

Skalierung des Schalldruckpegels im Hohlraum eines zylindrischen Helmholtz-Resonators

S. Schimmelpfennig¹, A. Businger¹, S.J. Rupitsch¹, M. Brenninger², R. Lerch¹

¹ Lehrstuhl für Sensorik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Email: stefan.schimmelpfennig@lse.eei.uni-erlangen.de

² Audi AG, 85045 Ingolstadt

Einleitung

Überströmte Hohlräume stellen in der Fahrzeugaeroakustik eine eigene Klasse von Lärmquellen dar und lassen sich anhand ihrer geometrischen Größe in zwei Gruppen einteilen. Beispielsweise können geöffnete Schiebedächer den größeren Hohlräumen zugeordnet werden, Fugen und Spalte in der Karosserie dahingegen den kleineren. Die vorliegende Untersuchung widmet sich den kleinen Hohlräumen. Um den prinzipiellen, akustischen Charakter der Schallabstrahlung zu ermitteln, kann der gemessene Schalldruckpegel mit der potenzierten Anströmgeschwindigkeit skaliert werden [1]. Dabei lässt der Exponent Rückschlüsse auf den Anregungsmechanismus zu.

Versuchsaufbau und Messergebnis

Der Versuchsaufbau besteht aus einem in eine Bodenplatte eingelassenen Hohlzylinder, in dessen Inneren sich ein Vollzylinder befindet. Dieser begrenzt nicht nur den Hohlzylinder nach unten hin, sondern bestimmt auch durch seine Position die Tiefe der Kavität, die in dem vorgestellten Versuch 10 mm beträgt. Den oberen Abschluss bildet eine versenkt montierte, gelochte Scheibe, deren Stärke von 3 mm die Halslänge und der Durchmesser ihres Loches von ebenfalls 3 mm den Öffnungsquerschnitt eines Resonators darstellen. Die

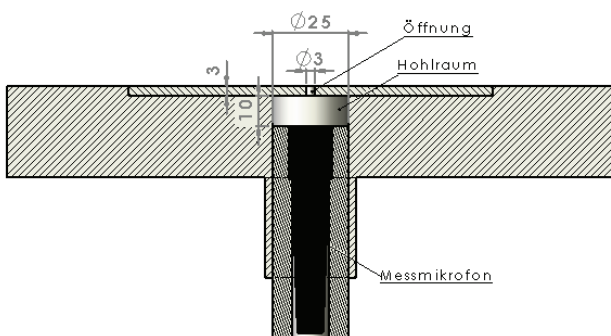


Abbildung 1: Schnitt durch den überströmten, zylindrischen Helmholtz-Resonator. Maße in [mm].

Druckschwankungen werden mit einem 1/2-Zoll Messmikrofon mittig im Grund des Zylinders bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten gemessen. Die resultierenden Pegel sind in Abb. 2 in Terzbändern dargestellt. Bei der Helmholtzfrequenz, die mit Mündungskorrektur entspre-

chend der Formel

$$f_{HR} = \frac{c}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{A}{V \cdot (L + 0.96 \cdot \sqrt{A})}}, \quad (1)$$

zu 879 Hz berechnet werden kann [2], ist der zugehörige Anstieg des Pegels im Spektrum wieder zu finden. Dabei bezeichnen c die Schallgeschwindigkeit, L die Halslänge, A die Öffnungsfläche und V das angeschlossene Resonanzvolumen.

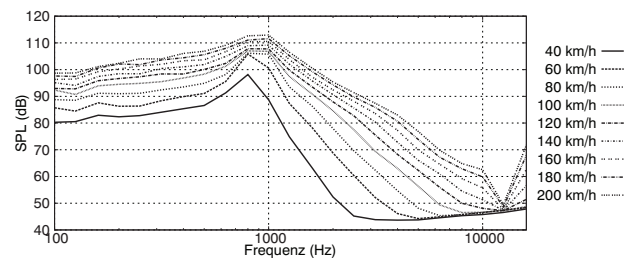


Abbildung 2: Mittig im Grund des Hohlraums gemessene Schalldruckpegel bei steigenden Anströmgeschwindigkeiten.

Skalierung

Die Geschwindigkeitsskalierungen gehen zurück auf die Analogie von Lighthill [4], der durch Umformen der Kontinuitäts- und der Eulergleichung auf der einen Seite der Gleichung einen Wellenausdruck und auf der anderen eine Quellverteilung erhielt. Eine Abschätzung der Lösung dieser Gleichung liefert für eine Quadrupolquelle die U^8 -Abhängigkeit der Schalleistung von der Anströmgeschwindigkeit U . Nach Ffowcs Williams [5] können diese Überlegungen auch auf Mono- und Dipolquellen erweitert werden und sogar die Dimension des Raumes, in dem sich die Welle ausbreitet, wird in Betracht gezogen. Beim Helmholtz-Resonator wird Masse periodisch zu- und wieder abgeführt. Mathematisch wird dieser instationäre Massenstrom mit $\frac{dm}{dt}$ ausgedrückt, was dem klassischen Monopolstrahler entspricht [3]. Für eine kompakte Monopolquelle, die in einen zweidimensionalen Raum abstrahlt, erhält man nach [5] die Abhängigkeit

$$\rho' \propto \rho_0 \cdot \sqrt{\frac{l}{|\vec{x} - \vec{y}|}} \cdot M^{\frac{3}{2}}, \quad (2)$$

was auf eine U^3 -Abhängigkeit der Schalleistung von der Anströmgeschwindigkeit führt. Hierbei bedeuten ρ_0 die

Ruhedichte, ρ' die Dichteschwankung, l die Wirbelgröße, \vec{x} und \vec{y} die Beobachter- bzw. die Quellposition und M die Machzahl. Unter der Voraussetzung, dass sich die Druckschwankungen p' mit dem Zusammenhang $p' = \rho' \cdot c^2$ substituieren lassen, und mit der Bildung des Effektivwerts kann Gl. 2 zu

$$p_{rms} \propto U^{\frac{3}{2}} \quad (3)$$

vereinfacht werden. Eingesetzt in die Definition des Schalldruckpegels (SPL) erhält man die Skalierungsvorschrift

$$SPL_n = \underbrace{20 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_{rms}}{p_0} \right)}_{\text{gemessen}} + \underbrace{20 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_0}{U^{\frac{n}{2}} \cdot k} \right)}_{\text{Offset}}, \quad (4)$$

die sich in zwei Summanden aufteilt, deren erster der gemessene Schalldruckpegel ist und deren zweiter ein von der Anströmgeschwindigkeit abhängiger, zu berechnender Offset. Hierin ist k eine für die Logarithmierung notwendige, entdimensionalisierende Konstante, deren Einheit sich nach dem Exponenten n richtet. Die Messergebnisse wurden entsprechend der Gl. 4 mit $n = 3$ skaliert und in Abb. 3 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Pegel der verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten zwischen 200 Hz und 500 Hz zusammenfallen. Mit steigenden Anströmgeschwindigkeiten wird der skalierbare Bereich größer und endet erst bei 4000 Hz.

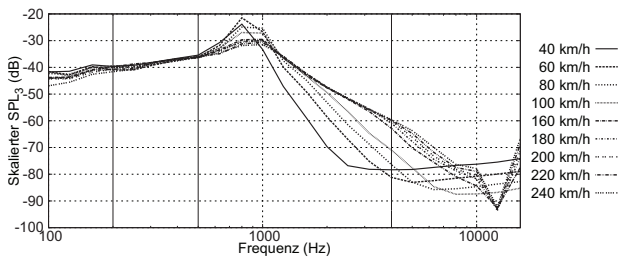


Abbildung 3: Nach Anwendung der U^3 -Skalierung fallen die Pegel bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten zwischen 200 Hz und 500 Hz, bei hohen bis 4000 Hz zusammen.

Schallfeld

Da die geometrischen Abmessungen des Resonators sehr viel kleiner sind als die Wellenlängen bei den betrachteten Frequenzen, bilden sich ebene Wellen aus und es liegt eine nahezu räumlich konstante Druckverteilung vor. Erst ab der Grenzfrequenz treten zusätzlich stehende Wellen auf, deren Druckfeld dem, der ebenen Wellen überlagert ist. Form und Frequenz der stehenden Wellen wurden mit

Mode	Ordnung	Frequenz
1	0	8.0 kHz
2	0	13.3 kHz

Tabelle 1: Im betrachteten Spektrum auftretende Eigenfrequenzen.

CFS++ ermittelt, indem das Gleichungssystem der linearisierten Wellengleichung aufgestellt, in den Frequenzbereich transformiert und die Eigenwerte und -vektoren

dieses Systems berechnet wurden [6]. Die Eigenvektoren entsprechen dabei den Modenformen (Abb. 4) und die Eigenwerte den Eigenfrequenzen (Tab. 1). Bei diesen fin-

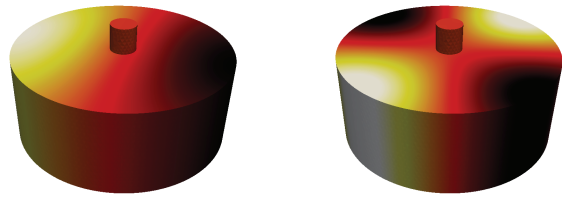


Abbildung 4: Im betrachteten Frequenzbereich auftretende Moden (links: 1-0 Mode, rechts: 2-0 Mode).

det man im Spektrum keine Erhöhung des Schalldruckpegels, sondern vielmehr ein Minimum bei der Frequenz der zweiten Mode. Ursache dafür liegt in der Symmetrie der beiden Moden zur Schnittfläche entlang der Längsachse des Resonanzraums. Das Mikrofon misst auf seiner Membran die integrale Druckverteilung, die sich bei dieser Anordnung teilweise bzw. vollständig auslöscht.

Schlussfolgerung

Die gefundene U^3 -Abhängigkeit der Schalleistung lässt entsprechend der mathematischen Herleitung auf einen Monopolcharakter des Helmholtz-Resonators schließen, der in einen zweidimensionalen Raum abstrahlt. Dabei ist der Monopolcharakter physikalisch nachzuvollziehen. Warum jedoch der Resonanzraum als zweidimensional angenommen werden kann und warum der Frequenzbereich, in dem die U^3 -Skalierung gültig ist, mit steigender Geschwindigkeit größer wird, konnte nicht vollständig geklärt werden. Eine Simulation, die sowohl die Strömung als auch die Akustik beinhaltet, könnte Aufschluss darüber geben, falls das Resultat einer Skalierung, wie sie hier auf die Messergebnisse angewandt wurde, standhält.

Literatur

- [1] Wickern, G., Brennberger, M.: Scaling laws in automotive aeroacoustics, SAE Technical Paper, 2009-01-0180 (2009)
- [2] Ingard, U.: On the Theory and design of acoustic resonators, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 25, Num. 6, pp. 1037-1061 (1953)
- [3] Lerch, R., Sessler, G.M., Wolf, D.: Technische Akustik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 2009
- [4] Lighthill, M. J.: On sound generated aerodynamically. I. General Theory, Proc. Roy. Soc. London (A), 211, pp. 564-587 (1952)
- [5] Ffowcs Williams, J. E.: Hydrodynamic noise, Ann. Rev. of Fluid Mechanics, Vol. 1, pp. 197-222 (1969)
- [6] Kaltenbacher, M.: Numerical Simulation of Mechatronic Sensors and Actuators, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 2004