: 10.1116/1.2134721
- [3] Waggoner P. and Craighead H.; Micro- and nanomechanical sensors for environmental, chemical, and biological detection, *Lab on a Chip* 7, 1238-55 (2007); doi: 10.1039/b707401h
- [4] Sader, J.; Frequency responds of cantilever beams immersed in viscous fluids with application to the atomic force microscope; *Journal of Applied Physics* 84(1), 64-78 (1998); doi: 10.1063/1.368002
- [5] Hosaka H., Itao K., and Kuroda S.; Damping characteristics of beam-shaped micro-oscillators, *Sens Actuators A Phys.* 49, 87-95 (1995); doi: 10.1016/0924-4247(95)01003-J
- [6] Maali A., Hurth C., Boisgard R., Jai C. Cohen-Bouhacina T. and Aime J.-P.; Hydrodynamics of oscillating atomic force microscopy cantilevers in viscous fluids; *Journal of Applied Physics* 97, 074907 (2005); doi: 10.1063/1.1873060
- [7] Egorov A.G., Kamalutdinov A.M., Nuriev A.N. and Paimiushin V.N.; Theoretical-experimental method for determining the parameters of damping based on the study of damped flexural vibrations of test specimens, 2. *Aerodynamic component of damping; Mechanics of Composite Materials* 50 (3), 267-278 (2014); doi: 10.1134/S0021894416020103
- [8] Bardalis, A., Pfau, A. and Kalfas, A.; Measurement and Evaluation of the Gas Density and Viscosity of Pure Gases and Mixtures using a Micro-Cantilever Beam; *Sensors*, 15, 24318-24342 (2015); doi: 10.3390/s150924318
- [9] Zöllner, J.-P., Durstewitz, S., Stauffenberg, J., Ivanov, Tz., Holz, M., Ehrhardt, W., Riegel, W.-U. and Rangelow, I. W.; Gas-Flow Sensor Based on Self-Oscillating and Self-Sensing Cantilever, *Euroensors Proceedings*, 2(13), 846 (2018); doi:10.3390/proceedings2130846
- [10] Hao, Z., Erbil, A., and Ayazi, F.; An analytical model for support loss in micromachined beam resonators with in-plane flexural vibrations, *Sensors and Actuators A: Phys.* 109, 156-164 (2003); doi: 10.1016/j.sna.2003.09.037
- [11] Zener C.; Internal friction in Solids II. General Theory of Thermoelastic Internal Friction; *Phys. Rev.* 53, 90-99 (1938); doi: 10.1103/PhysRev.53.90
- [12] Rangelow, I.W., et al.; Apparatus and method for investigating surface properties of different materials, Patent US8689359B2 (2014);