

Simulation und Vermessung von thermoakustischen Schallquellen

Daniel HUF SCHLÄGER¹, Mate GAAL¹ und Majid AHMADZADEH^{1,2}

¹Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Berlin

²Technische Universität Berlin, Berlin

Kontakt E-Mail: daniel.hufschlaeger@bam.de

Kurzfassung: Zur Simulation des Schallfeldes von beliebig geformten konventionellen Schallquellen existieren viele Ansätze (EFIT, GPSS). Sie alle basieren auf der Annahme eines monochromatischen akustischen Signals, was meist eine gültige Annäherung darstellt. Allerdings sind bei thermoakustischen Quellen aufgrund ihrer Funktionsweise und der hohen Bandbreite viele der existierenden Ansätze nicht direkt anwendbar und können Beobachtungen bei der Vermessung von thermoakustischen Wandlern nicht vollständig abbilden und erklären. In diesem Beitrag wurde die bekannte Methode der generalisierten Punktquellensynthese (GPSS) für die Berechnung von Schallfeldern von thermoakustischen Schallquellen angewendet. Dabei gehen zahlreiche Parameter wie die Dicke und Geometrie der leitfähigen Schicht, Krümmung des Substrats, sowie die Signalform der Anregung in die Simulation ein. Neu an dem präsentierten Ansatz ist die Abweichung von der üblichen monochromatischen Annäherung und die Berücksichtigung der großen Bandbreite von thermoakustischen Wandlern. Für die Validierung der Simulationen wurden Schallfelder von Quellen mit bekannter Anregung und Geometrie breitbandig durch ein optisches Mikrofon vermessen.

1 Einführung

Das steigende Interesse an Leichtbaukomponenten in den Industriezweigen der Automobilindustrie, der Energieerzeugung und im Bereich um Luft- und Raumfahrt zeigen, dass schnelle nicht-invasive Methoden wie die luft-gekoppelte Ultraschallprüfung große Anwendung finden [1]. Darüber hinaus ist entstehen neue Methoden und Technologien zur Fehlerdetektion und Bewertung, welche im Wesentlichen nicht mehr das klassische Amplitudenkriterium (A bis C-Bild) sondern Informationen, die im Frequenzbereich gewonnen wurden, zur Schadensbewertung nutzen [2, 3, 4, 5]. Gleichen falls wird an neuen Technologien jenseits des klassischen Feder-Masse-Schwingers gearbeitet um das möglichst breitbandige Senden [6] und Empfangen [7] zu ermöglichen. Neben der komplexen Frage der Charakterisierung von breitbandigen Sendern und Empfängern (Vortrag Mi.2.B.5 „Richtlinie zur Charakterisierung von luftgekoppelten Ultraschallwandlern“), benötigen auch die bestehenden Ansätze zur Modellierung und Simulation Anpassungen.

In diesem Betrag wird der aktuelle Stand der Modellierung für thermoakustische Sender, sowie der Einsatz eines breitbandigen Messsystems zur Charakterisierung von thermoakustischen Quellen vorgestellt



2 Theorie

2.1 Breitbandige Schallquellen

Für monochromatische bzw. schmalbandige, kreisförmige sphärische gekrümmte Quellen ergibt sich die Schalldruckverteilung entlang der akustischen Achse in z -Richtung [8] zu

$$p(z) = p_0 \frac{2}{1 - \frac{z}{r}} \sin \left(\frac{f_c \pi}{c_0} \left[\sqrt{\frac{D^2}{4} + (z-h)^2} - z \right] \right), \quad (1)$$

mit $h = r - \sqrt{r^2 - \frac{D^2}{4}}$. Wobei r den geometrischen Krümmungsradius, f_c die Anrege-/Mittenfrequenz, c_0 die Schallgeschwindigkeit im Ausbreitungsmedium und D die Apertur der Quelle darstellen. Wird eine die Bandbreite der Anregung mit einbezogen, kann dies durch eine Integration über den Frequenzabschnitt $[0, f_m]$ und unter Annahme, dass das Anregespektrum flach ist, erfolgen und ergibt sich zu

$$\int_0^{f_m} p(z) df = 2 p_0 \left| \frac{2}{1 - \frac{z}{r}} \right| \left| \frac{c}{\pi \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 + (z-h)^2} - z} \left[1 - \cos \left(\frac{f_m \pi}{c} \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 + (z-h)^2} - z \right) \right] \right|, \quad (2)$$

Abbildung 1 zeigt die Auswirkungen der hohen Bandbreite auf die Verteilung des Schalldrucks entlang der akustischen Achse. Auffallend ist der deutliche längere Fokusschlauch

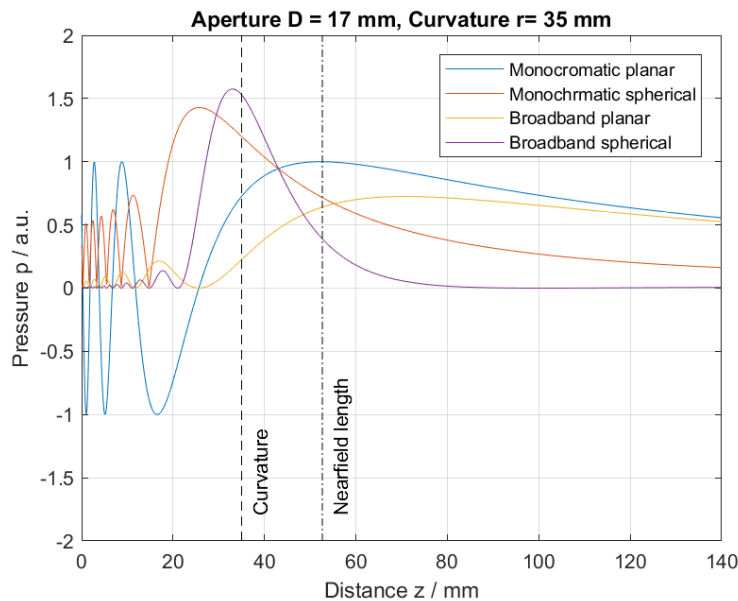


Abbildung 1. Schalldruckverteilung entlang der akustischen Achse für eine kreisförmige planare und eine sphärische gekrümmte Quelle ($D = 17$ mm und $r = 35$ mm). Beide monochromatisch ($f_c = 250$ kHz) und breitbandig für das Band zwischen 0 und 1 MHz berechnet. Alle Berechnungen ohne Berücksichtigung der akustischen Dämpfung.

und die Annäherung des Fokusabstands an den geometrischen Fokusabstand.

2.2 Thermoakustische Schallquellen

Thermoakustische Sender erlauben die Erzeugung von breitbandigen akustischen Signalen. Ungleich wie die meisten akustischen Quellen besitzen thermoakustische Sender keine oszillierende Masse und bilden daher kein Feder-Masse-System. Das Kopplungsmedium vor dem Sender wird durch eine kurze elektrische Anregung und dadurch entstandene Joule'sche Wärme kurzzeitig erhitzt. Dieses schnelle Heizen resultiert in einer Dichteänderung im umgebenen Fluid und breitet sich gerichtet im Volumen aus. Hinsichtlich der thermoakustischen Wandler unterscheidet man im Wesentlichen zwischen gesponnen Carbonfäden [9, 10] und Dünnschichtwandlern [6]. Auch wenn die theoretischen Aspekte im Allgemeinen übertragbar sind, konzentriert sich dieser Beitrag auf Dünnschichtwandler auf Basis von Indium-Zinn-Oxid (ITO) beschichteten Substraten aus Quarzglas [6, 11]. Die Autoren [6] zeigten das die Performance von Dünnschichtwandlern von der gewählten Schichtdicke, dem Substratmaterial und dem Ausbreitungsmedium abhängen.

$$Q_{TA}(f) = Q_{in,th} \frac{\alpha_{Sub}}{\alpha_{Sub} + \alpha_{Gas} + d_{Film} \rho_{Film} c_{p,Film} \sqrt{2\pi f}}, \quad (3)$$

wobei $Q_{in,th}$ die eingebrachte Energie, α_{Sub} und α_{Gas} die Effusivitäten von der Substratschicht und des Arbeitsgases ist. Die Effusivitäten $\alpha_{Sub} = \sqrt{\lambda_{Sub} \rho_{Sub} c_{p,Sub}}$ sowie $\alpha_{Gas} = \sqrt{\lambda_{Gas} \rho_{Gas} c_{p,Gas}}$ beschreiben im Wesentlichen die thermalen Verluste durch Wärmeleitung der unterschiedlichen Medien. Die Eigenschaften des leitenden Films sind: die Dicke d_{Film} , die Dichte ρ_{Film} und die spezifische Wärmekapazität des $c_{p,Film}$ gehen als frequenzabhängige Komponenten ein. Die eingebrachte Energie $Q_{in,th}$ kann durch die elektrischen Eigenschaften des Films bestimmt werden. Dazu wird die angelegte effektive Spannung $U_{in,el}$, die geheizte Querschnittsfläche S_{Film} , die spezifische Widerstand ρ_{Film} und l_{Film} die Länge des beschichteten Films berücksichtigt. So ergibt sich

$$|Q_{in,th}| = \left| \frac{U_{in,el}^2 S_{Film}}{\rho_{Film} l_{Film}} t_{th} f_{prf} \right|, \quad (4)$$

wobei t_{th} und f_{prf} die zeitliche Ausdehnung der gepulsten Anregung und die Pulsfolgefrequenz darstellen. Das Produkt aus beiden Größen ergibt den Tastgrad und ermöglicht die Berechnung der effektiven Leistung. Eine in der Praxis oft genutzte Anregung wird über Rechteckimpulse realisiert und führt in zu einer Übertragungsfunktion $Q_{in,th}(f)$ im Frequenzbereich

$$Q_{in,th}(f) = |Q_{in,th}| \times \frac{\sin(\pi f t_{th})}{\pi f}, \quad (5)$$

Über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik lässt sich eine Druckänderung Δp durch die Änderung der Energie ΔQ innerhalb eines abgeschlossenen Volumens V_0 beschreiben. Somit lassen sich durch $\Delta p = \frac{\Delta Q}{V_0}$ die Gleichungen (3) bis (5) kombinieren und es ergibt sich die vollständige Übertragungsfunktion zu

$$p_{TA,\square}(f) = \frac{\sin(\pi f t_{th})}{\pi f} \times \left| \frac{U_{in,el}^2 S_{Film}}{\rho_{Film} l_{Film}} t_{th} f_{prf} \right| \quad (6)$$

$$\times \frac{\alpha_{Sub}}{\alpha_{Sub} + \alpha_{Gas} + d_{Film} \rho_{Film} c_{p,Film} \sqrt{2\pi f}} \times \frac{1}{V_0}, \quad (7)$$

wobei das Bezugsvolumen V_0 als Halbkugel angenommen wird [11] und sich zu $V_0^{-1} = \frac{3}{2\pi} \left(\frac{f}{c_0}\right)^3$ ergibt. Aufgrund der gewünschten Kompatibilität zu bestehenden Gehäusen (Abb. 2) wurde eine aktive Fläche S_A von 17x19 mm auf Basis einer sphärisch gekrümmten Quarzglaslinse beschichtet. Die geheizte Fläche lässt sich wie folgt berechnen

$$S_A = 4r_c^2 \sin^{-1} \left(\tan \left(\frac{l}{2r_c} \right) \tan \left(\frac{w}{2r_c} \right) \right), \quad (8)$$

wobei r_c der Krümmungsradius und l beziehungsweise w Länge und Breite der Rechteckfläche auf der gekrümmten Fläche abbilden.

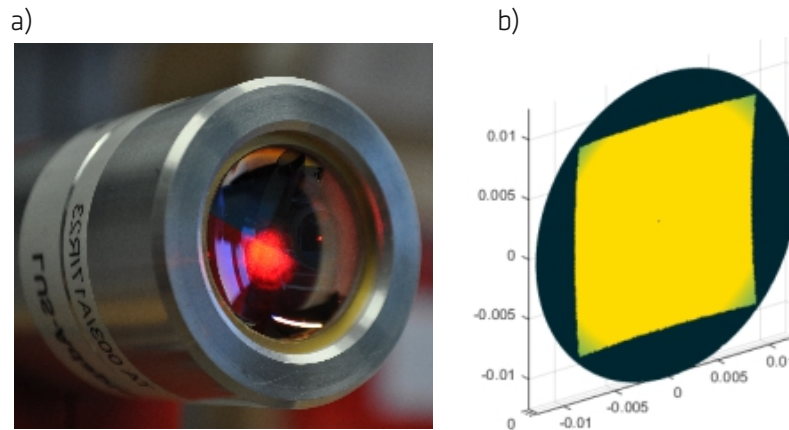


Abbildung 2. Prototyp eines thermoakustischen Wandlers a) und b) Diskretisierte Fläche zur Simulation des resultierenden Schallfelds.

Unter Berücksichtigung der thermmoakustischen Übertragungsfunktion, der Anregungsfunktion und der Geometrie des Wandlers, wurden die Schallfelder unter Anwendung der Punktquellensynthese berechnet. Ein exemplarisches Ergebnis ist in Abb. 3 abgebildet und zeigt das Schallfeld in der X, Y -Ebene vor dem Wandler, sowie die axiale und laterale Schalldruckverteilung im Fokuspunkt und entlang der akustischen Achse.

Im Nahfeld sind geringe Artefakte im Abstand von 22 mm zu erkennen, welche auf niederfrequente Komponenten des Schallfelds bei der Simulation zurückzuführen sind. Weiterhin wurde der Fokuspunkt mit 55 mm bestimmt. Im Vergleich zur theoretischen Annahme (siehe Abb. 1) fällt die Schalldruckverteilung entlang der akustischen Achse, aufgrund der berücksichtigten Dämpfung, weniger schnell ab. Wird der Schalldruck über Entfernung und Frequenz aufgetragen (Abb. 4) so ist der signifikante Beitrag im Bereich um den Fokusabstand (30 und 75 mm) und in den Frequenzbereich zwischen 200 und 800 kHz auffallend.

3 Experiment

Zur Validierung der theoretischen Annahmen und der Simulationsergebnisse wurde das Schallfeld mit einem optischen Mikrofon (Xarion ETA 450 Ultra) vermessen. Das Mikrofon weist eine Bandbreite zwischen 10 Hz und 2 MHz auf und einen Eingangsbereich von 126 dB auf. Das Schallfeld wurde in beiden Ebenen vor dem Wandler bestimmt. Abbildung 5 zeigt das Schallfeld in der X, Y -Ebene vor dem Wandler.

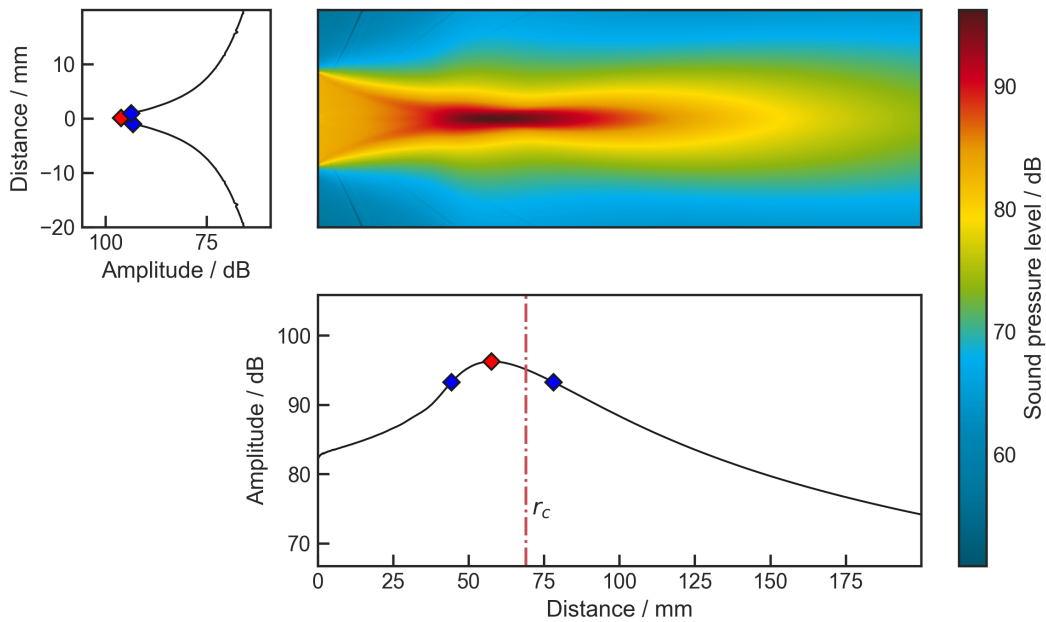


Abbildung 3. Simuliertes Schallfeld einer thermoakustischen Quelle. $U_{in,el} = 150\text{ V}$, $\Delta x = \Delta y = 3,4\ \mu\text{m}$, $r_c = 69\text{ mm}$, $S_A = 17 \times 19\text{ mm}$ und $f_{prf} = 20\text{ Hz}$.

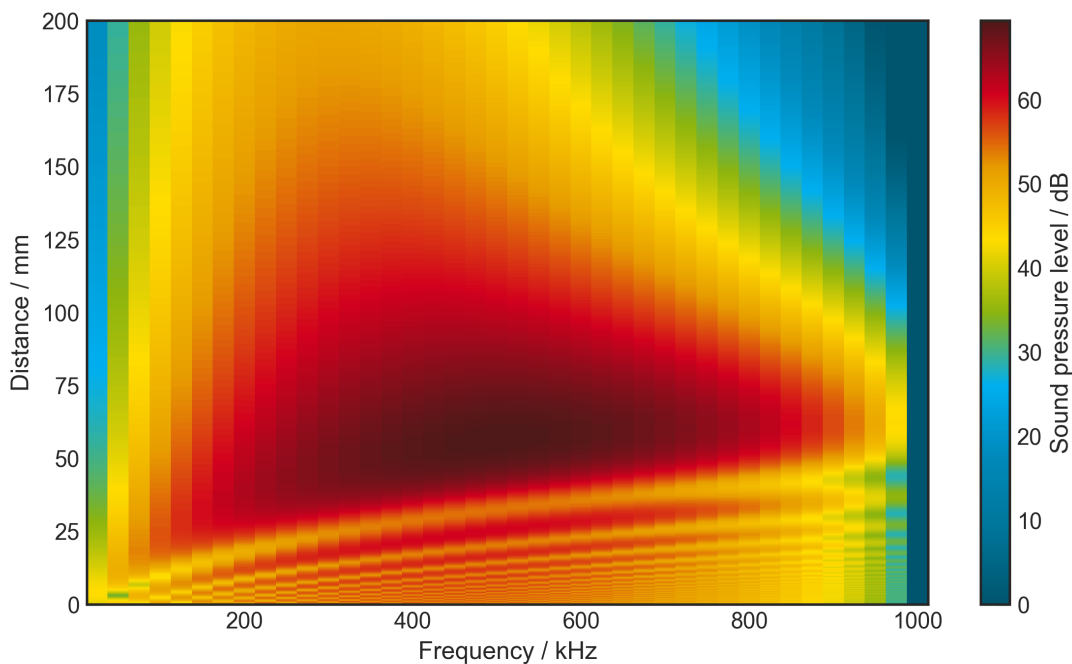


Abbildung 4. Schalldruckpegel aufgetragen über Abstand und Frequenz.

Im Vergleich zu den Simulationsergebnissen Abb. 4 fällt die Diskrepanz oberhalb von 800 kHz auf. Dies ist auf eine geringere Empfindlichkeit des Messsystems und einen größeren Einfluss der akustischen Dämpfung $\alpha_{Luft} \propto f^2$ zurückzuführen und benötigt weitere Optimierung an Aufbau und Messsystem. Der bestimmte Fokusabstand betrug bei dieser Messung 53 mm und stimmt somit hervorragend mit den Simulationsergebnissen überein.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Innerhalb dieses Beitrags wurden die Einflussgrößen von thermoakustischen Schallquellen aufgezeigt und dem bestehenden Ansatz der Punktquellensynthese verknüpft und durch breitbandige Messungen validiert.

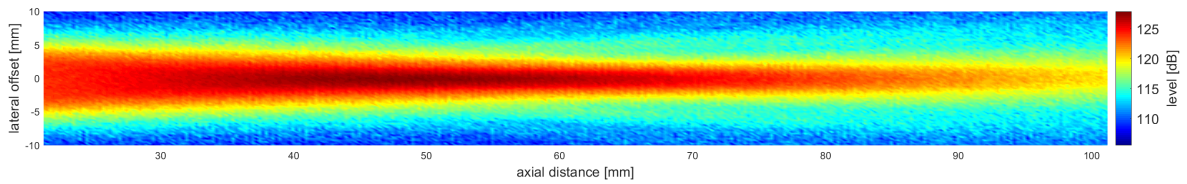


Abbildung 5. Gemessenes Schallfeld einer thermoakustischen Quelle. $U_{in,el} = 200\text{ V}$, $\Delta x = \Delta y = 500\text{ }\mu\text{m}$, $r_c = 69\text{ mm}$, $S_A = 17 \times 19\text{ mm}$ und $f_{prf} = 20\text{ Hz}$.

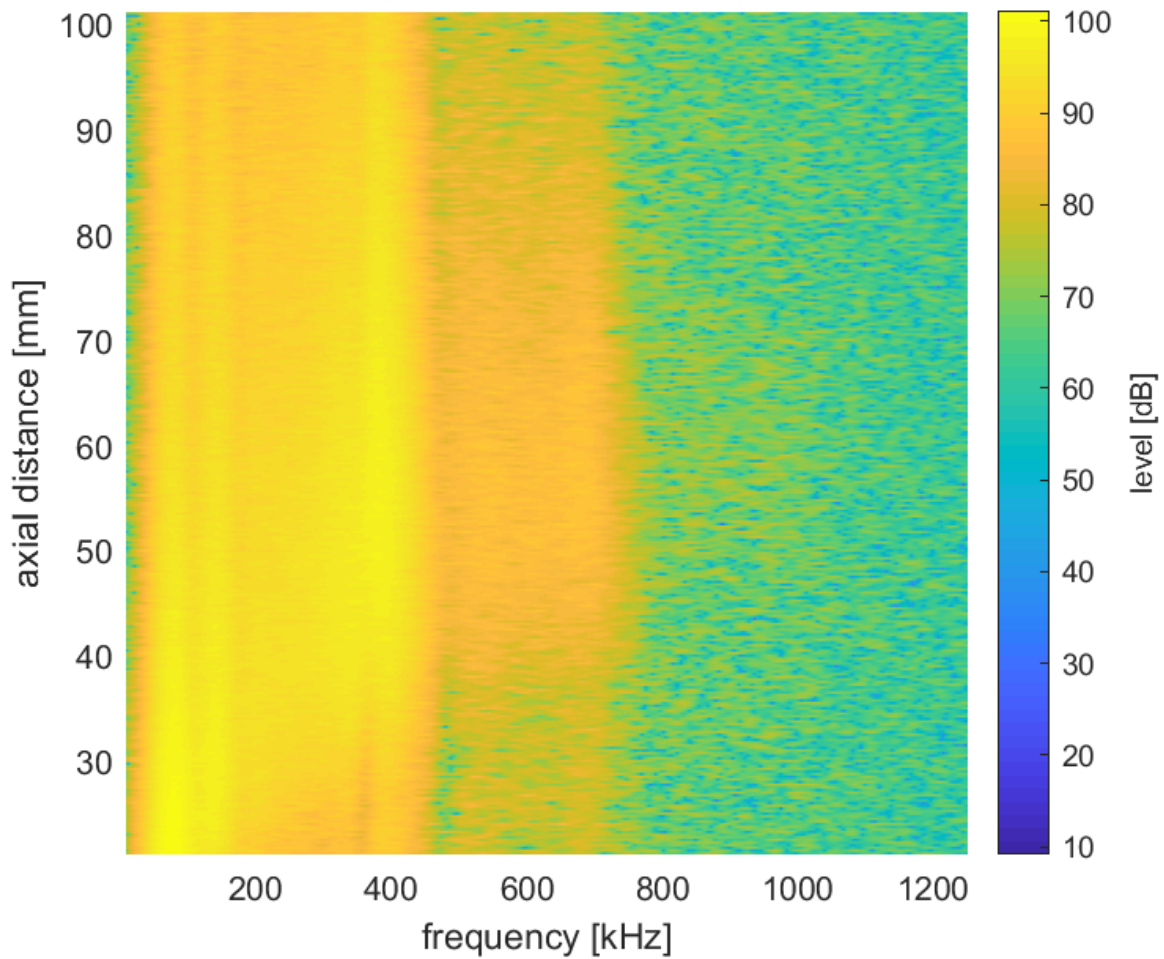


Abbildung 6. Gemessener Schalldruckpegel aufgetragen über Abstand und Frequenz.

Literatur

- [1] Wolfgang Essig, Yannick Bernhardt, Daniel Döring, Igor Solodov, Ryan Sommerhuber, Matthias Brauns, Artur Szewieczek, and Wolfgang Hillger. Air-coupled ultrasound - emerging ndt method, 2021.
- [2] I. Solodov, K. Pfliederer, H. Gerhard, S. Predak, and G. Busse. New opportunities for NDE with air-coupled ultrasound. *NDT and E International*, 39(3):176–183, 2006.
- [3] Mate Gaal and Daniel Kotschate. New technologies for air - coupled ultrasonic transducers. In *Proceeding of the 12th European Conference of Non-destructive Testing*, number 1, pages 1–9, 2018.
- [4] Yannick Bernhardt, Dmitry Solodov, Dieter Müller, and Marc Kreutzbruck. Listening for airborne sound of damage: A new mode of diagnostic imaging. *Frontiers in Built Environment*, 6, 2020.
- [5] Janez Rus and Christian U. Grosse. Thickness measurement via local ultrasonic resonance spectroscopy. *Ultrasonics*, 109(February 2020):106261, 2021.
- [6] Maxim Daschewski, Marc Kreutzbruck, Jens Prager, Elmar Dohse, Mate Gaal, and Andrea Harrer. Resonance-free measuring and excitation of ultrasound. *Technisches Messen*, 82(3):156–166, jan 2015.
- [7] Balthasar Fischer and Leander Claes. Miniaturized all-optical sound pressure sensor. *Proceedings of the INTER-NOISE 2016 - 45th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering: Towards a Quieter Future*, pages 596–602, 2016.
- [8] Josef Krautkrämer and Herbert Krautkrämer. *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Springer Berlin Heidelberg, 1986.
- [9] Ricardo R. Boullosa and Arturo O. Santillán. A note on the use of novel thermoacoustic radiators for ultrasonic experiments: The importance of phase in a focused field. *European Journal of Physics*, 27(1):95–102, jan 2006.
- [10] Ricardo R. Boullosa and Arturo O. Santillan. Ultrasound radiation from simple thermoacoustic transducers. *Acta Acustica united with Acustica*, 90(2):277–284, 2004.
- [11] Maxim Daschewski. *Thermophony in real gases: theory and applications*. PhD thesis, University Potsdam, 2016.