



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN  
Vienna University of Technology



# Akustische Charakterisierung von Luftkanälen

Experiment und Simulation

---

Acoustic characterization of air ducts

Experiment and simulation

DIPLOMARBEIT

Felix Simeon Egner



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN  
Vienna University of Technology



DIPLOMARBEIT

## Akustische Charakterisierung von Luftkanälen

Experiment und Simulation

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung  
des akademischen Grades eines Diplom-Ingenieurs  
unter der Leitung von

Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Manfred Kaltenbacher  
Mitwirkung Dipl.-Ing. Sebastian Floss  
Institut für Mechanik und Mechatronik, E325 A4

eingereicht an der Technischen Universität Wien  
**Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften**  
von

Felix Simeon Egner  
Matrikelnummer 1228875

Ich erkläre an Eides statt, dass die vorliegende Arbeit nach den anerkannten Grundsätzen für wissenschaftliche Abhandlungen von mir selbstständig erstellt wurde. Alle verwendeten Hilfsmittel, insbesondere die zugrunde gelegte Literatur, sind in dieser Arbeit genannt und aufgelistet. Die aus den Quellen wörtlich entnommenen Stellen, sind als solche kenntlich gemacht.

Das Thema dieser Arbeit wurde von mir bisher weder im In- noch Ausland einer Beurteilerin/einem Beurteiler zur Begutachtung in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorgelegt. Diese Arbeit stimmt mit der von den Begutachterinnen/Begutachtern beurteilten Arbeit überein.

Wien, 23. Juli 2018

Unterschrift

## **Kurzfassung**

In dieser Arbeit wurde die Durchgangsdämpfung von drei verschiedenen Luftkanaltypen, poröses, luftdicht beschichtetes Polyethylen (PE), fasriges Vlies und nicht poröses Polyethylen hoher Dichte (PEHD), untersucht. Die mittels neuem Messaufbau erhaltenen Messergebnisse zeigen hohe Durchgangsdämpfungswerte für Vlies, ein Großteil der Schalleistung verlässt den Kanal durch die Kanalwand. PE und PEHD leiten, bedingt durch ihre Luftundurchlässigkeit, den Schall und Schallabstrahlung findet hier nur durch Strukturschwingung statt. Generell ist die Dissipation von Schalleistung in Wärme gering. Unter Verwendung des äquivalenten Fluid-Materialmodells konnten Finite-Elemente-Simulationen des dreidimensionalen Messaufbaus die gemessenen Durchgangsdämpfungswerte für Vlies gut reproduzieren. Des Weiteren wurde das Potential der Modellierung von PEHD als Festkörper inkl. Mechanik-Akustik-Kopplung gezeigt. Für PE hat kein Materialmodell Erfolg gezeigt, die luftdichte Schicht verhindert die Behandlung als äquivalentes Fluid. Es hat sich gezeigt, dass die messtechnische Bestimmung von Materialparametern am zuverlässigsten ist, gefittete Materialparameter sind problematisch bei der Übertragung auf neue Probleme.

## **Abstract**

In this work, the transmission loss of three different types of air ducts, porous, airtight screened polyethylene (PE), fibrous fleece (Vlies) and non-porous high density polyethylene (PEHD) was investigated. The measurement results obtained by means of a new measurement setup show high transmission loss values for Vlies, with much of the sound power leaving the channel through the channel wall. Due to their impermeability to air, PE and PEHD conduct the sound and radiate only by structural vibration. In general, the dissipation of sound power into heat is low. Using the equivalent fluid material model, finite element simulations of the three-dimensional measurement setup could reproduce the measured transmission loss values for Vlies well. Furthermore, the potential of the modeling of PEHD as a solid body including mechanic-acoustic coupling was demonstrated. For PE, no material model has been successful, the airtight layer prevents its treatment as an equivalent fluid. It has been shown that the metrological determination of material parameters is the most reliable, fitted material parameters are problematic when transferring to new problems.

# Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung & Abstract . . . . .	iii
Abkürzungen und Symbole . . . . .	vi
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>2</b>
2.1. Akustik . . . . .	2
2.1.1. Schallwellen in Fluiden . . . . .	2
2.1.2. Grundgleichungen der Strömungsmechanik . . . . .	3
2.1.3. Wellengleichung im Zeitbereich . . . . .	4
2.1.4. Wellengleichung im Frequenzbereich . . . . .	6
2.1.5. Schalldurchgang durch akustische Absorber . . . . .	7
2.1.6. Schallausbreitung in einem Kanal, 4-Pol-Netzwerke . . . . .	9
2.1.7. Schallwellen in porösen Materialien und Festkörpern . . . . .	10
2.2. Materialmodellierung . . . . .	12
2.2.1. Fluid . . . . .	12
2.2.2. Äquivalentes Fluid . . . . .	12
2.2.3. Festkörper . . . . .	14
2.2.4. Bestimmung der Materialparameter . . . . .	14
<b>3. Messmethoden zur akustischen Materialcharakterisierung</b>	<b>17</b>
3.1. Materialien . . . . .	17
3.2. Standard-Impedanzrohrmethoden . . . . .	19
3.2.1. 2-Mikrofon-Methode . . . . .	19
3.2.2. 4-Mikrofon-Methode . . . . .	20
3.2.3. Anregung und Signalerfassung . . . . .	21
3.2.4. Messbereich . . . . .	21
3.2.5. Einflussparameter . . . . .	22
3.3. Methode zur Kanalcharakterisierung . . . . .	22
3.3.1. Messaufbau . . . . .	23
3.3.2. Trichterauslegung . . . . .	24
3.3.3. Messung im schalltoten Raum . . . . .	25
<b>4. Messergebnisse</b>	<b>26</b>
4.1. Materialcharakterisierung . . . . .	26
4.1.1. Absorptionsgrad . . . . .	26
4.1.2. Durchgangsdämpfung . . . . .	26

4.1.3. Materialmodellierung . . . . .	27
4.2. Kanalcharakterisierung . . . . .	31
4.2.1. Vergleichsmessung . . . . .	31
4.2.2. Analytische Validierung . . . . .	31
4.2.3. Bestimmung der Durchgangsdämpfung . . . . .	32
4.2.4. Box-Messung . . . . .	33
4.2.5. Fenster-Messung . . . . .	36
<b>5. Simulation</b>	<b>38</b>
5.1. Diskretisierung . . . . .	38
5.2. Simulation der Materialprobenvermessung . . . . .	38
5.2.1. Setup . . . . .	39
5.2.2. Simulationsergebnisse . . . . .	40
5.3. Simulation der Kanäle . . . . .	41
5.3.1. Setup . . . . .	41
5.3.2. Simulationsergebnisse . . . . .	43
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>46</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>48</b>
A.1. Messdaten . . . . .	48
A.1.1. 2-Mikrofon-Methode . . . . .	48
A.1.2. 4-Mikrofon-Methode . . . . .	49
A.1.3. 4-Mikrofon-Methode, Kanäle . . . . .	50
A.1.4. Box-Messung, Schmalbandspektrum . . . . .	51
A.2. Fitting . . . . .	52
A.3. Simulationsdaten . . . . .	54
A.3.1. Absorptionsgrad - Materialproben . . . . .	54
A.3.2. Durchgangsdämpfung - Materialproben . . . . .	55
A.3.3. Kanalsimulation, Schmalbandspektrum . . . . .	56
Literatur . . . . .	59
Abbildungsverzeichnis . . . . .	61
Tabellenverzeichnis . . . . .	61

## Abkürzungen und Symbole

	Symbol	Einheit	Beschreibung
Notation	$\mathbb{R}$	-	Raum der reellen Zahlen
	$\mathbb{C}$	-	Raum der komplexen Zahlen
	$j$	-	imaginäre Einheit
	$F(*)$	-	Funktion von $*$
	$e$	-	Exponentialfunktion
	$\hat{*}$	-	Amplitude
	$*_+$	-	Fortschreitende Welle
	$*_-$	-	Rückschreitende Welle
	$*_r$	-	Realteil
	$*_i$	-	Imaginärteil
	$\nabla$	$-, \mathbb{R}^3$	Nabla-Operator
	$\Delta$	-	Laplace-Operator
	$\vec{n}$	$-, \mathbb{R}^3$	Richtungsvektor
	$\vec{e}_*$	$-, \mathbb{R}^3$	Einheitsvektor in Richtung $*$
	$*_m$	-	Mechanische Größe
	$*_a$	-	Akustische Größe
	$*_0$	-	Ruhegröße
	$*_{ref}$	-	Referenzgröße
	$*_E$	-	Energiebezogene Größe
	$*_n$	-	Größe in Normalenrichtung
	$L_*$	dB	Pegelmaß von $*$
	$\tilde{*}$	-	Effektive Größe
	$\mathbf{V}$	-	Zustandsvektor
	$[\mathbf{T}]$	-	Transfermatrix
	$q^*$	-	Ordnung der Ansatzfunktion
	$h^*$	-	Diskretisierung
	$er$	-	Fehler
Physik, allg.	$t$	s	Zeit
	$\vec{x}$	m, $\mathbb{R}^3$	Ortsvektor
	$[\tau]$	$\text{N/m}^2, \mathbb{R}^{[3 \times 3]}$	viskoser Spannungstensor
	$\vec{f}$	$\text{N/m}^3, \mathbb{R}^3$	Kraftdichte
	$k^*$	$\text{N/m}^4$	Steifigkeitskonstante
	$c^*$	$\text{Ns/m}^4$	Dämpfungskonstante
	$f^*$	$\text{N/m}^3$	Äußere Kraft
	$d$	m	Durchmesser
	$S$	$\text{m}^2$	Oberfläche
	$h$	m	Probendicke

	$s$	m	Mikrofonabstand
	$I$	$m^4$	Flächenträgheitsmoment
	$q$	$m^3/s$	Volumenstrom
	$T$	K	Temperatur
	$m$	kg	Masse
	$E$	$N/m^2$	E-Modul
	$R$	$kg\ m^2/(s\ mol\ K)$	universelle Gaskonstante
	$\gamma$	-	Isentropenexponent
	$K$	Pa	Kompressionsmodul
	$\nu$	-	Poissonzahl
	$\mu$	Pas	Dynamische Viskosität
	$\eta$	-	Dämpfungsfaktor
	$\kappa$	$W/(m\ K)$	Wärmeleitkoeffizient
	$C_p$	$J/(kg\ K)$	spezifische Wärmekapazität
Akustik	$f$	1/s	Frequenz
	$\omega$	1/s	Kreisfrequenz
	$k$	1/m	Wellenzahl
	$\lambda$	m	Wellenlänge
	$c$	m/s	Schallgeschwindigkeit
	$p$	Pa	Druck
	$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
	$\vec{v}$	m/s	Geschwindigkeit
	$Z$	$kg/(m^2\ s)$	Akustische Impedanz
	$P$	W	Leistung
	$TL$	dB	Durchgangsdämpfung
	$r$	-	Reflexion
	$\beta$	-	Verlust
	$\alpha$	-	Absorption
	$\tau$	-	Transmission
	$\sigma$	$Ns/m^4$	Statischer Strömungswiderstand
	$\phi$	-	Porosität
	$\alpha_\infty$	-	Windigkeit im oberen Frequenzlimit
	$\Lambda$	m	Viskose charakteristische Länge
	$\Lambda'$	m	Thermische charakteristische Länge
	$k'_0$	$m^2$	Statische thermische Permeabilität

# 1. Einleitung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit soll die Durchgangsdämpfung von Luftkanälen, wie sie im automotiven Bereich zum Einsatz kommen, untersucht und mittels Finite-Elemente-Simulation reproduziert werden. Im weiteren Sinne soll diese Arbeit einen Beitrag zum übergeordneten Ziel, dem Schutz des Menschen vor Lärmbelästigung, leisten.

Die Durchgangsdämpfung gibt Aufschluss darüber, wie sehr Schallemissionen, die z. B. durch den Ventilator der Fahrzeugklimaanlage hervorgerufen werden, beim Durchgang durch den Luftkanal abgemildert und damit vom Menschen ferngehalten werden. Während die Luftzufuhr erwünscht ist, werden die Ventilatorgeräusche hingegen als störend wahrgenommen. Ist es nicht möglich bzw. nicht praktikabel, Maßnahmen an der Geräuschursache vorzunehmen, so kann entweder an der Schalleinwirkung oder an der Schallausbreitung angesetzt werden. Auf letztere zielen den Luftkanal betreffende Maßnahmen ab. Da die Ausbreitung von Schall im dreidimensionalen, hindernisbehafteten Raum komplex ist und zudem die Einbausituation berücksichtigt werden muss, ist die akustische Auslegung der Luftkanäle schwierig. Einfache Auslegungsformeln existieren nicht und *trial and error*-Methoden sind kostspielig und zeitaufwendig. Vielversprechend ist daher der Einsatz von numerischen Simulationen als ressourcenschonende Auslegungsgrundlage.

Konkret sollen in dieser Arbeit drei verschiedene Kanaltypen, Vlies (Fasermaterial), PE (poröses Polyethylen mit luftdichter Schicht) und PEHD (nicht poröses Polyethylen hoher Dichte), untersucht werden. Die Durchgangsdämpfung wird mit einem neuartigen Messaufbau gemessen (Skizze siehe Abb. 1.1) und die teils akustisch dämpfenden Materialien werden charakterisiert. Darauf aufbauend werden die Materialien modelliert und Finite-Elemente-Simulationen aufgesetzt. Ziel der Simulation ist es, die Messung zu reproduzieren, und in weiterer Folge soll es möglich sein, Vorhersagen über die Durchgangsdämpfung von Luftkanälen bereits im Auslegungsprozess zu treffen.

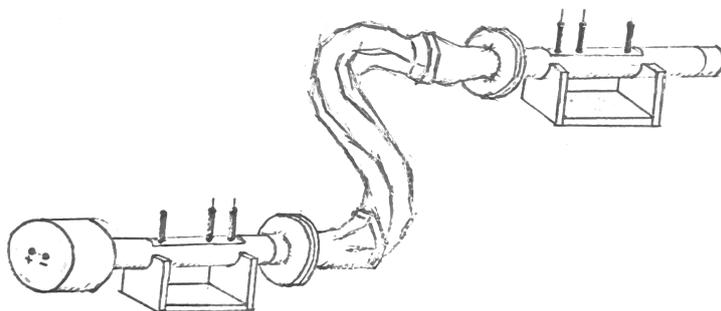


Abbildung 1.1.: Handskizze des Messaufbaus zur Kanalcharakterisierung.

Diese Arbeit ist in Forschungs Kooperation mit BMW AG München entstanden und der Großteil der Arbeit wurde bereits in Form eines Projektberichts weitergegeben [1]. Des Weiteren wurden die Materialparameter u. a. extern, vom französischen Messlabor Matelys bestimmt.

## 2. Theorie

Zunächst werden die grundlegenden theoretischen Zusammenhänge erarbeitet, um die Schallausbreitung im Luftkanal und die Materialmodellierung für die Finite-Elemente-Simulation zu verstehen.

### 2.1. Akustik

Akustik ist die Lehre vom Schall, von seiner Entstehung, seiner Ausbreitung und seiner Wirkung auf den Menschen. Schall tritt in unterschiedlichen Ausprägungsformen auf. In Form von Musik wird er üblicherweise als angenehm wahrgenommen, in Form von Sprache ist er Träger menschlicher Kommunikation, als Geräusch vermittelt er dem Menschen Information über seine Umwelt und in Form von Lärm ist er störend. Aus physikalischer Sicht ist Schall eine an ein Medium gebundene Welle, die mit Hilfe von Mathematik beschrieben werden kann. Abhängig vom Medium treten unterschiedliche Wellenformen auf. Als wichtigstes Medium können dabei Fluide (Gase und Flüssigkeiten) betrachtet werden, da Schall durch sie direkt auf den Menschen einwirkt.

#### 2.1.1. Schallwellen in Fluiden

Im Fluid breitet sich Schall in Form von Longitudinalwellen aus. Diese kennzeichnet, dass die Schwingung der Welle parallel zu ihrer Ausbreitungsrichtung verläuft. Außerdem ist die Wellenausbreitung nicht dispersiv, d. h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, die Schallgeschwindigkeit  $c$ , ist unabhängig von der Frequenz  $f$  der Wellenschwingung. Der grundlegende Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenlänge  $\lambda$  ist

$$\lambda = \frac{c}{f}. \quad (2.1)$$

Zwei physikalische Größen, Schalldruck  $p_a$  und Schallschnelle  $\vec{v}_a$ , beschreiben das Schallfeld im Fluid. Beide sind anhängig von Zeit  $t$  und Ort  $\vec{x}$ , in Abb. 2.1 ist dies anhand einer eindimensionalen Longitudinalwelle veranschaulicht.

Die Welle als Gesamtheit der einzelnen Fluidpartikel breitet sich in positive  $x$ -Richtung aus, während jedes Fluidpartikel für sich lediglich um eine Ruhelage schwingt. Diese Schwingung wird durch die Schallschnelle beschrieben. Sie besitzt einen Betrag und eine Orientierung im Raum und wird deshalb als Vektor aufgefasst. Anhand des Schalldrucks können Bereiche, in denen das Fluid verdichtet ist, und Bereiche in denen es verdünnt ist, unterschieden werden. Üblicherweise ist der Schalldruck klein im Verhältnis zum Ruhedruck  $p_0$  des umgebenden Mediums,  $p_a \ll p_0$ . Der menschliche Hörbereich umfasst Schalldrücke ab einer Amplitude von ca.  $p_{a,\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$  (Hörschwelle) bis 200 Pa (Schmerzgrenze) [2]. Unabhängig vom Ausgangswert werden Verdoppe-

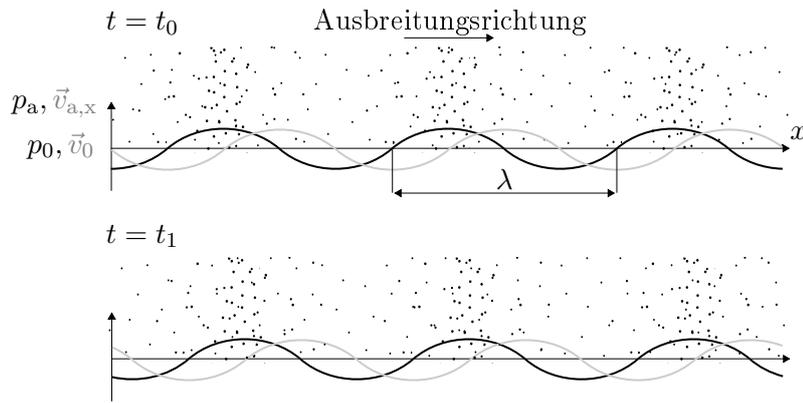


Abbildung 2.1.: Schallausbreitung in Form einer Longitudinalwelle.

lungen des Schalldrucks als gleich wahrgenommen, daher und aufgrund des großen Wertebereichs wird oftmals ein logarithmisches Maß

$$L_{p_a} = 20 \log_{10} \left( \frac{p_a}{p_{a,\text{ref}}} \right), \quad (2.2)$$

der Schalldruckpegel, verwendet. In Tabelle 2.1 sind typische Geräusche mit Angabe des Schalldrucks sowie des Pegels angeführt um ein Gefühl für die physikalische Größe Schalldruck zu vermitteln. Unter Betrachtung einer möglichen Hintergrundgeschwindigkeit  $\vec{v}_0$  des Mediums können Gesamtdruck  $p$  bzw. Gesamtdichte  $\rho$  und Gesamtgeschwindigkeit der Partikel  $\vec{v}$  als

$$p = p_0 + p_a, \quad \rho = \rho_0 + \rho_a, \quad \vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_a \quad (2.3)$$

geschrieben werden. Der Umgebungszustand wird vom Schallfeld überlagert. Die mathematische Beschreibung der Wellenausbreitung in Fluiden basiert auf den Grundgleichungen der Strömungsmechanik.

Geräusch	Schalldruck Pa	Schalldruckpegel dB
Hörschwelle	$2 \cdot 10^{-5}$	0
Wald bei wenig Wind	$2 \cdot 10^{-4}$	20
Bibliothek	$2 \cdot 10^{-3}$	40
Büro	$2 \cdot 10^{-2}$	60
Befahrene Stadtstraße	$2 \cdot 10^{-1}$	80
Presslufthammer	$2 \cdot 10^0$	100
Düsentriebwerk	$2 \cdot 10^1$	120
Schmerzgrenze	$2 \cdot 10^2$	140

Tabelle 2.1.: Schalldruck und Schallpegel von typischen Geräuschen [2].

### 2.1.2. Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die Grundgleichungen der Strömungsmechanik unterliegen der Betrachtung des Fluids als Kontinuum, es werden keine einzelnen Atome betrachtet, sondern ein fiktives Fluidpartikel. Für

jedes Fluidpartikel gilt die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung. Die Massenerhaltung der klassischen Mechanik besagt, dass Masse weder entstehen noch verschwinden kann. Die zeitliche Änderung der Dichte, als Masse pro Volumen, ist nur ungleich null, sofern Masse dem Partikel von außen zu- oder abgeführt wird:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.4)$$

Ähnlich verhält es sich mit dem Impuls  $\rho \vec{v}$  eines Fluidpartikels, er wird beeinflusst von der örtlichen Änderung des Drucks, von Reibung innerhalb des Fluids und von äußeren Volumens- und Oberflächenkräften. Mit dem die Reibung beschreibenden, viskosen Spannungstensor  $[\tau]$  und den externen Kräften  $\vec{f}$  lautet die Impulserhaltung

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + \nabla \cdot [\tau] + \vec{f}. \quad (2.5)$$

Das Gleichungssystem wird vervollständigt durch die Energieerhaltung und materialabhängige Beziehungen, die Konstitutivgleichungen. Unter Berücksichtigung geeigneter Vereinfachungen und physikalisch motivierter Annahmen kann daraus die Wellengleichung hergeleitet werden.

### 2.1.3. Wellengleichung im Zeitbereich

Aufgrund der geringen Viskosität von Luft, dem vorherrschenden Medium der Schallausbreitung, kann für die Akustik vom reibungsfreien Fall ausgegangen werden. Damit entfällt die Divergenz des viskosen Spannungstensors  $\nabla \cdot [\tau]$  aus der Impulserhaltung. Außerdem wird vorausgesetzt, dass keine äußeren Kräfte die Wellenausbreitung beeinflussen. Bei den üblicherweise geringen Amplituden von Schalldruck und Schallschnelle können die Grundgleichungen linearisiert werden, man spricht von linearer Akustik [3]. Nichtlineare Effekte treten bei Schallwellen hoher Intensität, wie sie z. B. beim Ultraschallschweißen vorkommen, auf und sollen hier nicht betrachtet werden. Damit entfällt der nichtlineare konvektive Term der Impulserhaltung  $\rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$  und Produkte der (kleinen) Wechselgrößen können vernachlässigt werden. Zusätzlich wird die Druck-Dichte-Relation [4]

$$\frac{Dp}{Dt} = c^2 \frac{D\rho}{Dt}, \quad (2.6)$$

benötigt.  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$  ist hier die substantielle Ableitung. Die Druck-Dichte-Relation ergibt sich aus der Zustandsgleichung idealer Gase mit Temperatur  $T$  und universeller Gaskonstante  $R$ ,

$$p = \rho RT, \quad (2.7)$$

für den isentropen Fall. Zustandsänderungen verlaufen so rasch, dass kein Wärmeaustausch mit der Umgebung auftritt [3]. Hierbei tritt die bereits erwähnte Schallgeschwindigkeit  $c$  auf. Sie ist material- und zustandsabhängig und kann über den Kompressionsmodul  $K$  (entspricht Druckänderung pro Volumensänderung) und die Dichte ausgedrückt werden [5]:

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}. \quad (2.8)$$

In Medien mit hoher Dichte und geringem Kompressionsmodul breiten sich Schallwellen langsamer aus. Für ideale Gase gilt  $K = \gamma p$  und daher mit (2.7)  $c = \sqrt{\gamma RT}$ , die Schallgeschwindigkeit ist temperaturabhängig ( $\gamma$  ist der Isentropenexponent und konstant). Für die Massenerhaltung ergibt sich nach Einsetzen der Störansätze, (2.3), Linearisierung und Vernachlässigung der Hintergrundgeschwindigkeit,  $\vec{v}_0 = \vec{0}$ :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \vec{v}_a) = 0. \quad (2.9)$$

Die Impulserhaltung und Druck-Dichte-Relation vereinfachen sich durch äquivalentes Vorgehen zu

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} + \nabla p_a = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial p_a}{\partial t} = c^2 \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{v}_a \cdot \nabla \rho_0 \right), \quad (2.11)$$

wobei der Ruhedruck als räumlich konstant vorausgesetzt wurde. In (2.11) kann die Zeitableitung der Dichte,  $\frac{\partial \rho_a}{\partial t}$ , durch (2.9) ausgedrückt werden:

$$\frac{\partial p_a}{\partial t} = c^2 (-\nabla \cdot (\rho_0 \vec{v}_a) + \vec{v}_a \cdot \nabla \rho_0) = -c^2 \rho_0 \nabla \cdot \vec{v}_a \quad (2.12)$$

Anwenden der Zeitableitung  $\frac{\partial}{\partial t}$  auf (2.12), Division durch die Ruhedichte und Anwendung des Divergenzoperators  $\nabla \cdot$  auf (2.10), Beachtung der Vertauschbarkeit von Zeit- und Ortsableitung und Subtraktion der erhaltenen Gleichungen liefern die Wellengleichung für eine räumlich variable Ruhedichte

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - \rho_0 \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_0} \nabla p_a \right) = 0. \quad (2.13)$$

Das Einbeziehen der variablen Dichte ist dann von Bedeutung, wenn Übergänge zwischen verschiedenen Medien betrachtet werden. Ist dies nicht der Fall, entfällt die Ruhedichte aus (2.13):

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - \Delta p_a = 0. \quad (2.14)$$

Analoge Wellengleichungen existieren u. a. für Dichte und akustisches Potential  $\psi$ . Die Wellengleichung ist von hyperbolischem Typ und kann unterschiedliche Wellenformen beschreiben (Abb. 2.2): Kugelwellen, Zylinderwellen und ebene Wellen. Bei freier Schallausbreitung verhält sich die Schallwelle in der Nähe ihres Ursprungs kugelförmig, mit zunehmendem Abstand kann sie als eben angesehen werden. Ebene Wellen zeichnen sich durch eine räumlich konstante Ausbreitungsrichtung aus und treten zudem, erzwungen durch die Geometrie bei Schallausbreitung, in Kanälen (unterhalb der Grenzfrequenz) auf. Im Folgenden werden nur ebene Wellen betrachtet. Liegt die  $x$ -Koordinatenachse in Ausbreitungsrichtung der ebenen Welle, so lässt sich die dreidimensionale Welle in einer Dimension beschreiben. Alle vektoriellen Größen verlaufen parallel zur  $x$ -Achse, daher genügt es im Folgenden, den Betrag der Größen zu verwenden ( $v_a = \vec{v}_a \cdot \vec{e}_x$ ,  $\nabla \rightarrow \frac{\partial}{\partial x}$ ). Die allgemeine Lösung der Wellengleichung für ebene Wellen lautet [6]

$$p_a = F_+ \left( t - \frac{x}{c} \right) + F_- \left( t + \frac{x}{c} \right). \quad (2.15)$$

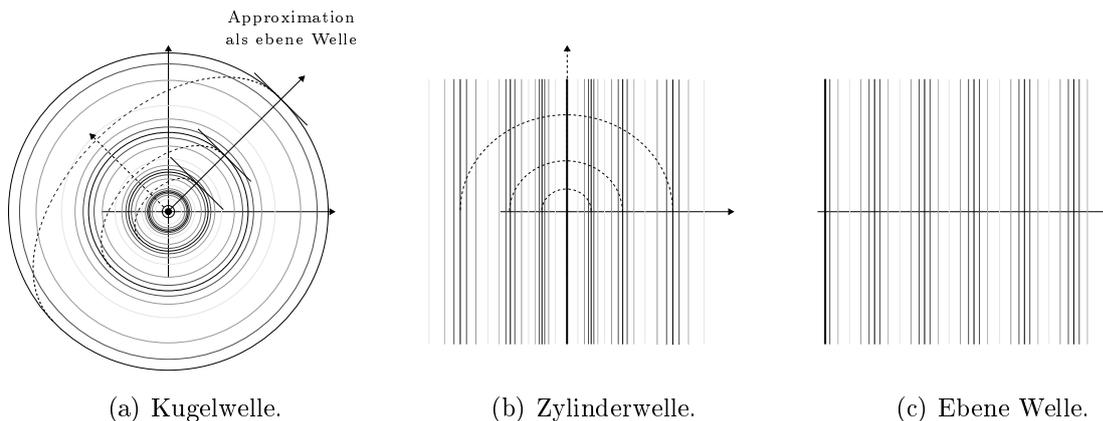


Abbildung 2.2.: Wellenformen.

$F_+$  und  $F_-$  sind zwei beliebige Funktionen und können als Wellen in Ausbreitungsrichtung ( $F_+$ ) und entgegen der Ausbreitungsrichtung ( $F_-$ ) verstanden werden. Das Argument der Lösung, hier für die fortschreitende Welle  $t - \frac{x}{c}$ , zeigt die Äquivalenz zwischen Änderungen von Zeit und Raum. Ein Fortschreiten in der Zeit um den Wert 1 s ist gleichbedeutend mit einem Zurückschreiten im Raum um  $(c \cdot 1 \text{ s}) \text{ m}$ . Die Amplitude der Welle ändert sich dabei nicht, es ist keine Dämpfung vorhanden. Die Lösung von (2.14) kann als Überlagerung harmonischer Wellen unterschiedlicher Frequenz geschrieben werden

$$p_a = \sum_{n=1}^{\infty} \hat{p}_{a,+} e^{j2\pi n(t - \frac{x}{c})} + \hat{p}_{a,-} e^{j2\pi n(t + \frac{x}{c})}. \quad (2.16)$$

Hierbei wurde die Exponentialdarstellung einer harmonischen Funktion im Raum der komplexen Zahlen  $\mathbb{C}$  verwendet.  $\hat{p}_{a,+}$  ist die Amplitude der fortschreitenden Welle,  $\hat{p}_{a,-}$  die Amplitude der rückschreitenden Welle und  $j$  die imaginäre Einheit. Für harmonische Signale ist die Beschreibung in Abhängigkeit zur Zeit äquivalent zur Beschreibung in Abhängigkeit zur Frequenz des Auftretens einer Signalkomponente [7]. Oftmals ist die Darstellung eines akustischen Signals in Form eines frequenzabhängigen Spektrums aufschlussreicher als das Zeitsignal. Es liegt in der Natur des menschlichen Schallempfindens, in Lautstärke (Amplitude) und Klangfarbe (Frequenz) zu unterscheiden [2]. Deswegen wird die Wellengleichung im Folgenden in den Frequenzbereich überführt.

#### 2.1.4. Wellengleichung im Frequenzbereich

Im Frequenzbereich wird die Zeitabhängigkeit durch eine Frequenzabhängigkeit ersetzt. Formal wird dies durch die Fouriertransformation erreicht. Dabei werden Zeitableitungen durch eine Multiplikation mit imaginärer Einheit und Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  ersetzt,  $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow j\omega$ . Das örtliche Äquivalent zur Frequenz ist die Wellenzahl  $k = \frac{\omega}{c}$ , sie gibt die Anzahl an Perioden der Welle pro Längeneinheit an. Die Wellengleichung im Frequenzbereich wird Helmholtz-Gleichung genannt und lautet

$$k^2 p_a + \rho_0 \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho_0} \nabla p_a \right) = 0, \quad (2.17)$$

bzw. für die konstante Ruhedichte

$$k^2 p_a + \Delta p_a = 0. \quad (2.18)$$

Im Unterschied zu (2.15) ist ihre Lösung frequenz- und nicht zeitabhängig:

$$p_a = F_+(-kx) + F_-(kx), \quad (2.19)$$

bzw. für harmonische Signale

$$p_a = \hat{p}_{a,+} e^{-jkx} + \hat{p}_{a,-} e^{jkx}. \quad (2.20)$$

Der Mensch kann Schall in einem Frequenzbereich von ca. 16 Hz bis 16 kHz wahrnehmen. Geräusche, bestehend aus einem Frequenzspektrum mit einzelnen, herausstechenden Frequenzen, werden als tonal bezeichnet. Beispiele sind Töne eines Musikinstruments oder die Sirene eines Rettungsfahrzeugs. Sind die Amplituden im Spektrum hingegen eher einheitlich, wird von einem breitbandigen Geräusch gesprochen. Straßenlärm oder das Rauschen von Wasser sind breitbandig. Unter Verwendung der in den Frequenzbereich überführten, linearisierten Impulsbilanz (2.10) lässt sich die Schallschnelle zu

$$v_a = \frac{1}{\rho_0 c} \left( -\hat{p}_{a,+} e^{-jkx} + \hat{p}_{a,-} e^{jkx} \right) \quad (2.21)$$

ausdrücken. Das Verhältnis von Schalldruck und Schallschnelle wird als akustische Impedanz  $Z_a$  bezeichnet, jeweils für fortschreitende und rückschreitende Welle

$$Z_{a,+} = \frac{p_{a,+}}{v_{a,-}} = -c\rho_0, \quad Z_{a,-} = \frac{p_{a,+}}{v_{a,-}} = c\rho_0. \quad (2.22)$$

Für die freie Wellenausbreitung ist die akustische Impedanz konstant und rein reell. Das negative Vorzeichen für die fortschreitende Welle gibt an, dass Energie in positive  $x$ -Richtung fließt. Allgemein kann sie frequenzabhängig und komplexwertig sein, d. h. die Schwingung von Schalldruck und Schallschnelle ist nicht in Phase. Beim Übergang zwischen zwei Medien bestimmen die akustischen Impedanzen der beiden Medien, wie viel Schall reflektiert wird. Im nächsten Abschnitt wird der Schalldurchgang durch ein absorbierendes Medium behandelt.

### 2.1.5. Schalldurchgang durch akustische Absorber

Um die Wirkung von akustischen Absorbern zu beurteilen ist es zweckmäßig, die Schalleistung  $P_a$  zu betrachten. Allgemein lässt sich der Schalleistungsfluss durch eine Oberfläche  $S$  als Integral des Produkts aus Schalldruck und Schallschnelle über die betrachtete Oberfläche berechnen:

$$P_a = \int_S p_a \vec{v}_a \cdot d\vec{S}. \quad (2.23)$$

Im Fall einer ebenen Welle und normalem Schalleinfall vereinfacht sich die Berechnung zu

$$P_a = p_a v_a S = \frac{p_a^2}{Z_a} S. \quad (2.24)$$

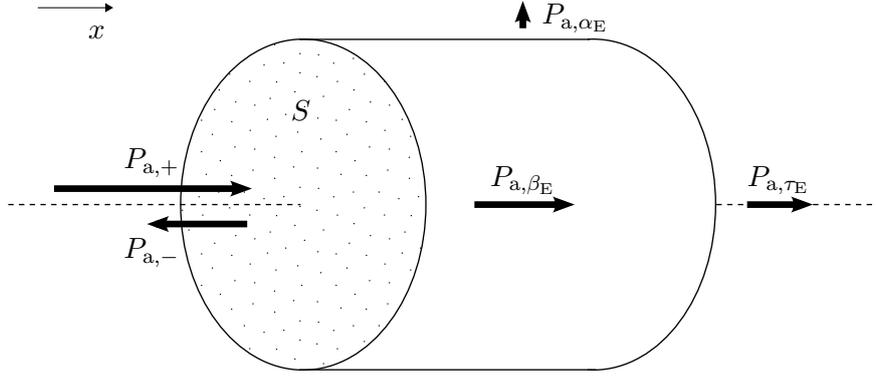


Abbildung 2.3.: Aufteilung der Schalleistung beim Durchgang durch eine Probe.

Zwei wesentliche Aufgaben von akustischen Absorbern sind die Absorption von Schalleistung aus einem Raum zur dortigen Schalldämpfung und die Dämpfung eines Raumes durch Verhindern des Durchdringens von Schalleistung von außen. Zur Bewertung dieser Eigenschaften werden Verlustgrad  $\beta_E$  und Durchgangsdämpfung  $TL$  verwendet. Um diese Kennwerte einzuführen wird der Schalleistungsfluss durch eine Probe betrachtet [8], vgl. Abb. 2.3. Trifft eine Schallwelle mit der Schalleistung  $P_{a,+}$  auf die Oberfläche der Probe auf, so wird ein Teil zurückgeworfen (reflektiert,  $P_{a,-}$ ), und ein Teil fließt in die Probe, der sog. Verlustanteil  $P_{a,\beta_E}$ . Mathematisch ausgedrückt:

$$P_{a,+} = P_{a,-} + P_{a,\beta_E}. \quad (2.25)$$

In der Probe wird ein Teil der Schalleistung durch viskose und thermische Effekte dissipiert, dieser Anteil wird als Absorptionsanteil  $P_{a,\alpha_E}$  bezeichnet. Um den durch die Probe transmittierten Anteil,  $P_{a,\tau_E}$ , zu berechnen, muss die Absorption vom Verlust subtrahiert werden

$$P_{a,\tau_E} = P_{a,\beta_E} - P_{a,\alpha_E}. \quad (2.26)$$

Die Indizes  $\beta_E$ ,  $\alpha_E$  und  $\tau_E$  stehen für Verlust-, Absorptions- und Transmissionsfaktor ( $\in [0, 1]$ ) und  $_E$  bedeutet energiebezogen. Die Faktoren berechnen sich aus dem jeweiligen Schalleistungsanteil bezogen auf die eintreffende Schalleistung

$$\beta_E = \frac{P_{a,\beta_E}}{P_{a,+}}, \quad \alpha_E = \frac{P_{a,\alpha_E}}{P_{a,+}}, \quad \tau_E = \frac{P_{a,\tau_E}}{P_{a,+}}. \quad (2.27)$$

Zusätzlich wird der Reflexionsfaktor  $r_E \in [0, 1]$  als Verhältnis von eintreffender zu reflektierter Schalleistung definiert:

$$r_E = \frac{P_{a,-}}{P_{a,+}}. \quad (2.28)$$

Bei Berechnungen mit Feldgrößen wird der nicht energiebezogene Reflexionsfaktor  $r = \sqrt{r_E} = \frac{\hat{p}_{a,-}}{\hat{p}_{a,+}}$  verwendet. Er kann auch aus den akustischen Impedanzen der beiden Medien berechnet werden

$$r = \left\| \frac{Z_{a,2} - Z_{a,1}}{Z_{a,2} + Z_{a,1}} \right\|. \quad (2.29)$$

Das logarithmische Maß für die Dämpfung des Bereiches hinter der Probe bezogen auf die Schall-

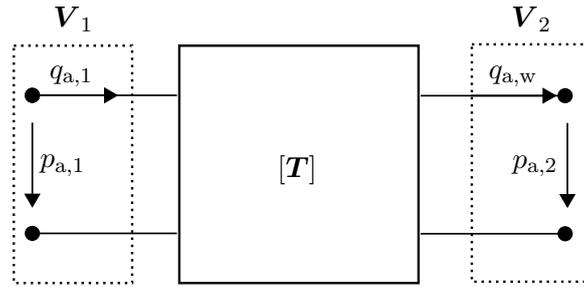


Abbildung 2.4.: 4-Pol-Netzwerk.

quelle vor der Probe ist die Durchgangsdämpfung. Sie ist definiert als

$$TL = 10 \log_{10} \left( \frac{1}{\tau_E} \right). \quad (2.30)$$

### 2.1.6. Schallausbreitung in einem Kanal, 4-Pol-Netzwerke

Die ebene Wellenausbreitung in einem Kanal ist nur bis zur oberen Grenzfrequenz (*cut-off*-Frequenz) gegeben. Wird diese überschritten, ist dies gleichbedeutend damit, dass die Wellenlänge die Größenordnung des Rohrdurchmessers  $d$  annimmt bzw. unterschreitet. Folge ist, dass sich Wellen auch in radialer Richtung ausbreiten können, man spricht von Wellen höherer Moden. Aus der Annahme der reibungsfreien Strömung für die Herleitung der Wellengleichung folgt auch eine untere Grenzfrequenz, unter der Reibungseffekte in den Randschichten eine bedeutende Rolle einnehmen. Maßgeblich dafür ist die dynamische Viskosität  $\mu$  des Mediums. Zusammengekommen kann von ebenen Wellen ausgegangen werden, sofern

$$\frac{2\mu}{\pi d^2 \rho_0} < f < \frac{c}{2d} \quad (2.31)$$

gilt. Unter diesen Umständen kann die Schalldruckverteilung im Kanal mit (2.20) beschrieben werden. Um die unbekannt Amplituden zu berechnen genügt es, den Schalldruck an zwei Orten im Kanal zu kennen (z. B. durch Messung mit Mikrofonen). Sind Dichte und Schallgeschwindigkeit im Medium (in der Regel Luft) bekannt, kann mit (2.21) die Schallschnelle ausgewertet werden und über (2.24) die Schalleistung. Für die Berechnung der übertragenen Energie durch einen Kanalabschnitt sind 4-Pol-Netzwerke, in Analogie zur Elektrotechnik, nützlich (siehe Abb. 2.4). Hierbei wird ein Zustandsvektor  $\mathbf{V}$ , bestehend aus Potential- und Flussgröße, definiert. In der Akustik ist die Potentialgröße der Schalldruck und die Flussgröße der Volumenfluss  $q_a = v_a S$ . Die Schalleistung berechnet sich nun direkt aus dem Produkt von Potential- und Flussgröße. Zustandsvektoren an zwei verschiedenen Positionen (Indizes 1, 2) im Kanal werden mit einer Transfermatrix  $[\mathbf{T}]$  verknüpft:

$$\mathbf{V}_1 = \begin{bmatrix} p_{a,1} \\ q_{a,1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{a,2} \\ q_{a,2} \end{bmatrix} = [\mathbf{T}] \mathbf{V}_2. \quad (2.32)$$

Durch die Transfermatrix kann die Übertragung von Schalleistung durch verschiedene Elemente behandelt werden, u. a. glattes Rohr, poröser Absorber oder auch Festkörper. Je nach Element

nimmt sie unterschiedliche Formen an, teilweise mit absorbierenden Eigenschaften. Die Transfermatrix kann messtechnisch bestimmt werden oder auch analytisch modelliert. Die Verkettung mehrerer Abschnitte ist durch Multiplikation der einzelnen Transfermatrizen möglich, für  $N$  Abschnitte gilt

$$[\mathbf{T}]_{1,N} = \prod_{n=1}^{N-1} [\mathbf{T}]_{n,n+1}. \quad (2.33)$$

Je nach Elementen müssen zusätzlich Kopplungsmatrizen beachtet werden [9]. Ähnlich wie die globale Steifigkeitsmatrix in der Finite-Elemente-Methode wird eine globale Transfermatrix assembliert.

Aus der Transfermatrix für das Fluid können u. a. Reflexions- und Transmissionsfaktor

$$r = \frac{T_{11} + \frac{T_{12}}{\rho_0 c} - \rho_0 c T_{21} - T_{22}}{T_{11} + \frac{T_{12}}{\rho_0 c} + \rho_0 c T_{21} + T_{22}} \quad (2.34)$$

$$\tau_E = \left( \frac{2e^{ikh}}{T_{11} + \frac{T_{12}}{\rho_0 c} + \rho_0 c T_{21} + T_{22}} \right)^2 \quad (2.35)$$

bestimmt werden und in weiterer Folge die Durchgangsdämpfung mit (2.30) berechnet werden. Zusätzlich können u. a. Verlustanteil, Absorptionsanteil, Oberflächenimpedanz und die Wellenzahl in der Probe ausgewertet werden [10].

### 2.1.7. Schallwellen in porösen Materialien und Festkörpern

Die Schalleinwirkung auf den Menschen erfolgt zwar in der Regel über Luftschall, dessen Dämmung und Dämpfung wird aber meist durch poröse Materialien bzw. Festkörper bewerkstelligt. Ein poröses Material wird dabei als Verbund von Festkörper mit Poren (auch Rahmen genannt) und diese Poren sättigendem Fluid gesehen. Im Großteil der Fälle ist das sättigende Fluid Luft. Anders als Fluide können Festkörper und poröse Materialien nicht nur Normal- sondern zusätzlich Scherkräfte übertragen. Der Festkörper widersetzt sich einer Änderung seines Volumens und seiner Form [11]. Die Normalkräfte bewirken longitudinale Dehnwellen, analog zu den longitudinalen Wellen im Fluid. Da nun ein orientierter Spannungszustand vorliegt, ist nicht der akustische Druck, sondern die mechanische Normalspannung  $\sigma_{ii}$  die Potentialgröße. Die Scherkräfte, bzw. bezogen auf die Fläche Scherspannungen  $\sigma_{ij}$ , ermöglichen zusätzliche Wellentypen, die Transversalwellen. Sie können, je nach Geometrie, unterschiedliche Ausprägungsformen annehmen. Durch die große Auslenkung normal zur Körperoberfläche und die daher effiziente Kopplung zum Luftschall sind Biege-Wellen von großer Bedeutung, siehe Abb. 2.5.

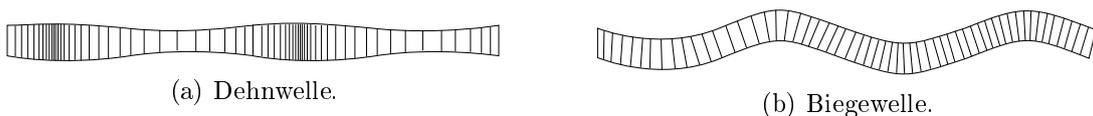


Abbildung 2.5.: Wellenformen in Festkörpern, nachgestellt aus [2].

Im weitesten Sinne werden die Wellen durch die Bewegungsgleichung des Einmassenschwingers

$$\rho \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + c^* \frac{\partial x}{\partial t} + k^* x = f^* \quad (2.36)$$

mit Dämpfung  $c^*$ , Steifigkeit  $k^*$  und äußeren Kräften  $f^*$  repräsentiert, bzw. im Frequenzbereich

$$(-\omega^2 \rho + j\omega c^* + k^*)x = f^*. \quad (2.37)$$

Durch Erweiterung auf das Kontinuum und Einbezug von Materialbeziehungen und Geometrie kann die Wellenausbreitung z. B. im Rahmen einer Finite-Elemente-Simulation behandelt werden.

Die mechanische Schwingung koppelt über Oberflächengeschwindigkeit  $\vec{v}_m$  des Festkörpers an die akustische Schallschnelle in Normalenrichtung  $\vec{n}$  auf die Oberfläche

$$(\vec{v}_a - \vec{v}_m) \cdot \vec{n} = 0. \quad (2.38)$$

Außerdem ist der akustische Druck mit dem mechanischen Oberflächenspannungsvektor  $\vec{\sigma}_n$  verknüpft:

$$\vec{\sigma}_n = -p_a \vec{n} \quad (2.39)$$

Dies ermöglicht die Behandlung einer gekoppelten Wellenausbreitung in Fluid und Festkörperregionen.

Die Wellenausbreitung im porösen Material kann vereinfacht gesehen als Überlagerung von Longitudinalwelle im Fluid, Longitudinalwelle im Festkörper und Transversalwelle im Festkörper gesehen werden [9]. Allerdings sind diese nicht unabhängig voneinander, da Fluid und Rahmen durch die Porenstruktur stark miteinander interagieren. Das mathematische Hilfsmittel zur Beschreibung der Wellenausbreitung im porösen Material liefert die Biot-Theorie. In Fällen, in denen der Rahmen nicht mitschwingt, sondern starr ist, entfallen die Festkörperwellen und das poröse Material kann äquivalent zum Fluid behandelt werden. Diese Annahme führt auf das sog. äquivalente Fluid-Materialmodell, welches Dämpfung durch Verwendung komplexwertiger Materialparameter ermöglicht. Die Bedingung, ab welcher Frequenz der Rahmen eines gewöhnlichen porösen Materials als starr angesehen werden kann, liefert die Entkopplungsfrequenz [9]

$$f_d = \frac{\sigma \phi^2}{2\pi \rho}. \quad (2.40)$$

In (2.40) gehen der statische Strömungswiderstand  $\sigma$ , der auf makroskopischer Ebene den Widerstand beschreibt, den das Material einem Luftstrom entgegensetzt, und die Porosität  $\phi$  ein. Die Porosität ist definiert als Verhältnis von Luftvolumen zum Gesamtvolumen des porösen Materials.

## 2.2. Materialmodellierung

Um Voraussagen über das physikalische Verhalten eines materiellen Systems treffen zu können muss ein Modell dieses Systems vorhanden sein. Das Verhalten der physikalischen Größen wird von Differentialgleichungen, wie im Falle der linearen Akustik von der Wellengleichung, beschrieben. Dabei sind Randbedingungen für die Systemgrenzen und bei zeitabhängigen Problemen Anfangsbedingungen für den Systemzustand zum Startzeitpunkt nötig. Außerdem muss das Verhalten des Materials berücksichtigt werden. Dies geschieht durch das Materialmodell (Konstitutivgleichungen), welches i. A. den Axiomen der Materialtheorie genügen sollte. Wesentlich sind dabei [12]:

**Materielle Objektivität** Das Materialmodell ist nicht von der Wahl des örtlichen oder zeitlichen Bezugssystems abhängig.

**Physikalische Konsistenz** Das Materialmodell widerspricht den grundlegenden physikalischen Erhaltungsgleichungen nicht.

Das Materialmodell kann sowohl in einer Finite-Elemente-Simulation Anwendung finden als auch bei analytischen Lösungen, es vervollständigt die physikalischen Erhaltungsgleichungen. In der Regel ist die Herleitung von Materialmodellen mit vereinfachenden Annahmen verknüpft, daher muss bei der Anwendung darauf geachtet werden, diese Annahmen zu erfüllen. Oftmals gelten sie für viele Materialien eines Typs, ein konkretes Material wird durch die in das Materialmodell eingehenden Materialparameter identifiziert. Im Folgenden wird die Modellierung der akustischen Eigenschaften von Fluid, äquivalentem Fluid (Fluid mit Dämpfungseigenschaften) und Festkörper diskutiert.

### 2.2.1. Fluid

Die Konstitutivgleichung für das Fluid wurde bereits bei der Herleitung der Wellengleichung verwendet, es ist die Druck-Dichte-Relation (2.6). Darin spiegeln sich wichtige Eigenschaften eines reibungsfreien Fluids wieder: Isotropie und die einzig mögliche Kraftübertragung in Form von Druck. Luft wird im Rahmen dieser Arbeit als Fluid mit den Parametern unter Normalbedingungen (Temperatur  $T = 20\text{ °C}$ , Luftdruck  $p_0 = 101.3\text{ kPa}$ , Dichte  $\rho_0 = 1.2\text{ kg/m}^3$  und Kompressionsmodul  $K_0 = 141.9\text{ kN/m}^2$ ) modelliert.

### 2.2.2. Äquivalentes Fluid

Eine Möglichkeit Dämpfungseigenschaften in der Wellengleichung zu berücksichtigen ist es, komplexwertige (effektive) Materialparameter  $\tilde{\rho}$  und  $\tilde{K}$  zu verwenden. Die Dämpfung in der Wellenausbreitung lässt sich erkennen, wenn die daraus gebildete komplexwertige Wellenzahl  $\tilde{k} = \omega\sqrt{\frac{\tilde{\rho}}{\tilde{K}}} = \tilde{k}_r + j\tilde{k}_i$  in die Lösung der Wellengleichung, (2.20), eingesetzt wird (hier nur die fortschreitende Welle):

$$p_a = \hat{p}_a \underbrace{e^{-j\tilde{k}_r x}}_{\text{harmonische Dämpfung}} \underbrace{e^{\tilde{k}_i x}}_{\text{Schwingung}} . \quad (2.41)$$

Die harmonische Schwingung wird von einem Dämpfungsterm überlagert. Mit fortschreitender Propagation in  $x$ -Richtung wird die Amplitude der Schallwelle exponentiell kleiner. Ausschlaggebend dafür ist der Imaginärteil  $\tilde{k}_i$  der Wellenzahl. Dies wird ausgenutzt, um Materialmodelle für akustisch dämpfende Materialien zu entwickeln. Besonders für poröse Materialien, aber auch z. B. für mikroperforierte Bleche hat sich dieser Ansatz als erfolgreich herausgestellt [13].

Zur Bestimmung der effektiven Größen existieren eine Reihe von Materialmodellen unterschiedlichen Typs, siehe z. B. [14] für eine umfassende Auflistung. Hier werden das empirische Delany-Bazely-Miki und das semi-phänomenologische Johnson-Champoux-Allard-Lafarge-Modell vorgestellt. Beide dienen zur Beschreibung poröser Materialien.

**Delany-Bazely-Miki (DBM, [15])** Das DBM-Modell ist rein empirisch und wurde aus Messungen vieler hoch poröser Materialien abgeleitet. Es gibt folgende Formeln für die charakteristische Impedanz  $\tilde{Z}_c$  und die Wellenzahl vor:

$$\tilde{Z}_c = \rho_0 c \left[ 1 + 5.50 \left( 10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} - j 8.43 \left( 10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} \right] \quad (2.42)$$

$$\tilde{k} = \frac{\omega}{c_0} \left[ 1 + 7.81 \left( 10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.618} - j 11.41 \left( 10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.618} \right]. \quad (2.43)$$

Der einzige Materialparameter ist der statische Strömungswiderstand und effektive Dichte sowie Kompressionsmodul können über den Zusammenhang

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{k} \tilde{Z}_c}{2\pi f} \quad (2.44)$$

$$\tilde{K} = \frac{\tilde{Z}_c 2\pi f}{\tilde{k}} \quad (2.45)$$

berechnet werden. Von den Entwicklern wird ein Gültigkeitsbereich von  $0.01\sigma < f < \sigma$  angegeben, mit dem Hinweis, dass sich die Formeln über das untere Limit hinaus gutartig verhalten.

**Johnson-Champoux-Allard-Lafarge (JCAL, [9])** Das JCAL Modell basiert auf den physikalischen Grundgleichungen für einzelne Poren (Navier-Stokes-Gleichungen). Die Poren können einen veränderlichen Querschnitt haben und in Sackgassen enden. Viskose und thermische Effekte werden betrachtet. Während exakte analytische Lösungen für die Grenzwerte des hohen und niedrigen Frequenzbereichs Verwendung finden, werden die Gleichungen dazwischen mit Hilfe empirischer Daten angepasst. Die effektiven Größen berechnen sich aus sechs physikalischen Parametern. Neben statischem Strömungswiderstand und Porosität sind diese [9]:

**Windigkeit im oberen Frequenzlimit  $\alpha_\infty$**  Die Windigkeit gibt an, wie stark die Ausrichtung der Poren von Normalenrichtung abweicht. Für das hohe Frequenzlimit gilt für die effektive Dichte der Grenzwert  $\tilde{\rho} = \alpha_\infty \rho_0$ .

**Viskose charakteristische Länge  $\Lambda$**  Die viskose charakteristische Länge entspricht der Dicke der viskosen Grenzschicht auf Porenebene.

**Thermische charakteristische Länge  $\Lambda'$**  Sie ist ein Maß für das Verhältnis von Porenvolumen zu Porenoberfläche.

**Statische thermische Permeabilität  $k'_0$**  Sie beschreibt das Verhältnis von mittlerer Temperatur zur Zeitableitung des Drucks. Eine direkte physikalische Bedeutung kommt ihr nicht zu.

Effektive Dichte und Kompressionsmodul berechnen sich damit zu

$$\tilde{\rho}(\omega) = \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\phi} \left[ 1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \rho_0 \alpha_\infty} \sqrt{1 + j \frac{4 \alpha_\infty^2 \mu \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \right], \quad (2.46)$$

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{\gamma p_0 / \phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[ 1 - j \frac{\phi \kappa}{k'_0 C_p \rho_0 \omega} \sqrt{1 + j \frac{4 k'^2_0 C_p \rho_0 \omega}{\kappa \Lambda^2 \phi^2}} \right]^{-1}}. \quad (2.47)$$

Enthalten sind hier noch die vom Umgebungsmedium (Luft) abhängigen Parameter dynamische Viskosität  $\mu = 18.2 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ , Isentropenexponent  $\gamma = 1.4$ , Wärmeleitkoeffizient  $\kappa = 25.7 \text{ mW}/(\text{m K})$  und spezifische Wärmekapazität  $C_p = 1.0 \text{ kJ}/(\text{kg K})$ .

Für Fluid und äquivalentes Fluid lässt sich die Transfermatrix für den Schalldurchgang durch eine Probe mit Probendicke  $h$  analytisch angeben:

$$[\mathbf{T}] = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}h) & j \frac{\omega \tilde{\rho}}{\tilde{k}} \sin(\tilde{k}h) \\ j \frac{\tilde{k}}{\omega \tilde{\rho}} \sin(\tilde{k}h) & \cos(\tilde{k}h) \end{bmatrix}. \quad (2.48)$$

### 2.2.3. Festkörper

Im Rahmen der linearen Elastizitätstheorie wird der Festkörper durch seine linearen, homogenen und isotropen mechanischen Eigenschaften, Dichte  $\rho$ , E-Modul  $E$  und Poissonzahl  $\nu$  beschrieben. Gemeinsam bilden E-Modul und Poissonzahl die Elastizitätsmatrix, die einen Zusammenhang zwischen Spannungen und Verzerrungen des Materials liefert. Im Rahmen des Einmassenschwingers entspricht die Steifigkeit der Elastizitätsmatrix. Im dreidimensionalen Kontinuum sind die Zusammenhänge zwischen dem Widerstand gegenüber Verformung und dem aktuellen Verformungszustand sowie den angreifenden Kräften deutlich komplexer. Näheres kann in der Literatur, beispielsweise in [16], gefunden werden.

### 2.2.4. Bestimmung der Materialparameter

Idealerweise werden die Materialparameter messtechnisch bestimmt, da sie damit den tatsächlichen physikalischen Gegebenheiten entsprechen. Ist die messtechnische Bestimmung nicht möglich, da es beispielsweise kein Messverfahren gibt oder dieses zu aufwendig wäre, so können die Parameter mit Hilfe von analytischen Lösungen für abstrakte, messbare Größen rekonstruiert werden. Dies funktioniert über Minimierung der Abweichung, der mit Hilfe der Parameter berechneten analytischen Lösung in Bezug auf die Messung. Auch wenn hierbei die Messung reproduziert werden kann, müssen die Parameter nicht notwendigerweise den physikalischen Gegebenheiten entsprechen. Daher ist die Übertragbarkeit auf andere Probleme eingeschränkt.

**Messtechnische Bestimmung** Folgende Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit vom externen Messlabor Matelys durchgeführt:

**Statischer Strömungswiderstand [17]** Zur Bestimmung des statischen Strömungswiderstands wird eine Materialprobe in ein Rohr eingepasst und dem Rohr eine laminare Strömung mit konstantem, bekanntem Volumensstrom  $q$  aufgeprägt. Aus einer Messung der Druckdifferenz  $\Delta p$  vor und hinter der Probe mit Probendicke  $h$  und durchströmter Oberfläche  $S$  kann der statische Strömungswiderstand bestimmt werden:  $\sigma = \frac{\Delta p S}{qh}$ . Um die Bestimmung des Volumenstroms zu vermeiden, kann ein kalibrierter Vorwiderstand, an dem zusätzlich die Druckdifferenz gemessen wird, verwendet werden.

**Porosität [18]** Für die Porositäts-Messung befindet sich die Probe in einem verschlossenen Behältnis, das mit Drucksensor und einem Kolben zur Änderung des Volumens ausgestattet ist. Bei einer Volumenänderung ändert sich der Druck der Luft im Behältnis inklusive der das poröse Material sättigenden Luft. Die Festkörperstruktur ist davon nicht betroffen. Daher kann bei bekanntem Ausgangsdruck  $p_0$ , gemessener Druckänderung  $\Delta p$  und Volumenänderung  $\Delta V$  über das Boyle-Mariotte-Gesetz  $p_0 V' = (p_0 + \Delta p)(V' + \Delta V)$  das aktuelle Luftvolumen  $V'$  im Behältnis berechnet werden. Zieht man dieses vom Ausgangsvolumen  $V_0$  des Behältnisses (ohne Probe) ab, so erhält man das Festkörpervolumen  $V_m = V_0 - V'$  der Probe. Da das Gesamtvolumen  $V_p$  der Probe bekannt ist, ergibt sich die Porosität zu  $\phi = \frac{V_p - V_m}{V_p}$ .

**Mechanische Parameter** Durch Wiegen wird die Masse  $m$ , durch Abmessen der Maße das Volumen  $V$  einer Probe bestimmt und das Verhältnis von Masse zu Volumen ergibt die Dichte  $\rho = \frac{m}{V}$ . Für den Festkörper werden die elastischen Eigenschaften klassischerweise mittels Zugversuch bestimmt. Für poröse Materialien kommt ein dynamisches Verfahren zum Einsatz, bei dem eine mit einem Gewicht beschwerte Probe durch einen Shaker in Schwingung versetzt wird. Nun werden die Beschleunigungen von Shaker und Gewicht gemessen und daraus die Frequenzantwortfunktion gebildet. In weiterer Folge können nun die elastischen Eigenschaften inklusive Dämpfungsfaktor  $\eta$  bestimmt werden [19]. Der Dämpfungsfaktor wird dabei als Verhältnis von Verlustmodul  $E''$  zu Speichermodul  $E'$  definiert:  $\eta = \frac{E''}{E'}$ . Der Speichermodul ist ein Maß für die elastisch gespeicherte Schwingungsenergie und der Verlustmodul gibt den Anteil an dissipierter Energie an [20].

Alle anderen Parameter werden an Absorptionsgrad- oder Durchgangsdämpfungsmessungen gefittet.

**Inverse Bestimmung (Parameterfitting)** Das Parameterfitting basiert auf Messungen, unter deren Gegebenheiten es analytische Lösungen für die gemessene Größe gibt. Die analytische Lösung, gebildet mit Hilfe eines Materialmodells und den jeweiligen Materialparametern, wird mit der Messung verglichen. Ein Fehlermaß, in der Regel die  $L^2$ -Norm, welche auf sog. *least-squares*-Verfahren führt, gibt die Güte der analytischen Lösung an [21]. Nun werden diejenigen Materialparameter gesucht, die den Fehler minimieren. Es gilt ein Optimierungsproblem zu lösen.

Beispielsweise kann der Absorptionsgrad unter den Gegebenheiten der Messung mittels 2-Mikrofon-Methode (siehe Abschnitt 3.2.1) über

$$\alpha_{E,A} = 1 - \left( \frac{-j\widetilde{Z}_c \cot(\widetilde{kh}) - \rho_0 c}{-j\widetilde{Z}_c \cot(\widetilde{kh}) + \rho_0 c} \right)^2 \quad (2.49)$$

ausgedrückt werden, wobei sich effektive charakteristische Impedanz und effektive Wellenzahl aus dem Materialmodell ergeben. Nun werden die Materialparameter, die den Fehler zwischen gemessenem Absorptionsgrad  $\alpha_{E,M}$  und analytischer Lösung  $\alpha_{E,A}$  minimieren, gesucht. Mit der Frequenz als unabhängigem Parameter und dem Messdatensatz  $[f_i, \alpha_{E,M,i}]$  bestehend aus  $N$  Messpunkten wird der Fehler zu

$$er = \sum_{i=1}^N (\alpha_{E,M,i} - \alpha_{E,A}(f_i))^2. \quad (2.50)$$

Soll nun das DBM-Materialmodell verwendet werden, so gilt es den statischen Strömungswiderstand zu fitten. Das Optimierungsproblem, die Gleichung zur Bestimmung des Strömungswiderstands, lautet:

$$\frac{der}{d\sigma} = 0. \quad (2.51)$$

Bei Modellen basierend auf mehreren Materialparametern ergibt sich ein Gleichungssystem aus den partiellen Ableitungen des Fehlers nach den Materialparametern. In der Regel, und v. a. bei nichtlinearen Problemen, wird das Optimierungsproblem numerisch gelöst, wobei die Angabe von Startwerten nötig ist. In Matlab wird dafür beispielsweise der Levenberg-Marquardt-Algorithmus verwendet.

## 3. Messmethoden zur akustischen Materialcharakterisierung

Im Folgenden werden Methoden zur Messung der akustischen Kenngrößen Absorptionsgrad und Durchgangsdämpfung vorgestellt. Standardmäßig, so auch im Rahmen dieser Arbeit, werden Impedanzrohrmessungen in Form von 2- und 4-Mikrofon-Methode verwendet. Im Impedanzrohr können Materialproben vermessen werden, jedoch findet die Einbausituation keine Berücksichtigung. Anschließend wird ein neuartiges Messsystem, basierend auf der 4-Mikrofon-Impedanzrohr-Methode, das an der TU Wien für die akustische Charakterisierung der Luftkanäle entwickelt wurde, gezeigt. Zunächst sollen die untersuchten Materialien vorgestellt werden.

### 3.1. Materialien

Es werden drei verschiedene Materialgruppen untersucht: Vlies, PE (Polyethylen) und PEHD (Polyethylen hoher Dichte). Der Vlies-Werkstoff liegt in Rohform (unverprägt), als verprägter Werkstoff und als fertiger Luftkanal in jeweils zwei Stärken vor. Diese unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Flächendichte im Rohzustand mit  $600 \text{ g/m}^2$  bzw.  $900 \text{ g/m}^2$  und sowohl im verprägten als auch im unverprägten Zustand zusätzlich hinsichtlich ihrer Dicke. Das Vlies wurde für die Luftkanal-Anwendung entwickelt, um den Luftstrom zu leiten und gleichzeitig durchlässig für die Akustik zu sein. Im Gegensatz dazu wurde bei der Entwicklung von PE- und PEHD-Werkstoff nicht speziell auf die akustischen Eigenschaften eingegangen. Beide liegen ausschließlich in fertiger Kanalform vor und sind luftundurchlässig. Bei PEHD ist eine Schalltransmission nur durch Koppelung über die Materialstruktur zu erwarten. Bei PE liegt die Luftundurchlässigkeit an einer luftdichten Schichtung, die beim Herstellungsprozess an der Materialoberfläche entsteht. Es gilt herauszufinden, inwieweit Strukturschwingungen für die Schallübertragung verantwortlich sind. Im Laufe dieser Arbeit wurde außerdem ein Kanal, basierend auf dem Finite-Elemente-Gitter des PEHD-Kanals, mittels 3D-Druck-Verfahrens hergestellt (PEHD3D). Er soll als Benchmark-Versuch für die Finite-Elemente-Simulation dienen. Das Material für den 3D-Druck ist das Polymer-Material "Accura<sup>®</sup> Xtreme<sup>™</sup>White 200". In Tabelle 3.1 ist eine Übersicht über die Materialien gegeben.

Die für die Messung benötigten Proben wurden mit einer Schere ausgeschnitten bzw. ausgestanzt. Es hat sich gezeigt, dass die Messergebnisse davon kaum beeinflusst werden. Bei den fertigen Kanälen wurden möglichst ebene Stellen für die Probenentnahme verwendet. Eine komplette Vermeidung der Krümmung der Proben war nicht möglich. Es wurden von jedem Material mindestens 5 unabhängige Proben vermessen, dabei wurde v. a. bei den Kanalproben eine nicht geringe Schwankung der Probendicke festgestellt. Das Material VliesChan900 wurde erst nach der Materialcharakterisierung erhalten und deshalb nur als kompletter Kanal vermessen.

Materialtyp	Verarbeitung	Mittlere Probendicke	Plotdarstellung	Abbildung
Vlies600	Rohmaterial 600 g/m <sup>2</sup> , unverprägt	3.1 mm		
Vlies600C	Rohmaterial 600 g/m <sup>2</sup> , verprägt	1.9 mm		
Vlies900	Rohmaterial 900 g/m <sup>2</sup> , unverprägt	4.4 mm		
Vlies900C	Rohmaterial 900 g/m <sup>2</sup> , verprägt	2.9 mm		
VliesChan600	Kanal 600 g/m <sup>2</sup>	3.2 mm		
VliesChan900	Kanal 900 g/m <sup>2</sup>	-		
PE	Kanal	3.1 mm		
PEHD	Kanal	1.6 mm		
PEHD3D	Kanal	1.5 mm		

Tabelle 3.1.: Übersicht über die untersuchten Materialien.



Abbildung 3.1.: Brüel & Kjær Impedanzrohr, übernommen aus [22].

## 3.2. Standard-Impedanzrohrmethoden

Während die 2-Mikrofon-Methode hauptsächlich eingesetzt wird, um den Absorptionsgrad zu bestimmen, kann mit der 4-Mikrofon-Methode die Transfermatrix bestimmt werden und daraus neben anderen Eigenschaften v. a. die Durchgangsdämpfung. An der TU Wien werden die Impedanzrohrmessungen mit einem Messsystem von Brüel & Kjær, Abb. 3.1, durchgeführt.

### 3.2.1. 2-Mikrofon-Methode

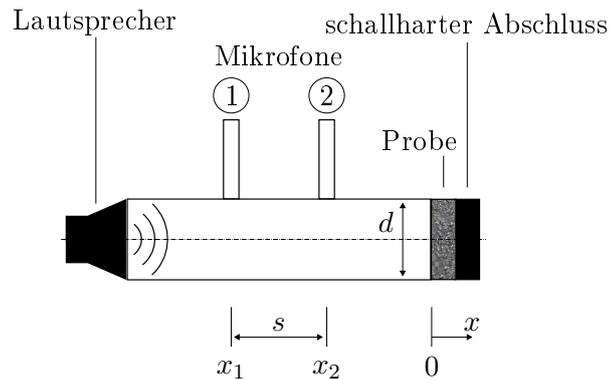


Abbildung 3.2.: Impedanzrohr für die 2-Mikrofon-Methode.

Der Messaufbau für die 2-Mikrofon-Methode basiert auf einem Rohr, in das zwei Mikrofone für die Messung des Schalldrucks eingebracht sind. Am einen Rohrende befindet sich ein Lautsprecher, der das System anregt. Am anderen Ende wird die Probe positioniert und schalldicht abgeschlossen. In Abb. 3.2 ist eine Skizze des Messaufbaus zu sehen. Die auf die Probe auftreffende Schalleistung kann aufgrund des schalldichten Abschlusses entweder reflektiert oder von der Probe absorbiert werden, es wird kein Anteil transmittiert,  $\tau_E = 0$ . Daher entsprechen sich Verlust- und Absorptionsgrad und können mit den aus den Mikrofondaten berechneten Amplituden der hin- und rücklaufenden Welle zu

$$\beta_E = \alpha_E = 1 - r_E = 1 - \left( \frac{\hat{p}_{a,-}}{\hat{p}_{a,+}} \right)^2 \quad (3.1)$$

berechnet werden. Außerdem können Reflexionsgrad und Oberflächenimpedanz der Probe ausgewertet werden. Bei einer Implementierung wird üblicherweise nicht direkt der Schalldruck ausgewertet, sondern die Übertragungsfunktionen der Schalldrücke bezogen auf ein Referenzsignal

[23], so auch im an der TU Wien verwendeten Messsystem von Brüel & Kjær.

### 3.2.2. 4-Mikrofon-Methode

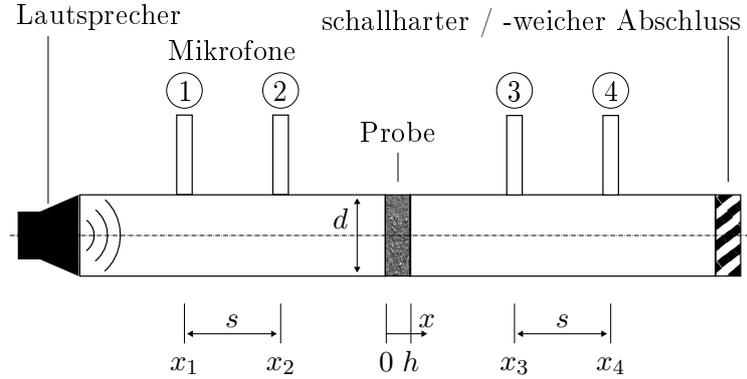


Abbildung 3.3.: Impedanzrohr für die 4-Mikrofon-Methode.

Die 4-Mikrofon-Methode ist sehr ähnlich zur 2-Mikrofon Methode-aufgebaut, im Prinzip wird die 2-Mikrofon-Methode doppelt angewandt, zum einen mit einem Rohr vor und zum anderen mit einem Rohr hinter der Probe. Der Messaufbau ist in Abb. 3.3 skizziert. Nun ist zusätzlich zu Reflexion und Absorption eine Transmission von Schalleistung durch die Probe hindurch möglich. Sind Schalldruck und Schallschnelle im Rohr vor und hinter der Probe bekannt, können alle Anteile berechnet werden. In der Praxis wird dazu die Transfermatrix-Methode verwendet. Hierfür sind zwei Messungen mit unterschiedlichen Abschlussbedingungen (Index 1 bzw. 2, z. B. schallhart und schallweich) notwendig. Die Transfermatrix  $[T]$  berechnet sich zu

$$[T] = \begin{bmatrix} p_{a,1} & p_{a,2} \\ v_{a,1} & v_{a,2} \end{bmatrix}_{x=0}^{-1} \begin{bmatrix} p_{a,1} & p_{a,2} \\ v_{a,1} & v_{a,2} \end{bmatrix}_{x=h} \quad (3.2)$$

mit Schalldruck und Schallschnelle direkt vor ( $x = 0$ ) und nach ( $x = h$ ) der Probe über (2.20) bzw. (2.21). Aus der Transfermatrix können die Durchgangsdämpfung, aber auch andere akustische Eigenschaften bestimmt werden. In der Praxis gestaltet sich die Auswertung des Absorptionsgrades als schwierig, da die Berechnung sehr sensitiv gegenüber der Probendicke  $h$  ist und sich bereits kleine Unsicherheiten stark auswirken. In einer Simulation, in der die Geometrie exakt vorgegeben ist, besteht dieses Problem nicht. Unter der Voraussetzung, dass die Probe homogen und symmetrisch ist und die Messung damit Reziprozität aufweist, können analytische Annahmen über die Transfermatrix getroffen werden [24]. Damit ergeben sich zwei zusätzliche Gleichungen zur Berechnung der Transfermatrix und nur eine Messung ist nötig. Falls die Abschlussbedingungen perfekt nicht reflektierend sind, genügt ein einzelnes Mikrofon im Rohr hinter der Probe, um das Schallfeld zu bestimmen (3-Pol-Methode, [25]). Die Durchgangsdämpfung berechnet sich damit über

$$TL = 20 \log_{10} \left( \frac{p_a(0)}{p_a(h)} \right). \quad (3.3)$$

Der Schalldruck vor der Probe,  $p_a(0)$ , wird mit (2.20) berechnet. Durch den perfekt, nicht reflektierenden Abschluss ist die Amplitude des Schalldrucks im Rohr hinter der Probe konstant:

$p_a(h) = p_a(x_3)$ . In der Realität lässt sich kaum ein perfekt nicht reflektierender Abschluss verwirklichen, bei Simulationen kann dies jedoch durch absorbierende Randbedingungen erreicht werden.

### 3.2.3. Anregung und Signalerfassung

Angeregt wird das System über einen Lautsprecher, in der Regel mit weißem Rauschen. Dieses breitbandige Anregungssignal liefert Energie gleichmäßig in alle Frequenzbereiche (je nach Spezifikation des Lautsprechers). Alle Mikrofonsignale werden synchron erfasst und in den Frequenzbereich transformiert. Die Abtastrate gibt dabei die maximale Frequenz vor und die Aufnahmedauer bestimmt die Frequenzauflösung. Um den korrekten Absolutschallpegel zu liefern werden die Mikrofone vor einer Messung mittels Pistophon kalibriert.

### 3.2.4. Messbereich

Das Messprinzip beruht auf der Annahme, dass sich der Schall im Rohr in Form von ebenen Wellen ausbreitet. Dies ist nur gewährleistet, sofern sich keine Wellen höherer Moden im Rohr ausbreiten können. Abgeschätzt werden kann diese obere Grenzfrequenz  $f_u$  über die Bedingung, dass die Wellenlänge nicht kleiner sein darf als der doppelte Rohrdurchmesser [23]

$$f_u = 0.58 \frac{c}{d}. \quad (3.4)$$

Als zusätzliche Einschränkung der oberen Grenzfrequenz gilt es, geometrisches Aliasing zu vermeiden. Maßgeblich dafür ist der Mikrofonabstand, der nach dem Abtasttheorem kleiner der doppelten minimalen Wellenlänge sein muss [23]:

$$f_u = 0.45 \frac{c}{s} \quad (3.5)$$

Je nach Geometrie des Impedanzrohres ist die Einschränkung über höhere Moden oder über das Aliasing stärker. Bedingt durch das begrenzte Auflösungsvermögen des Messsystems ergibt sich auch eine untere Grenzfrequenz, in [23] wird sie mit

$$f_l = 0.05 \frac{c}{s} \quad (3.6)$$

angegeben, wobei der Faktor 0.05 eher pessimistisch angesetzt ist und von einer deutlich niedrigeren Grenzfrequenz ausgegangen werden kann. Mit dem Rohrdurchmesser  $d = 29$  mm und dem Mikrofonabstand  $s = 20$  mm des an der TU Wien vorhandenen Messsystems sowie der Schallgeschwindigkeit in Luft  $c = 343$  m/s ergeben sich die Grenzfrequenzen aus Tabelle 3.2. Der Frequenzbereich für alle Messungen wurde unter Berücksichtigung der hohen Genauigkeit des Messsystems auf 200 Hz bis 6.4 kHz festgelegt und die Frequenzauflösung wurde zu  $\Delta f = 4$  Hz gewählt.

Rohrdurchmesser	Mikrofonabstand	$f_1$ (Genauigkeit)	$f_u$ (höhere Moden)	$f_u$ (Aliasing)
mm	mm	Hz	Hz	Hz
29	20	858	6860	7717

Tabelle 3.2.: Grenzfrequenzen des Brüel & Kjør-Messaufbaus.

### 3.2.5. Einflussparameter

Die Ergebnisse der Impedanzrohrmessungen schwanken durch die Inhomogenität der Proben. Die aus den fertigen Kanälen entnommenen Proben weisen Unterschiede bezüglich Probendicke und Krümmung auf. Wie in [26] und [27] untersucht, können zusätzlich die Bauform des Impedanzrohres, die Art der Probenhalterung (Einspannung), die Probenentnahme und sogar die Person, welche die Messungen durchführt, die Ergebnisse beeinflussen. Außerdem ist die Temperatur ein wesentlicher Einflussparameter, da die Stoffeigenschaften des Umgebungsmediums, Luft, davon abhängen.



(a) VliesChan600 / VliesChan900.



(b) PE.



(c) PEHD.



(d) PEHD3D.

Abbildung 3.4.: Fotos der untersuchten Kanäle.

## 3.3. Methode zur Kanalcharakterisierung

Für die Vermessung der gesamten Kanäle wurde ein neuer Versuchsaufbau, in Anlehnung an die 4-Mikrofon-Impedanzrohrmethode, konzipiert. Zusätzlich zum gewöhnlichen Impedanzrohraufbau wurden Trichter als Übergangsstück zwischen Rohr- und Kanalquerschnitt entworfen. Damit wurde die Durchgangsdämpfung der Kanäle zwischen Luftein- und -auslass evaluiert. Zu beach-

ten ist, dass im Gegensatz zur 4-Mikrofon Methode Schall, der sich durch das Material (durch die Kanalwand) ausbreitet, die Durchgangsdämpfung erhöht. Es sind zwei die Durchgangsdämpfung beeinflussende Effekte zu erwarten: Absorption im porösen Material und Abstrahlung nach außen.

Um Letztere abschätzen zu können, wurden zusätzlich Messungen unter angenäherten Freifeldbedingungen, im schalltoten Raum, durchgeführt. Außerdem wurde der Einfluss von Fenstern, aus der Kanalwand entnommene Flächen, die teilweise mit porösem Material ersetzt werden, beim PEHD-Kanal untersucht. Nicht maßstäbliche Fotos der vermessenen Kanäle sind in Abb. 3.4 abgebildet.

### 3.3.1. Messaufbau

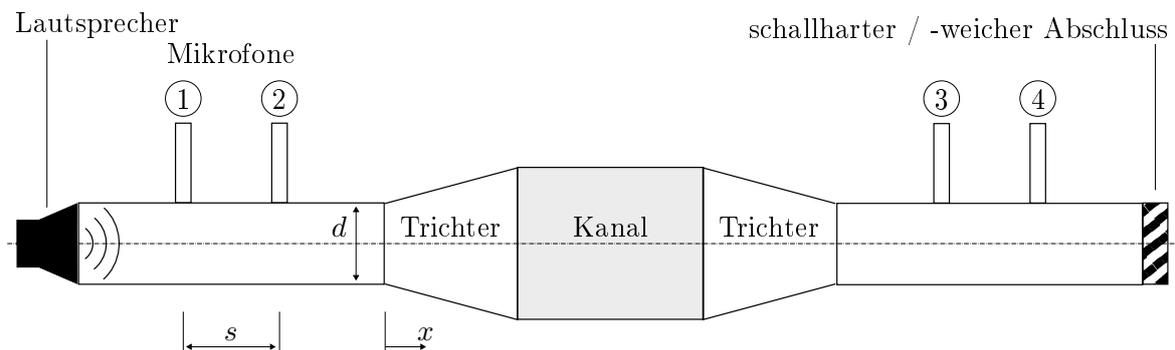


Abbildung 3.5.: Schema des Impedanzrohrbaus zur Vermessung der Kanäle.

Eine Prinzipskizze des Messaufbaus ist in Abb. 3.5 abgebildet. Der Unterschied zur 4-Mikrofon Impedanzrohrmethode ist, dass die Probe nun durch eine Kombination aus Trichtern und Kanal ersetzt wird. Als Material für das Impedanzrohr wurde aufgrund der relativ hohen Strukturdämpfung und Dichte Messing gewählt [28], deswegen im Folgenden auch die Bezeichnung *Brass Tube*. Es standen drei Mikrofonpositionen pro Rohr und damit drei Mikrofonabstände zur Auswahl:  $s_i = 20 \text{ mm}, 65 \text{ mm}, 85 \text{ mm}$ . Bei Messungen wurde die jeweils nicht benutzte Mikrofonposition mit einem Dummymikrofon abgedichtet. Als schallharter Abschluss war eine geschlossene Aluminiumkappe vorgesehen, für schallweiche Bedingungen wurde das Rohr am Ende offen gelassen. Ein Foto des realen Aufbaus ist in Abb. 3.6 zu sehen.



Abbildung 3.6.: Impedanzrohr zur Vermessung der Kanäle.

Mit dem Rohrdurchmesser  $d = 30 \text{ mm}$  ergeben sich die Grenzfrequenzen aus Tabelle 3.3. Um den gesamten Frequenzbereich von 200 Hz bis 6.4 kHz abzudecken, werden Messungen jeweils mit großem und kleinem Mikrofonabstand durchgeführt. Da sich in der Praxis kein wesentlicher Unterschied im niedrigen Frequenzbereich gezeigt hat und bei großem Mikrofonabstand

Rohrdurchmesser mm	Mikrofonabstand mm	$f_l$ (Genauigkeit) Hz	$f_u$ (höhere Moden) Hz	$f_u$ (Aliasing) Hz
	20	858	6636	7723
30	65	264	6636	2376
	85	202	6636	1817

Tabelle 3.3.: Grenzfrequenzen des neuen Messaufbaus.

zusätzliche Peaks durch die Unterabtastung entstehen, werden nur die Ergebnisse mit kleinem Mikrofonabstand gezeigt.

Zur Aufnahme des Schalldrucks wurde das Signalerfassungssystem des original Brüel & Kjær-Messsystems inklusive 1/4" Druckfeldmikrofonen (Typ 4187) verwendet.

### 3.3.2. Trichterauslegung

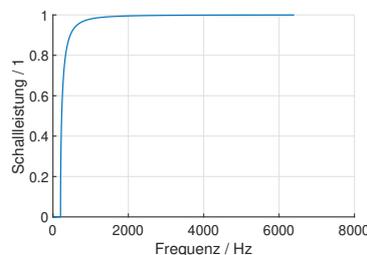
Da der Rohrquerschnitt nicht mit dem Kanalquerschnitt übereinstimmte, wurden Übergangsstücke (Trichter, Abb. 3.7a) für die Verbindung benötigt. Mit einem spontanen Querschnittsprung ging eine abrupte Änderung der akustischen Impedanz einher und damit Reflexionen. Diese sollen verhindert werden, um nur die in den Kanälen entstehenden Verluste zu messen. Die ideale Querschnittsveränderung dafür stellt der Exponentialtrichter dar [29]. Über einer Grenzfrequenz  $f_{gr}$  gehen die Schalleistungsverluste gegen null. Der Verlauf der transmittierten Schalleistung für die gewählte Grenzfrequenz  $f_{gr} = 200$  Hz ist in Abb. 3.7b abgebildet. Mit dem Querschnittsverlauf für den Exponentialtrichter (Eintrittsquerschnitt  $S_0$ )

$$S(x) = S_0 e^{\frac{4\pi f_{gr} x}{c_0}} \quad (3.7)$$

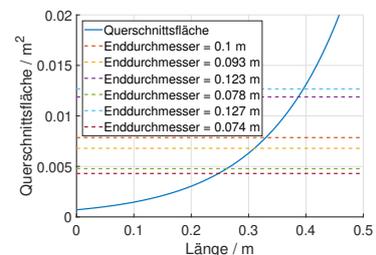
lässt sich die Länge des benötigten Trichters evaluieren. Da der Kanalquerschnitt nicht wie der Rohrquerschnitt kreisförmig ist, wurde die, den Kanalquerschnitt einhüllende Kreisfläche als Ausgangsquerschnitt herangezogen. Damit ergab sich eine exponentielle oder geringere Querschnittserweiterung. Die Trichterlänge wurde mit den jeweiligen Enddurchmessern in Abb. 3.7c ausgewertet. Gefertigt wurden die Trichter mittels 3D-Druck Verfahrens aus dem selben Material wie PEHD3D. Für die Verbindung zu den Kanälen wurde eine Nut vorgesehen. Falls notwendig konnte die Nut abgedichtet werden.



(a) Trichter.



(b) Durchgeleitete Schalleistung.



(c) Notwendige Trichterlänge.

Abbildung 3.7.: Trichterauslegung.

### 3.3.3. Messung im schalltoten Raum

Der gesamte 4-Mikrofon-Messaufbau zur Charakterisierung der Kanäle wurde im schalltoten Raum (Akustikbox, Abb. 3.8a) des Instituts für Mechanik und Mechatronik aufgebaut, um Freifeldbedingungen anzunähern. Zusätzlich zu den 4 Druckfeldmikrofonen im Impedanzrohr wurden zwei Freifeldmikrofone über dem Kanal positioniert, um die abgestrahlte Schalleistung  $P_{a,\text{rad}}$ , ähnlich dem Hüllflächenverfahren, abschätzen zu können. Dadurch kann die absorbierte Schalleistung in einen abgestrahlten und einen dissipierten Anteil  $P_{a,\text{diss}}$  aufgespalten werden

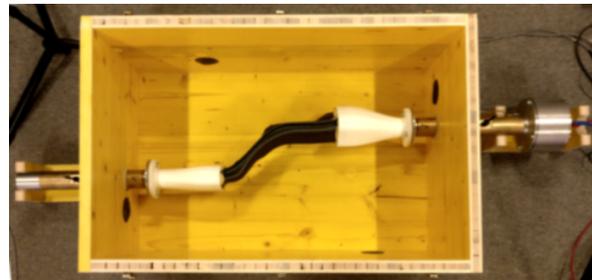
$$P_{a,\alpha_E} = P_{a,\text{rad}} + P_{a,\text{diss}} \quad (3.8)$$

$$\alpha_E = \alpha_{E,\text{rad}} + \alpha_{E,\text{diss}}. \quad (3.9)$$

Des Weiteren wurde vermessen, wie sich die Durchgangsdämpfung ändert, wenn der Kanal komplett von einer schallharten Box ummantelt ist (Box-Messung). Dadurch wurde die tatsächliche Einbausituation der Kanäle im Fahrzeug angenähert und eventuelle Rückvolumeneffekte einbezogen. Die schallharte Box wurde aus Holz gefertigt und es wurden Öffnungen für das Impedanzrohr vorgesehen. Die Innenmaße der quaderförmigen Box waren 848 x 548 x 382 mm. Der Messaufbau ist in Abb. 3.8b zu sehen. Bei allen Messungen in der Akustikbox wurde eine National Instruments-Datenerfassungskarte in Verbindung mit Matlab zur Aufnahme der Schalldrucksignale verwendet. Das Brüel & Kjør Signalerfassungssystem konnte aufgrund der Einschränkung auf 5 Kanäle nicht eingesetzt werden. Infolgedessen wurden die Funktionen zur Auswertung von Durchgangsdämpfung und Schalleistung in Matlab implementiert. Ferner wurde die Empfindlichkeit der Mikrofone mittels Pistophon-Kalibrierung bestimmt, um den korrekten Absolutschalldruck auswerten zu können.



(a) Akustikbox.



(b) Messaufbau mit schallharter Box.

Abbildung 3.8.: Messungen in der Akustikbox.

## 4. Messergebnisse

Nachfolgend werden die Ergebnisse der akustischen Materialcharakterisierung vorgestellt. Absorptionsgrad und Durchgangsdämpfung der Materialproben wurden gemessen, um das akustische Verhalten der Materialien zu ermitteln. In weiterer Folge wurden diese Ergebnisse zur Modellierung der Materialien in der Finite-Elemente-Simulation verwendet. Ein geeignetes Materialmodell wurde ausgewählt und die Materialparameter einerseits von Matelys, andererseits von der TU Wien bestimmt. Anschließend werden die Ergebnisse der Kanalcharakterisierung vorgestellt.

### 4.1. Materialcharakterisierung

Alle Messungen wurden im Akustiklabor des Instituts für Mechanik und Mechatronik bei einer Umgebungstemperatur von 22 °C durchgeführt. Die Messergebnisse in diesem und auch in den folgenden Kapiteln sind als Terz- und Schmalbandspektrum dargestellt. Die Terzspektren dienen zur besseren Vergleichbarkeit, wobei sie allerdings von einzelnen Peaks stark beeinflusst werden können. Deswegen sind zusätzlich die Schmalbandspektren angeführt.

#### 4.1.1. Absorptionsgrad

Die gemessenen Absorptionsgradkurven der Proben sind in Abb. 4.1 dargestellt. Hierbei handelt es sich um die Mittelwerte aus 4 unabhängigen Messungen. Die einzelnen Kurven sind in Anhang A.1.1 zu finden. Auffällig ist die große Streuung der PE-Messung. Sie wird dadurch erklärt, dass die ausgeschnittenen Proben, bedingt durch die Kanalform, nicht exakt plan sind. Es kommt dadurch ab einer gewissen Frequenz zu Rückvolumeneffekten, die den Absorptionsgrad erhöhen. Ähnlich, aber nicht ganz so auffällig ist es beim Vlies-Kanal (VliesChan600). Außerdem ist ein Einbruch aller Kurven um 2.4 kHz zu verzeichnen.

Generell weisen die Proben aufgrund der geringen Dicke niedrige Absorptionsgradwerte auf. Da das Material PEHD ein Festkörper mit glatter, luftundurchlässiger Oberfläche ist und sich damit wie eine schallharte Wand verhält ( $\alpha = 0$ ), wurde der Absorptionsgrad nicht vermessen.

#### 4.1.2. Durchgangsdämpfung

In Abb. 4.2 ist die Durchgangsdämpfung der Proben dargestellt. Die Kurven sind Mittelwerte aus mindestens 6 unabhängigen Messungen. Generell streuen die Kanal-Proben mehr als die Proben aus Rohmaterial, siehe Anhang A.1.2. Alle Vlies-Proben zeigen eine über die Frequenz relativ gerade Durchgangsdämpfungskurve mit einer geringen Steigung hin zu höheren Frequenzen. Die verprägten Proben dämpfen besser als die unverprägten, was auf die geringere Luftdurchlässigkeit zurückgeführt werden kann. Ebenso führt eine geringere Dichte zu einer höheren Durchgangsdämpfung. Das Auftreten von jeweils einem kleinen Einbruch der Durchgangsdämpfung wurde

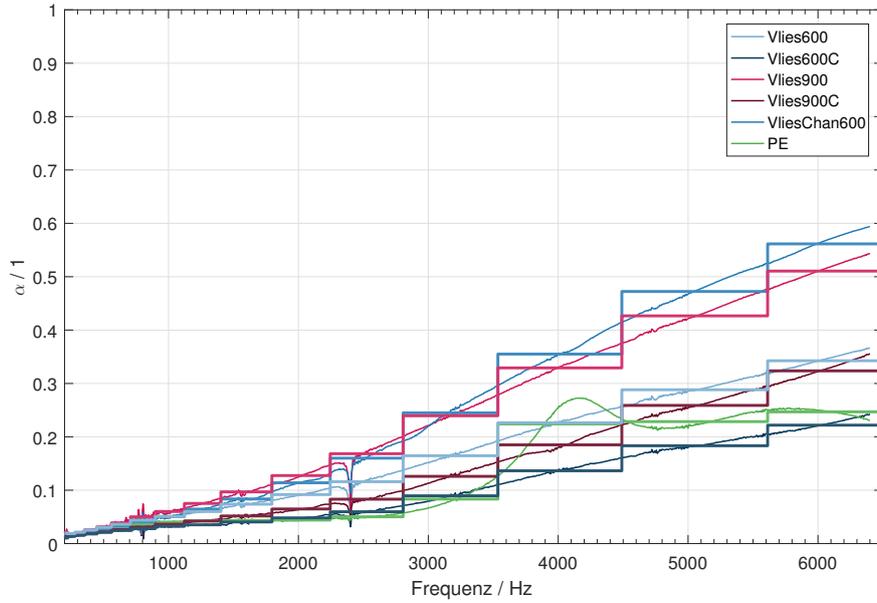


Abbildung 4.1.: Durchschnittlicher Absorptionsgrad der untersuchten Proben.

auf die Einspannung zurückgeführt. Die Frequenz dieses Einbruchs variiert unter den Einzelmessungen leicht, je nach Beeinflussung durch die Probenhalterung. Die Proben aus PEHD zeigen ein typisches Plattenverhalten. Der Einbruch der Durchgangsdämpfung spielt sich um die sog. Koinzidenzfrequenz ab. In der Plattentheorie ist die Koinzidenzfrequenz definiert als jene Frequenz, bei der die Wellenlänge des Luftschalls gleich der Wellenlänge der Biegewelle im Material ist. Hier koppelt die Strukturschwingung besonders gut an die Akustik. Mit den Materialdaten für PEHD aus Tabelle 4.2, dem polaren Flächenträgheitsmoment der Probe  $I_p$  und dem E-Modul  $E$  berechnet sich die Koinzidenzfrequenz zu

$$f_{\text{cr}} = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho h}{EI_p}} = 2.835 \text{ kHz}. \quad (4.1)$$

PE zeigt ein sehr ähnliches Verhalten wie PEHD, allerdings liegt die Koinzidenzfrequenz aufgrund des wesentlich geringeren E-Moduls bei  $f_{\text{cr}} = 77.1 \text{ kHz}$ . Sie befindet sich damit deutlich oberhalb des Einbruchs der Durchgangsdämpfung aus den Messungen. In [30] wird die Zunahme des TL hin zu niedrigeren Frequenzen durch das Auftreten einer Scher-Mode, verursacht durch die Einspannung im Impedanzrohr, erklärt. Für dieses PE-Material wird vermutet, dass das Verhalten mit der Luftundurchlässigkeit zu tun hat.

### 4.1.3. Materialmodellierung

Aufgrund der Messergebnisse und der Beschaffenheit des Materials wurde Vlies als poröses Material unter Verwendung des JCAL-Modells modelliert. PEHD und PEHD3D wurden als Festkörper behandelt, nur für PE ließ sich aus den Messergebnissen keine eindeutige Modellierung ableiten. Durch die Luftundurchlässigkeit kann nicht von einem porösen Material im klassischen Sinne gesprochen werden. Dennoch sollte es aufgrund seiner inneren, porösen Struktur als poröses Material modelliert werden. Wegen der einfacheren Modellstruktur wird das DBM Modell

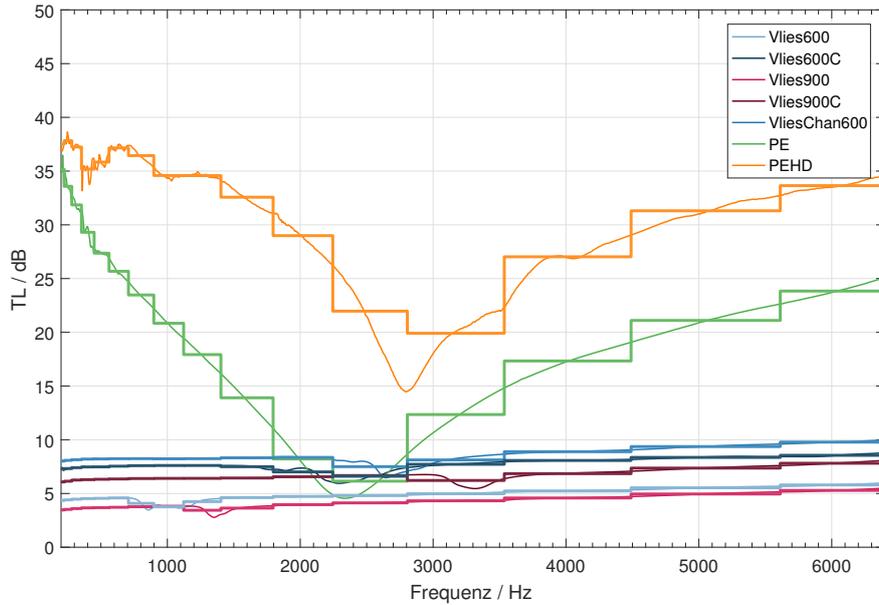


Abbildung 4.2.: Durchschnittliche Durchgangsdämpfung der untersuchten Proben.

verwendet. Ein anderer Ansatz ist PE nur mit seinen elastischen Eigenschaften, als Festkörper, zu behandeln.

**Materialparameter** Es wurden zwei unterschiedliche Verfahren zur Bestimmung der Materialparameter angewandt: physikalische Messung durch das Messlabor Matelys und inverse Bestimmung durch Fitten des Materialmodells an die gemessenen Absorptions- bzw. Durchgangsdämpfungswerte.

Die von Matelys gemessenen Parameter sind: Probendicke, statischer Strömungswiderstand, Porosität sowie die mechanischen Parameter inklusive Dämpfungsfaktor  $\eta$ . Alle anderen akustischen Parameter wurden auch von Matelys aus Messungen im Impedanzrohr geschätzt. Bei PE wurde auch der statische Strömungswiderstand geschätzt, da die Messungen durch die (nahezu) luftundurchlässige Beschichtung stark schwanken. Am Institut für Mechanik und Mechatronik wurde lediglich die Probendicke vermessen, alle anderen akustischen Parameter sind mittels *least-squares*-Fitting des jeweiligen Modells an die gemessenen Absorptionsgrade/Durchgangsdämpfungen geschätzt. Die analytischen Beziehungen sind dabei (2.50) für den Absorptionsgrad bzw. die Transfermatrix (2.48) für die Durchgangsdämpfung.

Als Startwerte für den Fittingalgorithmus wurden die Matelys-Parameter verwendet, außerdem wurde der Bereich der möglichen Parameterwerte eingeschränkt. Die Werte der akustischen Parameter sind in Tabelle 4.3 inklusive Größe der Abweichungen zu den Matelys-Werten angeführt. Die gefitteten Absorptionsgrad- und Durchgangsdämpfungskurven sind in Anhang A.2 zu finden. Durch das Parameterfitting ließen sich die Modelle gut an die jeweiligen Messkurven anpassen, einzig beim Fit der Durchgangsdämpfung von PE konnte das reale Verhalten nicht getroffen werden. Dies legt den Schluss nahe, dass das DBM-Modell für PE in Bezug auf die Durchgangsdämpfung nicht geeignet ist. Die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Entkopplungsfrequenzen bestätigen das Verhalten. Während die Entkopplungsfrequenz für alle Vlies-Proben an der unteren Grenze des Messbereichs lag, lag sie für PE deutlich darüber. Damit konnte das PE-Material nicht als

	Vlies600	Vlies600C	Vlies900	Vlies900C	VliesChan600	PE
$f_d$ / Hz	121	208	70	108	117	82369

Tabelle 4.1.: Entkopplungsfrequenzen der porösen Materialien nach (2.40).

Probe	Institut/Typ	$h$ mm	$E$ kN m <sup>-2</sup>	$\eta$ -	$\nu$ -	$\rho$ kg m <sup>-3</sup>
Vlies600	Matelys	3.5	110.3	0.25	0	182
Vlies600C	Matelys	2.0	135.5	0.22	0	379
Vlies900	Matelys	4.8	456.8	0.21	0	180
Vlies900C	Matelys	2.9	539.6	0.24	0	375
VliesChan600	Matelys	3.8	162.5	0.34	0	327
PE	Matelys	3.4	202.5	0.29	0.48	70
PEHD	Datenblatt	1.5	900000	0.10	0	952.5
PEHD3D	Datenblatt	1.5	2450000	0.10	0	1180

Tabelle 4.2.: Vergleich der mechanischen Materialparameter.

poröses Material mit starrem Rahmen betrachtet werden und somit nicht als äquivalentes Fluid modelliert werden. Verantwortlich dafür ist die luftdichte Schicht, die den Rahmen des porösen Materials bei Anregung in Schwingung versetzt. Daher sind Ideen für alternative Modellierungsansätze: Verwendung der Biot-Theorie um aus der Schwingung des Rahmens resultierende Effekte zu berücksichtigen und Auflösung der einzelnen Schichten des Materials (luftdichte Schicht - poröses Material - luftdichte Schicht) um deren unterschiedlichen Eigenschaften gerecht zu werden [31].

Beim Fit auf den Absorptionsgrad hielten sich die Abweichungen der Parameter insgesamt in Grenzen, allerdings wiesen einzelne Parameter größere Abweichungen auf. Dies ist auf die Inhomogenität der Materialproben und die daher unterschiedlichen Messergebnissen zurückzuführen. Bei den Kanalproben kommen zusätzlich Effekte von Krümmung und Rückvolumen bei den Messungen zum Tragen. Der Fit auf die Durchgangsdämpfung zeigte teilweise extreme Abweichungen von den Matelys Parametern, sodass die physikalischen Eigenschaften der Probe stark verändert wurden. Beispielsweise wurde die Porosität von VliesChan600 von 0.72 (Matelys) auf 0.21 (TU) gefittet. Die Materialeigenschaften wurden von stark porös auf wenig porös geändert. Daher lässt sich bei diesem Parameterfit nicht von physikalischen Parametern sprechen. Dennoch sollte überprüft werden, ob in der Simulation der Kanäle mit diesen Materialparametern eine Übereinstimmung erzielt werden kann.

Die mechanischen Parameter sind in Tabelle 4.2 zu finden, die alle Werte für PEHD und PEHD3D bis auf Dämpfungsfaktor und Poissonzahl stammen aus dem Produktdatenblatt [32] bzw. [33]. Letztere wurden für die Simulation geschätzt.

Probe	Institut/Typ	$h$ mm	$\sigma$ $10^3 \text{ N s m}^{-4}$	$\phi$ -	$\alpha_\infty$ -	$\Lambda$ $\mu\text{m}$	$\Lambda'$ $\mu\text{m}$	$k'_0$ $10^{-10} \text{ m}^2$
Vlies600	TU/ $\alpha$	3.14 (10)	222.1 (16)	0.85 (0)	1.81 (3)	15.8 (1)	118.3 (0)	13.8 (72)
	TU/TL	3.14 (10)	165.1 (10)	0.57 (33)	1.09 (41)	13.1 (18)	8.4 (93)	102.7 (110)
	MATELYS	3.50	190.8	0.85	1.86	16.0	118.0	49.0
Vlies600C	TU/ $\alpha$	1.92 (4)	1451.4 (48)	0.72 (2)	1.58 (40)	8.7 (20)	110.0 (46)	23.6 (40)
	TU/TL	1.92 (4)	552.2 (44)	0.30 (58)	3.43 (29)	52.8 (380)	936.5 (1149)	148.5 (281)
	MATELYS	2.00	983.4	0.71	2.65	11.0	75.0	39.0
Vlies900	TU/ $\alpha$	4.40 (8)	143.9 (32)	0.85 (0)	1.70 (3)	31.7 (1)	122.5 (26)	12.4 (3)
	TU/TL	4.40 (8)	102.1 (7)	0.81 (5)	2.07 (25)	30.5 (5)	199.8 (21)	1.5 (88)
	MATELYS	4.80	109.3	0.85	1.65	32.0	165.0	12.0
Vlies900C	TU/ $\alpha$	2.90 (0)	541.8 (1)	0.69 (0)	2.58 (0)	17.9 (49)	126.8 (2)	19.6 (66)
	TU/TL	2.90 (0)	301.1 (44)	0.30 (56)	2.26 (12)	64.2 (435)	948.3 (665)	156.8 (170)
	MATELYS	2.90	536.8	0.69	2.58	12.0	124.0	58.0
VliesChan 600	TU/ $\alpha$	3.20 (15)	462.2 (0)	0.72 (0)	2.65 (0)	14.0 (0)	243.0 (0)	3.1 (37)
	TU/TL	3.20 (15)	378.8 (18)	0.21 (71)	1.98 (25)	75.8 (442)	997.2 (310)	109.5 (2090)
	MATELYS	3.80	462.2	0.72	2.65	14.0	243.0	5.0
PE	TU/ $\alpha$	3.10 (8)	5509.6 (87)	-	-	-	-	-
	TU/TL	3.10 (8)	1386.0 (97)	-	-	-	-	-
	MATELYS	3.40	41 000.0	0.94	-	-	-	-
PEHD	TU	1.60 (7)	-	-	-	-	-	-
	Datenblatt	1.50	-	-	-	-	-	-

Tabelle 4.3.: Vergleich der akustischen Materialparameter, in Klammern Abweichung in % zu Matelys.

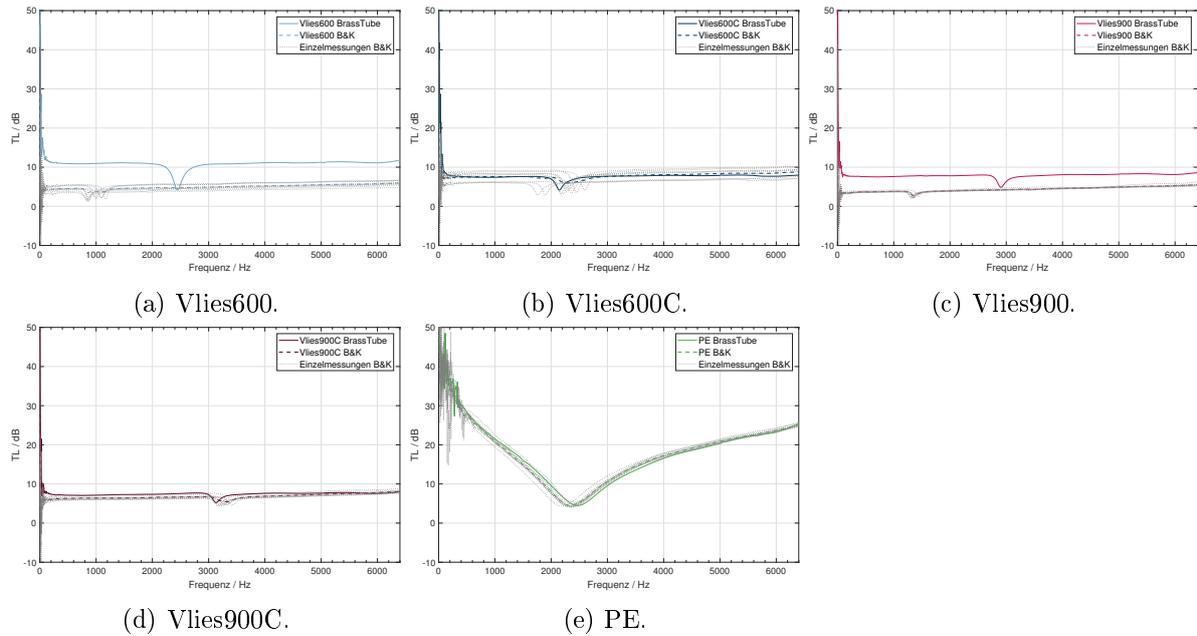


Abbildung 4.3.: Vergleich mit kommerziellem Messsystem.

## 4.2. Kanalcharakterisierung

Im ersten Schritt wird der neue Messaufbau mittels Vergleichsmessungen sowie über analytische Lösungen validiert. Anschließend werden die Durchgangsdämpfungsergebnisse, die Aufteilung der Schalleistung und Messungen unter variierten Bedingungen besprochen.

### 4.2.1. Vergleichsmessung

Zur Validierung des neuen Messsystems wurden einige der bereits vermessenen Materialproben erneut vermessen. Aufgrund der fehlenden Einspannvorrichtung wurden die Proben zwischen den beiden Rohren verspannt und folglich war ein Austreten von Schalleistung über den Umfang der Probe möglich. Es zeigte sich, dass die Durchgangsdämpfungswerte für die verprägten Vlies-Proben sowie für PE im Rahmen der Schwankungsbreite des kommerziellen Messsystems lagen. Die unverprägten Proben wiesen aufgrund ihrer größeren Porosität einen zusätzlichen Verlust über den Umfang auf und dadurch eine höhere Durchgangsdämpfung. Sie konnten nicht als Basis für die Validierung dienen. Aufgrund der guten Übereinstimmung der anderen Proben kann dennoch von einem validen Messaufbau ausgegangen werden. Die Ergebnisse der Durchgangsdämpfung sind in Abb. 4.3 abgebildet.

### 4.2.2. Analytische Validierung

Eine weitere Validierungsmethode ist die Bestimmung der akustischen Impedanz unter Verwendung des 2-Mikrofon-Aufbaus. Für den Imaginärteil der akustischen Impedanz gilt in Abhängigkeit des Rückvolumens  $h_+$  bei schallhartem Abschluss [28]:

$$\operatorname{Im}\left(\frac{Z_a}{\rho_0 c}\right) = \frac{-1}{\tan(kh_+)} = \frac{-1}{\tan\left(\frac{2\pi f}{c}h_+\right)} \quad (4.2)$$

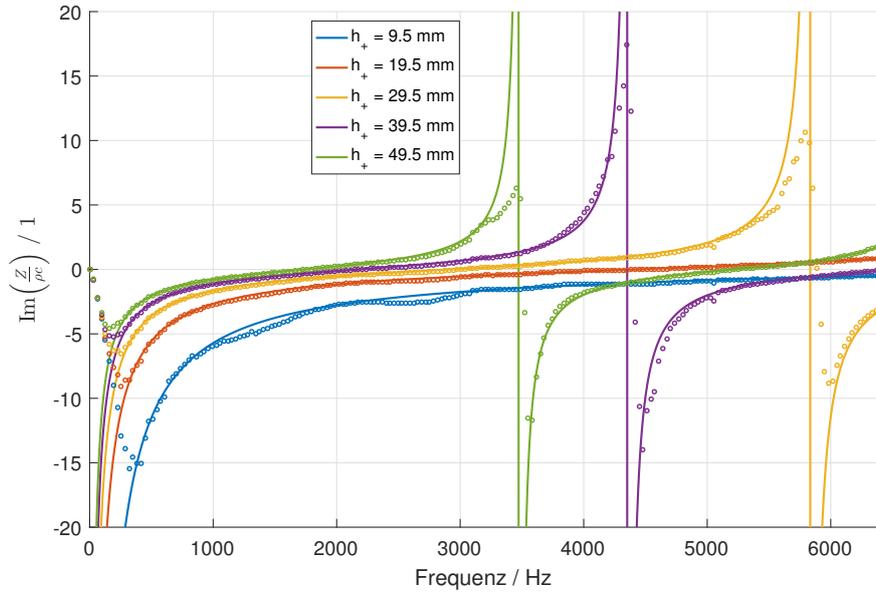


Abbildung 4.4.: Imaginärteil der akustischen Impedanz bei Variation des Rückvolumens.

In Abb. 4.4 wird die Messung bei 5 verschiedenen Rückvolumina (diskrete Punkte) mit der analytischen Lösung (durchgezogene Linie) verglichen. Die Übereinstimmung ist gut, die erste Singularität des Imaginärteils der akustischen Impedanz (Nullstelle der Tangens-Funktion bei  $f = \frac{1}{2} \frac{c}{h_+}$ ) wird getroffen. Es kann darauf geschlossen werden, dass das Messsystem auch für die 4-Mikrofon-Methode valide Ergebnisse liefert.

### 4.2.3. Bestimmung der Durchgangsdämpfung

Die Messergebnisse der Durchgangsdämpfung der Kanäle sind in Abb. 4.5 dargestellt. Es handelt sich um Mittelwerte von jeweils mindestens 5 Einzelmessungen. Die Einzelmessungen sind in Anhang A.1.3 abgebildet. Generell ist die Streuung gering, sie nimmt nur im niedrigen Frequenzbereich ( $f < 1.0 \text{ kHz}$ ) und an einigen Peaks der Durchgangsdämpfungskurve zu. Die beiden Vlies-Kanäle unterschiedlicher Flächendichte weisen ein ähnliches, stark dämpfendes Durchgangsdämpfungsverhalten auf, wobei die Durchgangsdämpfung bei VliesChan600 im mittleren Frequenzbereich etwas größer ist. Bei höheren Frequenzen nimmt die Dämpfung zu. Die deutlich höhere Durchgangsdämpfung im Vergleich zu PE und PEHD lässt sich mit der größeren Durchlässigkeit des Vlies-Werkstoffs erklären: die Vlies-Proben zeigen die geringste Durchgangsdämpfung (siehe Abschnitt 4.1.2). Nun trägt Schalleistung, die das Material durchdringt, zur Erhöhung der Durchgangsdämpfung bei. PE und PEHD weisen einen zueinander ähnlichen Verlauf auf, wobei das steifere und dichtere PEHD ein akzentuierteres Verhalten mit mehr Spitzen zeigt. Das elastischere PE dagegen zeigt einen eher glatten Verlauf. Beide Kanäle leiten den Schall vom Eingang zum Ausgang durch.

Als Benchmark für die Simulation wurde ein 3D-Druck des Finite-Elemente-Netzes des PEHD-Kanals (PEHD3D) vermessen. Der gedruckte Kanal wurde aus demselben Material wie die Trichter gefertigt und wies durch die Diskretisierung in Elemente eine kantige Wand auf. Außerdem wurden äußere mechanische Anschlusssteile entfernt. Das Messergebnis, Abb. 4.6, ähnelt dem des normalen PEHD-Kanals stark. Die Abweichungen lassen sich auf die minimal unterschiedliche

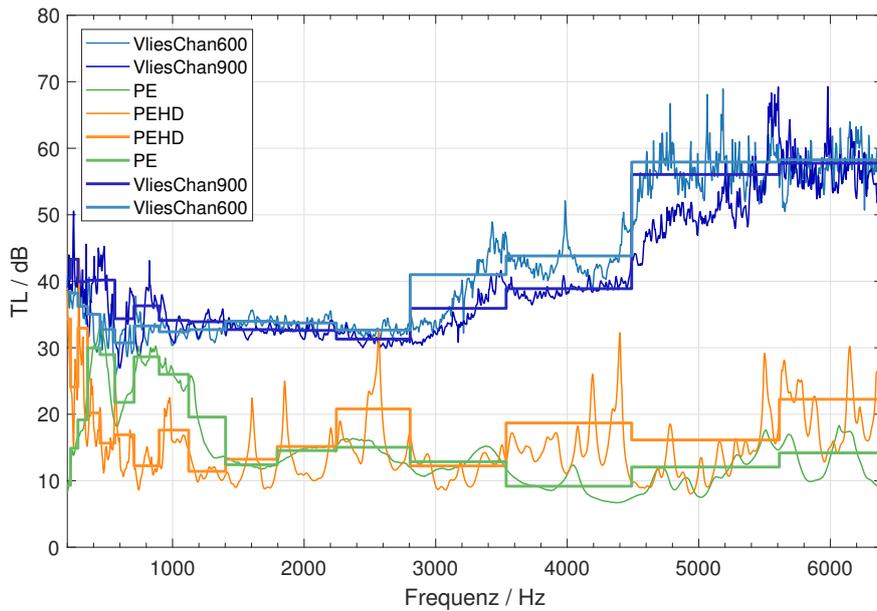


Abbildung 4.5.: Durchschnittliche Durchgangsdämpfung der untersuchten Kanäle.

Geometrie und das unterschiedliche Material zurückführen. Außerdem wurde nur ein PEHD3D-Kanal vermessen, daher konnte keine Mittelung vorgenommen werden.

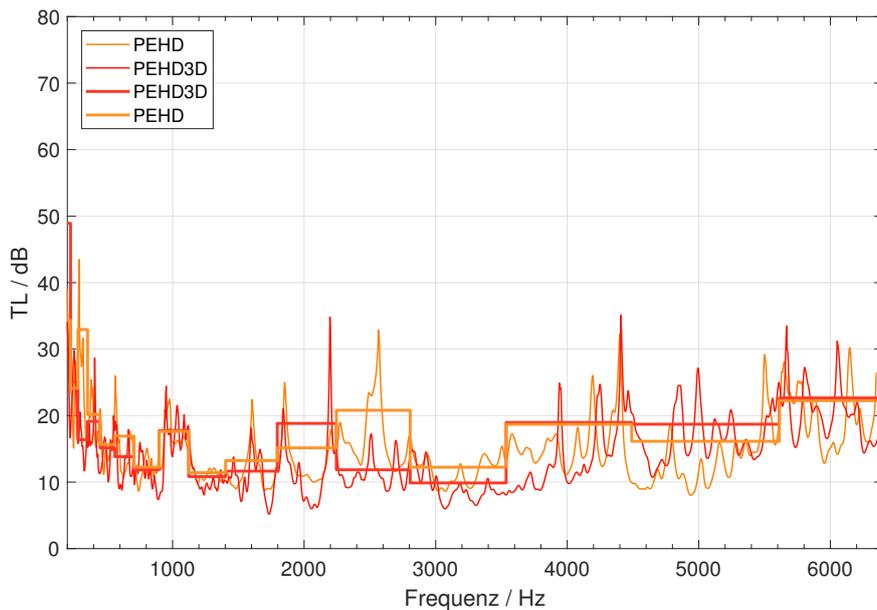


Abbildung 4.6.: Vergleich des original PEHD-Kanals mit dem 3D-Druck (PEHD3D).

#### 4.2.4. Box-Messung

Die Auswertung der Box-Messung ist in Abb. 4.7 zu sehen. Die Ergebnisse sind rauschbehafteter als die Ergebnisse des Brüel & Kjær-Messsystems, weshalb der Übersicht halber nur die Terzspektren dargestellt sind (Schmalbandspektren siehe Anhang A.1.4). Der Grund für die Rauschzunahme liegt in der Messzeit von 10s und der daher geringeren Anzahl an Mittelungen bei der FFT-Berechnung bei gegebener Frequenzauflösung ( $\Delta f = 12 \text{ Hz}$ ). Im Allgemeinen

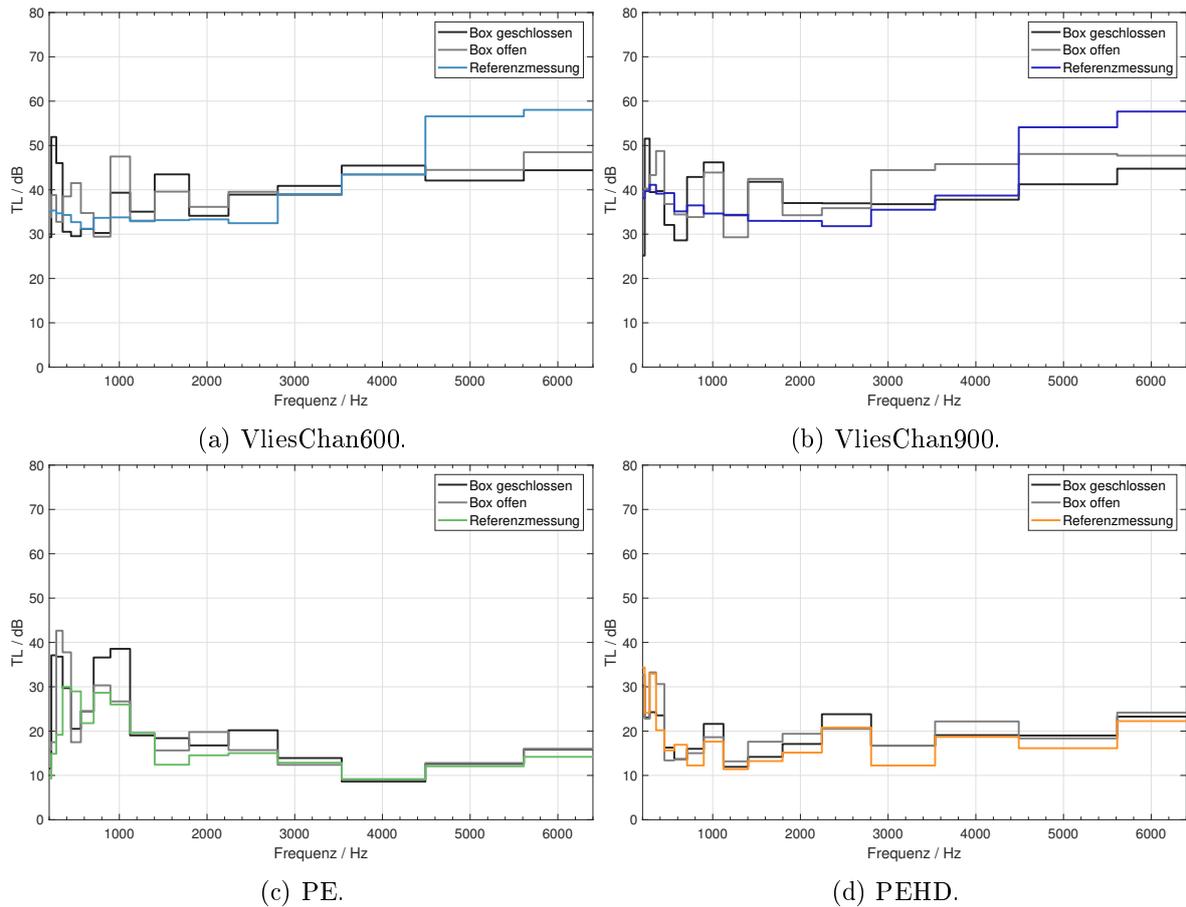


Abbildung 4.7.: Vergleich der Durchgangsdämpfung bei geöffneter und geschlossener Box.

ist kaum ein Unterschied zwischen geöffneter und geschlossener Box vorhanden. Daher wird ein Rückvolumeneffekt ausgeschlossen. Bei PE und PEHD entspricht das Verhalten mit Box dem der Referenzmessung (ohne Box). Bei den Vlies-Kanälen ist ein Einfluss der Box im höheren Frequenzbereich sichtbar, die Durchgangsdämpfung ist verringert. Als Grund dafür werden Reflexionen an den Seitenwänden der Box vermutet, sodass bereits aus dem Kanal entwichene Schalleistung zurück in das Ausgangs-Impedanzrohr gekoppelt wird.

Aus der Abschätzung der Schalleistungsaufteilung im Kanal (Abb. 4.8) wird klar, dass bei allen Kanälen der Großteil der Schalleistung nicht transmittiert wird. Durch das logarithmische Maß der Durchgangsdämpfung ist dies nicht sofort ersichtlich. Beispielsweise entspricht eine Durchgangsdämpfung von  $TL = 20$  dB einem Transmissionsfaktor von  $\tau_E = 0.01$ . 1 % der eintreffenden Schalleistung werden am Ende des Kanals abgestrahlt. In Tabelle 4.4 ist die Aufteilung der über die Frequenz gemittelten Schalleistungsanteile angegeben. Auch wenn die Messung der abgestrahlten Schalleistung und damit das Verhältnis zwischen Absorption und Abstrahlung durch die geringe Mikrofonanzahl mit Unsicherheiten behaftet ist, ist eindeutig, dass die Vlies-Kanäle kaum Transmission aufweisen, PE und PEHD den Schall aber durchaus leiten. Außerdem sind die Wände der Vlies-Kanäle schalldurchlässiger.

Kanal	Transmission	Absorption	Abstrahlung
VliesChan600	$\ll 1$	86	14
VliesChan900	$\ll 1$	87	13
PE	20	71	9
PEHD	7	88	5

Tabelle 4.4.: Schalleistungsaufteilung in Prozent.

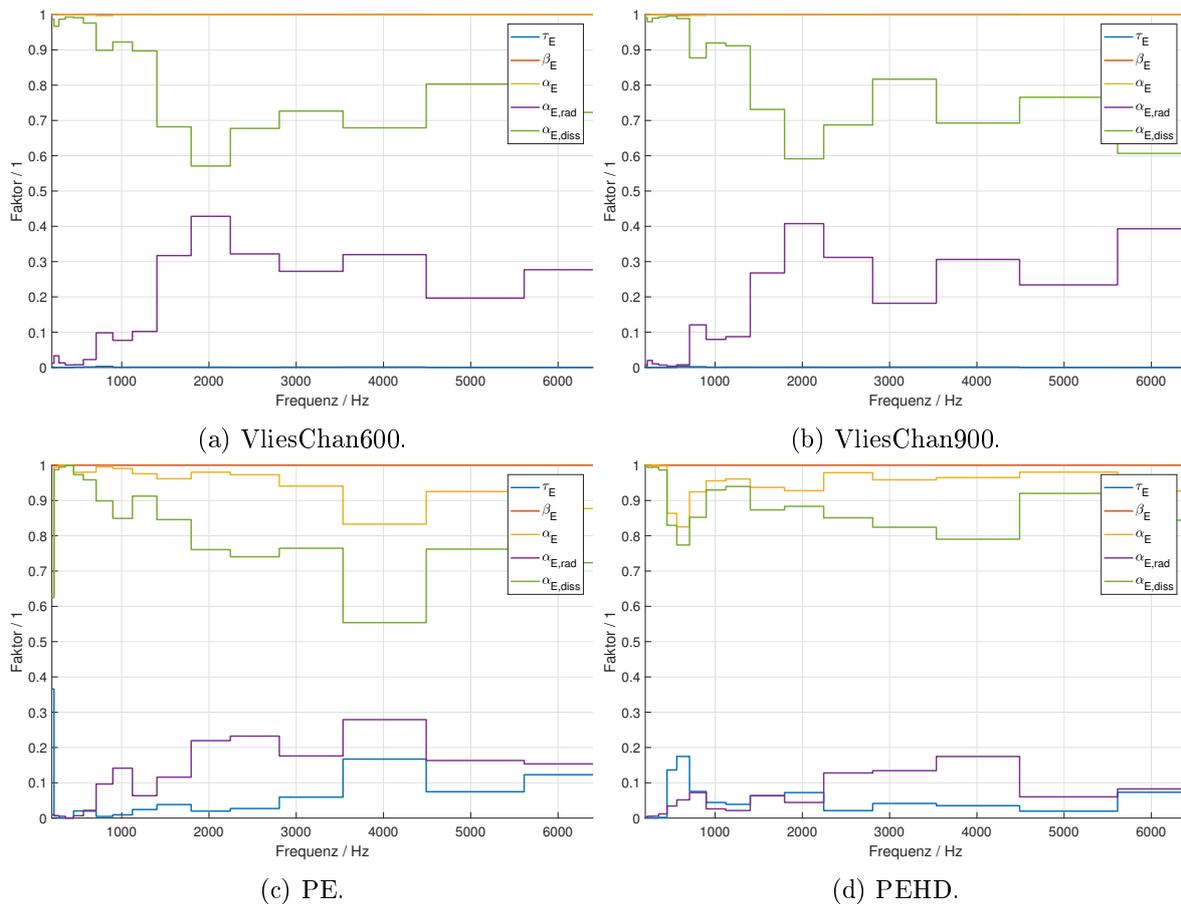


Abbildung 4.8.: Aufteilung der Schalleistung beim Durchgang durch die Kanäle.

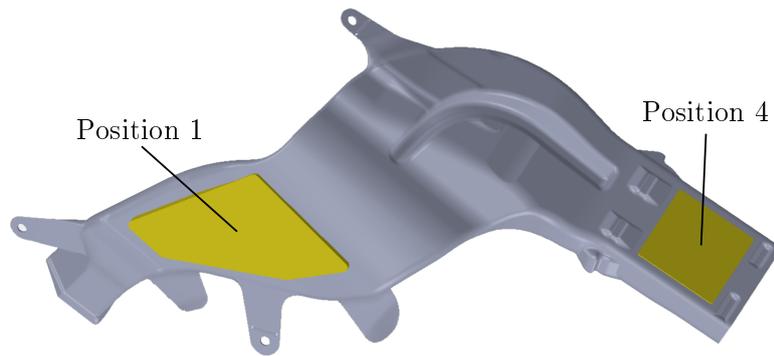


Abbildung 4.9.: Fensterpositionen am PEHD-Kanal.

#### 4.2.5. Fenster-Messung

Eine Technik, um die Durchgangsdämpfung der Luftkanäle im Fahrzeug zu beeinflussen, ist, Teile der Kanalwand auszuschneiden und durch poröses Material zu ersetzen. Dies wurde anhand des PEHD-Kanals untersucht. Dafür wurden zwei Positionen für Öffnungen, sog. Fenster definiert, siehe Abb. 4.9.

In einem ersten Schritt wurde bei geöffnetem Fenster gemessen. Somit entstand ein zusätzlicher Weg für Schallabstrahlung. Wie zu erwarten, stieg die Durchgangsdämpfung an. Der Effekt war deutlicher beim Fenster an Position 1, Abb. 4.10a, da das Fenster größer war und zusätzlich nahe einer Strömungsumlenkung durch den Kanal lag. Das Fenster an Position 4, wo der Schall eher vorbeistrich, zeigte weniger Wirkung. Wurden die Fenster durch Ankleben des ausgeschnittenen Teils wieder geschlossen, so zeigte sich die ursprüngliche Charakteristik. Die in Abb. 4.10 dargestellten Terzspektren weichen teilweise durch einzelne, für eine breitbandige Analyse nicht relevante Resonanzpeaks stark voneinander ab.

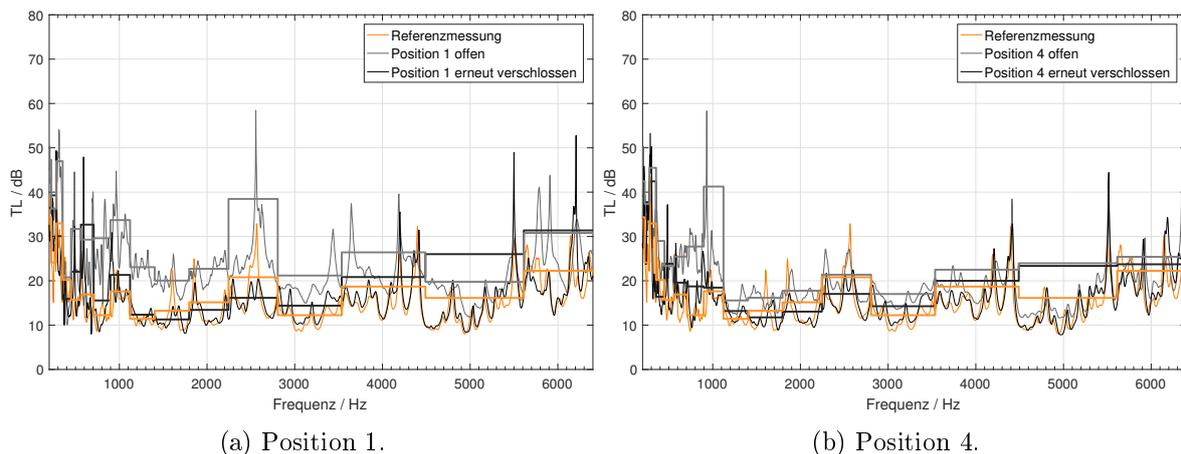


Abbildung 4.10.: Freie Schallabstrahlung durch die offenen Fenster.

Im zweiten Schritt wurde poröses Material als Ersatz für die Wand an Position 4 eingebracht. Dies führte zu einer Erhöhung der Durchgangsdämpfung, in ähnlichem Maß wie die offenen Fenster. Allerdings zeigte das poröse Material seine Wirkung vornehmlich im hohen Frequenzbereich, wo bedingt durch die kleine Wellenlänge eine höhere Schallschnelle im porösen Material auftrat.

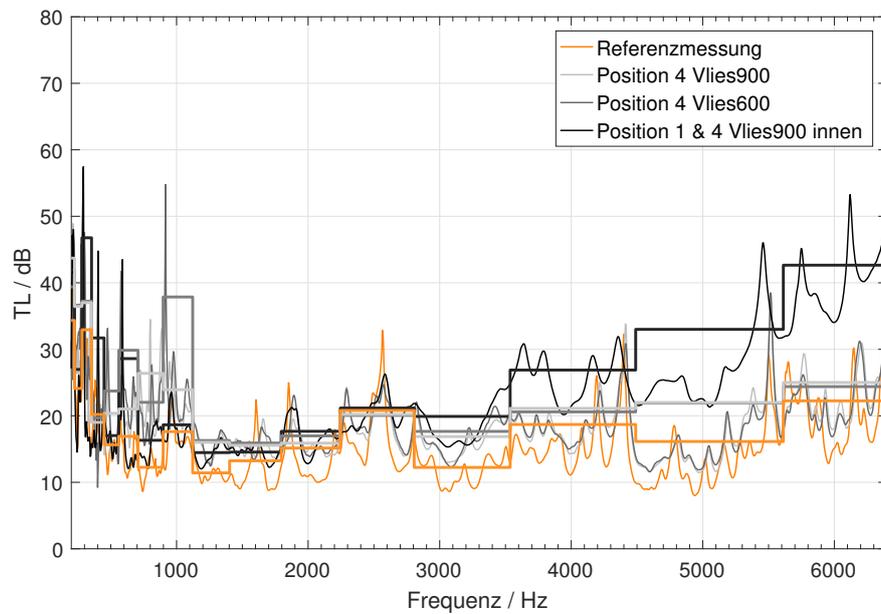


Abbildung 4.11.: Einbringung von porösem Material.

Damit wurde mehr Energie dissipiert. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden verwendeten porösen Materialien, Vlies600 und Vlies900, fiel nicht auf.

Außerdem wurde das Innere des Kanals an den Fensterpositionen mit einer Schicht porösem Material (Vlies900) versehen und das Fenster anschließend geschlossen. Auch hier erhöht sich die Durchgangsdämpfung im hohen Frequenzbereich. Der Effekt war deutlich stärker als beim Öffnen der Fenster.

## 5. Simulation

Mit dem Ziel, die akustischen Eigenschaften der Luftkanäle vorhersagen zu können, wurden Finite-Elemente- (FE-)Simulationen durchgeführt. Im ersten Schritt wurden die Messungen zur Charakterisierung der Materialien (Abschnitt 3.2) nachsimuliert und damit die Eignung von Materialmodell und Simulationssetup überprüft. Im zweiten Schritt wurden die Durchgangsdämpfungsmessungen der Kanäle simuliert und mit den Messdaten verglichen.

Alle Simulationen wurden mit der hauseigenen Finite-Elemente-Software, CFS++ [34], durchgeführt. Um die Größen direkt im Frequenzbereich zu erhalten, wurden harmonische Analysen angewandt. Die zu lösenden Differentialgleichungen waren die Helmholtz-Gleichung mit variabler Dichte, (2.17), bzw. die Mechanik-Differentialgleichung. Für eine Lösung müssen die Geometrie und die das Problem bestimmenden Randbedingungen und Materialeigenschaften bekannt sein.

### 5.1. Diskretisierung

Für die numerische Berechnung mittels FE-Methode wird das gesamte physikalische Gebiet in diskrete Elemente unterteilt. Die Größe der Elemente ist kritisch für die Genauigkeit der Rechnung. Für akustische Berechnungen wird eine Empfehlung für die Diskretisierung (Länge eines Elements) in Abhängigkeit von der Ordnung  $q^*$  der FE Ansatzfunktionen und der Wellenzahl über die Relation

$$q^* + \frac{1}{2} > \frac{kh^*}{2} + (kh^*)^{\frac{1}{3}} \quad (5.1)$$

angegeben [5]. Ausschlaggebend ist die maximal auftretende Wellenzahl und ein Trade-off zwischen Diskretisierung und Ordnung der Ansatzfunktionen ist vorhanden. Ansatzfunktionen höherer Ordnung erlauben gröbere Diskretisierungen. In Tabelle 5.1 wurde die minimal notwendige Diskretisierung (maximale Elementlänge) für Luft und für die als äquivalentes Fluid modellierten porösen Materialien für die von Matelys erhaltenen Materialparameter ausgewertet. Die maximale Wellenzahl trat für alle Materialien bei der höchsten Frequenz (6.4 kHz) auf. Für die porösen Materialien wurde der Betrag der effektiven, komplexwertigen Wellenzahl verwendet. Durch die effektiv niedrigere Schallgeschwindigkeit (und damit größere Wellenzahl) war für alle porösen Materialien, insbesondere aber für PE, eine feinere Diskretisierung als in Luft notwendig.

### 5.2. Simulation der Materialprobenvermessung

Als vergleichsweise einfacher Testfall für Simulation und Materialmodellierung diente der Standard-Impedanzrohrbau.



Wänden. Wie in der Messung wurde an den Mikrofonpositionen der Schalldruck ausgewertet. Die Durchgangsdämpfung wurde sowohl mit der Transfermatrixmethode (zwei Simulationen mit unterschiedlichen Abschlussbedingungen: PML bzw. schallhart) als auch mit der 3-Pol Methode (nur eine Simulation mit PML Abschlussbedingung) ausgewertet. Dabei zeigte sich kein Unterschied.

### 5.2.2. Simulationsergebnisse

Alle Simulationsergebnisse für Absorptionsgrad und Durchgangsdämpfung sind in Anhang A.3.1 bzw. Anhang A.3.2 abgebildet. Da in der Simulation die Geometrie der Proben exakt bekannt war, wurden die Absorptionsgrade aus der im 4-Mikrofon-Aufbau erhaltenen Transfermatrix berechnet. Es zeigte sich, dass diese exakt mit jenen aus dem 2-Mikrofon-Aufbau übereinstimmen.

**Poröse Materialien** Die Simulationen der porösen Materialien wurden für alle drei Materialdatensets (Matelys, TU/ $\alpha$ , TU/TL) durchgeführt. Bei allen Simulationen ist zu erkennen, dass FE-Lösung und analytische Lösung (analytische Transfermatrix (2.48)) übereinstimmen. Daraus kann gefolgert werden, dass die numerische Implementierung bezüglich Genauigkeit und Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Materialmodells korrekt ist. Für Parameterstudien zum äquivalenten Fluid-Modell kann die schnellere analytische Berechnung verwendet werden. Grund für die Übereinstimmung ist vor allem die einfache Geometrie des Impedanzrohres.

Wie zu erwarten, trifft die Simulation unter Verwendung der jeweiligen gefitteten Materialparameter die zugehörige Messung gut. Die Übertragung von Absorptionsgrad-gefitteten Materialparametern auf die Durchgangsdämpfungsbestimmung und umgekehrt zeigt allerdings Abweichungen. Vor allem die Durchgangsdämpfung-gefitteten Materialparameter der verprägten Proben können nicht auf die Absorptionsgradbestimmung übertragen werden. Dies wird auf die unphysikalische Natur der gefitteten Materialparameter zurückgeführt. Bei Betrachtung beider Größen, Absorptionsgrad und Durchgangsdämpfung, liefern die von Matelys bestimmten Materialparameter die besten Ergebnisse. PE ist hier die Ausnahme, da das äquivalente Fluid-Modell die Eigenschaften nicht reproduzieren kann.

**Festkörper** Die Simulation der Durchgangsdämpfung von PEHD zeigt den in der Messung auftretenden Einbruch bei der Koinzidenzfrequenz. Ebenso stimmt der grundsätzliche Verlauf der Kurven überein. Bei der Simulation wurde eine mechanische Rayleigh-Dämpfung mit  $\tan(\delta) = 0.08$  aufgebracht, um den Einbruch der Koinzidenzfrequenz auf das Level der Messung zu dämpfen. Der restliche Verlauf wird davon nicht wesentlich beeinflusst. Die etwas zu hoch eingeschätzte Durchgangsdämpfung kann durch Erniedrigen der Dichte in der Simulation angepasst werden. Dies ist gerechtfertigt, da das Materialdatenblatt Bereiche der mechanischen Größen angibt und bei der Simulation der Einfachheit halber die Mittelwerte herangezogen wurden. Die analytische Lösung kann die endliche Größe der PEHD-Platte nicht reproduzieren und nähert sich erst im hohen Frequenzbereich der Messung an.

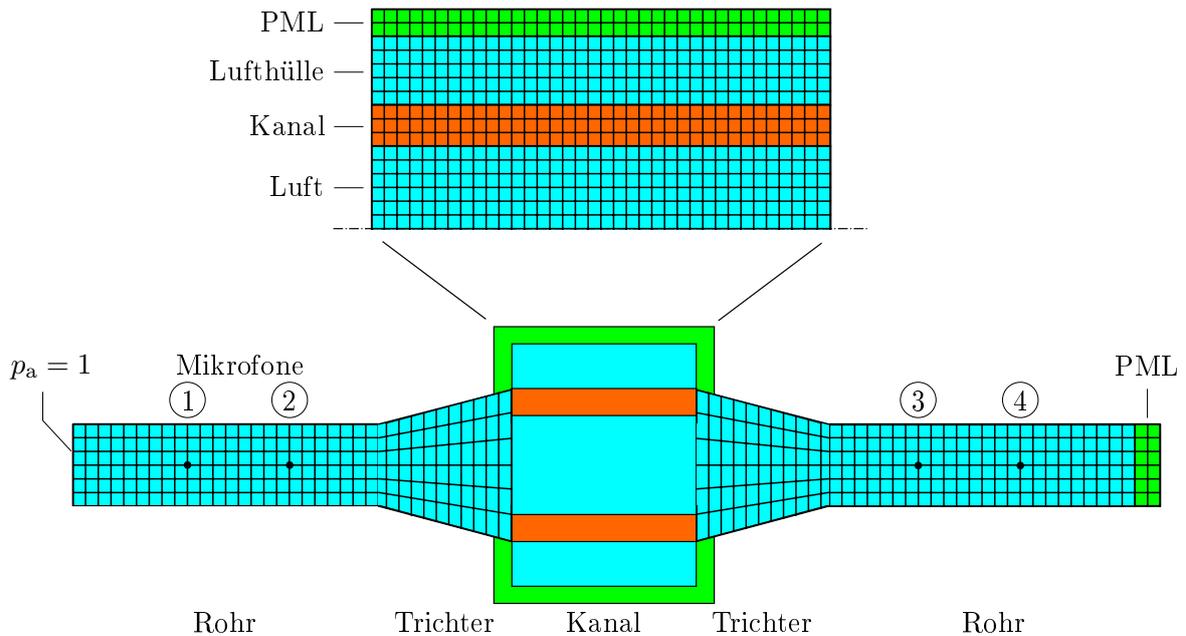


Abbildung 5.2.: Skizze des Rechengitters für den BrassTube-Messaufbau.

## 5.3. Simulation der Kanäle

Aufgrund der komplexen Geometrie und dem damit verbundenen Aufwand zur Rechengittererstellung und der Größe des algebraischen Gleichungssystems ist die Simulation der kompletten Kanäle deutlich zeitaufwendiger.

### 5.3.1. Setup

Für die Simulation wurde der neue BrassTube-Messaufbau als FE-Rechengitter mit der Software Ansys ICEM CFD nachgebildet. Als Basis für die Geometrie dienten die CAD-Daten der einzelnen Kanäle und Trichter. Die Vlies- und PEHD-Kanäle sind in der Herstellung sehr formstabil und weisen kaum Schwund auf. Daher wird CAD-Geometrie als genaue Repräsentation der realen Kanäle angesehen. Der PE-Kanal wiederum weist fertigungsbedingt Geometrieabweichungen auf. Um die Genauigkeit der PE-CAD-Geometrie in Bezug auf die realen Kanäle zu bewerten wurden 3D-Scans von drei PE-Kanälen mit der CAD-Geometrie verglichen. Ein Maß für die Abweichung zwischen zwei *standard tessalation language* (.stl) Dateien ist die Hausdorff Distanz [35]. Zu jedem einzelnen Kontaktpunkt eines Netzes wird der Abstand zum nächsten Knoten des anderen Netzes berechnet. Für PE-CAD-Geometrie und 3D-Scans lag dieser im Mittel bei ca. 1 mm. Mit dieser geringen Abweichung wurde die Verwendung der CAD-Geometrie gerechtfertigt.

Zusätzlich zu Kanälen und Trichtern wurde das Luftvolumen der Rohre als Zylindergeometrie ins Rechengitter angefügt. Um die Anzahl der Elemente gering zu halten, wurde die Geometrie sofern handhabbar, strukturiert mit Hexaederelementen vernetzt. Bei dem komplexeren PEHD-Kanal wurde auf ein unstrukturiertes Tetraeder-Gitter zurückgegriffen. Außerdem wurde bei PEHD die Kanalwand nicht aus den CAD-Daten übernommen, sondern ausgehend vom Luftvolumen im Kanal extrudiert. Um bei den Kanälen aus porösem Material Abstrahlung zuzulassen,

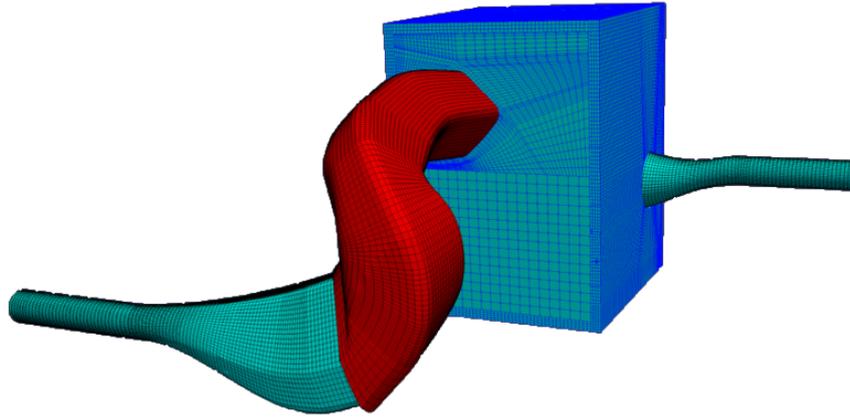


Abbildung 5.3.: Rechengitter für die Vlies-Simulationen (Lufthülle geschnitten).

Simulation	maximale Elementlänge mm	Elementanzahl -	CPU-Zeit pro Frequenzschritt min
Vlies	4	1569900	73.7
PE (äquivalentes Fluid)	4	949706	21.0
PE (Mechanik-Akustik)	4	949706	86.3
PE (nur Luft)	4	306409	2.6
PEHD (Mechanik-Akustik)	5	570405	11.5
PEHD (nur Luft)	4	733154	N/A

Tabelle 5.2.: Größe und Dauer der Simulationen.

wurden diese mit einer Lufthülle ummantelt. Die Lufthülle wurde wiederum von einer PML begrenzt. Schematisch dargestellt ist der Aufbau in Abb. 5.2 und das verwendete Vlies-Rechengitter mit Schnitt durch die Lufthülle ist in Abb. 5.3 abgebildet. Bei PEHD war die Lufthülle nicht notwendig, da der Effekt der Rückkopplung von umgebender Luft auf den als Mechanikregion behandelten Kanal gering ist.

In allen Kanalsimulationen wurden durchgehend lineare Elemente verwendet. Der Übersicht halber wurde das Gitter in zwei einzelnen Dateien erstellt, eine für Kanal, eingeschlossene Luft und Umhüllung und eine für die Luft in den Rohren und den Trichtern. An den Interfaces zwischen Trichtern und Kanal wurden beide Netze als nichtkonforme Gitter zusammengesetzt. Tabelle 5.2 gibt eine Übersicht über Elementanzahl und Rechenaufwand der einzelnen Simulationen. Aufgrund der großen Abmessungen einerseits und der benötigten Lufthülle andererseits wurde für Vlies die größte Elementanzahl benötigt. Durchgeführt wurden alle Simulationen auf den Linux-Workstations des Instituts. Durch Parallelisierung der Berechnungen auf mehrere Prozessorkerne konnte die reale Zeit zur Lösungsfindung reduziert werden.

Aufgrund der Erfahrung mit der Materialprobensimulation und dem nur halb so großen Zeitaufwand wurde die Durchgangsdämpfung mittels 3-Pol-Methode ausgewertet. Allerdings hat eine Kontrollsimulation gezeigt, dass bei den Kanälen mit geringen Abweichungen zwischen 3-Pol-Methode und Transfermatrix-Methode im niedrigen Frequenzbereich zu rechnen ist. Sofern nicht anders angegeben wurden für die Kanal-Simulationen durchgehend die robusteren Matelys-Materialparameter verwendet.

### 5.3.2. Simulationsergebnisse

Um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen, werden lediglich Terzspektren der Simulationen gezeigt. Zusätzlich wird der absolute Fehler der Simulation in Bezug auf die jeweilige Messung dargestellt. Grafiken der Schmalbandspektren können in Anhang A.3.3 gefunden werden.

**Vlies** Wie auch bei den Simulationen der Materialproben ersichtlich, zeigt das äquivalente Fluid-Modell bei den Vlies-Kanälen Erfolg. Es wurden der Einfluss der Wandstärke und die Ergebnisse unter Verwendung der Materialparameter von Vlies600C, Vlies900C und VliesChan600 untersucht. Es zeigt sich, dass eine geringere Wandstärke zu höheren Durchgangsdämpfungswerten führt, d. h. mehr Schall wird durch die Kanalwand abgestrahlt. Im niedrigen Frequenzbereich ist dieser Effekt stärker ausgeprägt als im hohen Frequenzbereich, wo die Dämpfung durch das Material zunimmt. Die besten Ergebnisse wurden mit den Materialdaten der direkt aus dem Kanal entnommenen Proben, VliesChan600, erzielt (Abb. 5.4). Bei einer Wandstärke von 36 mm, die zwischen der von Matelys und der von der TU ermittelten liegt, liegen die Abweichungen zur Messung im Bereich von 5 dB. Sie werden auf eine inhomogene Kanaldicke, die in der Simulation nicht nachgebildet wurde, zurückgeführt.

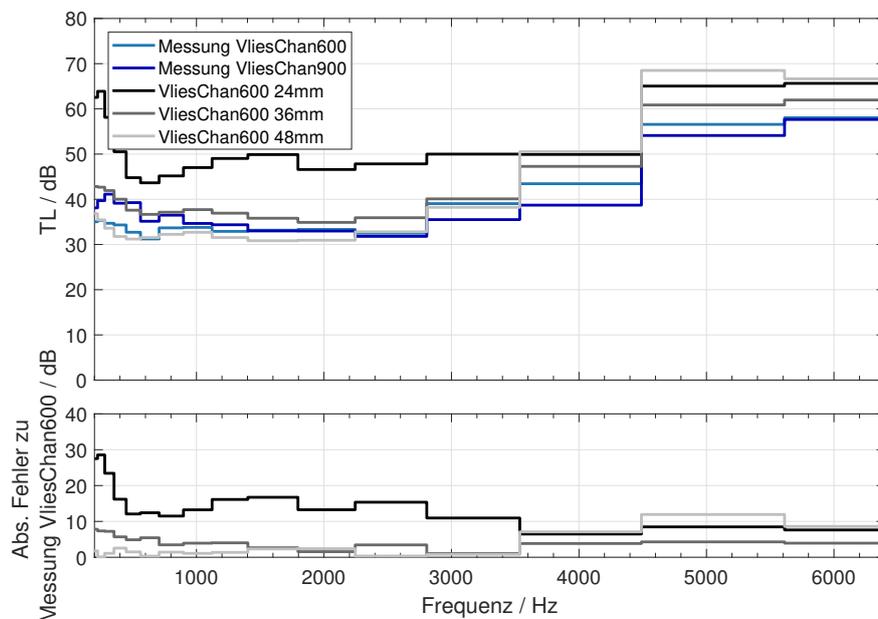


Abbildung 5.4.: Simulation mit Material VliesChan600.

Auch bei Verwendung der Materialdaten des verprägten Rohmaterials, Abb. 5.5, wird der prinzipielle Verlauf der Durchgangsdämpfung getroffen. Allerdings sind die Abweichungen zur Messung größer als beim Kanalmaterial. In der Vlies600C-Simulation, Abb. 5.5a, wird die beste Annäherung der Messung bei einer verringerten Dicke von 24 mm erreicht. In der Vlies900C-Simulation, Abb. 5.5b, wird vermutet, dass eine größere Dicke bessere Ergebnisse liefert.

**PE** Da sich bereits die Materialprobensimulation für PE aufgrund des unpassenden Materialmodells als schwierig herausgestellt hat, ist zu vermuten, dass auch die Kanalsimulation von den Messergebnissen abweicht. Wie Abb. 5.6a zeigt, ist dies tatsächlich der Fall. Beide Materialpa-

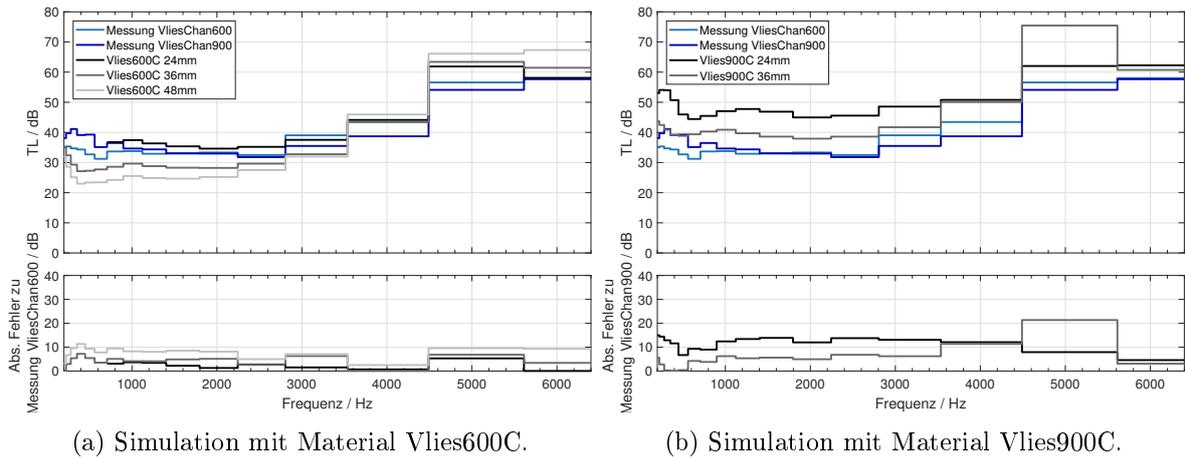


Abbildung 5.5.: Simulationsergebnisse bei Verwendung der verprägten Rohmaterialdaten.

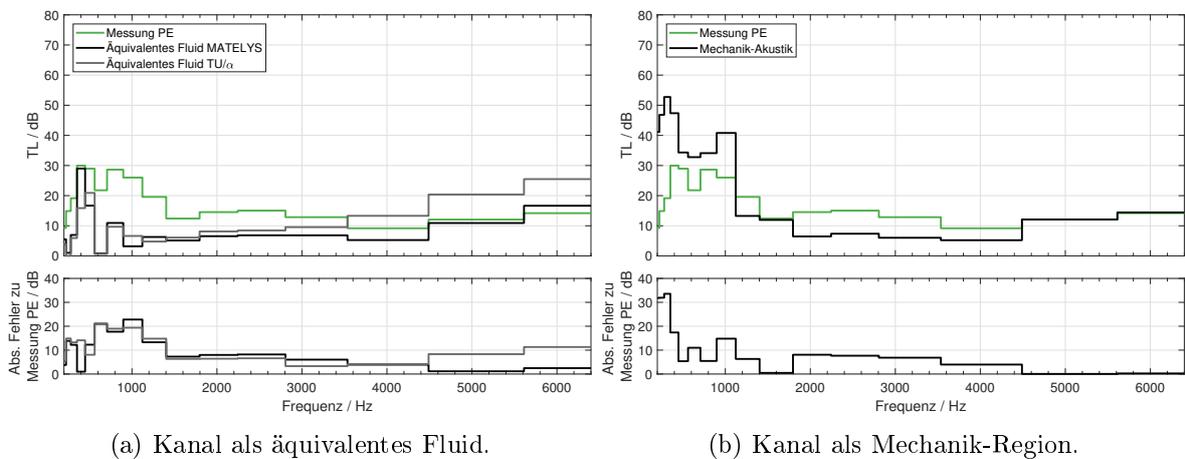
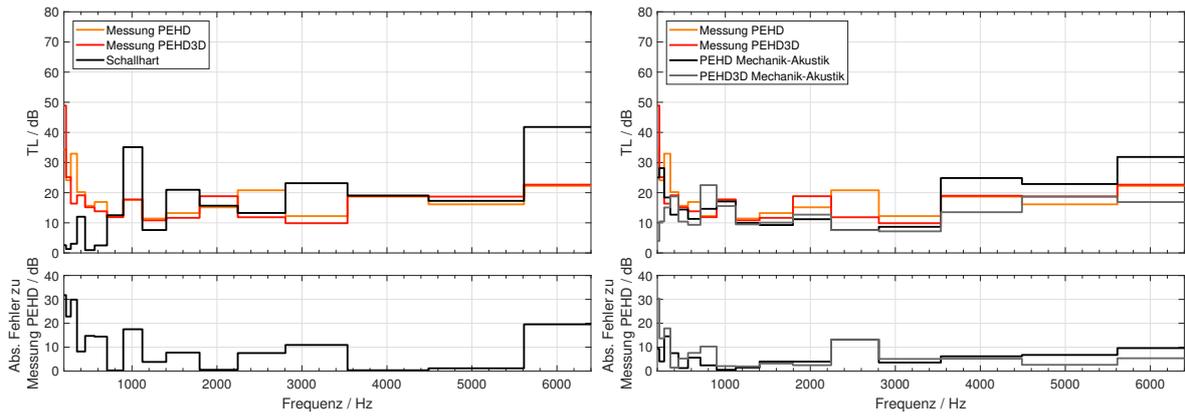


Abbildung 5.6.: Simulationsergebnisse des PE Kanals.

parametersets, Matelys und  $TU/\alpha$ , repräsentieren nicht die Realität. Zusätzlich muss angemerkt werden, dass die Diskretisierung des PE als äquivalente Fluid Region zu grob ist. Aufgrund der vom DBM-Modell erhaltenen hohen Wellenzahl ist für eine maximale Frequenz von 6.4kHz eine Elementlänge von höchstens 160  $\mu\text{m}$  akzeptabel. Dies führt allerdings zu enormem Rechenaufwand und wurde nicht durchgeführt, da sich das Materialmodell für PE bereits als nicht zweckmäßig herausgestellt hat.

Aufgrund der luftdurchlässigen Beschichtung von PE wurde eine Simulation durchgeführt, in der das Material als Mechanikregion modelliert wurde. Damit wird ein Plattenverhalten angenommen. Abbildung 5.6b zeigt das Resultat. Im Terzspektrum zeigt sich ein besseres Ergebnis. Das Schmalbandspektrum gibt aber auch hier größere Abweichungen zu erkennen.

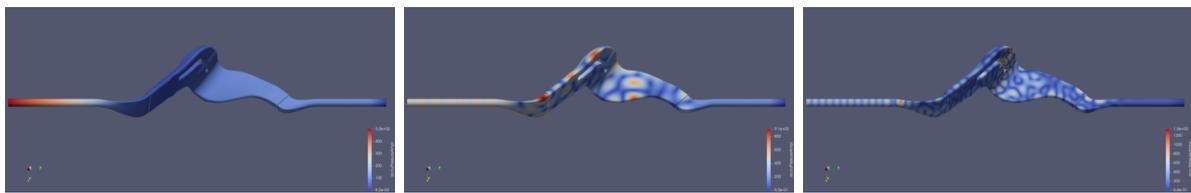
**PEHD** Im ersten Schritt wurde einzig das Luftvolumen des PEHD Kanals simuliert. Alle Wände wurden als schallhart und starr betrachtet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.7a zu sehen. Die Durchgangsdämpfung weist im Schmalbandspektrum sehr viele, ausgeprägte Spitzen auf und ist ansonsten gering. Dies entspricht nicht dem gemessenen Verhalten. Im zweiten Schritt wurde der Kanal als Mechanikregion an die Akustik des Luftkanals gekoppelt. Energie konnte nun vom Schallfeld auf Schwingungen der Struktur übergehen. Somit wurde der Erfahrung aus der Mes-



(a) Kanal mit starren und schallharten Wänden.

(b) Kanal als Mechanik-Region.

Abbildung 5.7.: Simulationsergebnisse des PEHD-Kanals.



(a) 100 Hz.

(b) 3.3 kHz.

(c) 6.4 kHz.

Abbildung 5.8.: Schalldruckverteilung über die Oberfläche des PEHD-Kanals.

sung, dass die Kanalwand stark vibriert, Rechnung getragen. Folglich entspricht die simulierte Durchgangsdämpfung, Abb. 5.7b, deutlich besser der gemessenen. Die größeren Abweichungen ab 2.0 kHz werden auf eine zu grobe Diskretisierung zurückgeführt. Außerdem ist erkennbar, dass die Simulation mit der Messung des 3D-gedruckten Kanals besser übereinstimmt als mit der Messung des Originalkanals. Bei Verwendung der Materialdaten des 3D-Druck-Materials zeigen sich Verbesserungen auch im hohen Frequenzbereich.

In Abb. 5.8 ist die Verteilung des Schalldrucks im PEHD-Kanal qualitativ zu drei verschiedenen Frequenzschritten dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass mit zunehmender Frequenz höhere Moden im Kanal auftreten, diese im Rohr jedoch wieder in eine ebene Welle übergehen. Außerdem ist die Dämpfungswirkung der PML am Ende des rechten Rohres ersichtlich. Der mechanischen Oberflächengeschwindigkeit (Abb. 5.9) nach zu urteilen, schwingen die großen Flächen des Kanals bei niedriger Frequenz in einer Art erster Plattenmode. Demnach sollte die akustische Abstrahlung groß sein. Mit zunehmender Frequenz zeigen sich auch in der Oberflächengeschwindigkeit höhere Moden.



(a) 100 Hz.

(b) 3.3 kHz.

(c) 6.4 kHz.

Abbildung 5.9.: Oberflächengeschwindigkeit des PEHD-Kanals.

## 6. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Durchgangsdämpfung automotiver Luftkanäle gemessen und mittels Finite-Elemente-Methoden simuliert. Es wurden drei Kanaltypen, die sich jeweils in Form und Material unterscheiden, untersucht. Die Materialien waren poröses, luftdicht beschichtetes Polyethylen (PE), fasriges Vlies und nicht poröses Polyethylen hoher Dichte (PEHD).

Für die Messung wurde ein neuartiger Messaufbau, basierend auf der 4-Mikrofon-Impedanzrohrmethode, entwickelt und validiert. Der Messaufbau ermöglicht die Untersuchung der Durchgangsdämpfung von Luftkanälen zwischen Kanalein- und -auslass. Als Verbindungsstücke finden dabei 3D-gedruckte Trichter Verwendung. Zusätzlich zur Durchgangsdämpfungsbestimmung wurde über Messungen im schalltoten Raum der Anteil der Schalleistung, der die Kanäle durch Abstrahlung durch die Kanalwand hindurch verlässt, abgeschätzt.

Die Messergebnisse der Kanäle zeigen eine gute Reproduzierbarkeit. Vlies zeigt die größten Durchgangsdämpfungswerte und die größte Abstrahlung von Schalleistung und erst im hohen Frequenzbereich kommt Dissipation durch das Material zum Tragen. PE und PEHD leiten, bedingt durch ihre Luftundurchlässigkeit, den Schall. Schallabstrahlung findet hier nur durch Strukturschwingung statt. Generell ist die Dissipation von Schalleistung in Wärme gering, dafür sind die Wände aus porösen Materialien zu dünn. Deutlich mehr Schall wird durch die Kanalwände hindurch abgestrahlt. Aus Messungen des PEHD-Kanals mit ausgeschnittenen Fenstern hat sich ergeben, dass die Durchgangsdämpfung je nach Größe und Position des Fensters relativ breitbandig beeinflusst werden kann. Durch Einbringen von porösem Material an der Kanalinnenseite wird die Durchgangsdämpfung im hohen Frequenzbereich erhöht.

Hinführend zur Simulation wurde im ersten Schritt Modellbildung der Materialien durchgeführt. Es wurde die Durchgangsdämpfung von Materialproben mit Hilfe der Standard-4-Mikrofon-Impedanzrohrmethode gemessen. Es hat sich gezeigt, dass die Messergebnisse aufgrund von Krümmung und variierender Dicke der Probe sowie der Einspannungsbedingung im Impedanzrohr Streuungen aufweisen. Daher wurde über mehrere Messungen gemittelt.

Ausgehend von den Messergebnissen wurden Materialmodelle zur Beschreibung des akustischen Verhaltens ausgewählt und die materialspezifischen Parameter bestimmt. Vlies wurde als äquivalentes Fluid nach dem Johnson-Champoux-Allard-Lafarge-Modell betrachtet und PEHD als Festkörper unter Beachtung der Mechanik-Akustik-Kopplung. Die Charakteristik von PE konnte mit keinem der betrachteten Modelle zufriedenstellend nachgebildet werden. Die Materialparameter wurden (teilweise) messtechnisch vom Messlabor Matelys bestimmt bzw. an der TU Wien invers über analytische Lösungen an die Messungen gefittet. Es hat sich gezeigt, dass die messtechnisch bestimmten Parameter am zuverlässigsten sind. Mit den gefitteten Parametern lassen sich die jeweiligen Messung sehr gut reproduzieren, allerdings sind sie nur bedingt auf andere Probleme übertragbar und weisen teilweise unphysikalische Werte auf.

Im zweiten Schritt wurde die Kanalakustik mittels Finite-Elemente-Methoden simuliert. Die Simulation der Vlies-Kanäle stimmt gut mit der Messung überein. Eine Erhöhung der Wandstärke führt zu geringeren Durchgangsdämpfungswerten im niedrigen Frequenzbereich, da die Schallwelle besser durch den Kanal geleitet wird. Im hohen Frequenzbereich wird die Durchgangsdämpfung erhöht, da hier tatsächlich Dissipation im porösen Material stattfindet. Die über direkt aus dem Kanal entnommene Proben bestimmten Materialparameter weisen das beste Ergebnis, v. a. auch bei der realen Wandstärke, auf. Bei Verwendung der Materialparameter des verprägten Rohmaterials können gute Ergebnisse erzielt werden, allerdings bei einer künstlich veränderten Wandstärke. Außerdem zeigt sich ein in der Messung nicht vorhandener Peak. Bei PE hatte auch die Kanalsimulation aufgrund der ungeeigneten Materialmodelle keinen Erfolg. Im Terzspektrum zeigt eine Mechanik-Akustik-Simulation die beste Annäherung an die Messung, im Schmalbandspektrum jedoch ist das abweichende Verhalten der Kurven zu erkennen. Der PEHD-Kanal lässt sich in einer räumlich fein genug aufgelösten Simulation durch Kopplung von Akustik und Strukturmechanik simulieren. Dies wurde für ein relativ grobes FE-Netz im niedrigen Frequenzbereich gezeigt, wobei dem PEHD-Material eine Rayleigh-Dämpfung eingebracht wurde. Allein das Luftvolumen mit schallharten, starren Wänden zu simulieren genügt nicht. Es fehlt der Übertragungsweg von Schallenergie auf die Strukturschwingung.

Eine Idee um weitere, vertiefende Erkenntnisse zur Charakterisierung von Luftkanälen zu gewinnen ist, einen generischen Kanal mit vergleichsweise einfacher Geometrie zu entwickeln. Vorstellbar sind Öffnungen (Fenster) für austauschbare Materialien und definierte Querschnittsprünge (Impedanzsprünge). Mittels Intensitätssonde kann die durch die Fenster entwichene Schallleistung bestimmt werden. Außerdem können an ausgewählten Positionen im Inneren des Kanals absorbierende Materialien angebracht werden und deren Effekt untersucht werden. Für die messtechnische Erfassung der akustischen Kennwerte kann der im Rahmen dieses Projektes konzipierte Messaufbau verwendet werden. Durch die einfache Geometrie ist der Aufwand zur Erstellung einer FE-Simulation verringert und bei kleinen geometrischen Abmessungen auch der Rechenaufwand. Dadurch können simulative Konzepte schnell und unter großer Übereinstimmung mit der Realität untersucht und mit den Messungen verglichen werden.

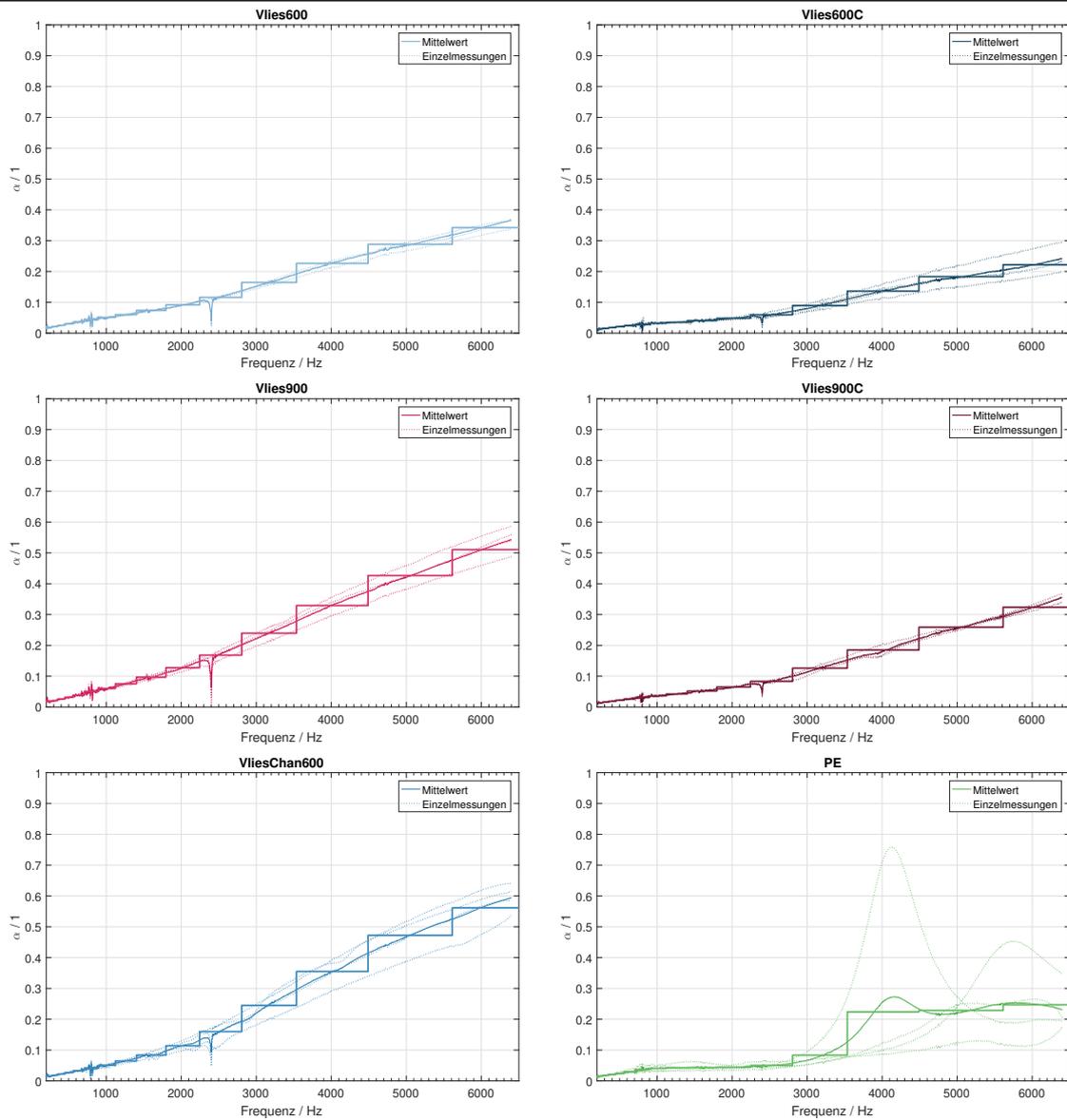
Weitere Ideen für die Modellierung von PE sind: Anwendung der Biot-Theorie, um aus der Schwingung des Rahmens resultierende Effekte zu berücksichtigen und Auflösung der einzelnen Schichten des Materials (luftdichte Schicht - poröses Material - luftdichte Schicht), um deren unterschiedlichen Eigenschaften gerecht zu werden.

# A. Anhang

## A.1. Messdaten

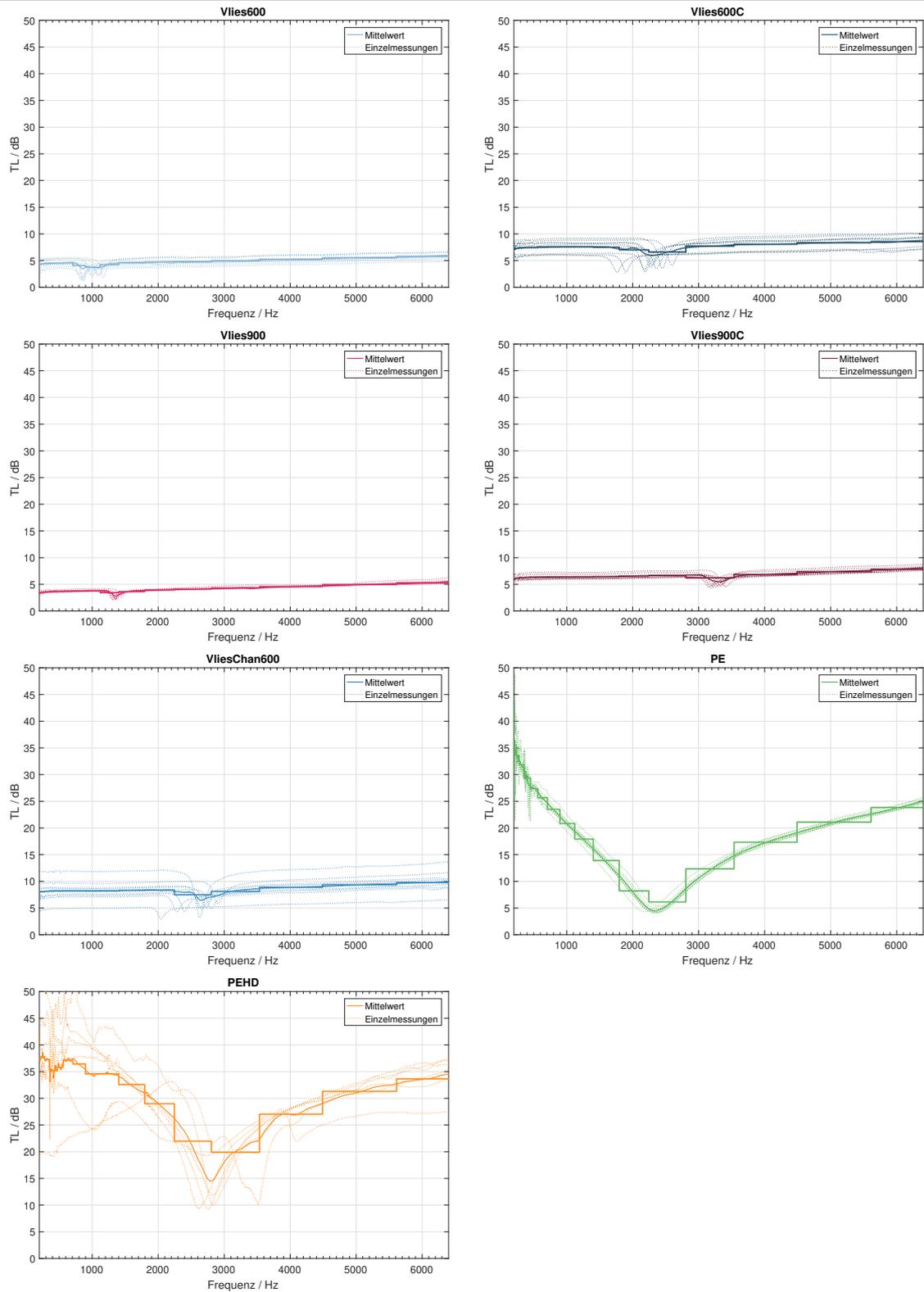
### A.1.1. 2-Mikrofon-Methode

#### Absorptionsgrad



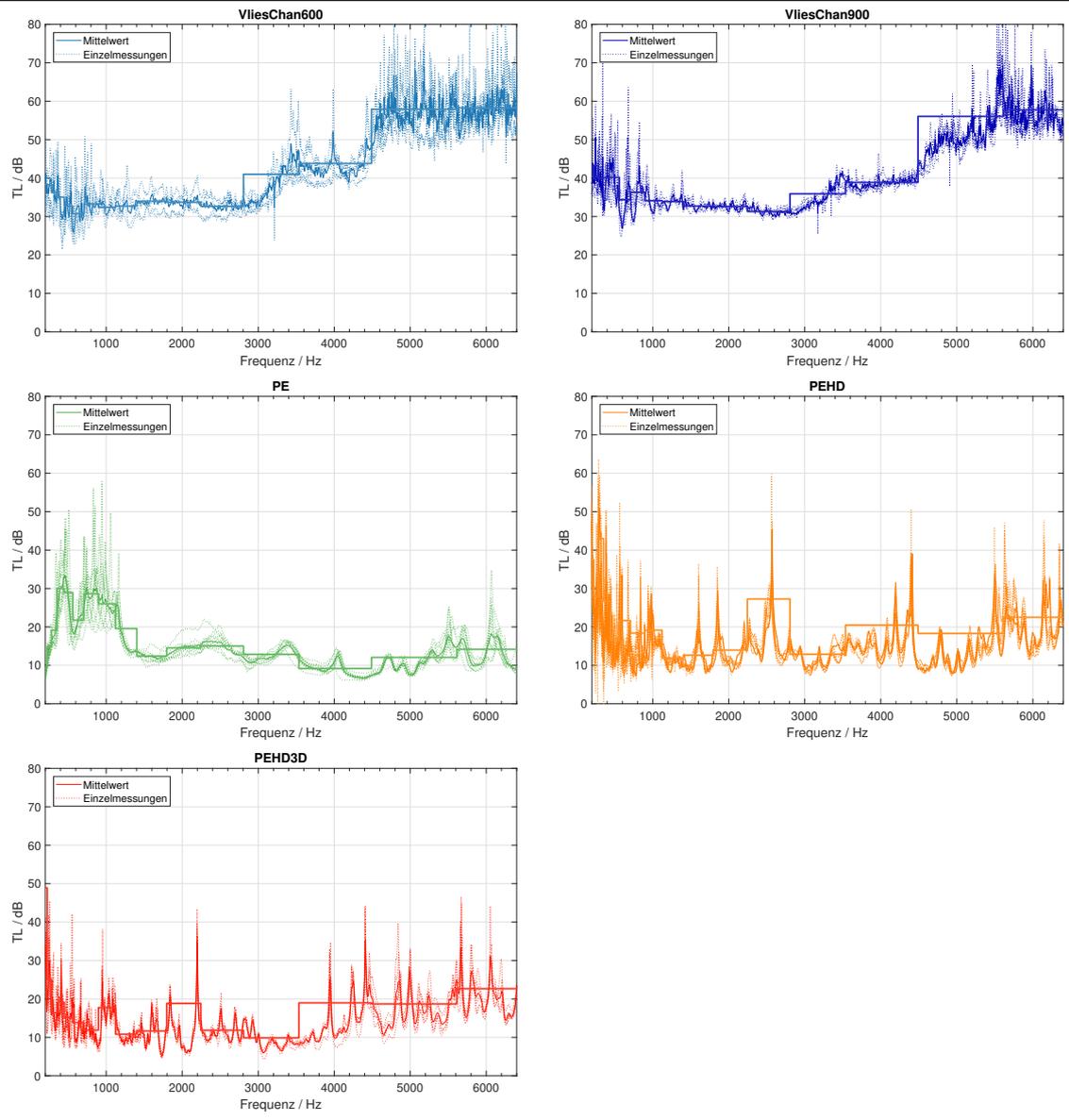
## A.1.2. 4-Mikrofon-Methode

### Durchgangsdämpfung



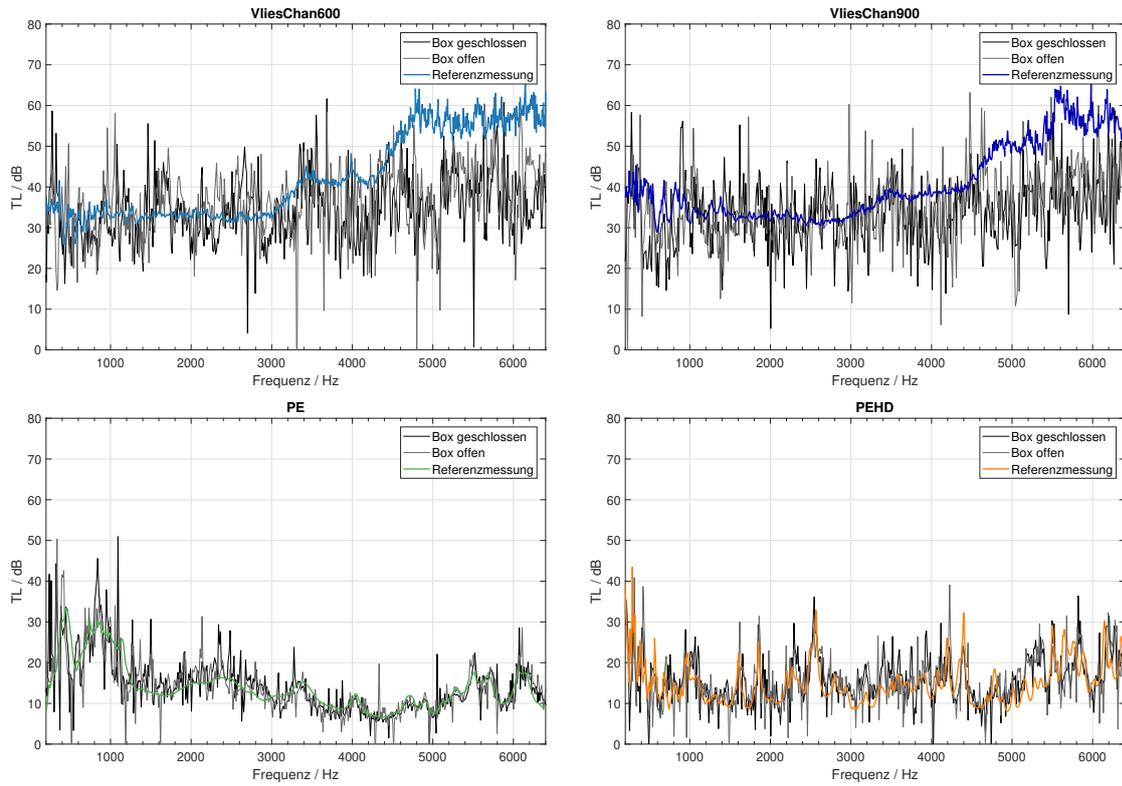
A.1.3. 4-Mikrofon-Methode, Kanäle

Absorptionsgrad



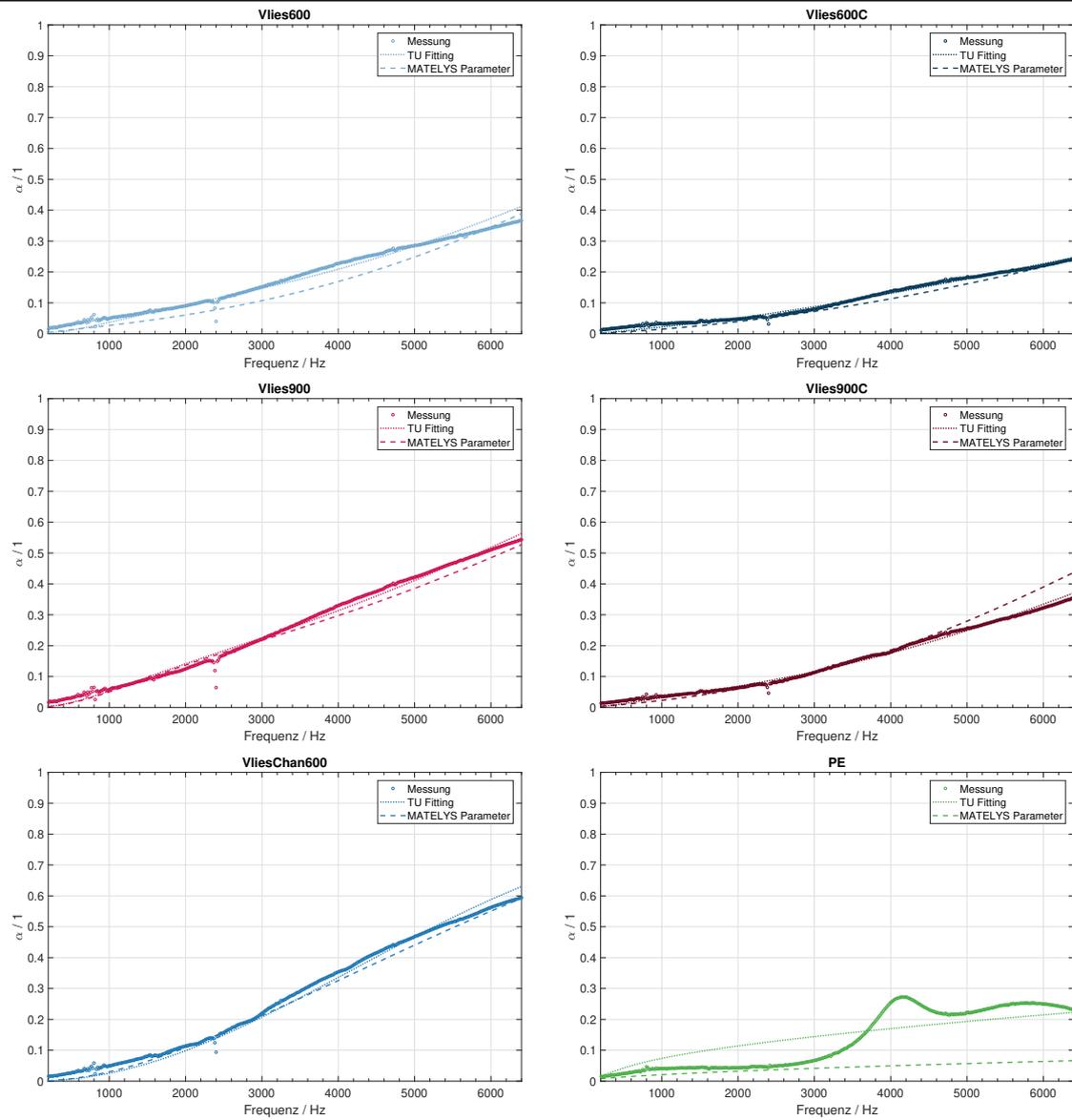
## A.1.4. Box-Messung, Schmalbandspektrum

### Durchgangsdämpfung

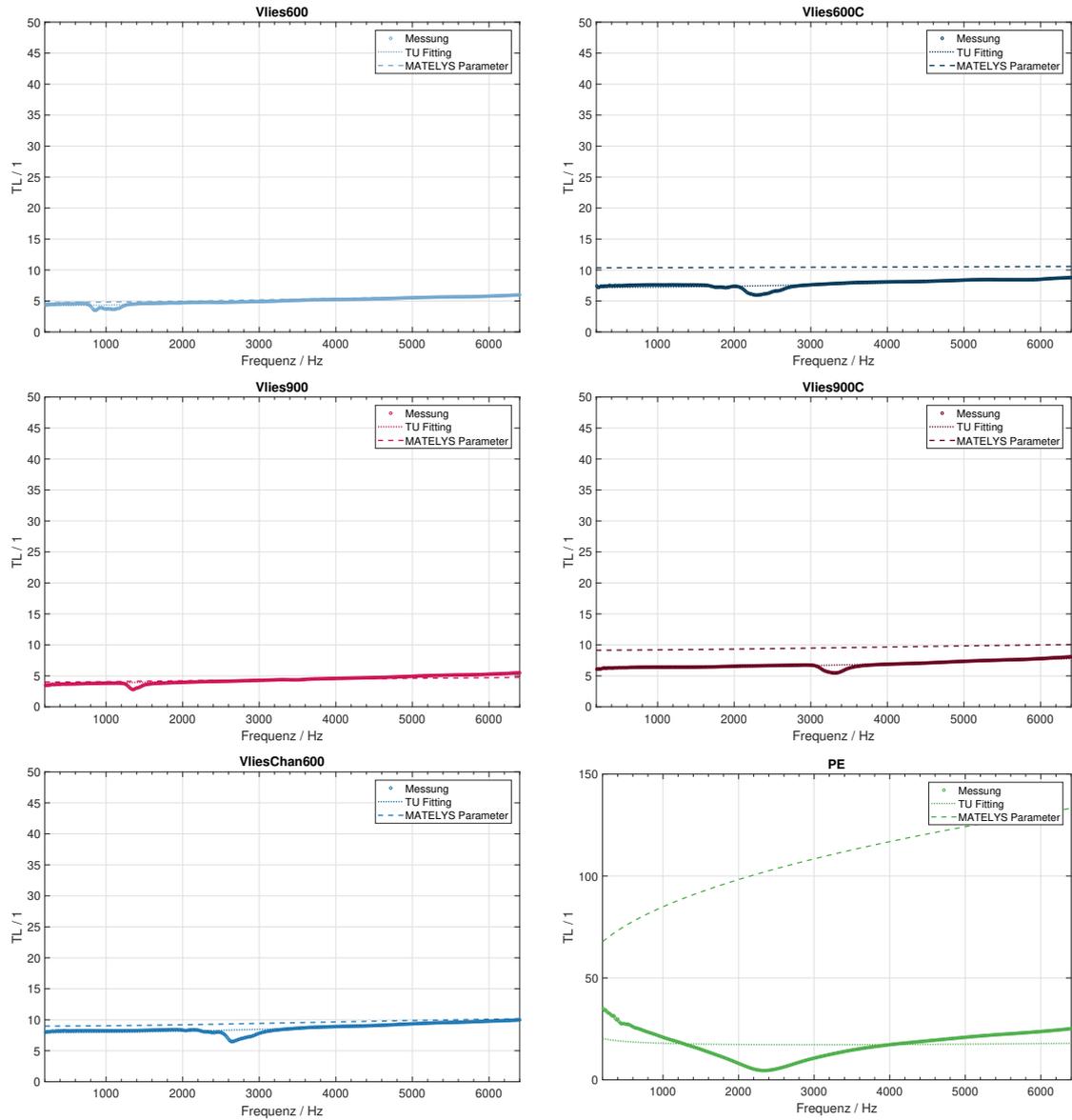


## A.2. Fitting

### Absorptionsgrad



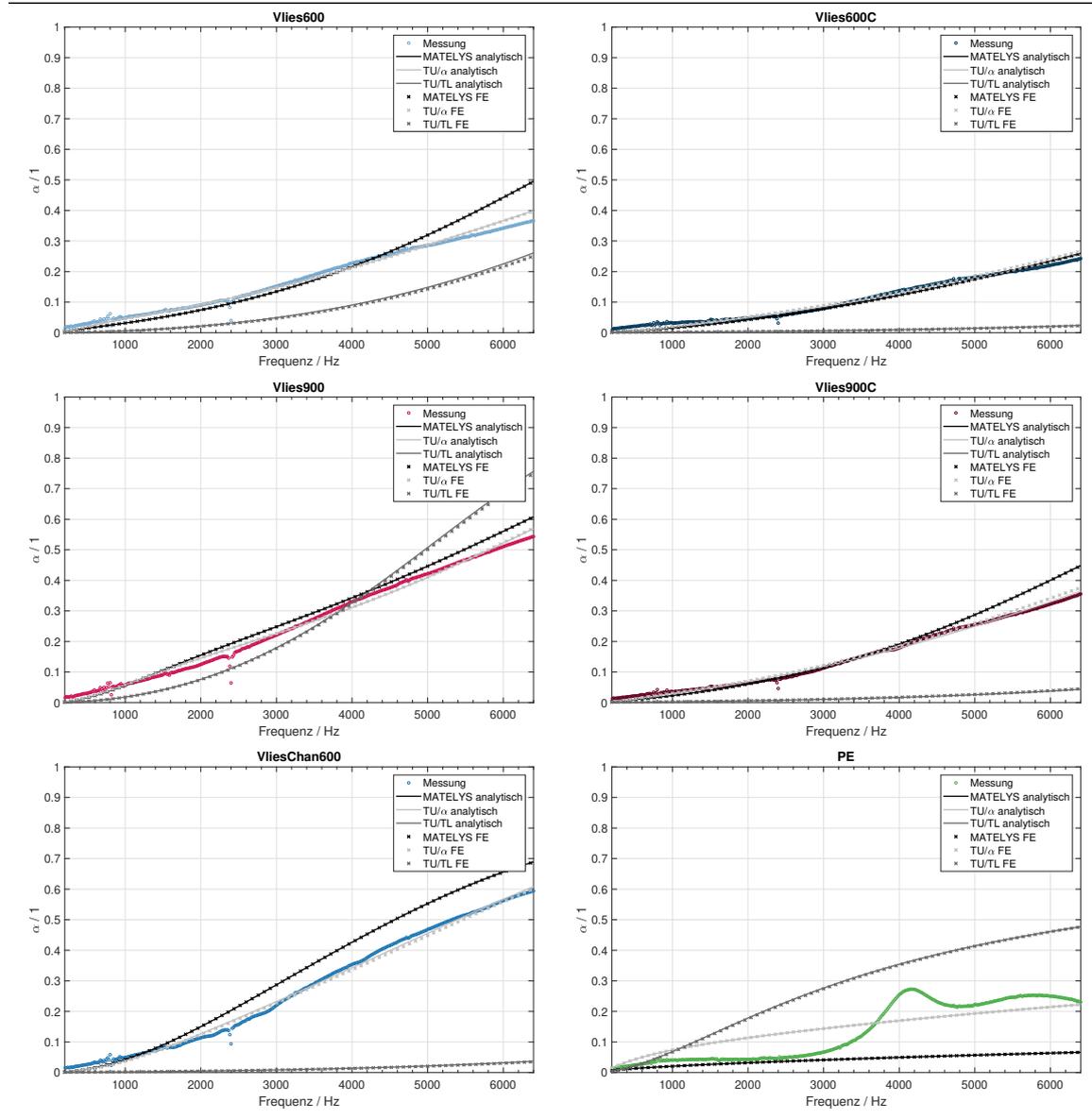
## Durchgangsdämpfung



## A.3. Simulationsdaten

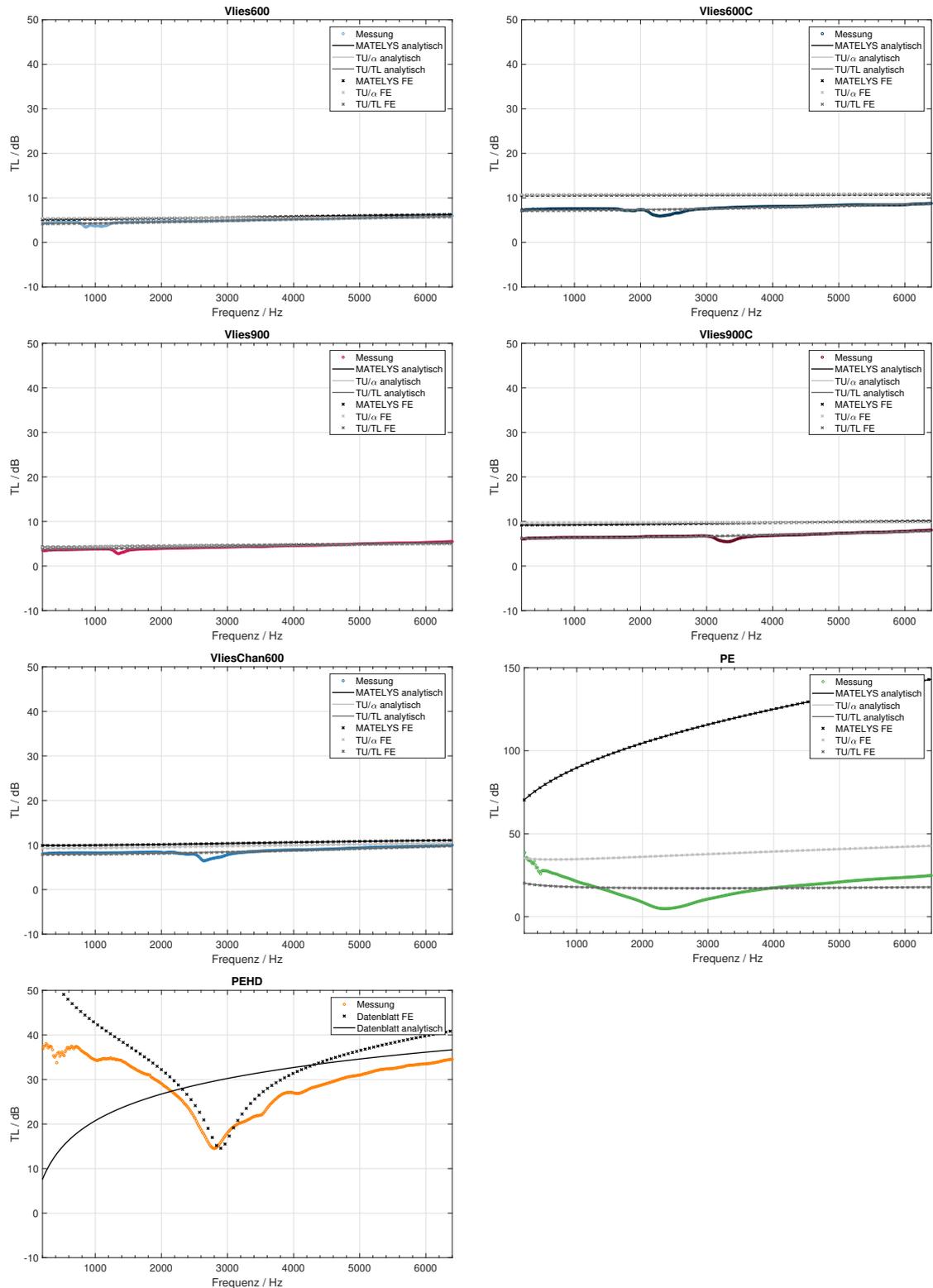
### A.3.1. Absorptionsgrad - Materialproben

#### Absorptionsgrad



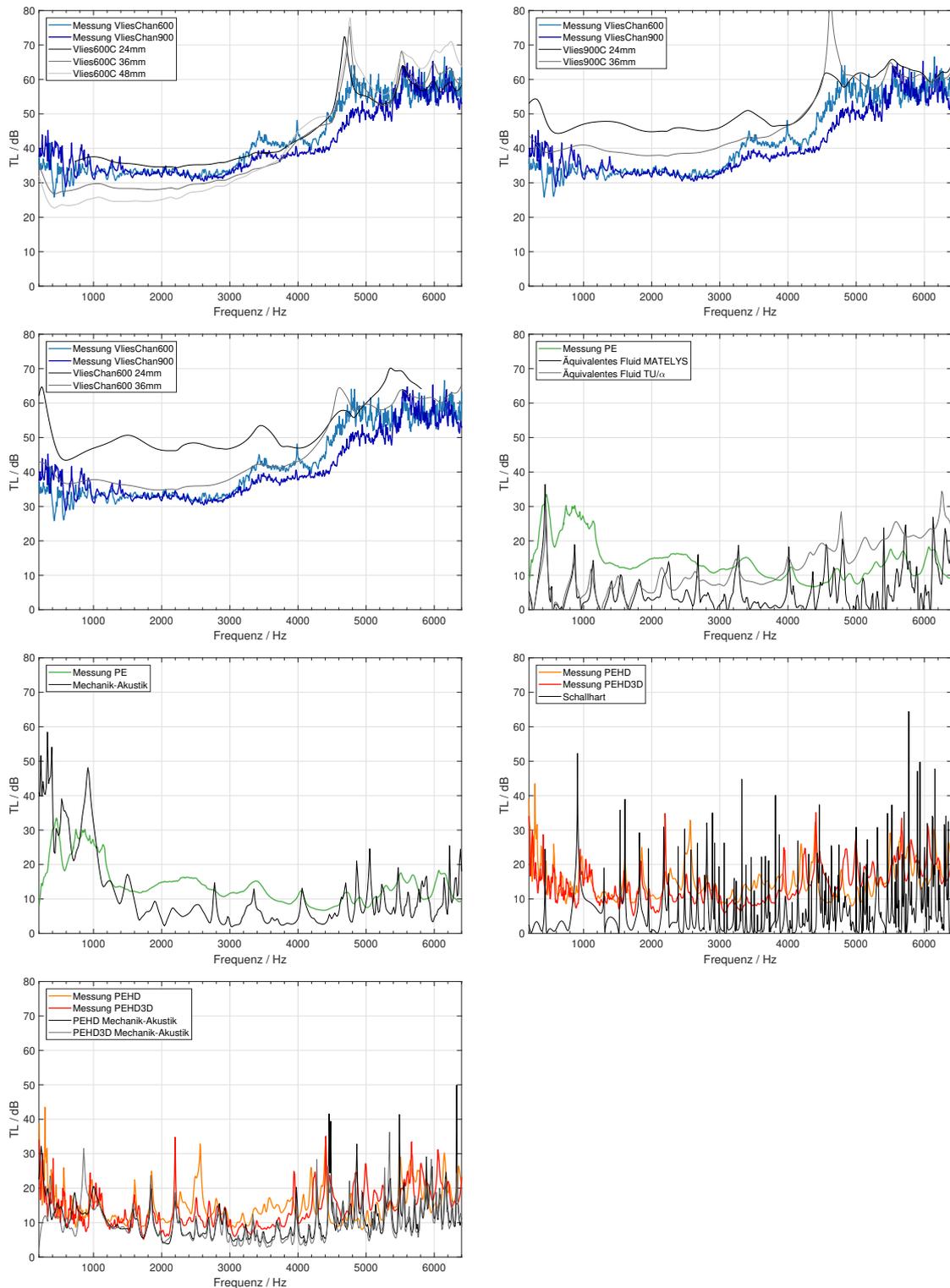
## A.3.2. Durchgangsdämpfung - Materialproben

### Durchgangsdämpfung



### A.3.3. Kanalsimulation, Schmalbandspektrum

#### Durchgangsdämpfung



## Literatur

- [1] F. Egner, S. Floss und M. Kaltenbacher, „Materialcharakterisierung von automotiven Lüftungskanälen“, TU Wien, Techn. Ber., 2018.
- [2] M. Möser, *Technische Akustik*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. DOI: 10.1007/978-3-642-30933-5.
- [3] R. Lerch, G. Sessler und D. Wolf, *Technische Akustik*. Springer Berlin Heidelberg, 2009. DOI: 10.1007/978-3-540-49833-9.
- [4] M. Kaltenbacher und S. Floss, „Nonconforming Finite Elements Based on Nitsche-Type Mortaring for Inhomogeneous Wave Equation“, *Journal of Theoretical and Computational Acoustics*, S. 1850 028, Juni 2018. DOI: 10.1142/s2591728518500287.
- [5] M. Kaltenbacher, *Numerical Simulation of Mechatronic Sensors and Actuators: Finite Elements for Computational Multiphysics*. Springer-Verlag GmbH, 14. Apr. 2015, ISBN: 3642401694.
- [6] ———, *Strömungsakustik (VU 325.072)*. TU Wien, 2017.
- [7] M. Kaltenbacher, H. Ecker, J. Metzger und C. Junger, *Mess- und Schwingungstechnik*. TU Wien, 2015.
- [8] M. Kaltenbacher, J. Kolerus, S. Gombots und J. Metzger, *Akustik für Ingenieure (VU 325.076)*. TU Wien, 2017.
- [9] J. F. Allard und N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media*. John Wiley & Sons, 13. Nov. 2009, 376 S., ISBN: 0470746610.
- [10] ASTM E2611, *Standard Test Method for Normal Incidence Determination of Porous Material Acoustical Properties Based on the Transfer Matrix Method*, Normentwurf, 2006.
- [11] L. Cremer, M. Heckl, W. Kropp, M. Heckl und M. Möser, *Körperschall*. Springer-Verlag GmbH, 29. Jan. 2001, ISBN: 3540403361.
- [12] M. Todt, *Festkörperkontinuumsmechanik, Vorlesungs- und Übungsunterlagen*. TU Wien, 2018.
- [13] S. Floss, *Möglichkeiten zur Schallreduktion in einer Klimaanlage der Firma Liebherr, Simulation und Experiment*, Diplomarbeit, 2017.
- [14] E. Deckers, S. Jonckheere, D. Vandepitte und W. Desmet, „Modelling Techniques for Vibro-Acoustic Dynamics of Poroelastic Materials“, *Archives of Computational Methods in Engineering*, Jg. 22, Nr. 2, S. 183–236, Juni 2014. DOI: 10.1007/s11831-014-9121-0.
- [15] Y. Miki, „Acoustical properties of porous materials. Modifications of Delany-Bazley models.“, *Acoustical Science and Technology*, Jg. 11, Nr. 1, S. 19–24, 1990, ISSN: 0388-2861. DOI: 10.1250/ast.11.19.

- [16] H. Altenbach, *Kontinuumsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. DOI: 10.1007/978-3-642-24119-2.
- [17] DIN EN ISO 9053, *Akustik – Bestimmung des statischen Strömungswiderstandes*, Normentwurf, 2017.
- [18] Y. Champoux, M. R. Stinson und G. A. Daigle, „Air-based system for the measurement of porosity“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 89, Nr. 2, S. 910–916, Feb. 1991. DOI: 10.1121/1.1894653.
- [19] C. Langlois, R. Panneton und N. Atalla, „Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 110, Nr. 6, S. 3032–3040, Dez. 2001. DOI: 10.1121/1.1419091.
- [20] L. Jaouen, A. Renault und M. Deverge, „Elastic and damping characterizations of acoustical porous materials: Available experimental methods and applications to a melamine foam“, *Applied Acoustics*, Jg. 69, Nr. 12, S. 1129–1140, Dez. 2008. DOI: 10.1016/j.apacoust.2007.11.008.
- [21] G. Miller, *Numerical Analysis for Engineers and Scientists*. Cambridge University Press, 2009. DOI: 10.1017/cbo9781139108188.
- [22] Brüel & Kjær, *Technical Documentation, Impedance/Transmission Loss Measurement Tubes Type 4206*, User Manual, 2004.
- [23] ISO 10534-2, *Akustik – Bestimmung des Schallabsorptionsgrades und der Impedanz in Impedanzrohren Teil 2: Verfahren mit Übertragungsfunktion*, Norm, 2001.
- [24] A. D. Pierce, *Acoustics, An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. 1991, ISBN: 0-88318-612-8.
- [25] R. T. Muehleisen und C. W. Beamer, „Comparison of errors in the three- and four-microphone methods used in the measurement of the acoustic properties of porous materials“, *Acoustics Research Letters Online*, Jg. 3, Nr. 4, S. 112–117, 2002. DOI: 10.1121/1.1498175.
- [26] K. V. Horoshenkov, A. Khan, F.-X. Bécot, L. Jaouen, F. Sgard, A. Renault, N. Amirouche, F. Pompoli, N. Prodi, P. Bonfiglio, G. Pispola, F. Asdrubali, J. Hübelt, N. Atalla, C. K. Amédin, W. Lauriks und L. Boeckx, „Reproducibility experiments on measuring acoustical properties of rigid-frame porous media (round-robin tests)“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 122, Nr. 1, S. 345–353, Juli 2007. DOI: 10.1121/1.2739806.
- [27] A. Grebel, J. Bös und T. Melz, „Messunsicherheit im Kundtschen Rohr“, in *DAGA 2017 43. Jahrestagung für Akustik*, Ser. Tagungsband, Bd. Paper ID 000464, 2017, S. 438–441.
- [28] A. F. Seybert, „Notes on Absorption and Impedance Measurements“, *University of Kentucky*, 199x.
- [29] Deutsche Gesellschaft für Akustik e.V., Hrsg., *Akustische Wellen und Felder*, 2006.
- [30] B. H. Song, J. S. Bolton und Y. J. Kang, „Effect of circumferential edge constraint on the acoustical properties of glass fiber materials“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 110, Nr. 6, S. 2902–2916, Dez. 2001. DOI: 10.1121/1.1413752.

- [31] F. Egner, „Prediction of Sound Transmission Loss of Material Probes, Seminar Technical Acoustics“, TU Vienna, 2018.
- [32] REHAU, *POLYETHYLEN (RAU-PE)*.
- [33] 3D Systems, “*Accura<sup>®</sup> Xtreme<sup>TM</sup> White 200*“, 2015.
- [34] CFS Userguide. (25. Juni 2018). Main Page — CFS Userguide, Adresse: [https://cfs-doc.mdm.tuwien.ac.at/mediawiki/index.php?title=Main\\_Page&oldid=1620](https://cfs-doc.mdm.tuwien.ac.at/mediawiki/index.php?title=Main_Page&oldid=1620).
- [35] P. Cignoni. (2. Jan. 2018). Measuring the difference between two meshes, Adresse: <http://meshlabstuff.blogspot.co.at/2010/01/measuring-difference-between-two-meshes.html> (besucht am 02.01.2018).

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Handskizze des Messaufbaus zur Kanalcharakterisierung. . . . .	1
2.1. Schallausbreitung in Form einer Longitudinalwelle. . . . .	3
2.2. Wellenformen. . . . .	6
2.3. Aufteilung der Schalleistung beim Durchgang durch eine Probe. . . . .	8
2.4. 4-Pol-Netzwerk. . . . .	9
2.5. Wellenformen in Festkörpern, nachgestellt aus [2]. . . . .	10
3.1. Brüel & Kjær Impedanzrohr, übernommen aus [22]. . . . .	19
3.2. Impedanzrohr für die 2-Mikrofon-Methode. . . . .	19
3.3. Impedanzrohr für die 4-Mikrofon-Methode. . . . .	20
3.4. Fotos der untersuchten Kanäle. . . . .	22
3.5. Schema des Impedanzrohraufbaus zur Vermessung der Kanäle. . . . .	23
3.6. Impedanzrohr zur Vermessung der Kanäle. . . . .	23
3.7. Trichterauslegung. . . . .	24
3.8. Messungen in der Akustikbox. . . . .	25
4.1. Durchschnittlicher Absorptionsgrad der untersuchten Proben. . . . .	27
4.2. Durchschnittliche Durchgangsdämpfung der untersuchten Proben. . . . .	28
4.3. Vergleich mit kommerziellem Messsystem. . . . .	31
4.4. Imaginärteil der akustischen Impedanz bei Variation des Rückvolumens. . . . .	32
4.5. Durchschnittliche Durchgangsdämpfung der untersuchten Kanäle. . . . .	33
4.6. Vergleich des original PEHD-Kanals mit dem 3D-Druck (PEHD3D). . . . .	33
4.7. Vergleich der Durchgangsdämpfung bei geöffneter und geschlossener Box. . . . .	34
4.8. Aufteilung der Schalleistung beim Durchgang durch die Kanäle. . . . .	35
4.9. Fensterpositionen am PEHD-Kanal. . . . .	36
4.10. Freie Schallabstrahlung durch die offenen Fenster. . . . .	36
4.11. Einbringung von porösem Material. . . . .	37
5.1. Skizzen der Rechengitter. . . . .	39
5.2. Skizze des Rechengitters für den BrassTube-Messaufbau. . . . .	41
5.3. Rechengitter für die Vlies-Simulationen (Lufthülle geschnitten). . . . .	42
5.4. Simulation mit Material VliesChan600. . . . .	43
5.5. Simulationsergebnisse bei Verwendung der verprägten Rohmaterialdaten. . . . .	44
5.6. Simulationsergebnisse des PE Kanals. . . . .	44
5.7. Simulationsergebnisse des PEHD-Kanals. . . . .	45
5.8. Schalldruckverteilung über die Oberfläche des PEHD-Kanals. . . . .	45
5.9. Oberflächengeschwindigkeit des PEHD-Kanals. . . . .	45

# Tabellenverzeichnis

2.1. Schalldruck und Schallpegel von typischen Geräuschen [2]. . . . .	3
3.1. Übersicht über die untersuchten Materialien. . . . .	18
3.2. Grenzfrequenzen des Brüel & Kjær-Messaufbaus. . . . .	22
3.3. Grenzfrequenzen des neuen Messaufbaus. . . . .	24
4.1. Entkopplungsfrequenzen der porösen Materialien nach (2.40). . . . .	29
4.2. Vergleich der mechanischen Materialparameter. . . . .	29
4.3. Vergleich der akustischen Materialparameter, in Klammern Abweichung in % zu Matelys. . . . .	30
4.4. Schalleistungsaufteilung in Prozent. . . . .	35
5.1. Minimale Diskretisierung bei Verwendung der Matelys-Parameter. . . . .	39
5.2. Größe und Dauer der Simulationen. . . . .	42