

# Visuelle Darstellung von schallerzeugenden Wirbeln

Lothar Zipser, Stefan Lindner

Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden (FH), Fachbereich Elektrotechnik, PF 120701, 01008 Dresden

## 1 Einleitung

Das Problem der Sichtbarmachung von Wirbeln oder anderen Turbulenzen in strömenden Gasen wurde bislang nur teilweise gelöst. Meist werden Wirbel visualisiert, indem strömendem Gas optisch markierende Stoffe wie Rauch, Stäube oder Fremdgase mit anderer optischer Brechzahl hinzugefügt werden. Über die Bewegung dieser Tracer sind Wirbel direkt erkennbar. Mit Laser-Anemometern sind Wirbel über die Bewegung kleinster Staubteilchen nachweisbar. Die räumliche Auflösung dieser bekannten Verfahren reicht jedoch für viele Aufgaben nicht aus. Außerdem liefern sie keine Aussagen zu der akustisch relevanten Druckverteilung in den Wirbeln. Hier wird ein Verfahren vorgestellt, das über die interferometrische Messung der Druckverteilung in Wirbeln und anderen Turbulenzen deren Sichtbarmachung ermöglicht.

## 2 Messprinzip

Interferometer sind zur hochgenauen Weg- und Geschwindigkeitsmessung nutzbar. Oft werden Mach-Zehnder-Interferometer eingesetzt und diese als Heterodyn-Doppler-Interferometer betrieben [1]. Modifiziert lassen sich diese Interferometer auch zur Druck- und Wirbelmessung nutzen (Bild 1). Ein Laserstrahl wird im Strahlteiler ST1 in einen Mess- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Der Referenzstrahl erreicht über den Spiegel den Strahlteiler ST3. Der Messstrahl trifft in der Messstrecke auf einen Reflektor, wird dort reflektiert und über ST2 ebenfalls zum ST3 gelenkt. Dort interferieren Mess- und Referenzstrahl zu einem Lichtsignal, dessen Intensität  $I$  von ihrer Phasendifferenz  $\Delta\varphi = \varphi_M - \varphi_R$  und damit vom Gangunterschied  $\Delta\delta$  abhängt:

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(2\pi \frac{\Delta\delta}{\lambda})). \quad (1)$$

Bewegt sich der Reflektor mit einer Geschwindigkeit  $v$ , dann ändert sich aufgrund des Doppler-Effekts die Frequenz  $f_M$  des reflektierten Messstrahls gegenüber der Frequenz  $f_S$  des gesendeten Strahls um den Betrag

$$\Delta f = f_S - f_M \cong \pm f_S \frac{2v}{c} \quad (2)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Nach ST3 entsteht das Signal

$$I(\Delta f, t) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(2\pi (\pm \Delta f) t)) \quad (3)$$

das am Detektor als Frequenzsignal registriert wird. Zur

Bestimmung der Bewegungsrichtung wird der Referenzstrahl durch eine Bragg-Zelle geschickt. Sie verschiebt die Referenzfrequenz  $f_S$  um  $f_B$ , und es gilt

$$I(f_B, \Delta f, t) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(2\pi (f_B \pm \Delta f) t)). \quad (4)$$

Nach einer Frequenzdemodulation sind Betrag und Richtung der Geschwindigkeit  $v$  des Reflektors erkennbar. Durch Phasendemodulation ist seine Verschiebung  $s$  bestimmbar.

Zur Messung zeitlicher und örtlicher Druckschwankungen, wie sie bei Schallwellen, Wirbeln oder anderen Turbulenzen auftreten, wird der Reflektor arretiert. Ändert sich jetzt der Druck  $p$  in einem Messvolumen der Messstrecke, ändert sich dort mit der Dichte  $\rho$  auch die Brechzahl [2]

$$n = \rho K + 1, \quad (5)$$

wobei  $K$  die Gladstone-Dale Konstante ist. Unter adiabatischen Bedingungen folgt auf eine Druckänderung von  $p_0$  auf  $p_1$  eine Brechzahländerung

$$\Delta n = n_1 - n_0 = (n_0 - 1) \left[ \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{1/\kappa} - 1 \right]. \quad (6)$$

Beim Druck  $p_0$  hat das Gas im Messvolumen die Brechzahl  $n_0$  und seine optische Länge ist  $l_0 = Ln_0$ . Ändert sich der Druck um  $\Delta p(t) = p_1(t) - p_0$  mit  $\Delta p(t) \ll p_0$  führt das zu proportionalen Änderungen der Brechzahl und schließlich der optischen Länge  $l$  des Messvolumens um

$$\Delta l(t) = L \Delta n(t) \cong \frac{(n_0 - 1)}{\kappa} \frac{\Delta p(t)}{p_0} \quad (7)$$

Ein Interferometer nach Bild 1 misst jetzt bei Phasendemodulation eine Verschiebung

$$\Delta \bar{s}(t) = \frac{\Delta \delta(t)}{2} = \Delta l(t) = L \Delta n(t) \quad (8)$$

des Reflektors, obwohl dieser unbeweglich ist. Diese virtuelle Verschiebung  $\Delta \bar{s}(t)$  ist  $\Delta p(t)$  proportional

$$\Delta p(t) \cong \frac{\kappa p_0}{L(n_0 - 1)} \Delta \bar{s}(t). \quad (9)$$

Bei Frequenzdemodulation wird eine virtuelle Reflektorgeschwindigkeit

$$\tilde{v}(t) \cong \frac{L(n_0 - 1)}{\kappa p_0} p_1'(t) \quad (10)$$

gemessen. Sie ist proportional zur Änderungs-geschwindigkeit des Druckes  $p_1'(t)$ . Diese Zusammenhänge

sind zur Erfassung kleinster Druckschwankungen geeignet, die Wirbel oder andere Turbulenzen in strömenden dichtevariablen Medien verursachen.

## 3 Messbeispiele

Bei der interferometrischen Messung von Wirbeln ist zu berücksichtigen, dass diese zeit- und ortsabhängige Druckschwankungen  $\Delta p(x, y, z, t)$  verursachen, die mit entsprechenden Brechzahl-schwankungen  $\Delta n(x, y, z, t)$  verbunden sind. Solche räumlich verteilten Phänomene sind zweckmäßig mit scannenden

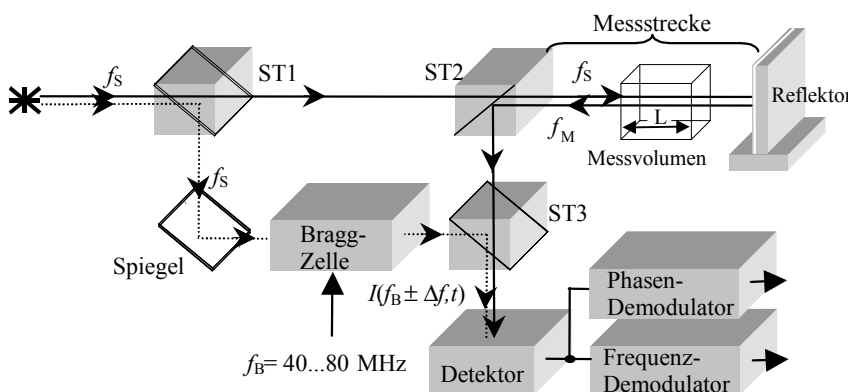


Bild 1: Modifiziertes Interferometer zur Wirbelmessung

Doppler-Vibrometern erfassbar. Das sind Interferometer zur flächenhaften Messung von Vib-rationen an Körpern. Sie erreichen hohe  $s$ - bzw.  $v$ -Empfindlichkeiten bei hoher lateraler Auflösung. Im Messvolumen durch Wirbel verursachte Brechzahländerungen  $\Delta n(x,y,z,t)$  werden als virtuelle Weg- bzw. Geschwindigkeitsänderungen

$$\Delta \bar{s}(x,t) = \int_L \Delta n(x,y,z,t) dx ; \quad \bar{v}(x,t) = \int_L n'_1(x,y,z,t) dx \quad (11)$$

des starren Reflektors erfasst. Bei scannenden Messungen ist es notwendig, dass die Wirbel periodisch oder zumindest wiederholt auftreten, damit in jedem Abtastpunkt Wiederholbedingungen vorliegen. Ferner ist zu beachten, dass sich möglicherweise der Druck im Wirbel  $p_T(x,y,z,t)$  örtlich und zeitlich nur langsam ändert, weil Wirbel ortsfest bleiben oder sich nur langsam mit der Strömung fortbewegen. Dann kann im festen Abtastpunkt  $(x,y,z)$  die Änderungsgeschwindigkeit des Druckes  $p'_T(t)$  so gering sein, dass sich kein ausreichender Frequenzhub  $\Delta f$  ergibt.

Oft sind periodische Wirbel oder andere periodische Turbulenzen mit der Erzeugung von Schallwellen verbunden. Deren Wechseldruck  $p_S(x,y,z,t)$  überlagert sich dem Wirbel- druck  $p_T(x,y,z,t)$  zu summarischen Druckänderungen  $p_1(t) = p_T(t) + p_S(t)$ . Beispiel dafür ist die in Bild 2a dargestellte Kugel-Schallwelle, die durch harmonische Strömungsdruckschwankung unmittelbar am Ausgang eines fluidischen Oszillators im freien Raum generiert wird. In der Vergrößerung (Bild 2b) werden die in Strömungsrichtung abnehmenden Druckschwankungen sichtbar. Der Druckverlauf (Bild 2c) lässt sich durch die Beziehung

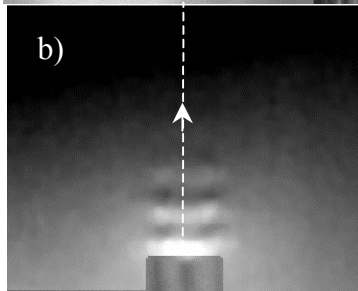
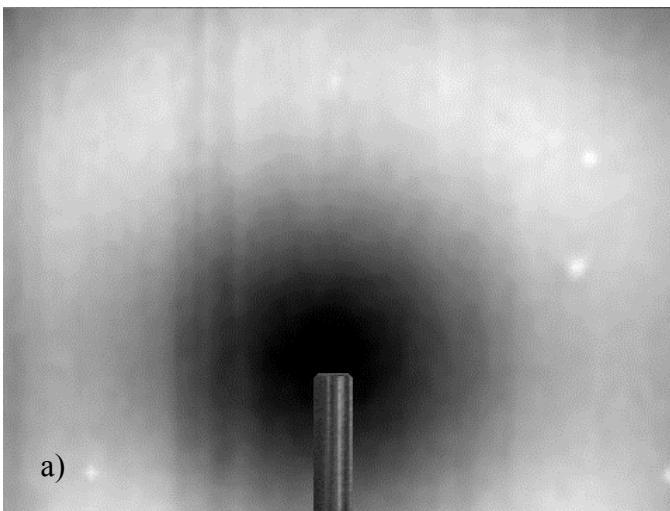
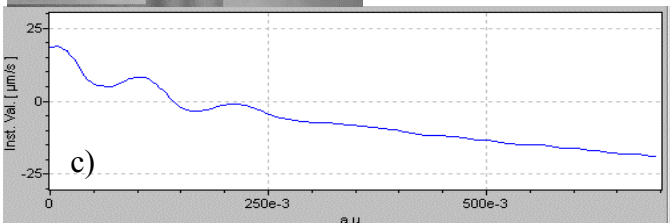


Bild 2:  
a) Durch Strömungswechsel- druck erzeugte Kugel- Schallwelle  
b) Strömungswechseldruck aus dem Rohr austretend  
c) Druckverlauf entlang der Strömungsrichtung



$$p_1(t,x) = \Delta p_T \cos(2\pi f(t - \frac{x}{u}))e^{-\alpha x} + \Delta p_S \cos(2\pi f(t - \frac{x}{a})) \quad (12)$$

approximieren. Dabei sind  $\Delta p_T$  und  $\Delta p_S > \Delta p_T$  die Amplituden von Strömungs- und Schalldruck,  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit und  $a$  die Schallgeschwindigkeit. Durch  $\alpha > 0$  wird die rasche Abnahme des Strömungsdrucks berücksichtigt.

Mit  $a > u$  pflanzt sich die Schallwelle deutlich schneller fort als die Strömungsdruckschwankungen. Die Frequenzen  $f$  von Strömungsdruckschwankungen und Schallwelle sind gleich groß. Jedoch verlangsamt während der Messzeit  $\Delta t$  der hohe Wert  $x/u$  der Strömungsdruckschwankung bei festem Abtastpunkt  $x$  das  $\cos$ -Argument. Das reduziert die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strömungsdruckschwankung.

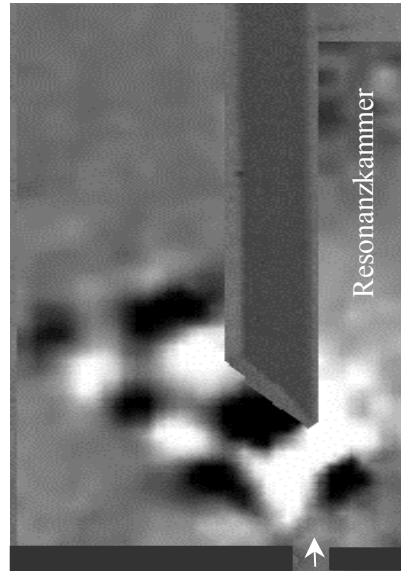


Bild 3:  
Doppelte Wirbelstraße der 1. Oberwelle bei einer planaren Pfeife

Bild 3 zeigt den Querschnitt einer planaren Pfeife. Mit dem Strahl aus der Düse gelangt ein Strömungsimpuls in die geschlossene Resonanzkammer. Dort reduziert sich seine Geschwindigkeit auf  $u = 0$  und er wandelt sich nach dem Impulssatz in einen Druckimpuls. Dieser breitet sich mit Schallgeschwindigkeit  $a$  in der Resonanzkammer aus, wird am Ende reflektiert und lenkt dann den Strahl ins Freie. Durch den vorbeiströmenden Strahl entsteht in der Resonanzkammer ein Unterdruck, der den Strahl zurücklenkt. Dieser periodische Vorgang erzeugt einen Wechseldruck, der zur Abstrahlung einer Schallwelle aus der Kammeröffnung ins Freie führt. Die Schallfrequenz  $f$  wird von der Geometrie der Kammer und der Schallgeschwindigkeit  $a$  bestimmt.

Bei der 1. Oberwelle bildet der ausströmende Luftstrahl eine doppelt symmetrische Wirbelstraße aus. Es ist erkennbar, dass deren linker Pfad durch sich im Totwassergebiet der Düse ablösende Wirbel entsteht. Diese Wirbel sind stabiler als die transversalen Druckschwankungen in Bild 2b. Sie lösen sich auf, ohne zur Schallerzeugung beizutragen. Auch in diesem Beispiel überlagern sich Wirbel- und Schalldrücke, so dass sich Verhältnisse ähnlich zu (12) ergeben

[1] Selbach, H. und Lewin, A.  
 Laser-Interferometrie zur Positions- und Schwingungsmessung  
 Feinwerktechnik und Meßtechnik 96 (1988) H.1+2

[2] Runnemalm, A.  
 Sound and Vibrations in Structures with Air Enclosures  
 Doctoral Thesis, Lulea University of Technology, Department of  
 Mechanical Engineering, Schweden, 1999