

Fluidischer Oszillator zur Erzeugung elektrischer Energie

Andreas Wilde

Fraunhoferinstitut für Integrierte Schaltungen, Außenstelle Entwurfsautomatisierung,
01069 Dresden, Deutschland, Email: Andreas.Wilde@eas.iis.fraunhofer.de

Zusammenfassung

Als Wandler für Strömungsenergie in elektrische Energie sind fluidische Oszillatoren wegen ihrer einfachen Bauart und ihrer Robustheit attraktiv. In diesem Beitrag wird ein Oszillator, der eine Freistrahlschwingung mit Helmholtzresonatoren stabilisiert, mit Hilfe von Simulationen und Experimenten untersucht. Die Schwingungsfrequenz des Oszillators ist nur wenig von der Einströmgeschwindigkeit abhängig. Aus den Simulationen folgt, dass mit einem Oszillator von 56 mm Breite und 2 mm Höhe beim Betrieb in Luft und einer Druckdifferenz von 8 kPa einige mW elektrische Leistung erzeugt werden können, was zum Betrieb eines drahtlosen Sensors ausreicht.

1 Einführung

Für den Betrieb von drahtlosen Sensoren werden Mechanismen zur Bereitstellung geringer Energiemengen benötigt. Bei Anlagen, die strömende Flüssigkeiten beinhalten, bietet es sich an, die Energie der Strömung zu einem kleinen Teil in elektrische Energie zu wandeln, um damit die drahtlosen Sensoren betreiben zu können. Die hierfür nötigen elektrischen Leistungen liegen im Bereich von einigen mW.

Es gibt zahlreiche Ansätze, Strömungsenergie in elektrische Energie zu wandeln, angefangen bei Windkraftanlagen über Turbinen für Gas und Wasser bis hin zu turbulent umströmten Biegewandlern. Alle Verfahren, die mit rotierenden Teilen funktionieren, haben jedoch den Nachteil, dass sie aufwendig zu bauen und damit schwer zu miniaturisieren sind. Weitere Probleme sind die Lebensdauer und Verluste in der Lagerung der Rotoren sowie die Anfälligkeit gegen Verschmutzung bzw. die komplizierte Reinigung.

Fluidische Oszillatoren nutzen im Allgemeinen einen instabilen Freistrahlschwingung und einen Rückkopplungsmechanismus, um eine Schwingung in der Strömung und damit eine lokale Druckschwankung zu erzeugen. Diese Druckschwankung lässt sich mit Hilfe eines Piezowandlerelementes oder eines elektrostatischen Elementes in eine elektrische Wechselspannung umwandeln. Als Oszillatorprinzip wird in diesem Beitrag ein mit Luft bei Normalbedingungen betriebener Schneidentongenerator mit einem angeschlossenen Kammerpaar betrachtet [1, 2]. Die beiden Kammern bilden ein Paar von gekoppelten Helmholtzresonatoren (siehe Abb. 1). In den Kammerwänden werden nachgiebige Elemente integriert, die die Druckschwankungen in elektrische Energie wan-

deln. In dieser Bauweise lassen sich die Oszillatoren leicht fertigen und kommen ohne bewegte Teile aus. Ein weiterer Vorteil dieser Oszillatoren ist, dass sich die Frequenz der Schwingung über einen weiten Bereich der Einströmgeschwindigkeit kaum verändert. Dadurch ist es möglich, das Wandlersystem recht genau auf eine Frequenz zu optimieren.

Die Abschätzung der maximal abschöpfbaren Energie ist bei diesem System a priori nicht einfach, weil die Anregung durch die Strömung analytisch schwer zu bestimmen ist. Daher wurde die Strömung mit Hilfe des Lattice-Boltzmannverfahrens [3, 4] instationär für eine Testgeometrie simuliert.

2 Auslegung des Oszillators

Die Druckschwankung im Oszillator wird durch einen instabilen Freistrahlschwingung, der nach dem Düsenaustritt im Abstand d auf eine Schneide trifft, angeregt und mit Energie versorgt. Die Frequenz des Freistrahles f_{jet} kann grob abgeschätzt werden [5]:

$$f_{jet} = 0,466 \frac{\bar{u}}{d} j \quad (1)$$

wobei \bar{u} die mittlere Geschwindigkeit des Fluides im Freistrahlschwingung und j ein Faktor für unterschiedlichen Schwingungsmoden ist. Wählt man $d = 4$ mm und $\bar{u} = 20$ m/s so erhält man eine Frequenz von 2330 Hz für die Grundmode.

Die beiden Kammern bilden zusammen mit der Verengung ein Paar von gekoppelten Helmholtzresonatoren. Unter der Annahme einer konstanten Dicke kann die Eigenfrequenz des Kammerpaares

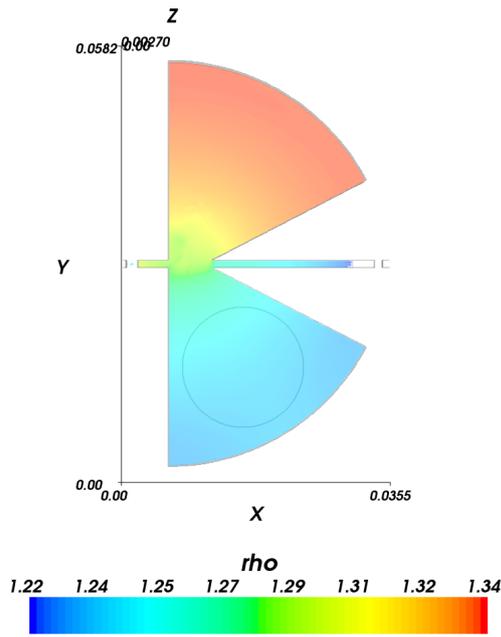


Abbildung 1: Geometrie und Dichtefeld (Dichte in kg/m^3) im Oszillator zum Zeitpunkt nach 120.000 Zeitschritten (ca. 0,02 s) seit Start der Simulation bei einer Einströmgeschwindigkeit vom 40 m/s. Die Einströmung erfolgt von links.

abgeschätzt werden durch:

$$f_{osc} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2d}{Al}} \quad (2)$$

wobei d wiederum die Distanz zwischen Düsenaustritt und Schneide, A die Grundfläche einer Kammer und l die Länge des als Masse wirkenden Luftvolumens im Bereich der Verengung ist. Mit der Schallgeschwindigkeit $c = 340 \text{ m/s}$ und einer Grundfläche von $A = 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ und $l = 10 \text{ mm}$ erhält man eine Frequenz von 2300 Hz.

Aus allgemeinen Überlegungen folgt, dass die Resonanzfrequenzen von Freistrahler, Kammerpaar und Wandler möglichst übereinstimmen sollten. Dabei ist die genaue Abstimmung der Resonanzfrequenzen von Kammerpaar und Wandler sehr wichtig, während der Freistrahler tatsächlich über einen weiten Frequenzbereich als Energiequelle nutzbar ist. Dieser Effekt ist z.B. von Flöte her bekannt.

3 Simulation der Strömung

Zur Simulation der Strömung wurde das Lattice-Boltzmann-Verfahren gewählt, weil mit diesem Verfahren strömungakustische Probleme gut bearbeitet werden können [4]. Das Verhalten idealer Gase wird statistisch durch die Boltzmann-

gleichung beschrieben, die die zeitliche Entwicklung der Ein-Teilchen-Verteilungsfunktion $f(\vec{x}, \vec{u}, t)$ angibt. $f(\vec{x}, \vec{u}, t) d^3x d^3u$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen im Volumen d^3x am Ort \vec{x} im Geschwindigkeitsintervall d^3u um \vec{u} zu finden. Die mittleren, bzw. makroskopischen Größen wie Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} oder Dichte ρ werden als Mittelwerte über ein kleines Volumen und Zeitintervall berechnet. Mit Hilfe der Chapman-Enskog-Entwicklung kann gezeigt werden, dass im Übergang zu makroskopischen Dimensionen die Navier-Stokes-Gleichungen aus der Boltzmann-Gleichung folgen [6]. Die grundlegende Idee des Lattice-Boltzmann-Verfahrens ist die Diskretisierung des Raumes mit einem kartesischen, äquidistanten Gitter und der anschließenden Diskretisierung des Impulsraumes, wobei die Anzahl der erlaubten Bewegungszustände auf eine sehr kleine Menge eingeschränkt wird. Diese Geschwindigkeitszustände repräsentieren die Bewegung von Teilchen von einem Knoten im Gitter zu einem seiner nächsten Nachbarn innerhalb eines Zeitschrittes. Bei einem zweidimensionalen Gitter kann die Nachbarschaft z.B. aus den acht nächsten Knoten bestehen, so dass mit dem Ruhezustand zusammen neun Geschwindigkeitszustände existieren (D2Q9). In einem 3D-Modell kommen entsprechend mehr Nachbarn in Frage. Die Nachbarschaften für das hier genutzte D3Q19-Modell sind in Abb. 2 dargestellt.

Die Anzahl der Teilchen, die sich vom Knoten bei \vec{x} zur Zeit t in der i -ten Richtung zum Knoten bei $\vec{x} + \Delta\vec{x}_i$ bewegen ist durch $f_i(\vec{x}, t)$ bezeichnet. Der Index i bezieht sich auf die i -te Richtung des Gitters (siehe Abb. 2) und gibt damit die Geschwindigkeit der Teilchen an, die somit nicht mehr als Argument in der Verteilungsfunktion f auftaucht. Zu jedem Zeitschritt kollidieren die an einem Knoten eintreffenden Teilchen, was eine Änderung der Verteilung $f_i(\vec{x}, t)$ bewirkt. Diese Kollisionen erhalten den Gesamtimpuls und die Anzahl der Teilchen. Die zeitlich/räumliche Entwicklung der Verteilung f ist näherungsweise durch

$$f_i(\vec{x} + \Delta\vec{x}_i, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(f_i(\vec{x}, t)) \quad (3)$$

gegeben, wobei

$$\Omega_i \approx -\frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{eq})$$

die sogenannte Lattice-Bhatnagar-Gross-Krook (LBGK) Approximation des Kollisionsoperators Ω und

$$f_i^{eq}(\rho, \vec{v}) = w_i \rho \left(1 + 3(\Delta\vec{x}_i \cdot \vec{v}) + \frac{9}{2} (\Delta\vec{x}_i \cdot \vec{v})^2 - \frac{3}{2} v^2 \right)$$

die Gleichgewichtsverteilungsfunktion [3, 6] mit den gitterabhängigen Gewichten w_i ist. Der Relaxationsparameter τ bestimmt die Viskosität des

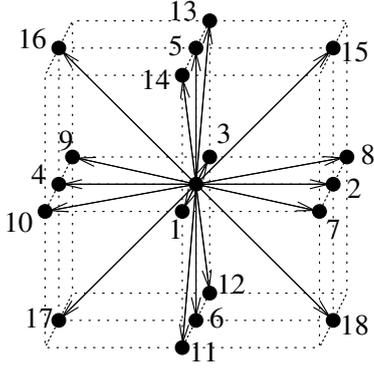


Abbildung 2: Gittervektoren im D3Q19 Modell

Fluides. Alle Größen wurden mit der Gitterweite Δx und dem Zeitschritt Δt dimensionslos gemacht. Das Lattice-Boltzmann-Verfahren ist somit ein Finite-Differenzen Ansatz zur Lösung der Boltzmann-Gleichung auf einem speziellen Gitter.

Die Gleichgewichtsverteilung f_i^{eq} hängt nur von den makroskopischen Größen Dichte und Geschwindigkeit ab, die wiederum aus den ersten Momenten der Verteilungsfunktion bestimmt werden:

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \rho \vec{v} = \sum_i \frac{\Delta \vec{x}_i}{\Delta t} f_i$$

In dieser Formulierung handelt es sich um ein sogenanntes schwach kompressibles Modell, d.h. kleine Abweichungen von der normalen Dichte werden durchaus korrekt beschrieben. In der Praxis ist diese Formulierung bis zu einer Machzahl von ca. 0,1–0,2 einsetzbar. Die numerische Auswertung dieses Algorithmus ist auf einem äquidistanten, kartesischen Gitter besonders einfach. Es kann gezeigt werden, dass das Lattice-Boltzmann-Verfahren die Navier-Stokes-Gleichung räumlich in zweiter Ordnung und zeitlich in erster Ordnung approximiert [6].

Bei den hier gezeigten Simulationen wird der fluide Oszillator mit einer räumlichen Auflösung von $\Delta x=0,1$ mm diskretisiert. Es wird ein Turbulenzmodell nach Smagorinsky benutzt [7]. An den Berandungen des Fluides und insbesondere im Bereich des Wandlers wird die sogenannten *bounce-back*-Randbedingungen genutzt [8]. Am Beginn des Einströmkanals wird die Geschwindigkeit und am Ende des Ausströmkanals die Dichte vorgegeben.

4 Modellierung des Wandlers

Um den Aufwand für die Simulation zu begrenzen, wurden bei der Wechselwirkung des Wand-

lers mit dem Fluid eine Reihe von vereinfachenden Annahmen getroffen. Zunächst wurde davon ausgegangen, dass der Wandler kreisrund ist und dass seine Biegelinie durch ein Polynom 2. Ordnung angenähert werden kann. Des Weiteren wurde angenommen, dass die maximale Auslenkung im Zentrum des Wandlers durch einen linearen Zusammenhang mit der anregenden Kraft gegeben ist. Dann kann das dynamische Verhalten des Wandlers durch ein einfaches Modell mit konzentrierten Parametern beschrieben werden:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_{fluid} \quad (4)$$

Hier bezeichnet m die reduzierte Masse des Wandlers, k die äquivalente Steifigkeit und c die Dämpfung, die sich aus der inneren Reibung und der abgeführten elektrischen Energie zusammensetzt [9]. Die in dieser Gleichung auftretende Kraft, die das Fluid auf den Wandler ausübt, kann aufgrund der hier benutzten Vereinfachungen nicht ohne weiteres mit dem mit der Wandlerfläche multiplizierten Fluiddruck identifiziert werden. Erstens ist der Druck über der Wandlerfläche nicht konstant und zweitens ist die Wandlerfläche wegen der Einspannung am Rand unterschiedlich nachgiebig. Die für den Vergleich mit dem Experiment nötigen Wandlerkoeffizienten Masse m , Steifigkeit k und Dämpfung c können aus einfachen Messungen (Resonanzfrequenz, Schwingungsamplitude bei gegebener Anregungskraft) bestimmt werden.

5 Ergebnisse und Diskussion

Die Parameter des hier betrachteten Prototypen des fluidischen Oszillators und der Simulation sind in Tabelle 1 zusammengefasst. In einer ersten Serie von Simulationen wurde die Einströmungsgeschwindigkeit variiert, um nachzuprüfen, ob in der Simulation eine Schwingung beobachtet werden kann und ob diese mit den Erwartungen übereinstimmt. Bei diesen Simulationen wurde das Modell des Wandlers nicht benutzt, um zunächst die Strömung unbeeinflusst zu lassen.

Es stellte sich heraus, dass bei Einströmgeschwindigkeiten oberhalb von 20 m/s eine selbst-erregte Schwingung auftritt. Abbildung 3 zeigt einen Schnappschuss des Strömungsfeldes bei einer Einströmgeschwindigkeit von 40 m/s zum Zeitpunkt $t = 0,02$ s. Dargestellt ist einerseits als Farbe kodiert die Dichte und andererseits die Isofläche des Betrages der Fluidgeschwindigkeit bei 40 m/s. Es ist sehr gut zu erkennen, dass der

Tabelle 1: Parameter des Prototypen des fluidischen Oszillators und der Strömungssimulation.

Geometrie des Oszillators:	
Gesamtbreite des Oszillators	56 mm
Gesamthöhe des Oszillators	2 mm
Querschnittsfläche Ein/Auslass	2 mm ²
Abstand Düse-Schneide:	5 mm
Durchmesser Wandler	16 mm
Gesamtvolumen der Kammern:	196 mm ³
Fluid:	
Dichte ρ	1,21kg/m ³
Viskosität ν	1,5·10 ⁻⁵ m ² /s
Schallgeschwindigkeit	340 m/s
Simulationsparameter:	
Räumliche Auflösung Δx :	0,1 mm
Zeitschrittweite Δt :	1,67·10 ⁻⁷ s
Smagorinskykonstante	0,16

Strahl durch die resonante Querströmung deutlich abgelenkt wird.

Die Frequenzen und Druckamplituden der Schwingung als Funktion der Einströmgeschwindigkeit sind in Abbildung 4 und 5 dargestellt. Ab einer Einströmgeschwindigkeit von etwa 20 m/s baut sich eine stabile, selbsterregte Schwingung auf, deren Frequenz etwa 2100 Hz beträgt und kaum von der Einströmgeschwindigkeit abhängt. Die Amplitude der Druckschwankung wächst jedoch nach dem Einsetzen der Schwingung annähernd proportional zur Zunahme der Einströmgeschwindigkeit an und erreicht ca. 3000 Pa bei 50 m/s. Die Ergebnisse der Simulationen stimmen somit gut mit den Erwartung überein. Offensichtlich wird die Frequenz im Wesentlichen von dem Kammerpaar bestimmt. Der Freistrahel kann in einem weiten Bereich von Einströmgeschwindigkeiten die Schwingung mit Energie versorgen.

In einer zweiten Serie von Simulationen wurde das Wandlermodell genutzt, um durch Variation optimale Wandlerparameter zu ermitteln. Aus theoretischen Überlegungen folgt, dass bei gegebener Anregungskraft die Resonanzfrequenz des Wandlers gleich der Frequenz der Anregung und die Dämpfung minimal gewählt werden muss, um eine optimale Energieübertragung von der Anregung auf den Wandler zu erreichen. Hier ist zu beachten, dass der Entzug von Energie eine Rückwirkung auf die Anregung der Schwingung hat. Wird zu viel Energie extrahiert, bricht der Rückkopplungsmechanismus zusammen, und die Schwingung klingt ab. Weiterhin ist es von Vorteil, die Masse möglichst gering zu wählen, um

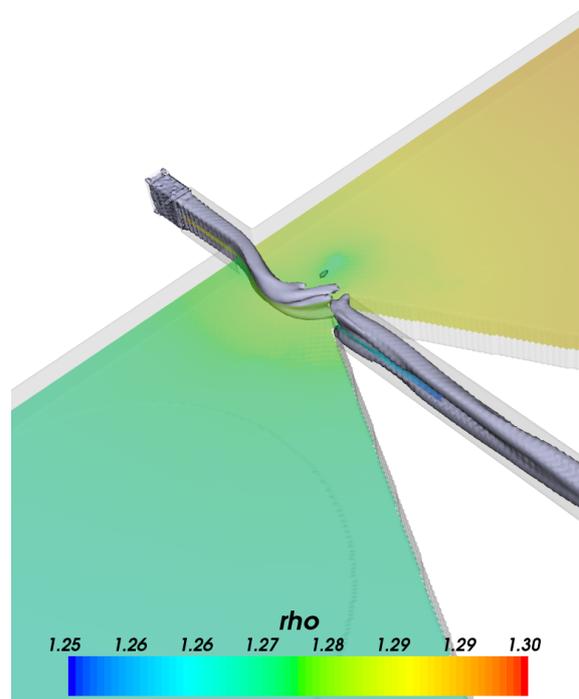


Abbildung 3: Schnappschuss des Strömungsfeldes zur Zeit $t = 0,02$ s bei 40 m/s Einströmgeschwindigkeit. Die Dichte des Fluides ist als Grauwert kodiert dargestellt. Außerdem ist die Isofläche des Betrages der Fluidgeschwindigkeit bei 40 m/s gezeigt.

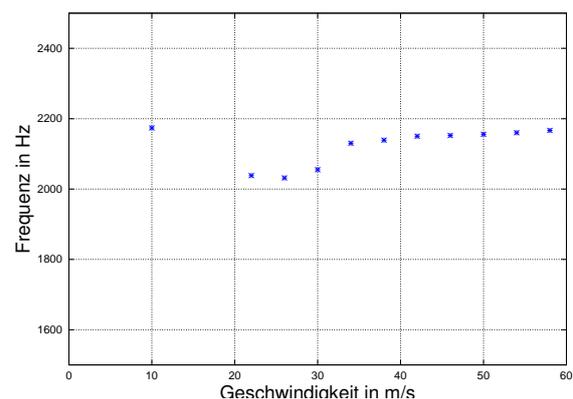


Abbildung 4: Frequenz der Druckschwankung für verschiedene Einströmgeschwindigkeiten. Die Schwingung stellt sich erst ab einer Einströmgeschwindigkeit von etwa 20 m/s ein. Danach ist die Frequenz nur schwach von der Einströmgeschwindigkeit abhängig.

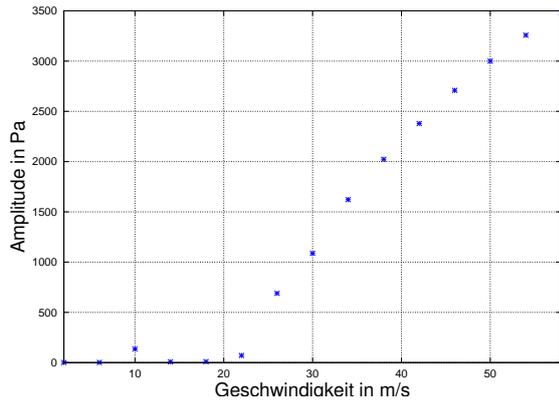


Abbildung 5: Amplitude der Druckschwankung für verschiedene Einströmgeschwindigkeiten. Die Druckamplitude wächst ab 20 m/s Einströmgeschwindigkeit annähernd proportional zur Einströmgeschwindigkeitszunahme.

Tabelle 2: Die der Fluidschwingung entzogene Leistung angegeben in mW. Die reduzierte Masse des Wandlers ist in kg, und die Dämpfung in kg/s angegeben.

	Dämpfung				
	0,5	1	2	4	8
Masse					
0,0005	49	33	25	15	9
0,001	42	29	25	15	9
0,002	34	29	23	14	8
0,004	20	19	16	12	8
0,008	11	10	9	9	6
0,016	5	5	5	5	6

auch bei leichten Abweichungen der Resonanzfrequenz des Wandlers von der Frequenz der Anregung noch eine gute Energieübertragung zu erreichen. Bei diesen Rechnungen wurde mit konstanter Einströmgeschwindigkeit von 40 m/s gerechnet. Die Masse und Dämpfung wurden variiert, die Steifigkeit des Wandlers wurde jeweils so gewählt, dass die Resonanzfrequenz des ungedämpften Systems 2100 Hz betrug. Die der Fluidschwingung entzogene Leistung wurde abgeschätzt, in dem der Druck auf die Wandlerfläche mit der lokalen Wandgeschwindigkeit multipliziert wurde.

Die so abgeschätzten Leistungen sind in Tabelle 2 gegeben. Offensichtlich wurde das Optimum für Masse und Dämpfung des Wandlers in dieser Serie noch nicht gefunden, die erreichte Leistung wird bei minimaler Masse und Dämpfung maximal.

Aus den Ergebnissen der Strömungssimulationen kann der Druck im Einlasskanal und im Auslasskanal und daraus wiederum die Verlustleistung der Strömung im Oszillator bestimmt wer-

den. Für die Simulationen in dieser Serie betrug die Druckdifferenz ca. 8 kPa, was bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 40 m/s und einem Kanalquerschnitt von 2 mm² einer Leistung von etwa 180 mW entspricht. Davon wurden nur maximal etwa 25% auf den Wandler übertragen.

Der hier beschriebene Oszillator wurde als Labormodell aufgebaut und erste Messungen wurden durchgeführt. Die Frequenz des Oszillators und die erreichte Druckamplitude stimmte sehr gut mit den Vorhersagen der Simulation überein. Allerdings stand für diesen Aufbau kein optimierter Wandler mit einer passenden Resonanzfrequenz zur Verfügung. Mit dem in diesem Aufbau genutzten Wandler konnte eine elektrische Leistung von ca. 70 μ W erzeugt werden.

6 Schlussfolgerungen

Mit Hilfe von Simulationen und Experimenten konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe der vorgestellten fluidischen Oszillatoren kleine Mengen an elektrischer Energie gewonnen werden können. Dabei haben die auf der Nutzung von Helmholtzresonatoren basierenden Oszillatoren den Vorteil, dass ihre Schwingungsfrequenz kaum von der Einströmungsgeschwindigkeit abhängt. Im hier untersuchten Beispiel konnte in Luft ab einer Strömungsgeschwindigkeit von 20 m/s eine Schwingung beobachtet werden. Im nachfolgenden Schritt der Optimierung des Wandlers zeigte sich, dass in dieser Anwendung elektrostatische Wandlerprinzipien aufgrund ihres geringen Gewichtes Piezokeramischen Wandler gegenüber im Vorteil sind. Für den betrachteten Prototyp erscheinen elektrische Leistungen im Bereich von einigen mW bei geeigneter Wahl des Wandlers durchaus realistisch.

Literatur

- [1] ZIPSER, L., H. FRANKE und W.-D. BRETSCHNEIDER: *Acoustic sensors for analyzing binary gas mixtures*. Sensors Journal, IEEE, 6(3):536–541, June 2006.
- [2] RAMÍREZ, JOSÉ I., FRIEDEMANN TONNER und AXEL BINDEL: *Fluidic Oscillations as Energy Source for Flow Sensors*. In: *Proceedings of PowerMEMS 2008+ microEMS 2008, Sendai, Japan, November 9-12, 2008*.
- [3] SUCCI, S.: *The Lattice Boltzmann Equation - For Fluid Dynamics and Beyond*. Oxford University Press, 2001.
- [4] WILDE, ANDREAS: *Anwendung des Lattice-Boltzmann-Verfahrens zur Berech-*

nung strömungsakustischer Probleme.
Doktorarbeit, Fakultät Elektrotechnik,
Technische Universität Dresden, 2006.
<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:swb:14-1171978663959-26442>.

- [5] BROWN, G.B.: *Vortex motions causing edge-tones*. In: *Proc. Phys. Soc., London*, Band 49, Seiten 493–507, 1937.
- [6] WOLF-GLADROW, D.: *Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice-Boltzmann Models*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000.
- [7] KRAFCZYK, MANFRED: *Gitter-Boltzmann-Methoden: Von der Theorie zur Anwendung*. Habilitationsschrift TU München, 2001.
- [8] LALLEMAND, P. und L.-S. LUO: *Lattice Boltzmann method for moving boundaries*. *J. Comput. Phys.*, 184(2):406–421, 2003.
- [9] BEEBY, S. P., M. J. TUDOR und N. M. WHITE: *Energy harvesting vibration sources for microsystems applications*. *Measurement Science and Technology*, 17(12):R175–R195, 2006.