

# **Untersuchung und Modellierung der Funktionsweise von Kantenabsorbern**

Masterarbeit

durchgeführt von

**Andreas Steffek**

Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation  
der Technischen Universität Graz

Leiter: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gernot Kubin

Begutachter: Dipl.-Ing. Dr.techn. Werner Weselak

Betreuer: Dipl.-Ing. Eric Kurz  
Dipl.-Ing. Dr.techn. Werner Weselak  
Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerhard Graber

Graz, im September 2021

## EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Das in TUGRAZonline hochgeladene Textdokument ist mit der vorliegenden Masterarbeit identisch.

Graz, am .....

.....

(Unterschrift)

---

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Betreuern meiner Masterarbeit Werner Weselak, Gerhard Graber und Eric Kurz herzlich bedanken. Ich empfand es als besonderes Privileg mit diesen drei Betreuern einen Großteil der Kompetenz zum Thema Akustik am Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation zur Verfügung zu haben.

Gesondert auch noch mal vielen Dank an Eric Kurz, der mich mit besonderem Engagement bei laufenden Korrekturen der Arbeit und der Programmierung in MATLAB unterstützt hat. An Gerhard Graber vielen Dank für die Bereitstellung der Ergebnisse der Impedanzrohrmessung des Absorbermaterials.

Ein großer Dank gebührt meinen Eltern, die mich stets in allen Lebensentscheidungen und -situationen unterstützt haben. Umso mehr in den letzten Jahren, in denen sie zusammen mit meinen Schwiegereltern durch Babysitten für die ein oder andere Erholungsphase gesorgt haben.

Nicht zuletzt alles Liebe meiner Frau Nina, die mich beim Schreiben dieser Arbeit im Lock-down mit zwei Kleinkindern vor dem Wahnsinn bewahrt hat.

## Zusammenfassung

Der Einsatz von weitläufig auch als Bassfallen bekannten Kantenabsorbern im Zuge einer raumakustischen Sanierung beruht heutzutage immer noch auf empirischen Erfahrungen. Aufgrund eines fehlenden Berechnungsmodells für diese Art von Absorbern kommen diese, trotz ihrer hohen Absorptionseffektivität, leider selten in Simulationen im Zuge einer raumakustischen Planung zum Einsatz.

Diese Masterarbeit soll einen Beitrag zum Verständnis und zur Modellierung der Funktionsweise von Kantenabsorbern liefern. Basierend auf theoretischen Untersuchungen von Richard V. Waterhouse [Waterhouse 1955] wird zunächst ein Berechnungsmodell für Interferenzerscheinungen von Schalldruck und Schallschnelle in Raumkanten entwickelt und eine Simulationssoftware in MATLAB implementiert. In einem nächsten Schritt wird die Simulationssoftware anhand von Messungen mit einer *pv*-Sonde in einer Raumkante des Hallraums der TU Graz validiert und die Ergebnisse aus Simulation und Messung miteinander verglichen. Durch Einbringen verschiedener Kantenabsorberkonfigurationen kann dann der Einfluss des Absorbers auf das Schallfeld messtechnisch erfasst werden. Dadurch ist es möglich, Rückschlüsse auf den Zusammenhang zwischen Interferenzerscheinungen des Schallfeldes in der Kante und den Absorptionseigenschaften des Kantenabsorbers bzw. dessen Funktionsweise zu ziehen.

## Abstract

The use of edge absorbers, widely known as bass traps, in the course of acoustical renovations is still based on empirical experience. Unfortunately, due to the lack of a calculation model for this type of absorbers they are rarely used in simulations in the course of room acoustic planning, despite their high absorption effectiveness.

This master thesis is intended to contribute to the understanding and modelling of the functional principle of edge absorbers. Based on theoretical studies by Richard V. Waterhouse [Waterhouse 1955], a computational model for interference effects of sound pressure and sound particle velocity in room edges is developed and a simulation software is implemented in MATLAB. In a next step, the simulation software is validated by measurements with a *pv*-probe in a room edge of the reverberation room of the TU Graz. By introducing several different configurations of the edge absorber, the influence of the absorber on the modal sound field can be measured. By doing so, it is possible to analyse the relation between interference effects in room edges, the absorption characteristics, and the functional principle of edge absorbers.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation .....	1
1.2	Gliederung der Arbeit .....	2
<b>2</b>	<b>Kantenabsorber</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Interferenzerscheinungen an Grenzflächen</b>	<b>7</b>
3.1	Mathematische Beschreibung .....	8
3.1.1	Einfall einer ebenen Schallwelle .....	8
3.1.2	Allseitiger Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen .....	10
3.2	Simulation in MATLAB .....	12
3.2.1	Anforderungen an die App .....	12
3.2.2	Benutzeroberfläche und Funktionsbeschreibung .....	13
3.2.3	Simulation von Interferenzen nahe einer Kante .....	15
<b>4</b>	<b>Messung im Hallraum</b>	<b>17</b>
4.1	Konzept der Messung .....	17
4.1.1	Zweck und Zielsetzung .....	17
4.1.2	Parameter .....	17
4.1.3	Messaufwand .....	27
4.2	Messaufbau .....	28
4.2.1	Hallraum der TU Graz .....	28
4.2.2	Equipment und Aufbau .....	29
4.2.3	Messroutine in MATLAB .....	31
4.3	Auswertung der Messergebnisse .....	33
4.3.1	Überprüfung der Vereinfachung .....	33
4.3.2	Verarbeitung der Messdaten .....	34
4.3.3	Gemessene Interferenzmuster .....	40
4.4	Zusammenfassung .....	56
<b>5</b>	<b>Vergleich von Simulation und Messung</b>	<b>57</b>
5.1	Anpassung der Messdaten .....	57
5.2	Vergleich der Interferenzmuster .....	59
5.3	Quantifizierung der Abweichungen .....	65
5.4	Zusammenfassung .....	67

<b>6</b>	<b>Messung im Hallraum mit Kantenabsorbern</b>	<b>69</b>
6.1	Konzept der Messung.....	69
6.1.1	Zweck und Zielsetzung .....	69
6.1.2	Parameter.....	69
6.1.3	Messaufwand.....	71
6.2	Messaufbau .....	72
6.3	Auswertung der Messergebnisse.....	74
6.3.1	Vormessungen .....	74
6.3.2	Gemessene Interferenzmuster .....	76
6.3.3	Dämpfung von potentieller und kinetischer Energie.....	80
6.3.4	Zusammenhang von Dämpfung und Interferenzmustern.....	86
6.4	Zusammenfassung.....	90
<b>7</b>	<b>Messung der Nachhallzeit</b>	<b>91</b>
7.1	Zweck und Zielsetzung .....	91
7.2	Messaufbau .....	91
7.3	Auswertung der Messergebnisse.....	93
7.4	Zusammenfassung.....	96
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>9</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>
<b>10</b>	<b>Anhang A: Fotos des Messaufbaus im Hallraum</b>	<b>105</b>
<b>11</b>	<b>Anhang B: Strömungsimpedanz Melaminharzschaum</b>	<b>107</b>
<b>12</b>	<b>Anhang C: Messergebnisse</b>	<b>109</b>
12.1	Interpoliertes Schallfeld in der leeren Kante.....	109
12.2	Interpolierte Schnellekomponenten in der leeren Kante .....	113
12.3	Pegelvergleich der Kantenabsorberkonfigurationen .....	123
12.4	Pegeldämpfung mit Kantenabsorber für verschiedene Winkel $\phi$ .....	133
<b>13</b>	<b>Anhang D: MATLAB-Funktionen</b>	<b>137</b>

# 1 Einleitung

Seit nahezu hundert Jahren beschäftigen sich Akustiker, Physiker und Architekten mit der Aufgabe, die Akustik in Räumen funktional zu gestalten. Während es bis zum Ende des 20. Jahrhunderts nahezu unmöglich war, raumakustische Gütemaße bei komplexen Strukturen mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen, wurde dies durch die Verwendung von computer-gestützten Simulationen Realität. Hiermit ist es heute möglich, jede erdenkliche Raumgeometrie zu modellieren und die Schallausbreitung darin zu berechnen. Trotzdem stoßen auch raumakustische Simulationen mitunter an ihre Grenzen, wenn es um die Simulation von gewissen Typen bzw. Anordnungen von Absorbern geht. So ist auch der Kantenabsorber ein Spezialfall, dessen Einfluss auf die Akustik eines Raumes nur grob präzifizierbar ist. Einerseits liegt sein signifikanter Wirkungsbereich bei tiefen Frequenzen, also im Modalbereich. Dadurch kann mit Analysemethoden, welche auf statistischer bzw. geometrischer Raumakustik basieren, keine vollständige Beschreibung erfolgen. Andererseits ist eine genaue Berechnung des Schallfeldes mit der Finite-Elemente-Methode sehr rechneraufwändig und komplex und somit nur bedingt in der Praxis anwendbar. Daher hat sich der Kantenabsorber zwar als wirkungsvolle Maßnahme zur Reduktion der Nachhallzeit vor allem bei tiefen Frequenzen bewährt, doch ist sein Einfluss auf dieselbe nach wie vor nur grob in der raumakustischen Planung abschätzbar.

## 1.1 Motivation

Wie der Titel dieser Arbeit bereits andeutet, ist es deren Ziel, die Funktion von Kantenabsorbern zu analysieren und zu erklären. Hiermit soll die Grundlage für weitere Arbeiten geschaffen werden, die das langfristige Ergebnis eines Berechnungs-Tools bzw. Formelapparats für die genaue Berechnung der Absorptionskoeffizienten von Kantenabsorbern verfolgen. Damit soll es möglich sein, die Auswirkung deren Einbringung in einen Raum auf akustische Parameter wie z.B. die Nachhallzeit vorauszusagen. Das gleiche Ziel verfolgen bereits Vorarbeiten wie [Reisinger 2019] und [Santer 2021], welche einen Zusammenhang zwischen der Modenverteilung in Räumen und der Absorptionwirkung von Kantenabsorbern aufzeigen. Während sich dadurch bereits gute Vorhersagen über den Einfluss des Kantenabsorbers auf die Nachhallzeit erzielen lassen, gibt es doch offensichtlich Eigenheiten des Schallfeldes im Bereich der Raumkanten, die anhand dieser Betrachtung nicht berücksichtigt werden. Daher verfolgt diese Arbeit den auf [Kurz et al. 2021] basierenden Ansatz, die Beeinflussung des Schallfeldes durch Begrenzungsflächen (im konkreten Fall einer Raumkante) in Zusammenhang mit der Wirkweise von Kantenabsorbern zu bringen. Diese Betrachtung wird hier bewusst vom modalen Schallfeld entkoppelt und, soweit dies möglich ist, isoliert betrachtet. Dadurch soll für kommende Arbeiten eine solide Grundlage geschaffen werden, um durch eine Verknüpfung der Modenverteilung im Raum und der Interferenzmuster in dessen Kanten eine möglichst genaue Beschreibung der Funktionsweise von Kantenabsorbern und in weiterer Folge deren Berechnung zu erhalten.

## 1.2 Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit lässt sich grob in 5 wesentliche Teile strukturieren. Zunächst wird in Kapitel 2 der Aufbau von Kantenabsorbern beschrieben. Die Eigenheiten bei der Positionierung von Strömungsabsorbern in Raumkanten werden aufgezeigt und es wird erläutert, warum es schwierig ist, den Einfluss von Kantenabsorbern auf raumakustische Gütemaße vorherzusagen.

Kapitel 3 beschreibt die Interferenzen, die ein Schallfeld durch das Vorhandensein einer Begrenzungsfläche erfährt. Eine mathematische Formulierung der sich ergebenden Interferenzmuster wird umrissen und weiters eine in MATLAB programmierte App vorgestellt, mit der diese berechnet und visualisiert werden können.

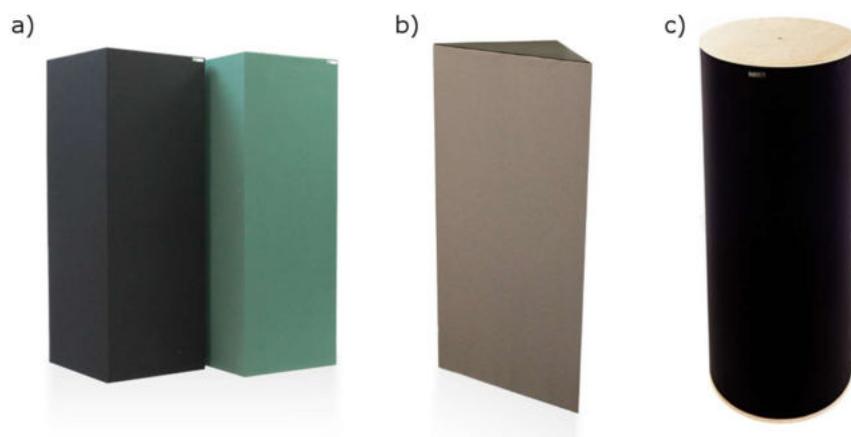
Danach wird in Kapitel 4 die Messung von Interferenzmustern in einer Raumkante im Hallraum beschrieben. Diese Messwerte werden dann in Kapitel 5 mit den analytisch berechneten Kurven verglichen und Gemeinsamkeiten bzw. Unterschiede erläutert.

Nach der isolierten Betrachtung dieser Interferenzmuster wird der Einfluss eines Kantenabsorbers auf dieselben durch eine weitere Messreihe in Kapitel 6 untersucht. Durch die Messung mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen kann ein Zusammenhang zwischen der Dämpfung der Schallpegel und dem Verlauf der Interferenzmuster hergestellt werden.

Schließlich wird in Kapitel 7 der Einfluss der verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen auf die Nachhallzeit untersucht. Besonderes Augenmerk wird hier auf einen Zusammenhang mit den Interferenzmustern bzw. den Dämpfungen der Schallpegel gelegt.

## 2 Kantenabsorber

Ein Absorber, der entlang einer Raumkante bzw. in einer Ecke positioniert wird, wird im Allgemeinen als Kantenabsorber bezeichnet. Üblicherweise handelt es sich um Strömungsabsorber, also poröses Material, welches dem Schallfeld durch Reibungs- und Wärmeleitungsverluste Energie entzieht [Weselak 2013]. Kommerziell erhältliche Produkte umfassen meist in Stoff gefasste Absorbermodule in verschiedenen Ausführungen, z.B. mit quadratischen, dreieckigen oder kreisförmigen Querschnitten (siehe Abbildung 2.1). Für feste Installationen hat sich eine Realisierung in Trockenbau, also Gipskartonplatten, welche teilweise gelocht und mit Mineralwolle gefüllt sind, bewährt (siehe Abbildung 2.2) [Fuchs 2013, S.129].



**Abbildung 2.1:** Absorbermodule als Kantenabsorber: a) quadratischer Querschnitt [GIK 1], b) dreieckiger Querschnitt [GIK 2], c) runder Querschnitt [Hofa]



**Abbildung 2.2:** Kantenabsorber in Trockenbauweise [Jäcker-Cüppers 2015]

Gemeinhin sind solche Absorber als Bassfallen (engl.: Basstraps) bekannt und werden verwendet, um die Akustik eines Raumes zu verbessern. Ihr Name ergibt sich durch die guten Absorptionseigenschaften, welche vor allem bei tiefen Frequenzen zur Geltung kommen. Diese resultieren aus der Positionierung der Absorber in der Kante bzw. Ecke, weshalb diese Konfiguration in der Literatur bzw. auf einschlägigen Internetseiten oftmals empfohlen wird.

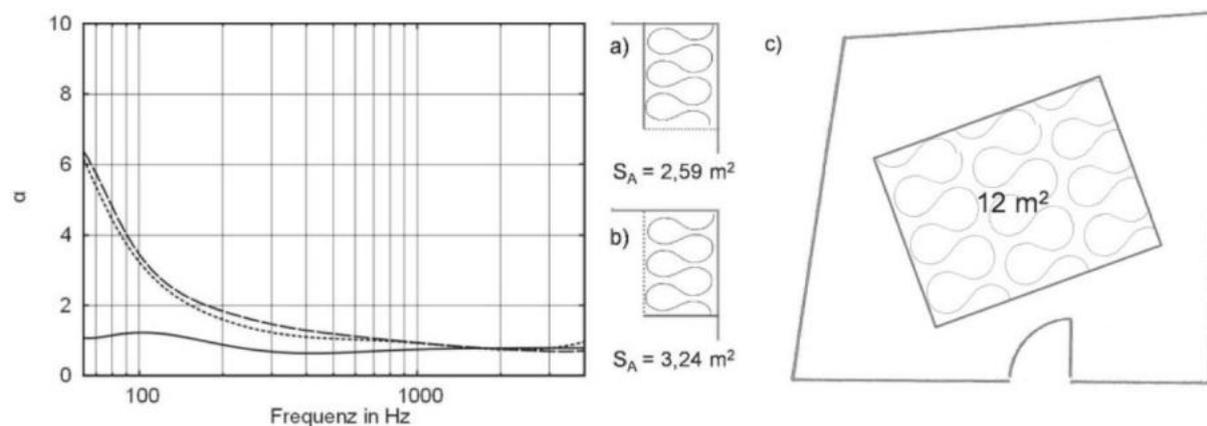
In [Gervais 2011, S.291] beispielsweise, werden als beste Positionen, um mit Absorbern die Akustik in einem Raum zu verbessern, Raumkanten und vor allem auch Raumecken vorgeschlagen:

„... *bass builds up more strongly in corners and most strongly in trihedral corners. [...] So where do you start with the treatments you need? In the corners of the room.*“

Auch in einem Ratgeber auf der Internetseite von GIK-Acoustics, einem bekannten Hersteller von Akustikelementen, werden Ecken (gemeint sind der Beschreibung nach allerdings Kanten) als effektivste Position für Absorber genannt [GIK 3]:

„*Beginnen Sie mit den Ecken. Warum? Haben Ecken etwas Magisches? Ja, irgendwie schon. Tieffrequenter Druck baut sich auf, wo immer eine Begrenzung auftritt. Jede Raumdimension hat zwei parallel zueinander liegende Begrenzungen. Es ist eigentlich ziemlich intuitiv. Wenn sich an jeder Wand Druck aufbaut, welcher sich auf die Außenseiten zubewegt, ist es klar, dass sich der Druck in den Ecken staut, da hier zwei Begrenzungen aufeinandertreffen.*“

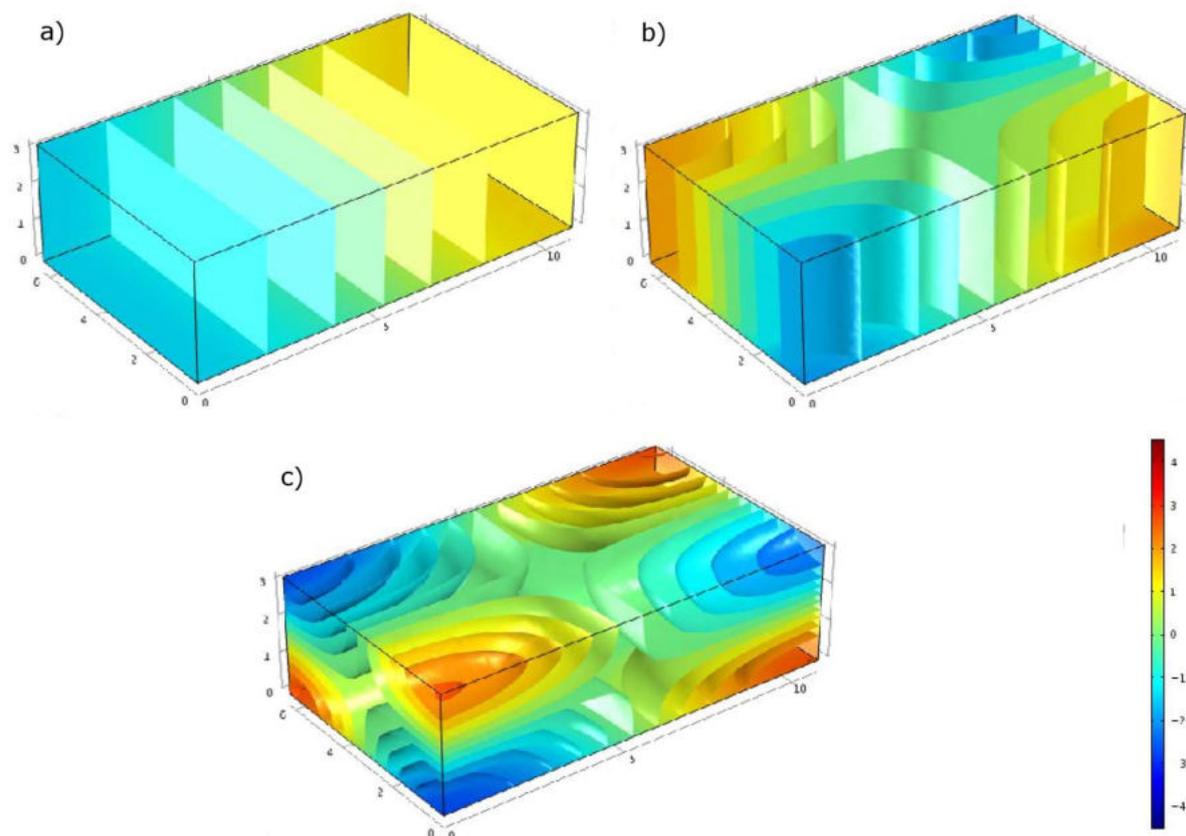
Dies sind nur zwei von unzähligen typischen Beispielen, die diese Empfehlung abgeben und in den allermeisten Fällen bezieht sie sich auf die Verwendung von Strömungsabsorbern. Somit stellt sich die Frage, warum Strömungsabsorber gerade in Raumkanten und vor allem bei tiefen Frequenzen so effektiv sind. Dass dies tatsächlich der Fall ist, belegen Veröffentlichungen wie beispielsweise von [Desart], in der die verschiedenen Anordnungen von porösen Absorberplatten in einem Hallraum und die daraus resultierenden Absorptionskoeffizienten verglichen werden. Eine Anordnung in den Kanten resultiert im unteren Frequenzbereich in einer starken Verbesserung der Absorption im Vergleich zu der Konfiguration in der Mitte des Bodens, wie es den Vorgaben in [ISO 354] entsprechen würde. Zum gleichen Ergebnis kommt auch eine Messung in [Balint 2016]. Den starken Anstieg des Absorptionskoeffizienten hin zu tiefen Frequenzen zeigen auch zahlreiche praktische Anwendungen von Kantenabsorbern in [Fuchs 2013].



**Abbildung 2.3:** Absorptionskoeffizient eines Kantenabsorbers mit  $400 \times 500$  mm Querschnittsfläche verglichen mit einer Anordnung auf der Fläche bezogen auf die offene Fläche: a) schmale Seite mit Lochplatten (strichliert), b) breite Seite mit Lochplatten (punktiert), c) flächig ausgelegte Mineralwolle (durchgezogen) [Fuchs et al. 2011]

Die zuvor erwähnte Erklärung, dass Kantenabsorber so effektiv sind, weil sich in den Kanten der Druck aufbaut [GIK 3], ist irreführend, da Strömungsabsorber ihr Absorptionsmaximum funktionsbedingt im Schallschnellemaximum aufweisen [Kuttruff 2000, S.170]. Betrachtet man die Schalldruckverteilung einer axialen Mode in einem Quaderraum, erweist sich auch

die laienhafte Annahme eines pauschalen Druckmaximums in Kanten nur unter bestimmten Voraussetzungen als richtig (siehe Abbildung 2.4 a). Für die Kanten an den kleineren Wandflächen mag dies für die abgebildete Raummode zutreffen, entlang den Längskanten wechseln sich allerdings Schalldruck- und Schallschnellemaxima ab. Das bedeutet, dass überall wo ein Schalldruckminimum auftritt (grün) ein Schallschnellemaximum vorliegt. Umso deutlicher wird dies bei tangentialen Moden, wo nur noch in vier der zwölf Raumkanten ein konstantes Schalldruckmaximum vorliegt (siehe Abbildung 2.4 b). Bei schrägen Moden sind es schließlich nur noch Raumecken, in denen sich ausschließlich ein Druckmaximum bildet (siehe Abbildung 2.4 c). Bei schrägen Moden weisen somit alle Kanten, abhängig von der betrachteten Modenfrequenz, mindestens ein Schallschnellemaximum auf.



**Abbildung 2.4:** Schalldruckverteilung im Quader: a) axiale Mode 1-0-0, b) tangentielle Mode 1-1-0  
c) schräge Mode 1-1-1

Die Einbeziehung von Kantenabsorbern in den raumakustischen Planungsprozess ist insofern problematisch, als dass keine allgemein gültigen Absorptionskoeffizienten vorliegen. Die Norm zur Messung der Schallabsorption in Hallräumen [ISO 354] schreibt nämlich vor, dass ein Prüfobjekt einen Mindestabstand von 1 m von Raumkanten aufweisen soll. Da diese Forderung bei Kantenabsorbern positionsbedingt nicht erfüllt werden kann, ist es nicht möglich, einen statistischen Absorptionskoeffizienten nach diesen Vorgaben zu messen. Die durch die Normvorgaben ausgeblendeten Interferenzeffekte im Bereich der Raumkanten würden sich unweigerlich auf das Absorptionsverhalten des Kantenabsorbers auswirken und einen direkten Vergleich mit der standardisierten Messung unmöglich machen. Tatsächlich gibt es Messverfahren, bei denen das Absorbermaterial in der Kante bzw. Ecke platziert wird und dieser, in Kapitel 3 näher beschriebene „Waterhouse Effekt“ durch einen Korrekturterm in der Berechnung des Absorptionsgrades berücksichtigt wird [Kath et al. 1964]. Diese sind

allerdings nur auf großflächig, entlang der Kante aufgelegte Absorberschichten anwendbar und liefern, auf einen Kantenabsorber übertragen, zu geringe Absorptionswerte. Außerdem zeigt sich, dass der Absorptionskoeffizient stark von den Abmessungen des Raumes, in dem die Kantenabsorber angebracht werden, abhängig ist. In verschiedenen Räumen ergibt sich eine hohe Varianz der frequenzabhängigen Absorptionsmaxima, auch wenn die Absorber an sich identisch sind [Reisinger 2019].

Diese Eigenheiten sind mit ein Grund dafür, dass sich Kantenabsorber zwar in der Praxis als sehr effizient bewährt haben, sich nach wie vor aber keine vollständige und allgemein gültige Erkenntnis über deren tatsächliche Funktionsweise etabliert hat. Daraus resultiert auch das Fehlen von endgültigen Berechnungsvorschriften, mit denen das Absorptionsverhalten, und damit der Einfluss auf die Nachhalldauer vorhergesagt werden kann, wie es in der raumakustischen Planung oftmals erforderlich ist.

Aus diesem Anlass wurden am Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation der TU Graz Arbeiten verfasst, die das Ziel der Berechnung des Absorptionskoeffizienten von Kantenabsorbern verfolgen. In [Peters 2018] wird durch die Erweiterung der Sabine'schen Formel zur Berechnung der Nachhallzeit die Position der Absorber berücksichtigt. Die verwendeten Koeffizienten werden anhand von zur Verfügung stehenden Messdaten empirisch ermittelt. Die Analyse der Modenstruktur eines Raumes dient wiederum in [Reisinger 2019] als Ausgangsbasis für die Ermittlung von Modenfrequenzgewichtungen. Der Verlauf dieser Gewichtungskurven wird dann mit den gemessenen frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten verglichen. Darauf aufbauend bezieht [Santer 2021] verschiedene Raumeigenschaften in das Optimierungsverfahren zur Bestimmung der für die Berechnung notwendigen Konstanten mit ein. Mit dem daraus resultierenden Berechnungstool kann durch Eingabe der Raumgeometrie die zu erwartende äquivalente Absorptionsfläche pro Laufmeter Kantenabsorber näherungsweise berechnet werden.

Einen anderen Ansatz verfolgt [Kurz et al. 2021]. Hier wird der theoretische Verlauf des Schallfeldes, insbesondere der Schallschnelle, bei allseitigem Schalleinfall in einer Kante (entsprechend [Waterhouse 1955]) analysiert. Ein Vergleich mit den Messdaten aus [Reisinger 2019] zeigt einen Zusammenhang zwischen erhöhter Absorption und der Lage eines frequenzabhängigen Schallschnellemaximums (siehe Abschnitt 3.1.2). Dieses vielversprechende Prinzip bildet die Grundlage für die vorliegende Arbeit, in der die Verläufe von Schalldruck und Schallschnelle in der Raumkante genauer analysiert werden.

### 3 Interferenzerscheinungen an Grenzflächen

Obwohl für viele theoretische Betrachtungen in der Akustik eine vollkommen ungestörte Ausbreitung einer Schallwelle angenommen wird, ist eine solche in der Realität nicht möglich. Schon allein durch das Oszillieren des Schalldrucks und der Schallschnelle ergibt sich eine Dämpfung durch Dissipation, wobei sich hier primär die innermolekulare Dissipation auswirkt [Weselak 2013]. Doch selbst wenn man diese vernachlässigt, kann ein freies Schallfeld nur in reflexionsarmen Messräumen angenähert werden, oder in der Natur über einer mit tiefem Schnee bedeckten Fläche [Dickreiter 1997, S.11]. Ansonsten gibt es in der Praxis immer Begrenzungsflächen wie Wände oder zumindest den Boden, welche die Ausbreitung einer Schallwelle beeinflussen und eine Veränderung der Schallenergiedichte bewirken [Kuttruff 2000, S.47]. Diese resultiert aus der Überlagerung von einfallenden und reflektierten Schallwellen, die je nach Phasenlage Überhöhungen bzw. Auslöschungen von Schalldruck bzw. Schallschnelle bewirken. Es ergeben sich Interferenzmuster, welche erstmals in [Waterhouse 1955] genauer analysiert und mathematisch beschrieben wurden. In der Literatur ist in diesem Zusammenhang daher entsprechend oft vom „Waterhouse-Effekt“ die Rede [Kuttruff 2000, S.268].

Die genannten Interferenzen beeinflussen durch die Veränderung von Schalldruck und Schallschnelle naturgemäß auch die Absorptionseigenschaften von Absorptionsmaterial. Aufgrund der Reziprozität gilt dies auch für Schallquellen und deren Abstrahlcharakteristiken in der Nähe von Begrenzungsflächen [Waterhouse 1958]. Um im Hallraum reproduzierbare Messergebnisse zu gewährleisten, wird dieser Effekt beispielsweise in [ISO 354] bewusst umgangen, indem ein gewisser Mindestabstand zwischen dem Prüfobjekt bzw. der Schallquelle und den Raumbegrenzungsflächen eingehalten wird. Andererseits gibt es genügend Beispiele, in denen dies nicht der Fall ist und die Interferenzeffekte durch einen, oftmals „Waterhouse-Korrektur“ genannten Faktor näherungsweise berücksichtigt werden [Kath et al. 1964] [Jacobsen 1982]. Dieser, aus den analytischen Berechnungen in [Waterhouse 1955] abgeleitete Korrekturfaktor wird in [Kuttruff 2000, S.268] beispielsweise für entlang der Kante platziertes Absorptionsmaterial verwendet. Die akustisch effektive Fläche  $S_{eff}$  wird, ausgehend von der tatsächlichen Oberfläche  $S$ , abhängig von der vom Absorptionsmaterial belegten Kantenlänge  $L$  und der Wellenlänge  $\lambda$  berechnet zu:

$$S_{eff} = S + \frac{1}{8} L \lambda \quad (1)$$

Wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, werden die Interferenzerscheinungen auch bewusst durch die Platzierung von porösem Absorptionsmaterial in Kanten genutzt, um dessen Effizienz zu erhöhen. Um nun Information über die genaue Funktionsweise eines Kantenabsorbers zu erhalten, ist es sinnvoll, das Schallfeld, in welches dieser eingebracht wird, vorab zu analysieren.

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie das Schallfeld vor Begrenzungsflächen mathematisch beschrieben werden kann. Basierend auf dieser theoretischen Betrachtung wird auch eine Simulation in der Software MATLAB vorgestellt, welche die Verläufe von Schalldruck, Schallschnelle, und Schallenergie für verschiedene Parameter veranschaulicht.

### 3.1 Mathematische Beschreibung

Trifft eine Schallwelle auf eine Begrenzungsfläche, beeinflusst diese, abhängig von deren Größe und Oberflächenbeschaffenheit das durch die Welle erzeugte Schallfeld. Nimmt man an, dass die Fläche unendlich ausgedehnt ist, also die Welle nicht gebeugt wird, kann die Welle entweder reflektiert, absorbiert oder durch die Fläche übertragen, also transmittiert werden. Da in dieser Arbeit speziell die Überlagerung von einfallender und reflektierter Schallwelle von Interesse ist, wird die Wand als schallhart angenommen. Die gesamte einfallende Schallenergie wird also von der Wand reflektiert. Eine weitere Voraussetzung für die folgenden Betrachtungen ist, dass die Schallwelle als ebene Welle angenommen wird. Sämtliche Dissipationseffekte werden außerdem vernachlässigt.

Abhängig von der Art des Schallfeldes werden grundsätzlich zwei Fälle unterschieden. Wird ein Freifeld vorausgesetzt, kann auch eine einzelne, ebene Schallwelle betrachtet werden. Ausgehend vom Einfall dieser einzelnen, ebenen Schallwelle, wird in weiterer Folge durch die Superposition von theoretisch unendlich vielen, in verschiedenen Winkeln einfallenden ebenen Wellen, ein allseitiger Schalleinfall betrachtet.

#### 3.1.1 Einfall einer ebenen Schallwelle

Trifft eine ebene Schallwelle auf eine Grenzfläche, wird sie unter den zuvor genannten Randbedingungen zur Gänze reflektiert. Das Schallfeld vor dieser Grenzfläche setzt sich also in jedem Punkt aus der Überlagerung der eintreffenden und reflektierten Welle zusammen. Aufgrund der unterschiedlichen Phasenlagen der beiden Wellen kommt es daher zu Überhöhungen und Auslöschungen, was abhängig von Abstand und Frequenz der ebenen Schallwelle zu periodischen Interferenzmustern führt. Die Verläufe dieser Interferenzmuster können analytisch berechnet werden, wie hier für den einfachsten Fall einer einzelnen Grenzfläche beschrieben wird.

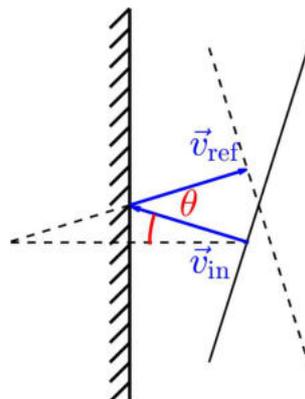


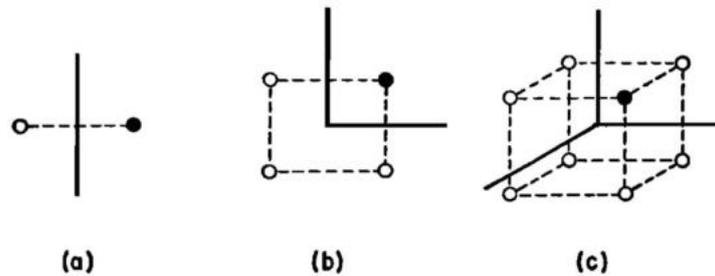
Abbildung 3.1: Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle mit Einfallswinkel  $\theta$  vor einer Wand

Wie bereits erwähnt, setzt sich das Schallfeld vor der Begrenzungsfläche aus der hin- und rücklaufenden Welle zusammen. Daraus kann der zeitliche Mittelwert des quadrierten Schalldrucks über das Zeitintervall  $T$  berechnet werden. Daraus resultiert ein Interferenzmuster, welches sich für den Schalldruck einer im Winkel  $\theta$  einfallenden ebenen Welle in Abhängigkeit des Abstandes  $x$  orthogonal zur Begrenzungsfläche ergibt. Die zuvor erwähnte Abhängigkeit von der Frequenz wird durch die Wellenzahl  $k$  berücksichtigt.

Ebenso kann für die Schallschnelle eine hin- und rücklaufende Welle angenommen werden. Da hier allerdings nicht skalare Werte, wie es beim Schalldruck der Fall ist, sondern Vektor-  
komponenten summiert werden, kommt eine zeitliche Mittelung zu einem anderen Ergebnis.

Der Verlauf der Energiedichte ergibt sich schließlich durch die Überlagerung der potentiellen und kinetischen Energie, welche durch  $\langle p^2 \rangle$  respektive  $\langle v^2 \rangle$  beschrieben wird. Analog zu  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  ist auch die Gesamtenergiedichte auf einen asymptotischen Wert von 1 normiert.

Um die Überlagerung von hin- und rücklaufender Schallwelle zu veranschaulichen, kann die Reflexion auch als eine, von einer virtuellen Spiegelquelle abgestrahlte, ebene Welle betrachtet werden. Durch dieses Prinzip kann die analytische Betrachtung für eine einzelne Begrenzungsfläche auf zwei bzw. drei Begrenzungsflächen erweitert werden. Somit ergeben sich statt einer Spiegelquelle für eine Wand drei für eine Kante und sieben für eine Ecke (siehe Abbildung 3.2). Für jeden Punkt im Halb-, Viertel- und Achtelraum (für Wand, Kante und Ecke) kann so durch die Summierung von der einfallenden Welle und den von den Spiegelquellen abgestrahlten Wellen der resultierende Schalldruck und die resultierende Schallschnelle berechnet werden. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Es gilt  $a = kx \cos \alpha$ ,  $b = ky \cos \beta$ ,  $c = kz \cos \gamma$ ,  $\cos \alpha = \cos \theta$ ,  $\cos \beta = \sin \theta \cos \phi$  und  $\cos \gamma = \sin \theta \sin \phi$  (siehe Abbildung 3.3 für die Definition von  $\phi$  und  $\theta$ ).



**Abbildung 3.2:** Konstruktion von Spiegelquellen für a) Wand, b) Kante, c) Ecke [Waterhouse 1955]

	<b>Wand</b> YOZ Ebene	<b>Kante</b> X0Y, X0Z Ebene	<b>Ecke</b> X0Y, Y0Z, X0Z Ebene
$\langle p^2 \rangle$	$(\cos a)^2$	$(\cos b \cos c)^2$	$(\cos a \cos b \cos c)^2$
$\langle v_x^2 \rangle$	$2(\cos \alpha \cos a)^2$	$4(\cos \alpha \cos b \cos c)^2$	$(\cos \alpha \sin a \sin b \sin c)^2$
$\langle v_y^2 \rangle$	$2(\cos \beta \cos a)^2$	$4(\cos \beta \sin b \cos c)^2$	$(\cos \beta \sin a \sin b \sin c)^2$
$\langle v_z^2 \rangle$	$2(\cos \gamma \cos a)^2$	$4(\cos \gamma \cos b \sin c)^2$	$(\cos \gamma \sin a \sin b \sin c)^2$
$\langle v^2 \rangle$	$1 - \cos 2a \cos 2\alpha$	$1 - \cos 2\beta \cos 2b$ $- \cos 2\gamma \cos 2c$ $+ \cos 2\alpha \cos 2b \cos 2c$	$(\sin a \sin b \sin c)^2$
$\langle E \rangle$	$1 + \cos 2a (\sin \alpha)^2$	$1 + \cos 2b + \cos 2c$ $+ \cos 2b \cos 2c$ $+ \cos 2\beta \cos 2b$ $+ \cos 2\gamma \cos 2c$ $+ \cos 2\alpha \cos 2b \cos 2c$	$1 + \cos 2a \cos 2b$ $+ \cos 2b \cos 2c$ $+ \cos 2a \cos 2c$

**Tabelle 3.1:** Formeln für Interferenzmuster vor Begrenzungsflächen beim Einfall einer ebenen Schallwelle [Waterhouse 1955]

### 3.1.2 Allseitiger Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen

Während in Abschnitt 3.1.1 nur von einer einzelnen ebenen Schallwelle ausgegangen wird, soll nun der konträre Extremfall betrachtet werden. Unendlich viele, ebene Schallwellen treffen von allen Seiten des Halbraumes vor einer Wand (Viertelraum vor einer Kante bzw. Achtelraum vor einer Ecke) ein. Ausgehend von den Formeln in Tabelle 3.1 kann durch Integration über die entsprechenden Winkel  $\phi$  und  $\theta$  auch dieser Fall analytisch berechnet werden, wie im Folgenden wieder für eine einzelne Begrenzungsfläche skizziert wird.

Das in Abbildung 3.3 dargestellte Koordinatensystem ist für alle hier erwähnten Berechnungen gültig (Wand, Kante und Ecke). Im einfachsten Fall einer einzelnen Begrenzungsfläche wird diese durch die  $YOZ$ -Koordinatenebene aufgespannt. Mithilfe des entsprechenden Ausdrucks in Tabelle 3.1 kann für jeden beliebigen Einfallswinkel der Schalldruck entlang der  $x$ -Achse berechnet werden. Integriert man also diesen Ausdruck entsprechend über den gesamten Halbraum vor der Begrenzungsfläche, erhält man  $\langle p_r^2 \rangle$  für den allseitigen Schalleinfall. Analog dazu kann der entsprechende Ausdruck für  $\langle v^2 \rangle$  für alle auf den Koordinatenursprung eintreffenden Schallwellen durch Integration gemittelt werden. Die gesamte Energiedichte  $\langle E_r \rangle$  ergibt sich wie bei der Betrachtung einer einzelnen Schallwelle aus der Mittelung über  $\langle p_r^2 \rangle$  und  $\langle v_r^2 \rangle$ .

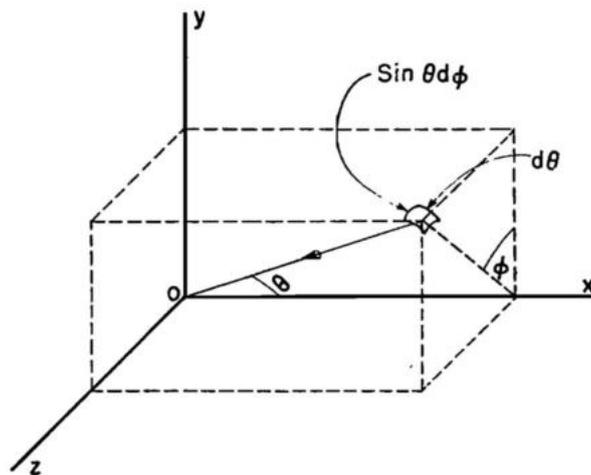


Abbildung 3.3: Koordinatensystem mit der Definition der Winkel  $\phi$  und  $\theta$  [Waterhouse 1955]

Betrachtet man nun die resultierenden Interferenzmuster in Abbildung 3.4 a) bis c), so fällt auf, dass sich für  $\langle p_r^2 \rangle$  stets ein Maximum direkt an der Wand bildet. Ein Blick auf die Beschreibung des entsprechenden Verlaufes  $\langle p^2 \rangle$  für eine einzelne einfallende ebene Welle in Tabelle 3.1 zeigt, dass sich dieses Maximum unabhängig vom Einfallswinkel  $\theta$  stets an der Position  $x = 0$  befindet. Dies liegt daran, dass der Schalldruck der einfallenden und reflektierten Welle als skalarer Wert hier immer konstruktiv überlagert wird. Im Gegensatz dazu setzt sich die Schallschnelle als Vektor aus drei Einzelkomponenten zusammen, welche an einer Grenzfläche unterschiedlich reflektiert werden. Während die normal zur Wand stehende  $x$ -Komponente gegenphasig reflektiert, und durch die Überlagerung mit der einfallenden Schallwelle ausgelöscht wird, ergeben die gleichphasigen Reflexionen der  $y$ - und  $z$ -Komponenten eine Überhöhung an der Grenzfläche. Eine Mittelung der aus allen Richtungen einfallenden ebenen Schallwellen resultiert daher in einem Interferenzmuster  $\langle v_r^2 \rangle$ , welches sein Maximum ca. in einem Abstand von  $\lambda/6$  vor der Grenzfläche hat. Es zeigt sich also, dass

sich die resultierende Energiedichte durch die Grenzfläche in einem gewissen Bereich davor erhöht, wie in Abbildung 3.4 c) ersichtlich ist. Integriert man diese Funktion über den Abstand  $x$ , so erhält man die Fläche unter der Kurve, welche nach der Subtraktion des asymptotischen Wertes 1 der gesamten Energieerhöhung entspricht.

Das Resultat dieses Integrals ist für den Fall einer einzelnen Begrenzungsfläche  $\lambda/8$ , was in den meisten Fällen als die am Anfang des Kapitels erwähnte Waterhouse-Korrektur herangezogen wird, wie auch Gl. (1) zeigt.

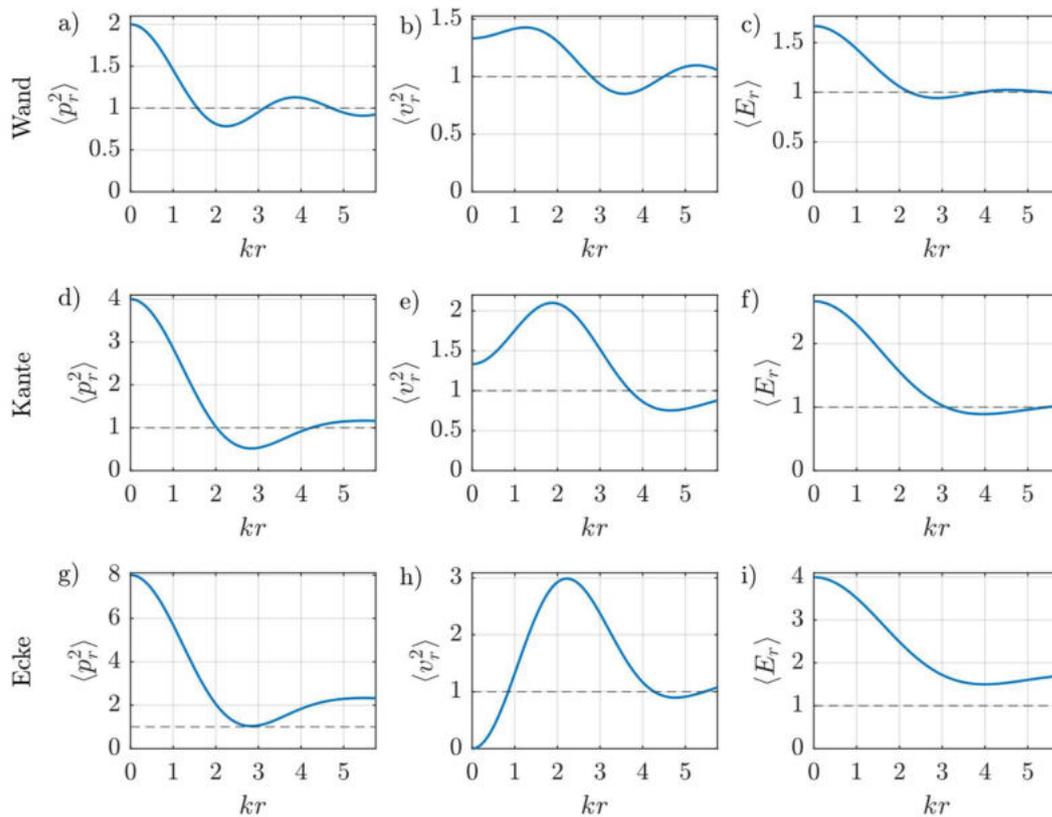


Abbildung 3.4: Interferenzmuster für  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  und  $\langle E \rangle$

Die in Abbildung 3.4 d) bis f) für die Kante und g) bis i) für die Ecke dargestellten Interferenzmuster können durch die Anpassung der Integrationsgrenzen berechnet werden. Als Basis dafür dienen die entsprechenden Ausdrücke für  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  und  $\langle E \rangle$  aus Tabelle 3.1. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst, wobei  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ,  $\rho_1^2 = y^2 + z^2$ ,  $\rho_2^2 = x^2 + z^2$  und  $\rho_3^2 = x^2 + y^2$  gilt. Die Funktion  $j_n$  entspricht der sphärischen Besselfunktion  $n$ -ter Ordnung.

	<b>Wand</b> YOZ Ebene	<b>Kante</b> XOY, XOZ Ebene	<b>Ecke</b> XOY, YOZ, XOZ Ebene
$\langle p_r^2 \rangle$	$1 + j_0(2kx)$	$1 + j_0(2ky) + j_0(2kz) + j_0(2k\rho_1)$	$1 + j_0(2kx) + j_0(2ky) + j_0(2kz) + j_0(2k\rho_1) + j_0(2k\rho_2) + j_0(2k\rho_3) + j_0(2kr)$
$\langle v_r^2 \rangle$	$1 + \frac{1}{3} \cdot j_0(2kx) + \frac{4}{3} \cdot j_2(2kx)$	$1 + \frac{1}{3} \cdot j_0(2ky) + \frac{1}{3} \cdot j_0(2kz) - \frac{1}{3} \cdot j_0(2k\rho_1) + \frac{4}{3} \cdot j_2(2ky) + \frac{4}{3} \cdot j_2(2kz) + \frac{2}{3} \cdot j_2(2k\rho_1)$	$1 + \frac{1}{3} \cdot [j_0(2kx) + j_0(2ky) + j_0(2kz)] + \frac{4}{3} \cdot [j_2(2kx) + j_2(2ky) + j_2(2kz)] - \frac{1}{3} \cdot [j_0(2k\rho_1) + j_0(2k\rho_2) + j_0(2k\rho_3)] + \frac{2}{3} \cdot [j_2(2k\rho_1) + j_2(2k\rho_2) + j_2(2k\rho_3)] + j_0(2kr)$
$\langle E_r \rangle$	$1 + \frac{2}{3} \cdot j_0(2kx) + \frac{2}{3} \cdot j_2(2kx)$	$1 + \frac{2}{3} \cdot j_0(2ky) + \frac{2}{3} \cdot j_0(2kz) + \frac{1}{3} \cdot j_0(2k\rho_1) + \frac{2}{3} \cdot j_2(2ky) + \frac{2}{3} \cdot j_2(2kz) + \frac{1}{3} \cdot j_2(2k\rho_1)$	$1 + \frac{2}{3} \cdot [j_0(2kx) + j_0(2ky) + j_0(2kz)] + \frac{2}{3} \cdot [j_2(2kx) + j_2(2ky) + j_2(2kz)] + \frac{1}{3} \cdot [j_0(2k\rho_1) + j_0(2k\rho_2) + j_0(2k\rho_3)] + \frac{1}{3} \cdot [j_2(2k\rho_1) + j_2(2k\rho_2) + j_2(2k\rho_3)]$

**Tabelle 3.2:** Formeln für Interferenzmuster vor Begrenzungsflächen bei allseitigem Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen [Waterhouse 1965]

Die Verläufe von  $\langle p_r^2 \rangle$  vor einer Kante bzw. Ecke zeigen ähnliche Verläufe wie die vor einer Wand wie Abbildung 3.4 a), d) und g) zeigen. Da allerdings mehr Begrenzungsflächen vorhanden sind, erhöht sich auch die Anzahl der Spiegelquellen wie Abbildung 3.2 zeigt. Somit steigt  $\langle p_r^2 \rangle$  auf den vierfachen Wert direkt in einer Kante und auf den achtfachen Wert direkt in einer Ecke. Auch für  $\langle v_r^2 \rangle$  zeigt sich in einer Kante ein ähnlicher Verlauf wie vor einer Wand. In Abbildung 3.4 e) ist eine Überhöhung direkt in der Kante zu erkennen, welche mit größer werdendem Abstand zu einem Maximum ansteigt und sich danach dem asymptotischen Wert annähert. Einzig für die Ecke ergibt sich ein gänzlich anderer Verlauf, wie Abbildung 3.4 h) zeigt. Da durch die drei Begrenzungsflächen alle drei Schallschnellekomponenten durch gegenphasige Überlagerung mit der rücklaufenden Welle ausgelöscht werden, ist auch der resultierende Wert  $\langle v_r^2 \rangle$  direkt in der Ecke Null und steigt erst mit größer werdendem Abstand an.

## 3.2 Simulation in MATLAB

Im Folgenden Abschnitt wird eine im Rahmen dieser Arbeit entstandene App vorgestellt, mit der die mathematischen Beschreibungen der Interferenzmuster aus Abschnitt 3.1 visualisiert und analysiert werden können. Als Programmierumgebung dient App Designer in MATLAB, mit dem schlussendlich eine App erstellt wird, die auch ohne MATLAB ausgeführt werden kann.

### 3.2.1 Anforderungen an die App

Auch wenn die Interferenzmuster für den allseitigen Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen in der Praxis wohl am relevantesten sind, ist die Betrachtung einzelner ebener Schallwellen doch sehr hilfreich, um das Schallfeld vor Begrenzungsflächen zu analysieren. Somit ist es sinnvoll, in der App beide Betrachtungen zu implementieren und für 1, 2 oder 3

orthogonal aufeinander stehende Begrenzungsflächen ausführen zu können. Weiters soll der Verlauf für  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  und  $\langle E \rangle$  in Abhängigkeit von der Frequenz und dem Abstand zu den Begrenzungsflächen visualisiert werden. Da das Schallfeld laut den Formeln aus Tabelle 3.2 nur entlang einer Trajektorie berechnet wird, werden die Winkel dieser Trajektorie variabel gestaltet, um das Schallfeld im gesamten Halb-, Viertel- bzw. Achtelraum zu analysieren. Für einzelne ebene Schallwellen ist dies auch für verschiedene Einfallswinkel möglich. Von besonderem Interesse ist bei allseitigem Schalleinfall das resultierende Maximum für  $\langle v^2 \rangle$ , weshalb ein Zusammenhang zwischen der Frequenz und dem Abstand von den Begrenzungsflächen gefunden werden soll.

### 3.2.2 Benutzeroberfläche und Funktionsbeschreibung

Wird die App gestartet, werden automatisch die Interferenzmuster für die Standard-einstellungen berechnet und angezeigt. Im linken Teil der Benutzeroberfläche befinden sich die Einstellungen und die Visualisierung der Winkel, im rechten Teil die berechneten Interferenzmuster. Prinzipiell muss jede Veränderung der Einstellungen durch das Anklicken des „Plot“-Knopfes bestätigt werden, um die Grafiken für die aktuellen Einstellungen anzuzeigen. Im Folgenden werden die einzelnen Blöcke dieser Einstellungen bzw. generell alle Elemente der Benutzeroberfläche beschrieben, welche in Abbildung 3.5 durch farbige Rahmen gekennzeichnet und nummeriert sind.

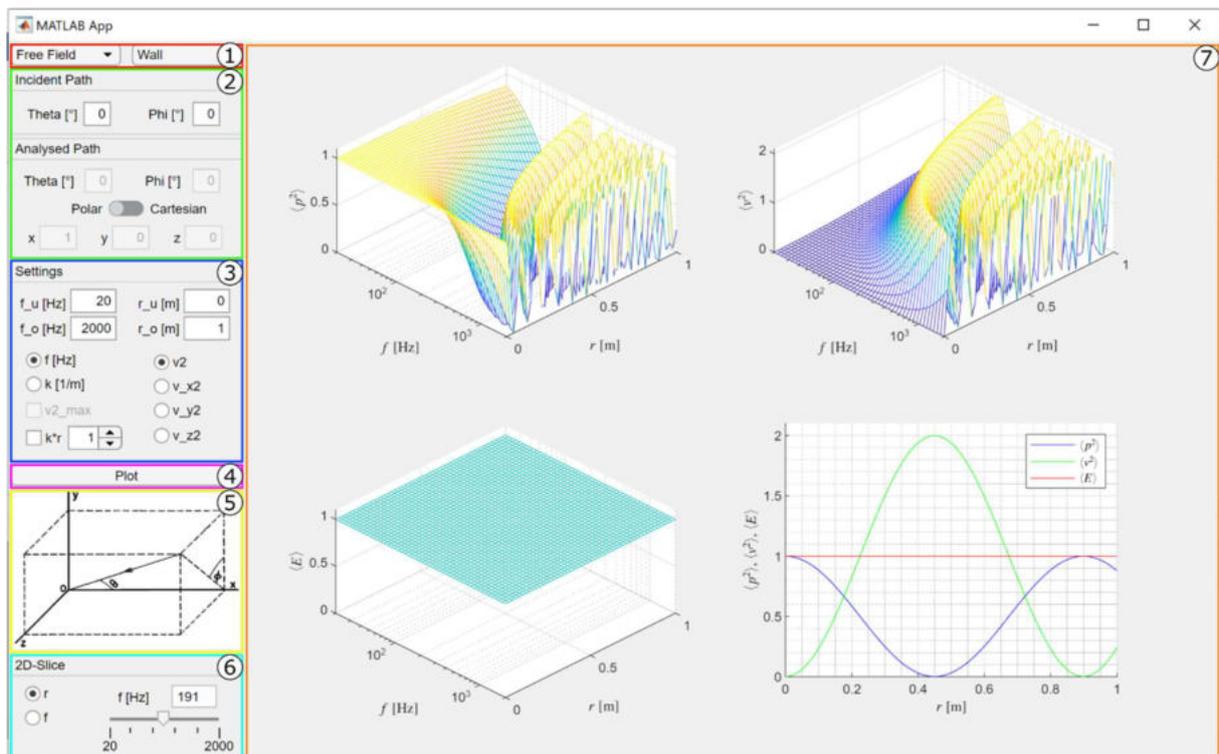


Abbildung 3.5: Benutzeroberfläche der App zur Visualisierung von Interferenzmustern vor Begrenzungsflächen

- (1) In diesen beiden Feldern wird das zugrunde liegende Berechnungsmodell gewählt. Einerseits kann zwischen „*Free Field*“ also einer einzelnen einfallenden ebenen Schallwelle (siehe Abschnitt 3.1.1) und „*Reverberant*“ gewählt werden, was für allseitigen Schalleinfall unendlich vieler ebener Wellen steht (siehe Abschnitt 3.1.2). Andererseits wird anhand der Anzahl der Begrenzungsflächen zwischen „*Wall*“, „*Edge*“ und „*Corner*“ unterschieden.
- (2) Hier werden die entsprechenden Winkel für die Definition der Trajektorien angegeben. Unter „*Incident Path*“ wird der Einfallswinkel der Schallwelle durch die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  eingegeben. Diese Option ist sinngemäß nur für das Modell „*Free Field*“ verfügbar. Unter „*Analysed Path*“ wird die Trajektorie definiert, entlang der die Interferenzmuster berechnet werden. Durch ein Umschalten von „*Polar*“ auf „*Cartesian*“ kann eine Trajektorie definiert werden, die durch den Koordinatenursprung und den durch die  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Koordinaten angegebenen Punkt verläuft. Alle für das momentan gewählte Berechnungsmodell nicht verfügbaren Optionen werden ausgeblendet.
- (3) In diesem Bereich werden verschiedene Einstellungen für die Anzeige der Interferenzmuster präzisiert. In den mit  $f_u$  und  $f_o$ , bzw.  $r_u$  und  $r_o$  gekennzeichneten Feldern wird der Wertebereich aller Darstellungen für die Frequenz  $f$  bzw. den Abstand  $r$  angegeben. Weiters kann die  $x$ -Achse der 3D-Plots von der Frequenz  $f$  auf die Wellenzahl  $k$  geändert werden. Beim Anwählen des Kästchens für  $\langle v^2 \rangle_{max}$  wird das Maximum des Interferenzmusters für  $\langle v^2 \rangle$  durch eine Kurve angenähert und der mathematische Zusammenhang zwischen der Frequenz  $f$  und dem Abstand  $r$  neben der entsprechenden Darstellung eingeblendet. Diese Option ist nur für den allseitigen Schalleinfall („*Reverberant*“) verfügbar. Weiters kann in den 3D-Darstellungen der Verlauf der gewählten Helmholtz-Zahl  $kr$  angezeigt werden. Um die Verläufe von  $\langle v^2 \rangle$  genauer analysieren zu können, wird durch die entsprechende Auswahl entweder die Resultierende  $\langle v^2 \rangle$  oder eine der Einzelkomponenten  $\langle v_x^2 \rangle$ ,  $\langle v_y^2 \rangle$ ,  $\langle v_z^2 \rangle$  dargestellt. Diese Option ist nur für den Einfall einer einzelnen ebenen Welle verfügbar („*Free Field*“).
- (4) Nach der Wahl aller bisher genannten Optionen, kann durch einen Klick auf den „*Plot*“-Knopf die Berechnung der Interferenzmuster gestartet werden.
- (5) Die Winkel der Trajektorien werden entsprechend dieser Darstellung definiert.
- (6) Hier können die Einstellungen für die 2D-Grafik vorgenommen werden. Die  $x$ -Achse wird durch die entsprechende Wahl zwischen dem Abstand  $r$  und der Frequenz  $f$  umgeschaltet. Der Schieberegler dient zur Wahl der anzuzeigenden Frequenz bzw. des anzuzeigenden Abstandes. Da nur diskrete Werte vorliegen, kann keine beliebige Frequenz und kein beliebiger Abstand gewählt werden. Der mittels Schieberegler gewählte Wert wird in dem darüber liegenden Feld angezeigt. Die 2D-Darstellung der Verläufe kann als Schnitt („*2D-Slice*“) durch die jeweiligen 3D-Interferenzmuster verstanden werden. Dadurch ist es möglich, hier verschiedene Frequenzen bzw. Abstände zu wählen, ohne dass neu berechnet werden muss.
- (7) Alle entsprechend der gewählten Optionen berechneten Interferenzmuster werden in diesem Bereich angezeigt. Die 3D-Darstellungen zeigen separat die Verläufe für  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  und  $\langle E \rangle$ . Rechts unten werden die Interferenzmuster für diskrete Frequenzen bzw. Abstände für alle drei Parameter angezeigt.

### 3.2.3 Simulation von Interferenzen nahe einer Kante

Auch wenn mit der beschriebenen App alle in Abschnitt 3.1 erwähnten Fälle simuliert werden können, ist es im Rahmen dieser Arbeit der allseitige Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen in einer Kante der primär von Relevanz ist. Dies ist der Bereich, in dem der hier so zentrale Kantenabsorber eingebracht wird und somit unweigerlich das vorliegende Schallfeld beeinflusst. Daher werden die resultierenden Interferenzmuster vor einer leeren Kante im Folgenden anhand der Simulation in der App analysiert. Hierfür wird in den Feldern für die Wahl des Berechnungsmodells „Reverberant“ und „Edge“ gewählt. Der einzige Winkel, der in diesem Fall eingegeben werden kann, ist  $\phi$  der berechneten Trajektorie, welcher mit  $45^\circ$  gewählt wird. Es wird der größtmögliche Frequenzbereich von 20 Hz bis 2000 Hz gewählt, der maximale Abstand wird in Anlehnung an die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Messungen mit 1,4 m eingegeben. Die 3D-Darstellungen sollen die Frequenz  $f$  als  $x$ -Achse beinhalten, außerdem wird mit einem Häkchen bei  $\langle v^2 \rangle_{max}$  das Maximum im Verlauf von  $\langle v^2 \rangle$  durch eine gebrochene rationale Funktion angenähert. Durch Klicken des „Plot“-Knopfes werden die Interferenzmuster berechnet und dargestellt.

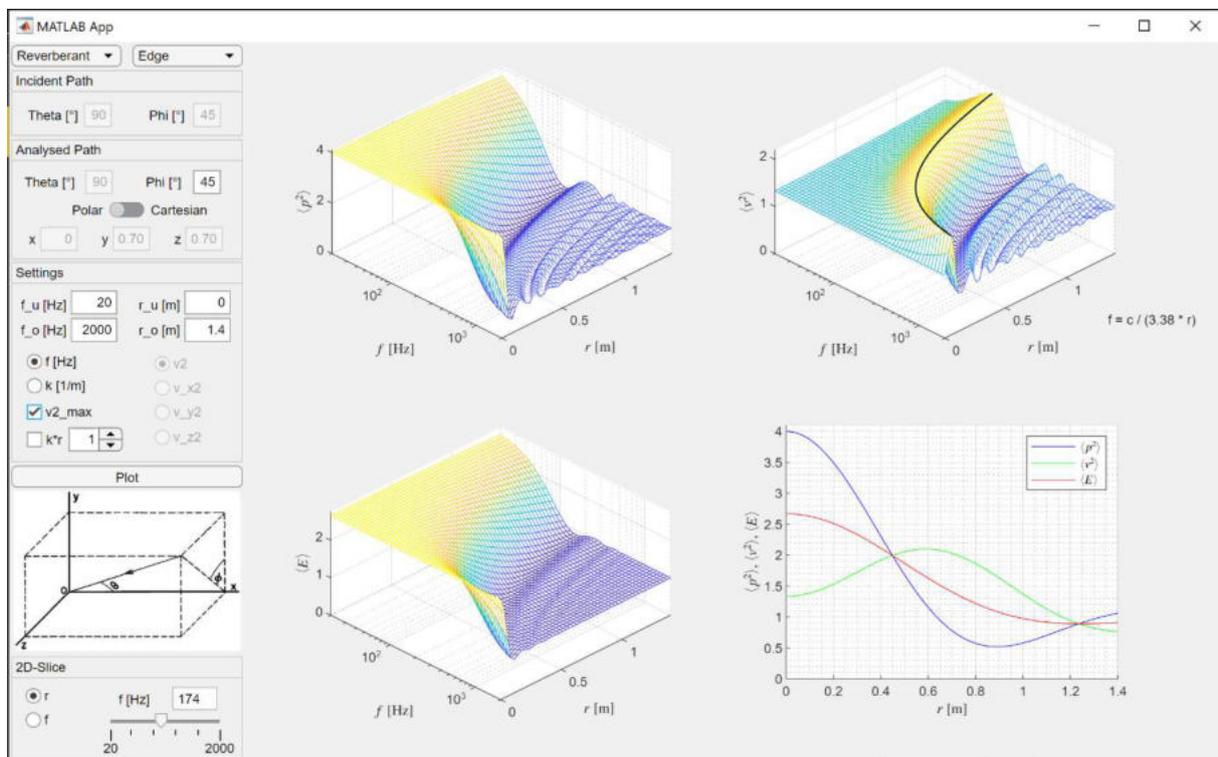


Abbildung 3.6: Simulation von Interferenzmustern in einer Raumkante für allseitigen Einfall unendlich vieler ebener Schallwellen

Im 3D-Diagramm links oben ist der zeitlich gemittelte Wert von  $\langle p^2 \rangle$  in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  und dem Abstand  $r$  von der Kante dargestellt. Für  $r = 0$  ergibt sich hier eine vierfache Überhöhung gegenüber dem asymptotischen Wert von 1, welche sich durch die Überlagerung der eintreffenden Schallwelle und den von den Spiegelquellen abgestrahlten Schallwellen ergibt, wie Abbildung 3.2 b) zeigt. Bei größer werdender Entfernung  $r$  zur Wand fällt  $\langle p^2 \rangle$  ab und nähert sich dem asymptotischen Wert an. Je tiefer die Frequenz, also größer die Wellenlänge, desto größer ist auch der Abstand, bei der dieser asymptotische Wert erreicht wird.

Äquivalent dazu stellt das Diagramm rechts oben  $\langle v^2 \rangle$  dar. Auch hier ergibt sich eine Erhöhung direkt in der Kante, die allerdings im Vergleich zu der von  $\langle p^2 \rangle$  geringer ausfällt. Bei größer werdender Entfernung  $r$  zur Kante steigt der Wert allerdings auf ein Maximum von über dem Doppelten des asymptotischen Wertes an. Bei weiterer Entfernung von der Kante wird allmählich der asymptotische Wert angenähert. Analog zu  $\langle p^2 \rangle$  vergrößert sich bei tieferen Frequenzen auch hier der Abstand bis zum Erreichen des asymptotischen Wertes. Da der frequenzabhängige Abstand des Maximums von  $\langle v^2 \rangle$  von der Kante ein wesentlicher Parameter bei der Analyse des Schallfeldes im Zusammenhang mit Kantenabsorbern ist, wird der Verlauf des Maximums im Diagramm durch eine einfache Funktion angenähert [Kurz et al. 2021]. Diese Funktion basiert auf dem Prinzip des  $\frac{\lambda}{4}$ -Abstandes von  $\langle v^2 \rangle$  vor der Wand und beschreibt den Zusammenhang zwischen der Frequenz  $f$  und dem Abstand  $r$  und wird rechts vom Diagramm angezeigt. Die Funktion beinhaltet weiters die Schallgeschwindigkeit  $c$  und den durch die Annäherung der Kurve ermittelten Parameter  $a$ , für den sich in diesem Fall 3,38 ergibt.

$$f = \frac{c}{a \cdot r} \quad (2)$$

Für die gesamte Energiedichte  $\langle E \rangle$  links unten ergibt sich schließlich ein Verlauf ähnlich zu dem von  $\langle p^2 \rangle$ . Durch den Abstand des Maximums der kinetischen Energie von der Kante verläuft dieser allerdings flacher. Für das Maximum von  $\langle E \rangle$  direkt in der Kante ergibt sich eine Überhöhung von ca. 2,7.

Die 3D-Darstellungen für  $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$  und  $\langle E \rangle$  geben einen sehr guten Überblick über den Zusammenhang zwischen dem jeweiligen Parameter, der Frequenz und dem Abstand zur Kante. Der genaue Verlauf der Interferenzmuster und wie sich diese in Relation zueinander verhalten, lässt sich für diskrete Frequenzen besser in der 2D-Darstellung rechts unten ablesen. Im vorliegenden Beispiel wird eine Frequenz von 174 Hz gewählt, wie in Abbildung 3.6 links unten zu sehen ist. Bei der übersichtlichen Darstellung der drei Verläufe in einem Diagramm ist besonders anzumerken, dass sich deren Werte immer auf den asymptotischen Wert des jeweils betrachteten Parameters beziehen. Das bedeutet, dass aus diesen relativen Werten nur bedingt ein Rückschluss auf absolute Pegel möglich ist.

---

## 4 Messung im Hallraum

### 4.1 Konzept der Messung

#### 4.1.1 Zweck und Zielsetzung

Die in Kapitel 3 berechneten bzw. simulierten Interferenzerscheinungen sollen nun in einer Messreihe verifiziert werden. Da es in weiterer Folge darum geht, die Funktionsweise von Kantenabsorbern zu beschreiben, können die Messungen auf den hierfür relevanten Teil beschränkt werden. Von primärem Interesse sind also Interferenzen in, bzw. vor einer Raumkante, also zwei orthogonal aufeinander stehenden Begrenzungsflächen.

Ziel dieser Messreihe soll es sein, den Verlauf der potentiellen und kinetischen Energie in der Raumkante darzustellen. Die damit gewonnene Information über das Schallfeld, in das in späterer Folge der Kantenabsorber eingebracht wird (siehe Kapitel 6), soll dabei helfen dessen frequenzabhängiges Absorptionsverhalten zu analysieren.

#### 4.1.2 Parameter

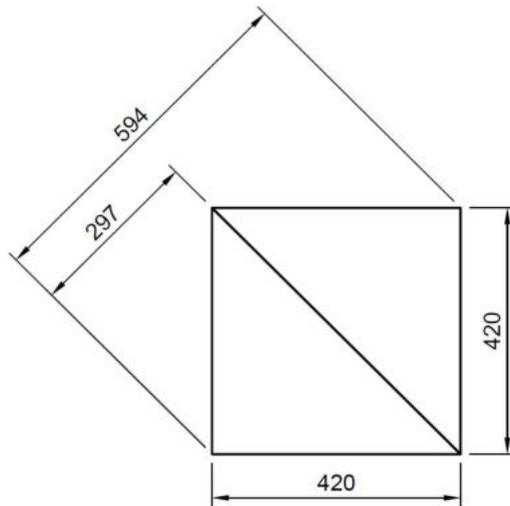
In den folgenden Abschnitten werden alle für die Messung relevanten Parameter aufgelistet und deren Wahl erläutert.

##### 4.1.2.1 Ort der Messung

Für die Ausprägung der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen bzw. in Abschnitt 3.2.3 simulierten Interferenzmuster für eine Raumkante ist ein Schalleinfall aus allen Richtungen des Viertelraumes Voraussetzung [Waterhouse 1955]. Dies ist am ehesten in einem Hallraum mit einem möglichst diffusen Schallfeld der Fall.

##### 4.1.2.2 Messbereich

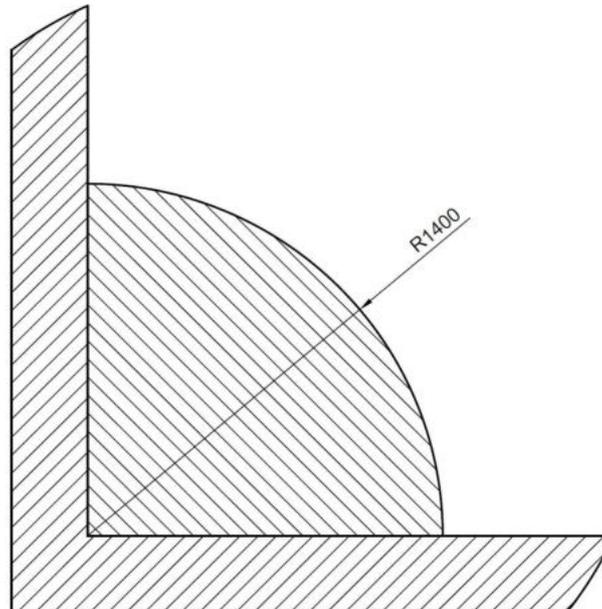
Wie bereits eingangs erwähnt, soll die Messung, die hier im leeren Hallraum durchgeführt wird, bereits die spätere Einbringung eines Kantenabsorbers berücksichtigen. Das bedeutet, dass die Messung auch in dem dafür relevanten Messbereich passieren soll. Vorgreifend auf Kapitel 6 sei hierfür in Abbildung 4.1 der Aufriss von zwei aneinander gelegten Kantenabsorbern mit dreieckiger Querschnittsfläche (Konfiguration 1) mit den entsprechenden Maßen dargestellt.



**Abbildung 4.1:** Abmessungen des in Kapitel 6 verwendeten Kantenabsorbers  
(2 Stück aneinandergelegt, Maße in mm)

### **Ortsbereich**

Um das Schallfeld im Bereich des Kantenabsorbers und noch darüber hinaus zu erfassen, wird der Messbereich auf einen Viertelkreis mit einem Radius von 1,4 m und dem Mittelpunkt in der Kante festgelegt (siehe Abbildung 4.2). Es gilt, diesen Bereich entsprechend der in Kapitel 4.1.2.6 festgelegten Anordnung messtechnisch abzutasten und somit eindeutige Verläufe der Messgrößen zu erhalten.



**Abbildung 4.2:** In der Kante liegender Ortsbereich der Messung (Maße in mm)

Dies deckt sich in etwa auch mit den in [London 1941] gewählten Abständen, wobei hier die Interferenzerscheinungen von Schalldruck und Schallschnelle vor einer Wand gemessen wurden. Der maximale Abstand ist hier mit 6 Fuß angegeben, was in etwa 1,8 m entspricht.

### **Frequenzbereich**

Mit dem zuvor festgelegten Ortsbereich ergibt sich auch der entsprechende Frequenzbereich der Messung. Da es sich beim Kantenabsorber vom Wirkprinzip um einen Strömungsabsorber handelt (siehe Kapitel 2), ist insbesondere der Verlauf der Schallschnelle von Interesse. Betrachtet man den Verlauf der kinetischen Energie im Falle eines allseitigen Schalleinfall, lässt sich ein von Frequenz bzw. Abstand abhängiges Maximum berechnen. Für eine Raumkante ergibt sich in einem Bereich von 1,4 m vor der Kante für  $\phi = 45^\circ$  (siehe Abschnitt 3.2.3)

$$f = \frac{c}{3,38 \cdot r} \quad (3)$$

Gemäß Abbildung 4.1 ergibt sich hierbei für den Kantenabsorber der maximale Abstand von der Kante zu ca.

$$r_{KA,max} = 0,59 \text{ m} \quad (4)$$

und daraus die dazugehörige Frequenz, bei der das Maximum der kinetischen Energie im Abstand  $r_{KA,max}$  auftritt.

$$f_{KA,min} = \frac{343 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{3,38 \cdot 0,59 \text{ m}} = 172 \text{ Hz} \quad (5)$$

Um den Vergleich zwischen einer Lokalisierung des Maximums innerhalb und außerhalb des Kantenabsorbers zu erhalten, wird nun der Frequenzbereich so gewählt, dass der gesamte Bereich abgedeckt ist. Die beiden Extremfälle für das örtliche Maximum der kinetischen Energie werden jeweils 20 cm von der Kante und dem Rand des gewählten Ortsbereiches (siehe Abbildung 4.2) festgelegt. Die gewählten 20 cm ergeben sich zusammen mit den Überlegungen aus Abschnitt 4.1.2.6. Daraus kann als Richtwert für die untere und obere Grenzfrequenz der Messung (vgl. Tabelle 4.1)

$$f_u = \frac{343 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{3,38 \cdot 1,2 \text{ m}} = 85 \text{ Hz} \quad (6)$$

$$f_o = \frac{343 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{3,38 \cdot 0,2 \text{ m}} = 507 \text{ Hz} \quad (7)$$

berechnet werden.

### **4.1.2.3 Messgrößen**

Die berechneten und in der Simulation dargestellten Werte (siehe Abschnitt 3.2.3) der potentiellen Energie  $\langle p^2 \rangle$  und kinetischen Energie  $\langle v^2 \rangle$  sollen auch in der Messung die resultierenden Größen sein. Hierfür wird respektive der Schalldruck mit einem Druckempfänger und die Schallschnelle mit einem Schnellesensor gemessen. Durch Quadrierung und zeitliche Mittelung erhält man schließlich die energieproportionalen Größen, die direkt mit der Simulation vergleichbar sind.

### 4.1.2.4 Messsignal

#### Bandbreite

Die theoretische Annahme, dass Schall aus dem gesamten Viertelraum vor der Raumkante gleichmäßig verteilt eintritt, lässt sich in der Praxis auch in einem Hallraum nur bedingt erfüllen. Vor allem bei tiefen Frequenzen kommt es, bedingt durch die Eigenmoden des Raumes, zu einer Bevorzugung bestimmter Richtungen bei der Wellenausbreitung. Für die Messung bedeutet das, dass ein breitbandiges Signal verwendet werden muss, um gleichmäßigen Schalleinfall anzunähern. Dadurch werden mehrere nebeneinanderliegende Eigenmoden verschiedenster Ordnung angeregt und eine gleichmäßigere Verteilung des Schallfeldes erreicht. Da die zu messenden Interferenzerscheinungen frequenzabhängig sind, kann die Frequenzbandbreite allerdings auch nicht beliebig groß sein, da sich die Muster sonst ausmitteln würden. Ziel bei der Wahl des Messsignals ist es also, hier einen geeigneten Mittelweg zu finden.

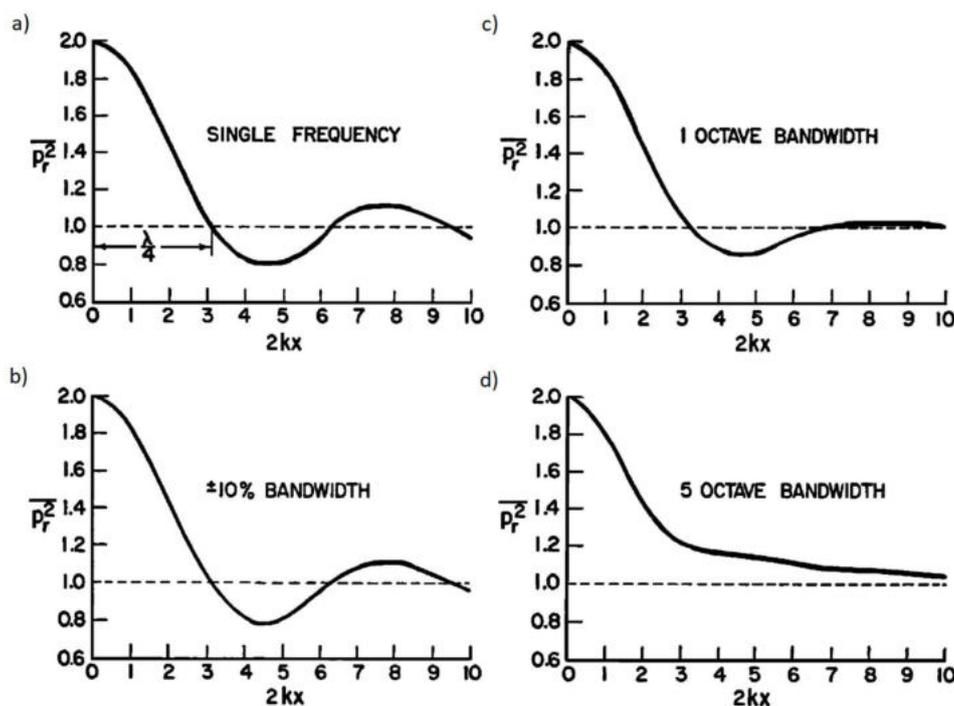


Abbildung 4.3: Einfluss der Bandbreite auf den Verlauf von  $\langle p^2 \rangle$  vor einer Wand [Waterhouse 1955]

In Abbildung 4.3 ist der Einfluss der Frequenzbandbreite der eintreffenden Schallwellen auf die Interferenzmuster vor einer Wand dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine Bandbreite unter einer Oktave die Kurve nur wenig beeinflusst. Die zweite Kurve (b) mit einer Bandbreite von 20 % der Mittenfrequenz entspricht in etwa einem Terzband (ca. 24 %) und ist kaum von der für einzelne Frequenzen (a) zu unterscheiden.

Voraussetzung für die gleichmäßige Verteilung des Schallfeldes ist eine Modendichte von mindestens 20 Moden pro Terzband [Späh 1995]. Betrachtet man konkret die Modenstruktur des Hallraumes (siehe 4.2.1), ist diese Voraussetzung erst ab dem Terzband mit der Mittenfrequenz 100 Hz gegeben. Bei tieferen Frequenzen muss die Bandbreite auf zwei Terzbänder vergrößert werden, damit sich in Summe mehr als 20 Moden innerhalb des Frequenzbandes befinden.

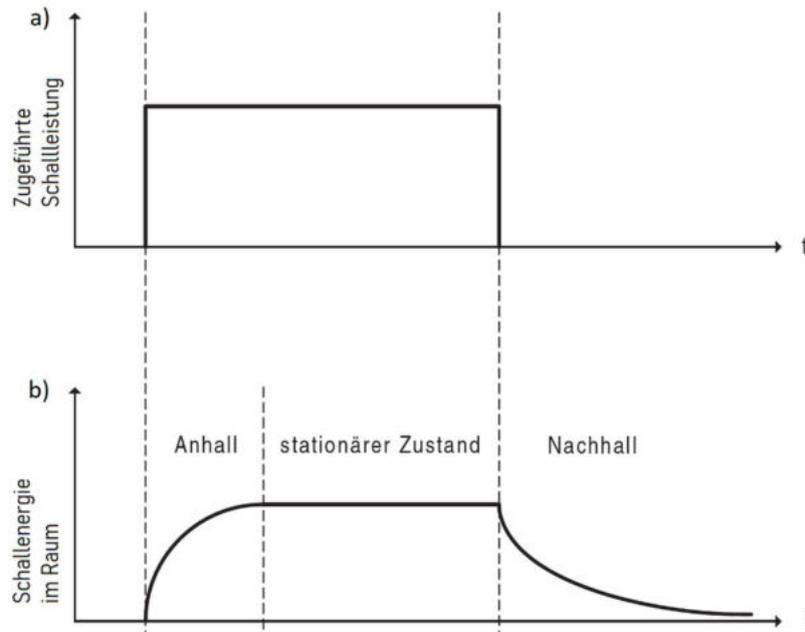
Entsprechend den Mittenfrequenzen für Terzbänder nach [ISO 266] ergeben sich somit für den in Kapitel 4.1.2.2 festgelegten Frequenzbereich die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Frequenzbänder  $F$  für die Messung. Zu tiefen Frequenzen wird der Frequenzbereich erweitert und die beiden untersten Terzbänder 63 Hz und 80 Hz werden sowohl gemeinsam (Frequenzband 1) als auch einzeln (Frequenzband 2 & 3) als Anregungssignal verwendet. Dadurch kann überprüft werden, ob der theoretische Einfluss der Bandbreite auf den Verlauf der Interferenzerscheinungen (siehe Abbildung 4.3) auch in der Praxis nachvollziehbar ist und wie stark sich die Anzahl der Moden in einem Frequenzband auf die Messergebnisse auswirkt. Um den Messaufwand zu reduzieren wird die Anzahl der Frequenzbänder auf 10 beschränkt, wodurch sich die höchste Terzbandmittenfrequenz zu 400 Hz ergibt. Da bei der Auswertung ein konstanter Pegel über der Frequenz erzielt werden soll, wird als Ausgangssignal weißes Rauschen verwendet, welches entsprechend der angegebenen unteren und oberen Grenzfrequenzen bandbegrenzt wird.

Frequenzband $F$	Mittenfrequenz	Untere Grenzfrequenz	Obere Grenzfrequenz
1	71 Hz	56 Hz	90 Hz
2	63 Hz	56 Hz	71 Hz
3	80 Hz	71 Hz	90 Hz
4	100 Hz	90 Hz	112 Hz
5	125 Hz	112 Hz	140 Hz
6	160 Hz	140 Hz	180 Hz
7	200 Hz	180 Hz	224 Hz
8	250 Hz	224 Hz	280 Hz
9	315 Hz	280 Hz	355 Hz
10	400 Hz	355 Hz	450 Hz

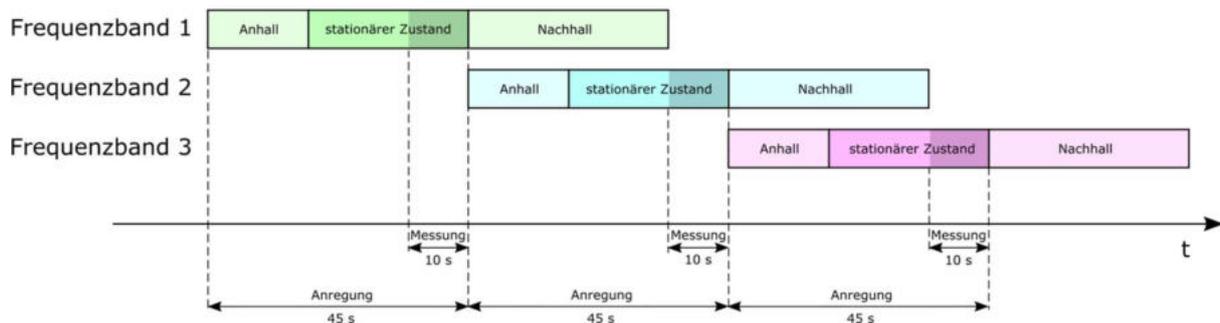
**Tabelle 4.1:** Frequenzbänder der Messung mit den jeweiligen Mitten- und Grenzfrequenzen

### *Anregungsdauer*

Zusätzlich zur Beschreibung des Messsignals im Frequenzbereich muss auch der Zeitbereich, also die Dauer festgelegt werden. Hierfür ist es sinnvoll den zeitlichen Verlauf des Schalldruckes, bzw. des energieproportionalen Schalldruckquadrates im diffusen Schallfeld zu betrachten (siehe Abbildung 4.4). Es fällt auf, dass sich nach dem Einschalten der Schallquelle erst nach einer gewissen Zeit ein konstanter Wert für  $\langle p^2 \rangle$  ergibt. In diesem „Anhall“ genannten Zeitabschnitt wird dem Schallfeld Energie zugeführt und somit ein diffuses Schallfeld aufgebaut, welches nach dem Abschalten der Schallquelle in einem Nachhall abklingt [Möser 2009].



**Abbildung 4.4:** Zeitverlauf eines diffusen Schallfeldes: a) zugeführte Schalleistung, b) Auf- und Abbau der mittleren Schallenergie im Raum [Möser 2009, S.237]



**Abbildung 4.5:** Zeitlicher Ablauf der Messung

Da für die Messung ein möglichst gleichmäßiger Schalleinfall aus allen Richtungen erreicht und bei der Auswertung durch Mittelung ein konstanter Wert für potentielle und kinetische Energie berechnet werden soll, ist es nicht sinnvoll während des An- bzw. Nachhalls zu messen. Nur in der Zeit, in der die Schallenergie im Raum konstant ist, werden Messwerte aufgenommen. Das bedeutet, dass sich bei aufeinanderfolgenden Messungen, bei denen nur das Frequenzband variiert, Anhall und Nachhall überschneiden können und somit die Messdauer erheblich verkürzt wird (siehe Abbildung 4.5 für die ersten drei Frequenzbänder).

Für die Wahl der Länge des Anregungssignales muss die maximale An- bzw. Nachhalldauer im für die Messung relevanten Frequenzbereich berücksichtigt werden. Entsprechend den Messergebnissen von [Nell 2019] ergeben sich hier 32,7 s (allerdings ohne Resonanzabsorber im Hallraum) bei einer Frequenz von 50 Hz, mit etwas Reserve wird der Wert auf 35 s gerundet. Die Länge der Messung selbst wird mit 10 s festgesetzt, wodurch sich in Summe 45 s pro Frequenzband ergeben.

### 4.1.2.5 Schallquelle

Um ein möglichst diffuses Schallfeld zu erzeugen, sollte die verwendete Schallquelle kugelförmige Abstrahlcharakteristik aufweisen. Außerdem ist über den für die Messung relevanten Frequenzbereich ein weitgehend linearer Frequenzgang notwendig, um die Pegel der in Tabelle 4.1 angegebenen Frequenzbänder vergleichen zu können. Hierbei erweist sich vor allem letztere Forderung als problematisch, da für den üblicherweise verwendeten Dodekaeder im Frequenzgang unter 100 Hz ein starker Pegelabfall erkennbar ist (siehe Abbildung 4.6, blau). Für die Frequenzbänder 1 bis 4 wird daher ein Subwoofer verwendet, mit dem eine Frequenzbereichserweiterung zu tiefen Frequenzen erreicht werden kann (siehe Abbildung 4.6, rot).

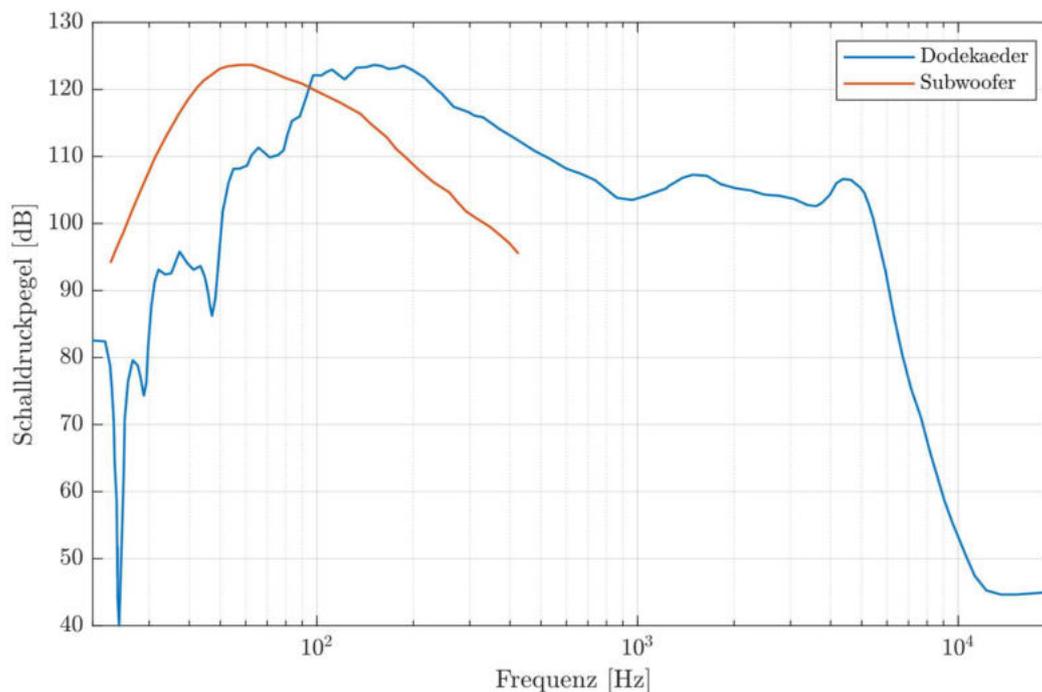


Abbildung 4.6: Frequenzgang der Schallquellen (blau: Dodekaeder [Geigl 2004], rot: Subwoofer [Mackie])

### Schallquellenpositionen

In Anlehnung an [ISO 354] werden zwei Positionen für die Schallquelle im Raum und zusätzlich eine direkt in der Ecke gewählt, um eine gleichmäßige Anregung jeglicher in den Frequenzbändern liegenden Modenfrequenzen zu gewährleisten. Sämtliche Messungen werden jeweils für alle drei Quellpositionen  $Q$  durchgeführt. Durch eine Mittelwertbildung der Messwerte bei der Auswertung kann somit deren Streuung verringert und die Zuverlässigkeit erhöht werden. Die Positionierung der Schallquellen im Hallraum ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der Subwoofer befindet sich direkt auf dem Boden, der Dodekaeder wird auf einem Stativ in 1,2 m Höhe positioniert (siehe Abbildung 4.14 b).

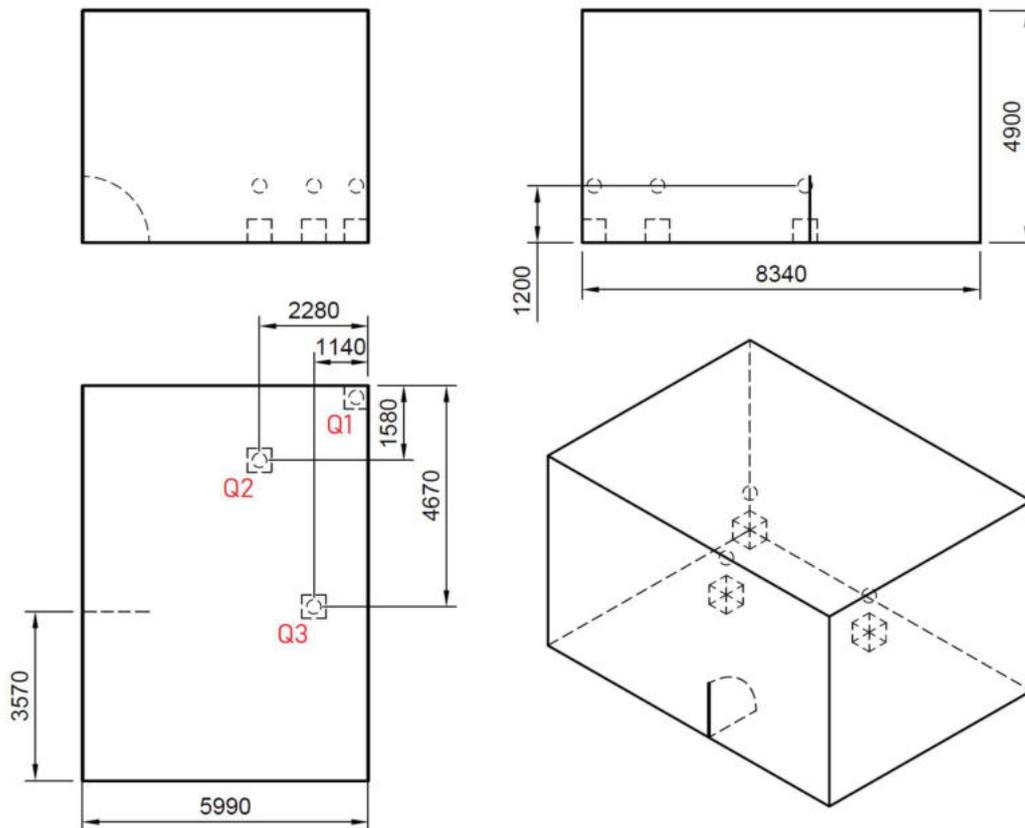


Abbildung 4.7: Positionierung der Mikrofone und Schallquellen (Maße in mm)

#### 4.1.2.6 Mikrofonanordnung

##### *Positionierung der Mikrofone*

Nachdem in Abschnitt 4.1.2.2 der Ortsbereich für die Messung bestimmt wurde, stellt sich die Frage in welcher Raumkante und an welcher genauen Position die Mikrofone platziert werden sollen. Eine Messreihe mit verschiedenen Anordnungen von Kantenabsorbern im Hallraum aus [Reisinger 2019] zeigt, dass die längsten Kanten eines Raumes den größten Einfluss auf die Absorption aufweisen. Somit ist es sinnvoll, sich bei der genauen Betrachtung des Schallfeldes auf diese Längskante zu konzentrieren.

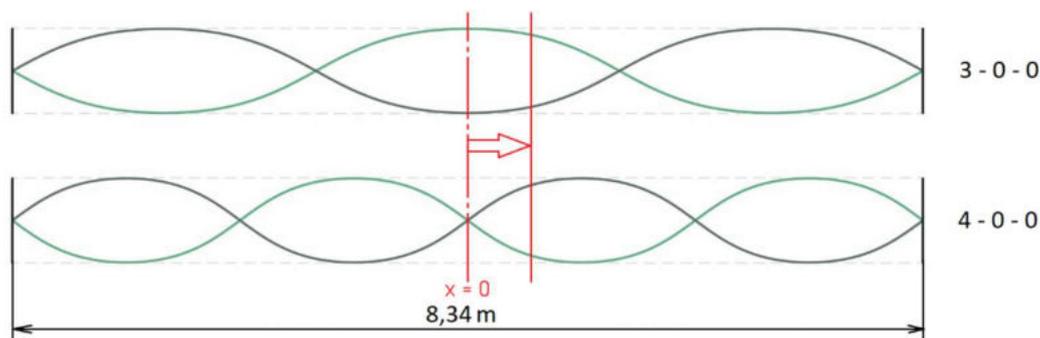
Bei der Wahl der genauen Position der Mikrofone in der Längskante ist es sinnvoll, die Modenverteilung in den untersten beiden Terzbändern genauer zu betrachten. Da hier die Modendichte am geringsten ist, hat die gewählte Position in diesem Frequenzbereich den größten Einfluss auf die gemessenen Werte. Weiters ist die Schwankung der Messgrößen mit sich ändernder Position am größten für axiale Moden in der Längsrichtung ( $x$ -Achse), weshalb die folgende Untersuchung auf diese beschränkt wird. Bei der Betrachtung der axialen Modenfrequenzen (siehe Abschnitt 4.2.1) zeigt sich, dass die axialen Moden mit den Indizes 3-0-0 (62 Hz) und 4-0-0 (82 Hz) in den untersten beiden Terzbändern der Messung liegen. Da diese entweder einen Schalldruck- bzw. Schallschnelleknoten in der Mitte der Kante haben, ist diese Position für die Messung nicht optimal (siehe Abbildung 4.8). Durch die Gleichsetzung der mathematischen Beschreibung der Schallschnelleverläufe der beiden Stehwellen mit Ursprung in der Kantenmitte ( $x = 0$ ) kann eine ausgewogenere Position bestimmt werden.

$$v_{3-0-0} \sim \cos(k \cdot x) = \cos\left(\frac{2\pi}{5,56 \text{ m}} \cdot x\right) \quad (8)$$

$$v_{4-0-0} \sim \sin(k \cdot x) = \sin\left(\frac{2\pi}{4,17 \text{ m}} \cdot x\right) \quad (9)$$

$$\cos\left(\frac{2\pi}{5,56 \text{ m}} \cdot x\right) = \sin\left(\frac{2\pi}{4,17 \text{ m}} \cdot x\right) \quad (10)$$

$$\rightarrow x = 0,6 \text{ m} \quad (11)$$



**Abbildung 4.8:** Einhüllende der Schallschnelle der dritten und vierten axialen Mode in Längsrichtung

Obwohl die Mitte der Kante die ideale Position wäre, um den maximalen Abstand von den anderen Begrenzungsflächen zu erzielen, ist es im Sinne einer homogenen Verteilung der beiden hier relevanten axialen Raummoden also besser, die Mikrofone etwas dezentral zu positionieren. Mit den oben berechneten 0,6 m Abstand von der Mitte ergibt sich somit eine Entfernung von 3,57 m von der Wand (siehe Abbildung 4.7).

### ***Räumliche Abtastung***

Um den Verlauf der Interferenzmuster als Funktion des Abstandes von der Kante mit ausreichender Genauigkeit abbilden zu können, müssen die entsprechenden Werte an mehreren Positionen gemessen werden. Entscheidend ist hier der Abstand der einzelnen Messpunkte voneinander, also wie oft die Werte innerhalb des festgelegten Bereiches erfasst werden. Liegen diese zu weit auseinander, werden möglicherweise Extremwerte nicht erfasst. Befinden sie sich sehr dicht aneinander, erhöht sich andererseits der Zeitaufwand der Messung, ohne den Informationsgehalt zu erhöhen.

Entsprechend dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem muss die Abtastfrequenz mehr als doppelt so groß wie die höchste abzutastende Frequenz sein. Nur dann ist sichergestellt, dass ein bandbegrenztes Signal aus einer Reihe von äquidistanten Abtastpunkten exakt rekonstruiert werden kann [Graber 2009]. Da die Frequenz über die Schallgeschwindigkeit indirekt proportional zur Wellenlänge ist, lässt sich diese Theorie auch für die räumliche Abtastung heranziehen.

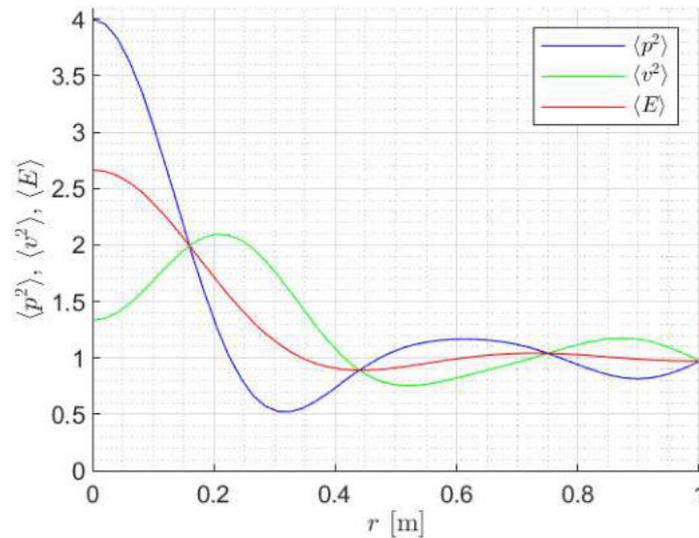


Abbildung 4.9: Interferenzmuster in einer Kante für  $\phi = 45^\circ$  bei 490 Hz

Für die Bestimmung der Dichte dieses Messrasters wird ein Extremfall etwas oberhalb des für die Anregungssignale verwendeten Frequenzbereiches herangezogen, wie er in Abbildung 4.9 dargestellt ist. Betrachtet man den Verlauf von  $\langle v^2 \rangle$ , ergibt sich das erste Maximum bei ca. 20 cm Entfernung von der Kante. Wird also alle 20 cm ein Messwert aufgenommen, kann diese Kurve gerade noch eindeutig abgebildet werden. Für alle anderen Mittenfrequenzen erhöht sich die Genauigkeit, da die Abstände der Extremwerte größer werden.

Weiters werden Messwerte nicht nur entlang der Mittellinie, sondern auch an zwei weiteren Trajektorien aufgenommen. Da sich die Interferenzmuster theoretisch symmetrisch um die Mittellinie ausbilden, wird die Messung auf den Bereich von  $0^\circ < \phi < 45^\circ$  beschränkt. Basierend auf diesen Überlegungen werden für jeden Winkel  $\phi$  acht Messpunkte  $M$  entsprechend Abbildung 4.10 festgelegt. Die erste Messposition direkt in der Kante ist für alle drei Winkel identisch und muss nur einmal gemessen werden. Um die Lesbarkeit zu verbessern, wird der Winkel  $\phi$  komplementär zu der Definition laut Abbildung 3.3 festgelegt. Da sich die Interferenzmuster durch die idealisierte Betrachtung symmetrisch ausbilden, liefert die Berechnung identische Ergebnisse für  $0^\circ$  und  $90^\circ$  bzw. für  $22,5^\circ$  und  $67,5^\circ$ .

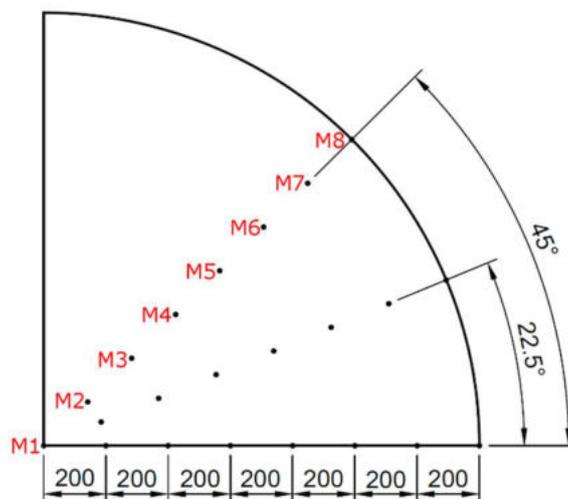
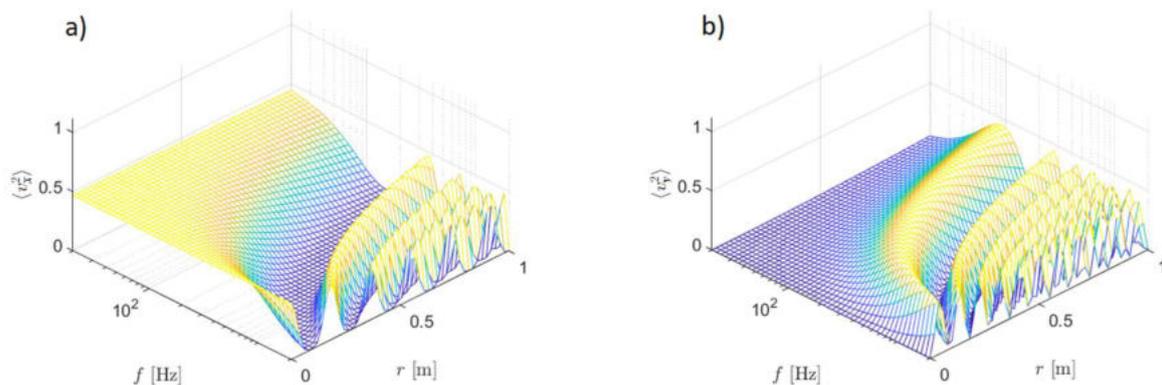


Abbildung 4.10: Messraster (Maße in mm)

### Ausrichtung des Schnellesensors

Anders als der skalare Schalldruck, der eine richtungsunabhängige Größe ist, wird die Schallschnelle durch einen Vektor beschrieben. Um diesen vollständig zu definieren, müssen also  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Komponente bekannt sein. Da ein einzelner Schnellesensor prinzipbedingt allerdings nur entlang einer Richtung misst (die Richtcharakteristik entspricht einer „Acht“ [Microflow EBook]), muss für die Messkonfiguration dessen Ausrichtung berücksichtigt werden.



**Abbildung 4.11:** Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  vor einer Kante im Freifeld für einen Einfallswinkel von  $\theta = 70^\circ$  und  $\phi = 45^\circ$ : a)  $\langle v_x^2 \rangle$  und b)  $\langle v_y^2 \rangle$  (identisch zu  $\langle v_z^2 \rangle$ )

Betrachtet man den theoretischen Verlauf von  $\langle v^2 \rangle$  vor einer Kante im Freifeld (siehe Abbildung 4.11 für einen beispielhaften Einfallswinkel von  $\theta = 70^\circ$ ,  $\phi = 45^\circ$ ), so ist ersichtlich, dass Komponenten in allen drei Raumachsen vorhanden sind. Um die gemessenen, mit den über alle Einfallswinkel integrierten Werten vergleichen zu können, ist es also sinnvoll, auch alle drei Komponenten des Schallschnellevektors zu messen. Diese müssen in drei separaten Messdurchläufen aufgenommen werden, da die zur Verfügung stehende  $pv$ -Sonde nur einen Schnellesensor beinhaltet. Um den Messaufwand, der sich dadurch um den Faktor 3 erhöht, zu minimieren, werden an Messpunkten die direkt an Begrenzungsflächen liegen, die Schallschnellevektoren orthogonal zu ebendiesen vernachlässigt. Abbildung 4.11 b) zeigt, dass sich diese Komponenten für  $r = 0$  dem Wert 0 annähern (diese Vereinfachung wird in Abschnitt 4.3.1 verifiziert).

### 4.1.3 Messaufwand

Um den Messaufwand und insbesondere die Dauer der Messreihe abschätzen zu können, werden nun alle in Kapitel 4.1.2 bestimmten, variablen Messparameter in Tabelle 4.2 aufgelistet. Daraus ergibt sich die gesamte Anzahl der Einzelmessungen zu:

$$\# \text{Messungen} = 3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 8 \cdot 10 = 2160 \quad (12)$$

Wie bereits erwähnt ist jedoch der erste Messpunkt für alle drei gemessenen Winkel identisch (3 Schallquellenpositionen, 2 Winkel und 10 Frequenzbänder: -60 Messungen) (siehe Abschnitt 4.1.2.6). Weiters können die Normalkomponenten der Schallschnelle direkt an der Begrenzungsfläche vernachlässigt werden (3 Schallquellenpositionen, 7 + 6

Normalkomponenten und 10 Frequenzbänder: - 390 Messungen) (siehe Abschnitt 4.3.1). Durch diese Vereinfachung reduziert sich die Anzahl der Messungen auf 1710. Multipliziert man nun damit die in Abschnitt 4.1.2.4 bestimmte Signaldauer, ergibt sich die gesamte Messdauer.

$$t_{\text{Messung}} = 1710 \cdot 45 \text{ s} = 76950 \text{ s} \approx 21 \text{ h} \quad (13)$$

Hierbei handelt es sich allerdings nur um die Zeit in der gemessen wird, die Positionierung der Schallquelle und die Ausrichtung des Sensors ist hier beispielsweise noch nicht berücksichtigt. Geht man von einem Aufschlag von 50 % aus, erhöht sich die Messdauer auf

$$t_{\text{gesamt}} = (1710 \cdot 45 \text{ s}) \cdot 1,5 = 115425 \text{ s} \approx 32 \text{ h} \quad (14)$$

Schallquellenposition	3
Winkel des gemessenen Pfades	3
Ausrichtung des Schnellesensors	3
Messposition	8
Frequenzband	10

**Tabelle 4.2:** Variable Messparameter

## 4.2 Messaufbau

Nachdem in Abschnitt 4.1 das Messkonzept mit sämtlichen theoretischen Überlegungen und Parametern beschrieben wurde, soll nun der eigentliche Messaufbau und -ablauf abgehandelt werden. Hierfür wird der Raum, in dem die Interferenzmuster gemessen werden sollen, beschrieben und der Aufbau des verwendeten Equipments dargestellt. Abschließend wird ein grober Überblick von der Messroutine und deren Ablauf in MATLAB gegeben.

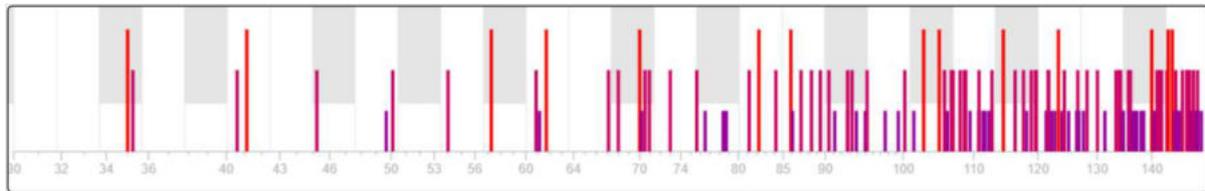
### 4.2.1 Hallraum der TU Graz

Wie in Abschnitt 4.1.2.1 erläutert, wird die Messung der Interferenzmuster in einem Hallraum durchgeführt, um möglichst gleichmäßigen Schalleinfall aus allen Richtungen zu erhalten. Hierfür wird der Hallraum an der TU Graz am Labor für Bauphysik verwendet, welcher beispielsweise in [Nell 2019] und [Reisinger 2019] genauer beschrieben wird. Die geometrischen Eckdaten sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst und die Raummodenfrequenzen in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt. Eine Tabelle mit den genauen Raummodenfrequenzen ist in [Nell 2019, S.17] nachzulesen. In allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen sind es vor allem relative Unterschiede, die analysiert werden. Weiters werden bei der Messung von Interferenzmustern stationäre Schallfelder erzeugt, weshalb es nicht notwendig ist, die zwei im Hallraum installierten Resonanzabsorber zu entfernen. Die

Temperatur und Luftfeuchtigkeit im Raum wird im Zeitraum der Messreihe mit 19,5 °C und 35,3 % gemessen.

Abmessungen	$l = 8,34 \text{ m}$	$b = 5,99 \text{ m}$	$h = 4,9 \text{ m}$
Volumen	$244,8 \text{ m}^3$		
Oberfläche	$240,3 \text{ m}^2$		

**Tabelle 4.3:** Geometrische Daten des Hallraumes an der TU-Graz



**Abbildung 4.12:** Darstellung der Raummoden über der Frequenz in Hz (nach der Höhe der Balken: axial, tangential, schräg) [Amcoustics]

## 4.2.2 Equipment und Aufbau

### *Equipmentliste*

Die wesentlichen, bei der Messung verwendeten Geräte sind in folgender Liste zusammengefasst. Mit Ausnahme des Laptops (Eigentum des Autors) und des Subwoofers (Leihgabe der HTU Graz) wurde sämtliches Equipment vom Institut für Signalverarbeitung und Sprachkommunikation der TU Graz zur Verfügung gestellt.

- Microflown  $\frac{1}{2}$ "-pv-Sonde
- Microflown MFSC-2 Signalaufbereiter
- Laptop mit MATLAB und ITA Toolbox
- Mackie SRM1850 Subwoofer
- Norsonic Nor276 Dodekaeder-Lautsprecher
- Norsonic Nor280 Endstufe
- RME Fireface UCX Soundkarte
- NTI XL2 Schallpegelmesser
- Diverse Kabel und Adapter

## Aufbau

In Abbildung 4.13 ist der Aufbau der Messung inklusive aller signalführenden Leitungen schematisch dargestellt. Um den Messablauf außerhalb des Hallraumes steuern zu können, werden sämtliche Leitungen herausgeführt. Außerhalb des Hallraums befindet sich der Laptop mit der in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Messroutine in MATLAB und ein Audiointerface, welches als AD- bzw. DA-Wandler dient. Im Hallraum selbst befinden sich die beiden Schallquellen, also ein aktiver Subwoofer und Dodekaeder mit Leistungsverstärker. Weiters ist hier der *pv*-Sensor mit dazugehörigem Signalaufbereiter platziert, welcher die Signale der beiden Sonden separat ausgibt.

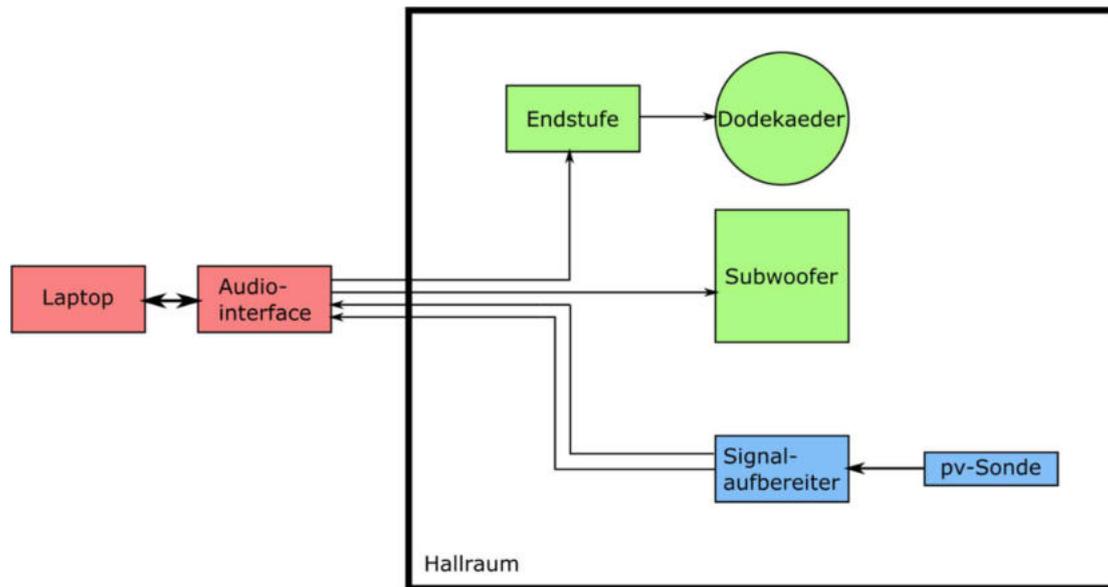
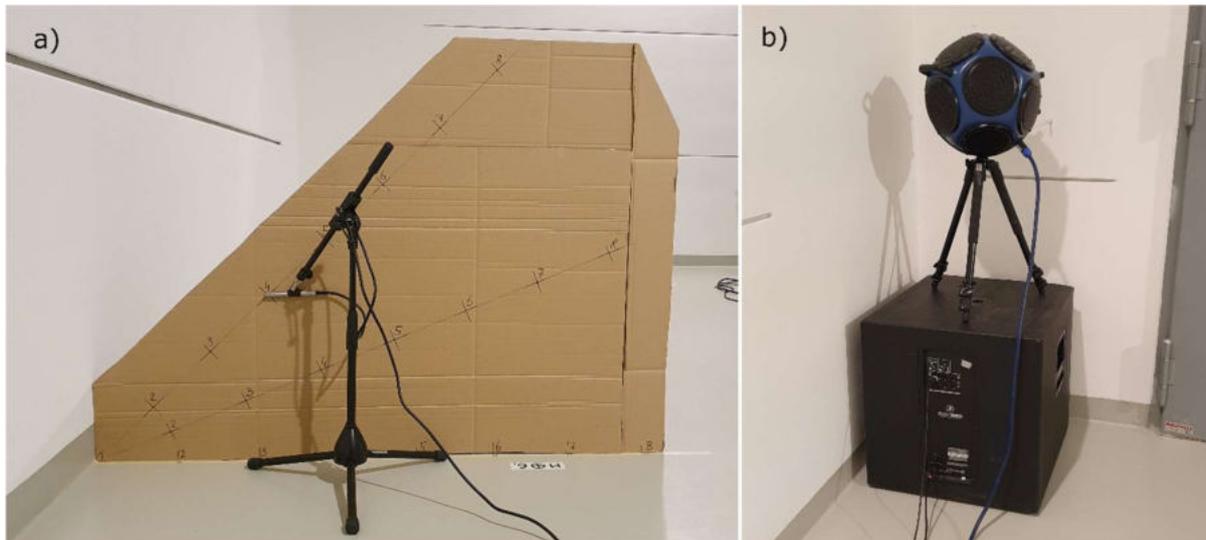


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Messaufbaus

Um die *pv*-Sonde möglichst genau positionieren zu können, ohne bei jeder Änderung Abstände messen zu müssen, wird eine Schablone aus Karton verwendet (siehe Abbildung 4.14 a). An dieser sind sämtliche Messpositionen markiert, anhand derer die Sonde ausgerichtet wird. Für alle Positionen direkt am Boden bzw. in der Kante wird der Sensor so platziert, dass er sich möglichst nahe an der Begrenzungsfläche befindet, diese jedoch nicht berührt.

In Abbildung 4.14 b) sind die beiden Schallquellen an der Quellposition 1 dargestellt. Um einerseits das Bedienpanel des Subwoofers zugänglich zu halten und andererseits die Membran als eigentliche Schallquelle möglichst nahe in der Ecke zu platzieren, wird diese Richtung Wand ausgerichtet, wobei ein Abstand von ca. 8 cm eingehalten wird. Der Dodekaeder befindet sich in allen drei Quellenpositionen in 1,2 m Höhe mittig über dem Subwoofer.



**Abbildung 4.14:** a) Schablone und  $pv$ -Sonde, b) Schallquellen: Subwoofer und Dodekaeder auf Position 1 (direkt in der Ecke)

### 4.2.3 Messroutine in MATLAB

Da die Berechnung bzw. Simulation der Interferenzmuster in MATLAB programmiert wird, ist es naheliegend auch die Messung mit dieser Software durchzuführen. Das macht die spätere Auswertung und vor allem den Vergleich von Messung und Simulation wesentlich einfacher, da Schnittstellen zu anderen Messumgebungen wegfallen und die Daten direkt weiterverarbeitet werden können. Hierfür bietet sich das vom Institut für Technische Akustik in Aachen entwickelte Zusatzpaket „ITA-Toolbox“ an, welches einige praktische Funktionen und Klassen unter anderem für die Durchführung von raumakustischen Messungen zur Verfügung stellt [ITA].

Als Kernfunktion der Messroutine wird die Klasse „*itaMSPlaybackRecord*“ verwendet, welche ein Anregungssignal abspielt und gleichzeitig Messsignale aufzeichnet.

Die grobe Struktur der Messroutine ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Zuerst müssen alle Eckdaten der aktuellen Messung eingegeben werden, um diese eindeutig zu definieren. Danach werden die Parameter für Ein- und Ausgangskanäle, Samplingrate, Messdauer und Ausgangspegel zugewiesen. Anschließend wird die Messkette kalibriert (siehe nächster Absatz). Nachdem das Anregungssignal (weißes Rauschen) generiert wurde, durchläuft das Programm eine *for*-Schleife, die in jedem Durchlauf eine Messung für ein Frequenzband durchführt. Dafür wird das Rauschen gefiltert und nach der Messung die relevanten Werte entsprechend Abschnitt 4.1.2.4 (Anregungsdauer) ausgelesen. Diese Werte werden in eine Matrix geschrieben, welche nach dem Ablauf der Schleife in einer *.mat*-Datei gespeichert wird. Somit ergibt sich für jeden Messpunkt eine Datei, welche Schalldruck- und Schallschnelleinformation für alle 10 Frequenzbänder enthält. Um eindeutige und einzelne, skalare Werte für die Auswertung in jedem Messpunkt zu erhalten, müssen die Daten entsprechend Abschnitt 4.3.2 verarbeitet werden.

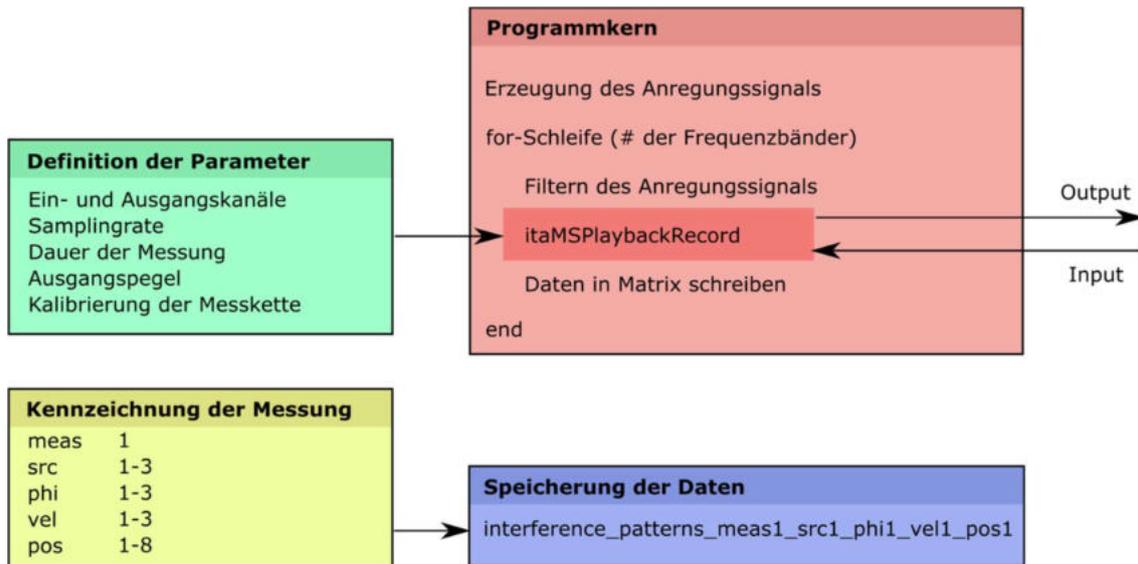


Abbildung 4.15: Blockdiagramm der Messroutine in MATLAB

### Kalibrierung der Messkette

Um die korrekten Werte von den Sensoren zu erhalten, ist es erforderlich die Messkette zu kalibrieren. In diesem Zusammenhang sind die beiden Werte für die Empfindlichkeit des Sensors bzw. des Analog-Digital-Wandlers von Relevanz.

- **Sensoren:** Die Empfindlichkeit des Druck- bzw. Schnellesensors kann direkt aus dem Datenblatt ausgelesen werden [Microflown Datenblatt]. Der Wert ist hier für beide Sensoren in V/Pa angegeben, da in der ITA-Toolbox nur diese Einheit verarbeitet werden kann. 1 Pa\* entspricht hier der Schnelle, die bei einer ebenen Welle ohne Reflexionen und einem Schalldruck von 1 Pa auftreten würde [Microflown Ebook, S.4-5]. Für den Schnellesensor wird der höhere Wert gewählt, der eine Verstärkung von 40 dB am Signalaufbereiter berücksichtigt.

$$s_p = 0,05 \frac{\text{V}}{\text{Pa}} \quad (15)$$

$$s_v = 0,150 \frac{\text{V}}{\text{Pa}^*} \quad (16)$$

- **AD-Wandler:** Dieser Wert mit der Einheit 1/V beziffert den Zusammenhang zwischen der vom Sensor ausgegebenen Spannung und dem zu speichernden Wert zwischen 0 und 1. Aus dem Datenblatt für das RME Fireface UCX lässt sich für die verwendeten Line-Eingänge eine Empfindlichkeit von 0 dBFS für +19 dBu ablesen [RME, S.100]. Der für die Kalibrierung der Messkette in der ITA-Toolbox benötigte Kalibrierungsfaktor  $g$  lässt sich daraus wie folgt berechnen.

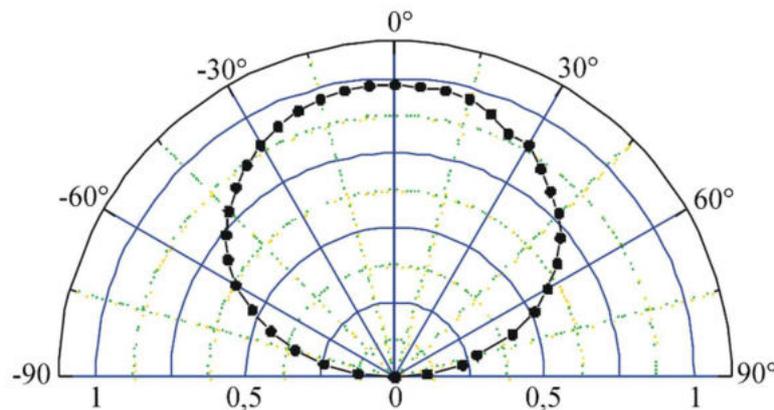
$$10^{\frac{19}{20}} \cdot 0,775 \text{ V} = 6,91 \text{ V} \quad (17)$$

$$g = \frac{1}{6,91 \text{ V}} = 0,145 \frac{1}{\text{V}} \quad (18)$$

## 4.3 Auswertung der Messergebnisse

### 4.3.1 Überprüfung der Vereinfachung

Die in Abschnitt 4.1.3 erwähnte Verringerung des Messaufwandes beruht auf der Annahme, dass die orthogonale Komponente der Schallschnelle direkt an einer Begrenzungsfläche ein Minimum aufweist [Kuttruff 2000, S. 36]. Diese theoretische Betrachtung spiegelt sich in der Messung aufgrund der physikalischen Eigenschaften der  $pv$ -Sonde nur bedingt wider. Aufgrund ihres Durchmessers von 12,7 mm (0,5“) ist der Schnellesensor, und damit auch der Messpunkt, immer ca. 7 mm von der Begrenzungsfläche entfernt, was bedeutet, dass die Normalkomponente der Schallschnelle hier nicht mehr ihr Minimum aufweist. Weiters misst die einer Acht entsprechende Richtcharakteristik des Schnellesensors nicht ausschließlich eine Komponente. Bei einer auf die Hauptachse der  $pv$ -Sonde bezogenen Winkelabweichung von  $60^\circ$  wird lediglich eine Dämpfung von ca. 4 dB erreicht (dies entspricht in etwa dem Wert 0,6 in Abbildung 4.16) [Microflown Ebook, S. 3-17].



**Abbildung 4.16:** Richtcharakteristik des Schnellesensors bei einer Frequenz von 108 Hz (nur der Bereich von  $\pm 90^\circ$  wurde gemessen) [Microflown Ebook, S. 3-17]

Um zu quantifizieren, wie sehr diese Vereinfachungen in der Messung von der Theorie abweichen, werden die in der Auswertung mit Null angenommenen Normalkomponenten der Schallschnelle ( $y$ - und  $z$ -Richtung) direkt in der Kante gemessen. Für eine Betrachtung der Werte wird das 100 Hz Terzband analysiert, welches mit der Schallquelle an der Position 2 gemessen wird.

Ein Vergleich der Schnellekomponenten in Tabelle 4.4 zeigt, dass die Schallschnelle in  $x$ -Richtung, also parallel zur Kante wie erwartet dominant ist. Die  $y$ - und  $z$ -Komponenten liegen knapp eine Zehnerpotenz darunter, was einer Pegeldifferenz von ca. 20dB entspricht. Vergleicht man nun die  $x$ -Komponente mit der gesamten, durch Vektoraddition der  $x$ -,  $y$ -, und  $z$ -Komponenten errechneten Schallschnellepegel, ergibt sich lediglich eine Differenz von 0,1 dB. Das bedeutet, dass der Fehler, der aus der Vereinfachung resultiert, klein genug ist, um in der Auswertung nicht relevant in Erscheinung zu treten.

	Schallschnelle (RMS)	Schallschnellepegel
$v_x$	$3,525 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	97,0 dB
$v_y$	$0,355 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	77,0 dB
$v_z$	$0,459 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	79,3 dB
$v_{\text{ges}}$	$3,572 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	97,1 dB

**Tabelle 4.4:** Schallschnellekomponenten direkt in der Ecke (100 Hz, Quellposition 2)

### 4.3.2 Verarbeitung der Messdaten

Da in der in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Messung nur die rohen Signale des Sensors aufgezeichnet werden, ist es nötig diese nachzubearbeiten, um schließlich aussagekräftige Werte für  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  zu erhalten. In den folgenden Unterkapiteln sind alle wesentlichen Schritte dieser Nachbearbeitung genauer beschrieben.

In Abbildung 4.17 ist ein schematischer Überblick des Ablaufs des entsprechenden Programms in MATLAB dargestellt. Im Wesentlichen besteht dieses aus einer Verschachtelung mehrerer *for*-Schleifen, welche alle Kombinationen von Parametern durchlaufen (Quellposition, Winkel  $\phi$ , Schallschnellekomponente, Messposition und Frequenzband). Somit werden alle im Laufe der Messung gespeicherten Daten geladen, wobei Schallschnellekomponenten normal zu Begrenzungsflächen in Punkten, die sich direkt an diesen befinden mit Null angenommen werden (diese Werte wurden nicht gemessen – siehe Abschnitt 4.1.3). Da bei der Messung der Schallschnelle am Signalaufbereiter des *pv*-Sensors die Einstellung „Gain“ mit „High“ gewählt wurde, muss die dadurch verursachte Anhebung des Pegels um 40 dB kompensiert werden. Im innersten Kern der Schleifenkaskadierung befinden sich die wesentlichen Funktionen für die Verarbeitung der Messdaten, nämlich die Entzerrung des Frequenzgangs der *pv*-Sonde (siehe Abschnitt 4.3.2.1), Berücksichtigung des Gehäuseeinflusses (siehe Abschnitt 4.3.2.2), Bandpassfilterung (siehe Abschnitt 4.3.2.3), Quadrierung und Mittelwertbildung (siehe Abschnitt 4.3.2.4).

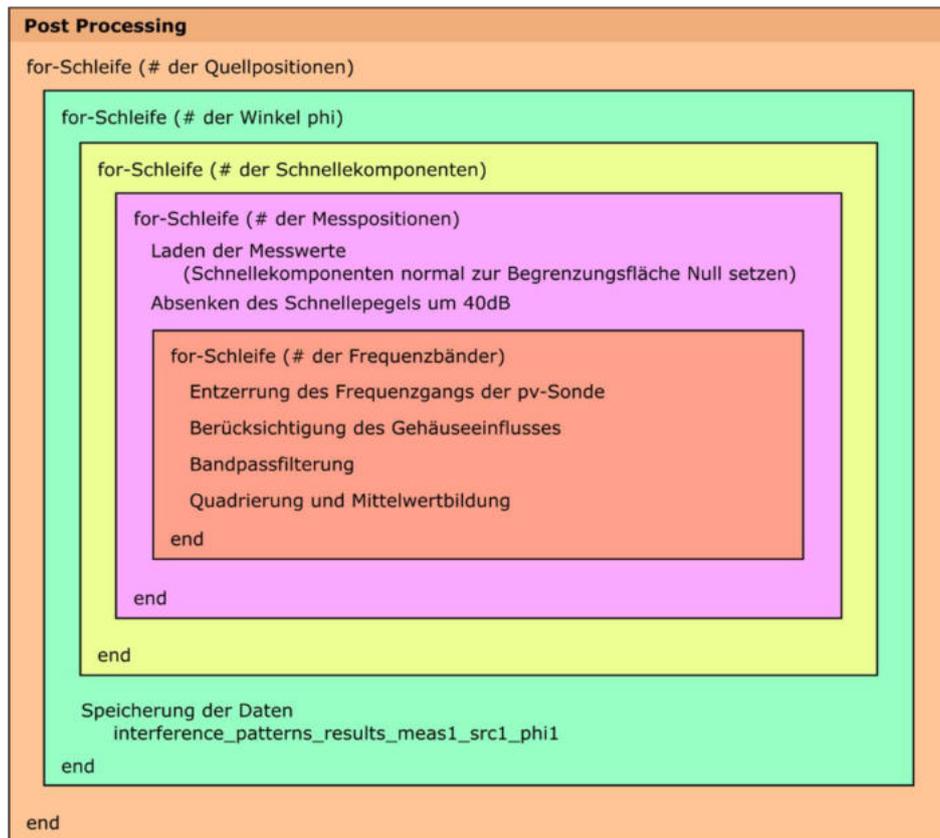


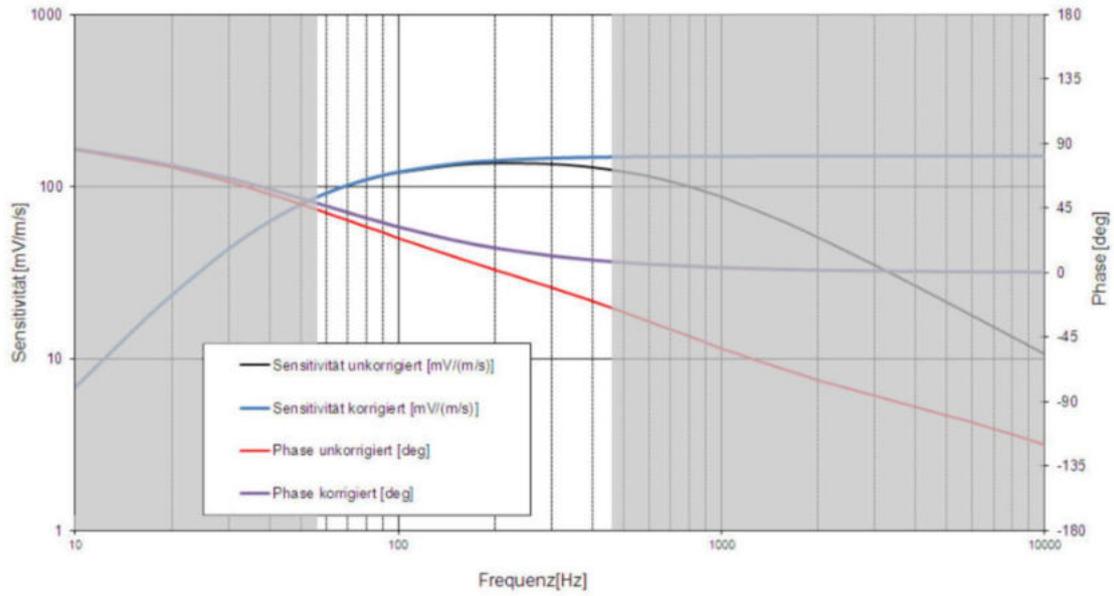
Abbildung 4.17: Blockdiagramm der Messdatenverarbeitung in MATLAB

### 4.3.2.1 Entzerrung des Frequenzgangs der *pv*-Sonde

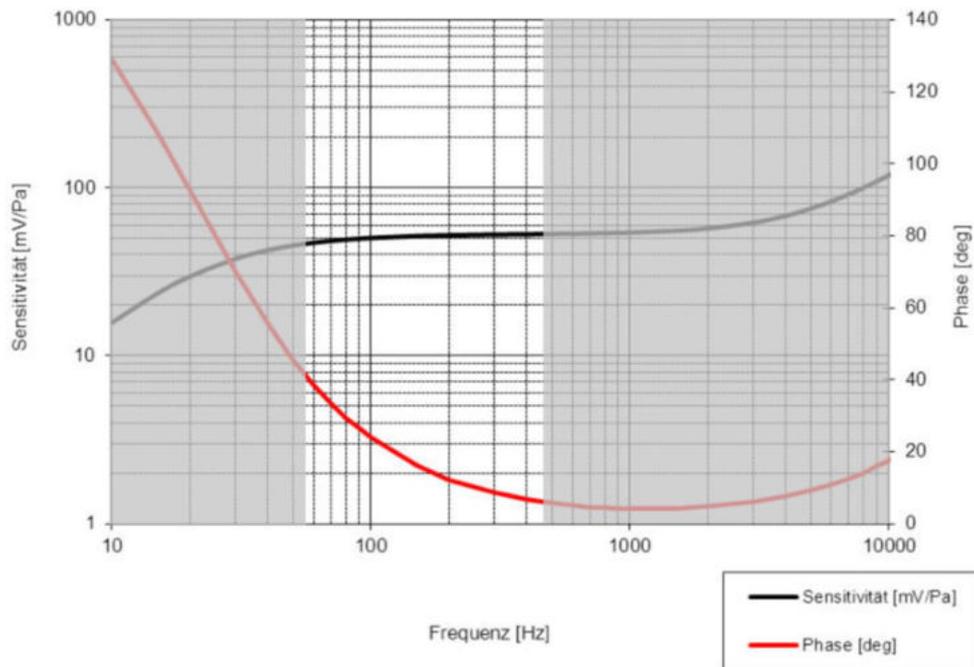
Die Frequenzgänge des Schnelle- bzw. Drucksensors der *pv*-Sonde sind physikalisch bedingt nicht linear, was bedeutet, dass diese vor der Auswertung der Messdaten berücksichtigt werden müssen. In Abbildung 4.18 bzw. Abbildung 4.19 ist die Sensitivität der jeweiligen Sensoren über der Frequenz aufgetragen.

Innerhalb des in Abschnitt 4.1.2.4 festgelegten Frequenzbereiches von 56 Hz bis 450 Hz weisen beide Sensoren einen Abfall bei tiefen Frequenzen auf. Zusätzlich ist beim Schnelle-sensor ein leichter Empfindlichkeitsabfall bei den hohen Frequenzen zu erkennen. Um die Frequenzgänge zu linearisieren werden die im [Microflown Datenblatt] angegebenen Verläufe [Gl. (19) bis (22)] in einer MATLAB-Funktion ausprogrammiert und die Messdaten im Frequenzbereich mit den invertierten Amplitudengängen multipliziert.

Die angegebenen Frequenzgänge wurden laut [Microflown Ebook, S.4-7] durch Kalibrierung und anschließender Mittelwertbildung über zehn Sensoren ermittelt. Dabei kann vor allem bei tiefen Frequenzen eine sehr hohe Genauigkeit erzielt werden, nur bei Frequenzen oberhalb von 300 Hz ist eine erhöhte Streuung der einzelnen Sensoren zu erkennen.



**Abbildung 4.18:** Frequenzgang des Schnellesensors (Frequenzbereich außerhalb der in der Messung verwendeten Frequenzbänder ist grau hinterlegt) [Microflownd Datenblatt]



**Abbildung 4.19:** Frequenzgang des Drucksensors (Frequenzbereich außerhalb der in der Messung verwendeten Frequenzbänder ist grau hinterlegt) [Microflownd Datenblatt]

$$H_p = \frac{\sqrt{1 + \frac{f^2}{f_{c_{3,p}}^2}}}{\sqrt{1 + \frac{f_{c_{1,p}}^2}{f^2}} \sqrt{1 + \frac{f_{c_{2,p}}^2}{f^2}}} \quad (19)$$

$$f_{c_{1,p}} = 24 \text{ Hz} \quad f_{c_{2,p}} = 3 \text{ Hz} \quad f_{c_{3,p}} = 5010 \text{ Hz} \quad (20)$$

$$H_v = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{f_{c_{1,v}}^2}{f^2}} \sqrt{1 + \frac{f^2}{f_{c_{2,v}}^2}} \sqrt{1 + \frac{f^2}{f_{c_{3,v}}^2}} \sqrt{1 + \frac{f_{c_{4,v}}^2}{f^2}}} \quad (21)$$

$$f_{c_{1,v}} = 35 \text{ Hz} \quad f_{c_{2,v}} = 716 \text{ Hz} \quad (22)$$

$$f_{c_{3,v}} = 100000 \text{ Hz} \quad f_{c_{4,v}} = 61 \text{ Hz}$$

#### 4.3.2.2 Berücksichtigung des Gehäuseeinflusses der $pv$ -Sonde

Um den Drucksensor und insbesondere die mikroskopisch feinen Hitzedrähte des Schnelleensors der  $pv$ -Sonde vor äußeren Einflüssen abzuschirmen, werden diese durch ein Gehäuse geschützt. Die Sensoren befinden sich in einem Spalt zwischen zwei parallel zueinander angeordneten Zylindern. Dies hat den Nebeneffekt, dass die Schallschnelle in diesen eingegengten Kanal hineingezwungen wird, was in einer frequenzabhängigen Überhöhung von bis zu 17 dB resultiert. Entsprechend Abbildung 4.20 ergibt sich somit für jedes Frequenzband eine Pegelkorrektur  $\Delta L_G$ , die bei der Verarbeitung der Messdaten berücksichtigt wird (siehe Tabelle 4.5) [Microflown Ebook, S.3-21 ff.].

	71 Hz	63 Hz	80 Hz	100 Hz	125 Hz	160 Hz	200 Hz	250 Hz	315 Hz	400 Hz
$\Delta L_G$	15,2 dB	15,0 dB	15,5 dB	16,0 dB	16,2 dB	16,4 dB	16,3 dB	16,1 dB	15,9 dB	15,5 dB

**Tabelle 4.5:** Pegelkorrektur zur Berücksichtigung des Gehäuseeinflusses der  $pv$ -Sonde

Auch der Schalldruck wird durch das Gehäuse beeinflusst. Da dies allerdings erst bei Frequenzen oberhalb von 10 kHz relevant ist, kann diese Pegeländerung für den in der Messung verwendeten Frequenzbereich vernachlässigt werden (siehe Abbildung 4.21).

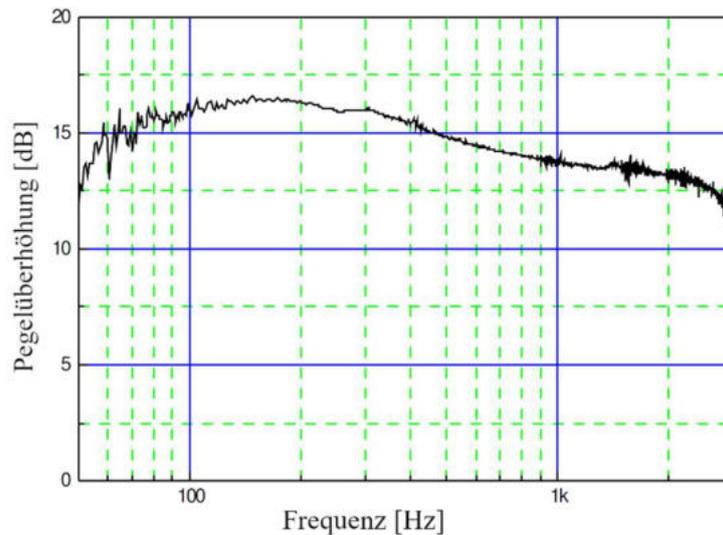


Abbildung 4.20: Überhöhung des Schallschnellepegels durch das Gehäuse der *pv*-Sonde

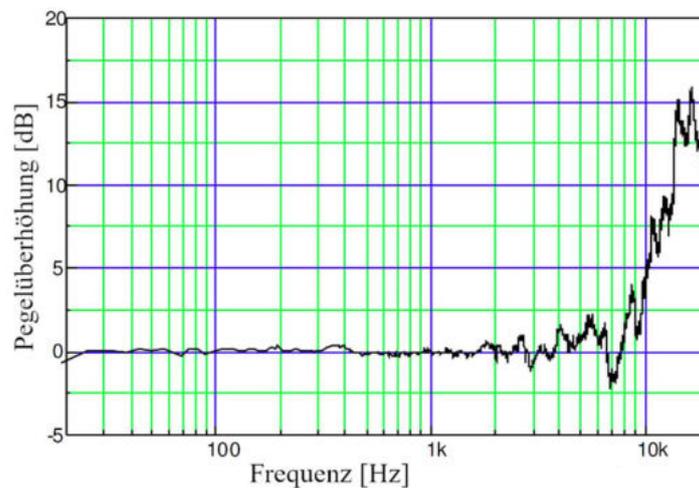
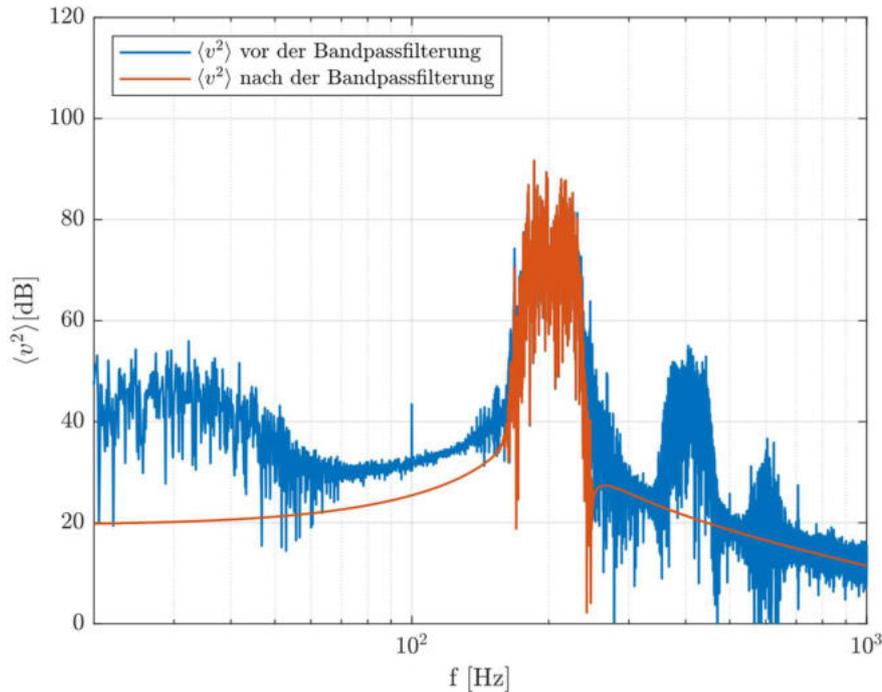


Abbildung 4.21: Überhöhung des Schalldruckpegels durch das Gehäuse der *pv*-Sonde

### 4.3.2.3 Bandpassfilterung

Da als Anregungssignal bandpassgefiltertes weißes Rauschen verwendet wird, ist auch für die Auswertung nur das jeweilige Frequenzband von Interesse. Jegliche Einflüsse, die die Berechnung des Schalldruck- bzw. Schallschnellepegels verfälschen könnten, müssen herausgefiltert werden. Dazu zählt zum einen das Eigenrauschen der Sensoren, wobei vor allem der Schnellesensor einen starken Anstieg zu tiefen Frequenzen unter 80 Hz aufweist [Microflown Ebook, S.3-19]. Weiters verursachen die Sensoren bei den verwendeten Pegeln von bis zu 100 dB SPL bereits Nichtlinearitäten, wie auch im Rahmen der Arbeit von Kaiser und Wutti verifiziert wurde [Kaiser, Wutti 2013, S.14 ff.]. Diese treten als Verzerrungen, also Obertöne in Erscheinung und sind vor allem für den Schallschnellepegel in der Auswertung problematisch. In Abbildung 4.22 ist der Amplitudengang des Schallschnellepegels für das Terzband mit der Mittenfrequenz 200 Hz dargestellt. Klar zu erkennen sind hier die erwähnten Obertöne und das tieffrequente Eigenrauschen des Schnellesensors, welche die Messergebnisse verfälschen. Durch die Bandpassfilterung mit der dem jeweiligen Frequenzband entsprechenden oberen und unteren Grenzfrequenz können diese Effekte stark vermindert oder sogar zur Gänze beseitigt werden.



**Abbildung 4.22:** Amplitudengang der gemessenen Schallschnellepegel vor und nach der Bandpassfilterung (Quellposition 3,  $\phi=45^\circ$ , Messposition 5, Schallschnellevektor parallel zur Kante, 200 Hz)

#### 4.3.2.4 Quadrierung und Mittelwertbildung

Bei der Auswertung der Interferenzmuster wird für jeden Messpunkt jeweils nur ein skalarer Wert für Schallschnelle und -druck benötigt. Dieser wird nach der Entzerrung (Abschnitt 4.3.2.1), Berücksichtigung des Gehäuses (Abschnitt 4.3.2.2) und Bandpassfilterung (Abschnitt 4.3.2.3) durch Quadrierung und anschließender Bildung des zeitlichen ( $n$ ) Mittelwertes berechnet und ist somit proportional zur potentiellen (Schalldruck) bzw. kinetischen (Schallschnelle) Energie.

Für  $\langle v^2 \rangle$  muss hier allerdings berücksichtigt werden, dass sich diese aus den separat gemessenen Vektorkomponenten zusammensetzt. Der Wert wird daher aus der euklidischen Norm der zeitlich gemittelten Einzelkomponenten berechnet [Gl. (24) und (25)]. Dies ist wichtig, da andernfalls der resultierende Vektor mit Nullen als Komponenten zu groß berechnet wird.

$$\langle p^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p^2[n] \quad (23)$$

$$\langle \vec{v} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \begin{pmatrix} v_x^2[n] \\ v_y^2[n] \\ v_z^2[n] \end{pmatrix}} \quad (24)$$

$$\langle v^2 \rangle = |\langle \vec{v} \rangle|^2 \quad (25)$$

### 4.3.3 Gemessene Interferenzmuster

#### 4.3.3.1 Interferenzmuster bei $\phi = 45^\circ$

Nachdem die in der Messung aufgenommenen Werte nachbearbeitet wurden (Abschnitt 4.3.2), können die sich ergebenden Interferenzmuster ausgewertet werden. Hierfür werden, analog zu Kapitel 3, die Werte  $\langle p^2 \rangle$  bzw.  $\langle v^2 \rangle$  über dem Abstand zur Kante aufgetragen. Für eine erste Betrachtung sind in Abbildung 4.23 und Abbildung 4.24 beispielhaft die Interferenzmuster bei  $\phi = 45^\circ$  für die Quellenposition 3 und den Frequenzbereich 100 Hz bis 160 Hz dargestellt. Generell beziehen sich alle Betrachtungen in diesem Abschnitt auf die Trajektorie mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$ . Der Einfluss des Winkels auf die Interferenzmuster wird in Abschnitt 4.3.3.2 berücksichtigt. Die dB-Werte der  $y$ -Achse sind auf die Bezugsgrößen  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa bzw.  $v_0 = 5 \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}}{\text{s}}$  referenziert.

Bei der Betrachtung dieses beliebig gewählten Auszugs der Interferenzmuster sind bereits gemeinsame Tendenzen erkennbar. Die in Abbildung 4.23 dargestellten Verläufe von  $\langle p^2 \rangle$  weisen, ausgehend von einem Maximum direkt in der Kante, allesamt einen Abfall bei größer werdendem Abstand zur Kante auf, bis ein lokales Minimum erreicht wird. In Abbildung 4.24 hingegen steigt  $\langle v^2 \rangle$  mit größer werdendem Abstand und fällt nach dem Erreichen eines lokalen Maximums wieder ab. Weiters ist sowohl bei  $\langle p^2 \rangle$ , als auch bei  $\langle v^2 \rangle$  ein Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Position der Minima bzw. Maxima zu erkennen. Allerdings macht bereits diese geringe Anzahl von Messergebnissen auch deutlich, dass es einige Verläufe gibt, die von den erwähnten gemeinsamen Tendenzen abweichen, wie beispielsweise am 100 Hz Terzband erkennbar ist. Daher ist es sinnvoll, die Verläufe der Interferenzmuster mit den verschiedenen Quellpositionen zu betrachten und über diese zu mitteln. In Abbildung 4.25 bis Abbildung 4.28 werden  $\langle p^2 \rangle$  bzw.  $\langle v^2 \rangle$  für das tiefste (63 Hz) und höchste (400 Hz) Frequenzband dargestellt, um den Einfluss der Frequenz auf die Abweichungen der Interferenzmuster mit unterschiedlichen Quellpositionen zu analysieren. Die über alle Quellpositionen  $Q$  gemittelten Pegel  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  können laut Gl. (26) bzw. Gl. (27) berechnet werden.

$$\overline{\langle p^2 \rangle}(M, F) = \frac{1}{3} \sum_{Q=1}^3 \langle p^2 \rangle(Q, M, F) \quad (26)$$

$$\overline{\langle v^2 \rangle}(M, F) = \frac{1}{3} \sum_{Q=1}^3 \langle v^2 \rangle(Q, M, F) \quad (27)$$

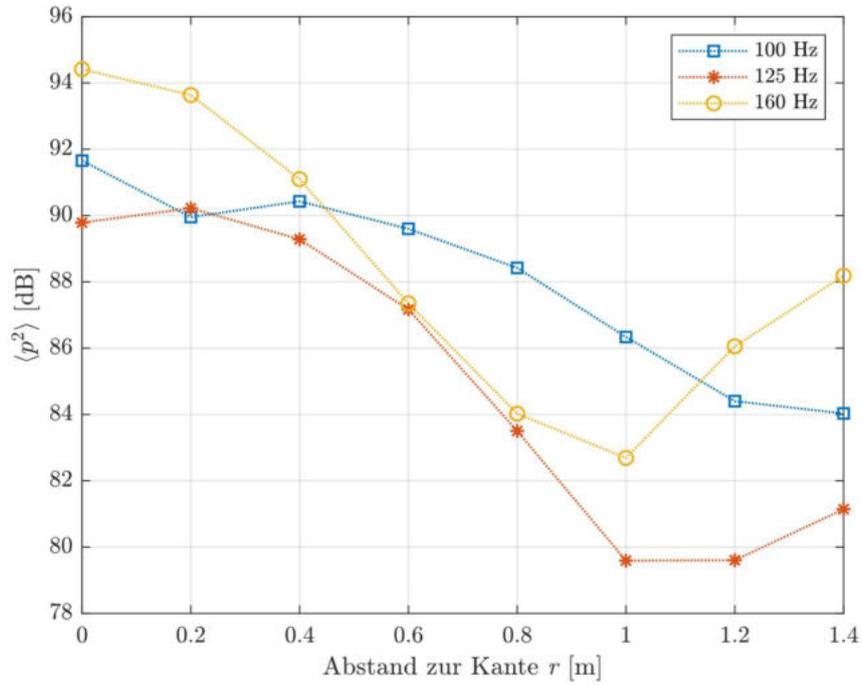


Abbildung 4.23:  $\langle p^2 \rangle$  für die Frequenzbänder 4-6 (Quellposition 3,  $\phi = 45^\circ$ )

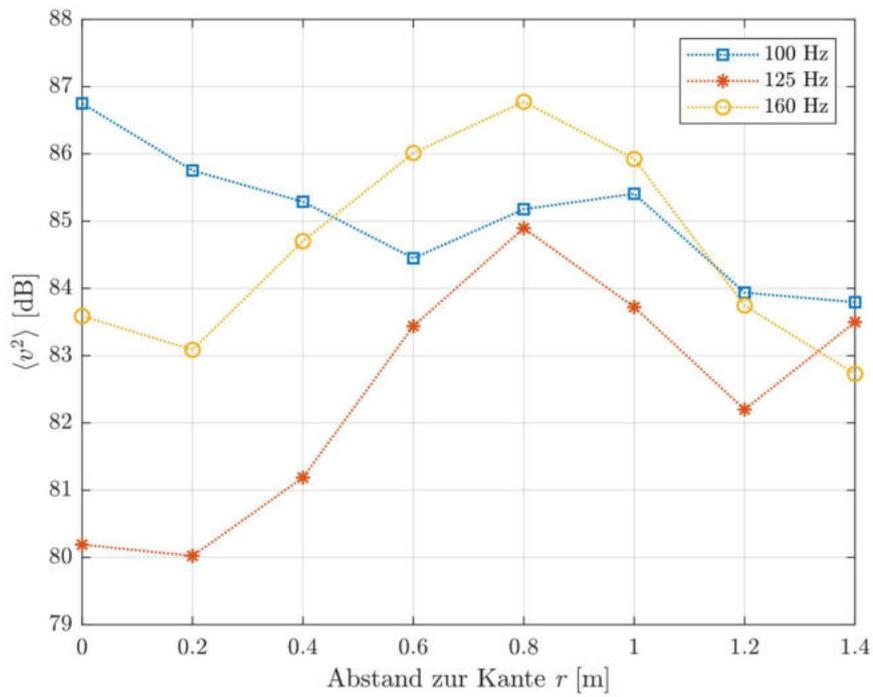


Abbildung 4.24:  $\langle v^2 \rangle$  für die Frequenzbänder 4-6 (Quellposition 3,  $\phi = 45^\circ$ )

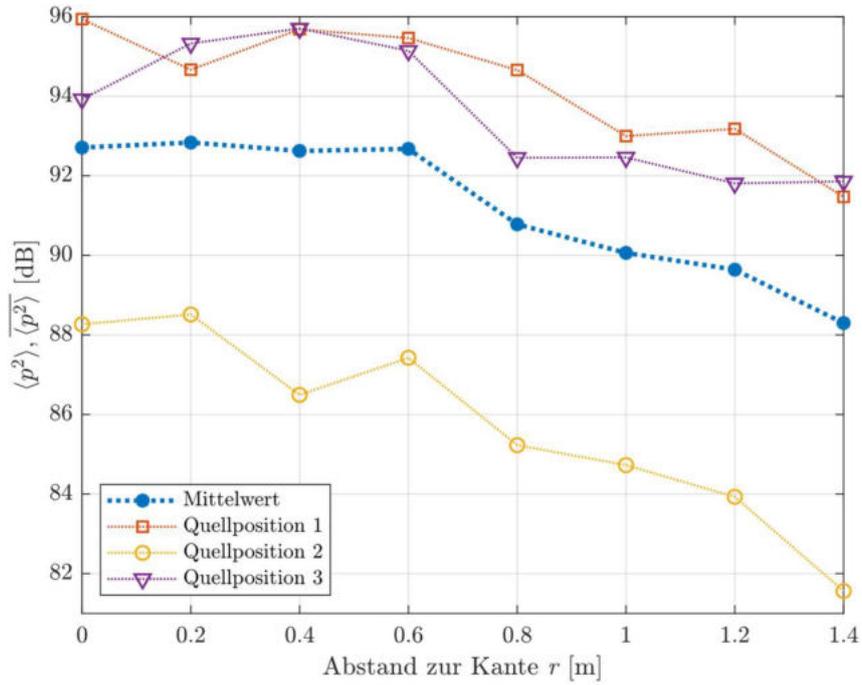


Abbildung 4.25:  $\langle p^2 \rangle$  und  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 63 Hz)

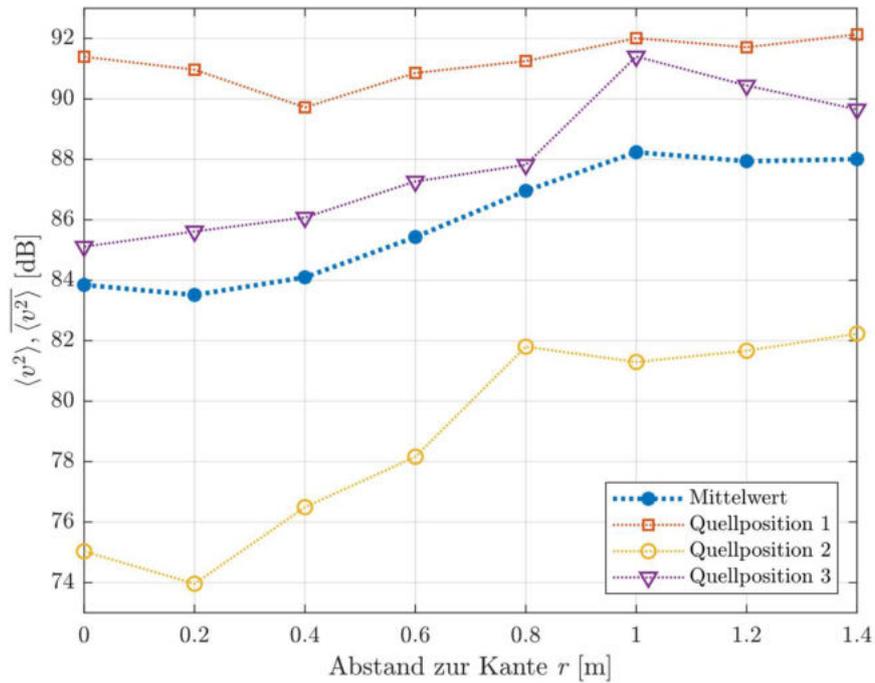


Abbildung 4.26:  $\langle v^2 \rangle$  und  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 63 Hz)

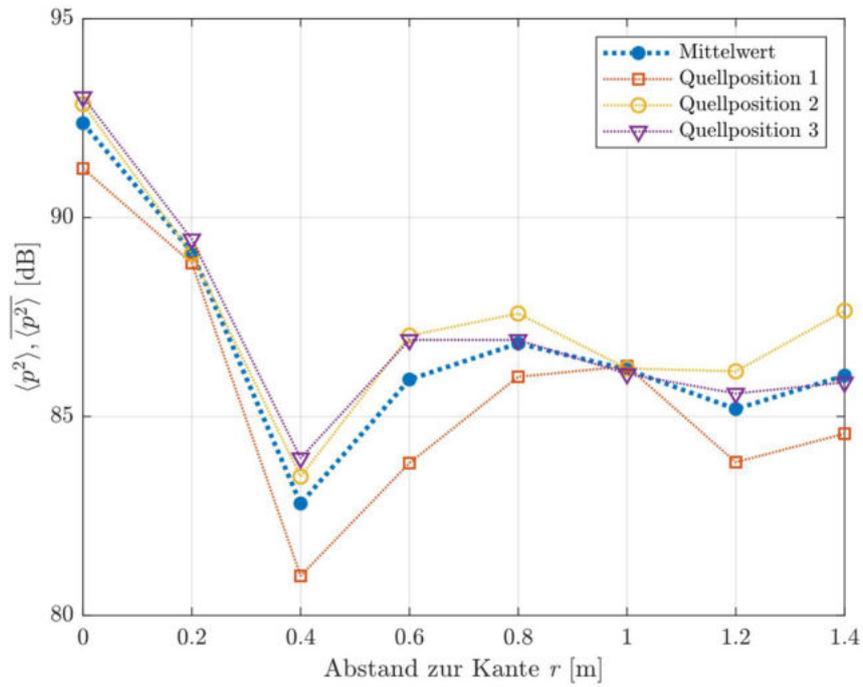


Abbildung 4.27:  $\langle p^2 \rangle$  und  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 400 Hz)

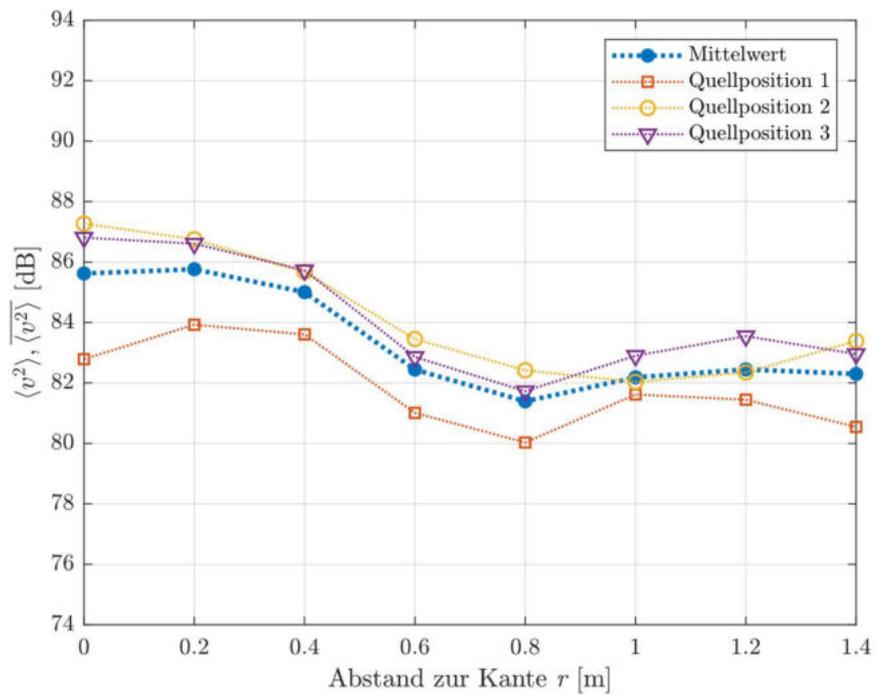


Abbildung 4.28:  $\langle v^2 \rangle$  und  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 400 Hz)

In Abbildung 4.25 bis Abbildung 4.28 sind, wieder beispielhaft, die Interferenzmuster bei  $\phi = 45^\circ$  für die Terzbänder 63 Hz und 400 Hz dargestellt. Es sind sowohl die einzelnen ( $\langle p^2 \rangle$ ,  $\langle v^2 \rangle$ ) als auch der Mittelwert über alle Quellpositionen ( $\overline{\langle p^2 \rangle}$ ,  $\overline{\langle v^2 \rangle}$ ) abgebildet. Auffällig bei allen Abbildungen ist, dass die Verläufe für sämtliche Quellpositionen bis auf wenige Ausnahmen die gleiche Tendenz aufweisen, also parallel zueinander liegen. Der größte Unterschied besteht in den absoluten Pegeln der Verläufe, wobei diese Eigenschaft stark frequenzabhängig ist. Während die Pegeldifferenz der Interferenzmuster bei 63 Hz für verschiedene Quellpositionen teilweise mehr als 10 dB beträgt (siehe Abbildung 4.25 und Abbildung 4.26), verringert sich diese bei höheren Frequenzen (siehe Abbildung 4.27 und Abbildung 4.28 für 400 Hz).

Um diese Frequenzabhängigkeit der absoluten Pegelunterschiede genauer zu analysieren, ist es sinnvoll, die Standardabweichung  $\sigma$  der gemessenen Pegel für die verschiedenen Quellpositionen ( $Q$ ) für jedes Frequenzband ( $F$ ) und jeden Messpunkt ( $M$ ) zu berechnen.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2}{n}} \quad (28)$$

$$\sigma_p(M, F) = \sqrt{\frac{\sum_{Q=1}^3 (\langle p^2 \rangle(Q, M, F) - \overline{\langle p^2 \rangle}(M, F))^2}{3}} \quad (29)$$

$$\sigma_v(M, F) = \sqrt{\frac{\sum_{Q=1}^3 (\langle v^2 \rangle(Q, M, F) - \overline{\langle v^2 \rangle}(M, F))^2}{3}} \quad (30)$$

In der allgemeinen Gl. (28) entspricht  $x_i$  dem gemessenen Pegel für eine Quellposition,  $\mu$  dem Mittelwert über alle Pegel für verschiedene Quellpositionen und  $n$  der Gesamtzahl der Quellpositionen. Die konkrete Berechnung der Standardabweichung für  $\langle p^2 \rangle$  lässt sich in Gl. (29) ablesen, für  $\langle v^2 \rangle$  wird analog dazu entsprechend Gl. (30) vorgegangen.

Bildet man nun den Mittelwert der Standardabweichungen über alle Messpunkte  $M$ , erhält man die mittlere Standardabweichung  $\tilde{\sigma}_p$  bzw.  $\tilde{\sigma}_v$  für jedes Frequenzband [siehe Gl. (31) und (32)]. Diese sind für  $\langle p^2 \rangle$  in Abbildung 4.29 und für  $\langle v^2 \rangle$  in Abbildung 4.30 dargestellt.

$$\tilde{\sigma}_p(F) = \frac{1}{8} \sum_{M=1}^8 \sigma_p(M, F) \quad (31)$$

$$\tilde{\sigma}_v(F) = \frac{1}{8} \sum_{M=1}^8 \sigma_v(M, F) \quad (32)$$

Hier ist die Frequenzabhängigkeit der Standardabweichung eindeutig zu erkennen, welche zu tiefen Frequenzen hin tendenziell ansteigt. Der Grund hierfür liegt vor allem in der geringen Raummodendichte bei tiefen Frequenzen, welche bereits in Abschnitt 4.1.2.4 bei der Wahl der Bandbreite des Messsignals berücksichtigt wird. Aufgrund der stark positionsabhängigen Schalldruckverteilung bei Modenfrequenzen variiert auch die von der Schallquelle „gesehene“ Strahlungsimpedanz. Damit ändert sich auch die abgestrahlte Schallleistung mit der Position, was vor allem bei tiefen Frequenzen, also bei geringer Raummodendichte, in Erscheinung tritt. Die Raummodendichte steigt mit der Frequenz, was sich in einer Abnahme der Standardabweichung nach Gl. (31) bzw. Gl. (32) bemerkbar macht. Die in [Späh 1995] erwähnte Grenze für eine gleichmäßige Verteilung des Schallfeldes ist in Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30 nachzuvollziehen. Die Standardabweichung steigt an, wenn sich die Raummodendichte auf unter 20 verringert (für den Hallraum sind das die Frequenzbänder unter 100 Hz). Da sich durch die Verbreiterung des ersten Frequenzbandes auf zwei Terzen (siehe Abschnitt 4.1.2.4) die Anzahl der Moden innerhalb des Frequenzbandes, nicht jedoch die Modendichte erhöht, lässt sich hierdurch auch keine geringere Standardabweichung erreichen. Einzig die Mittenfrequenz des jeweiligen Frequenzbandes ist in diesem Zusammenhang ausschlaggebend, wie die Werte der untersten vier Frequenzbänder in Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30 zeigen.

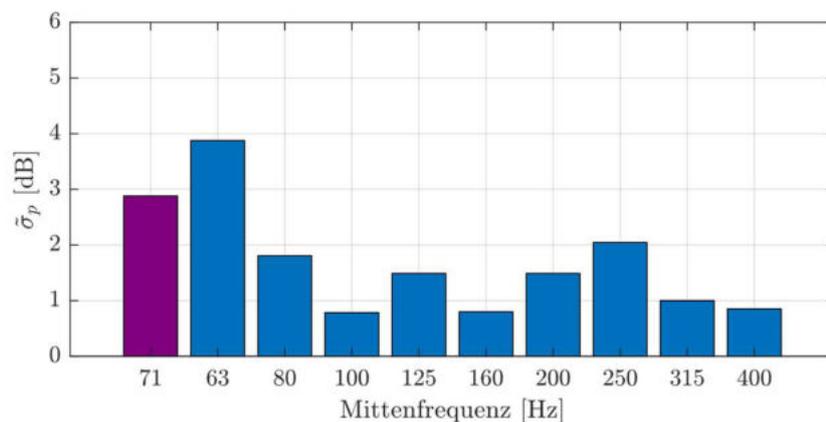


Abbildung 4.29: Standardabweichung  $\tilde{\sigma}_p$  über alle Quell- und Messpositionen gemittelt ( $\phi = 45^\circ$ )

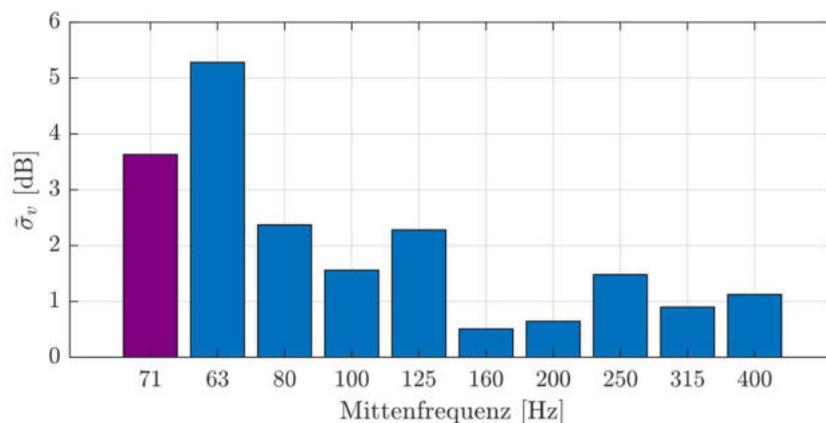


Abbildung 4.30: Standardabweichung  $\tilde{\sigma}_v$  über alle Quell- und Messpositionen gemittelt ( $\phi = 45^\circ$ )

Der Anstieg der Standardabweichung um 125 Hz und 250 Hz ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die Wechselwirkung zwischen der Schallquelle und den Raumbegrenzungsflächen zurückzuführen. Ein Indiz dafür ist, dass vor allem die mit der in der Ecke positionierten Quellposition 1 gemessenen Werte bei diesen Frequenzen die größte Abweichung vom Mittelwert aufweisen (siehe Abbildung 4.31 bzw. Abbildung 4.32). Diese resultiert aus der variierenden Schalleistung, welche von einer Schallquelle in der Nähe von Begrenzungsflächen in den Raum abgestrahlt wird. Die Schalleistung ist sowohl vom Abstand der Schallquelle zur Begrenzungsfläche als auch von der abgestrahlten Frequenz abhängig [Maa 1988] [Allison 1974]. Es ergibt sich eine Überlagerung des Direktschalls mit der entstehenden Reflexion, was abhängig vom Abstand zwischen Schallquelle und Begrenzungsfläche in einer Überhöhung bzw. Abschwächung der Schalleistung resultiert. Dieser Effekt kann als Reziprozität zu den hier vielfach erwähnten Interferenzerscheinungen mit fixer Quell- und variabler Mikrofonposition betrachtet werden [Waterhouse 1958].

Vernachlässigt man den in Relation zu den Wandflächen weiter entfernten Boden, kann man den Dodekaeder als einen im Abstand  $\rho$  zu der senkrechten Raumkante positionierten Kugelstrahler betrachten. Anhand von Gl. (33) kann die von ihm abgestrahlte relative Schalleistung  $\frac{W}{W_f}$  berechnet werden. Hier entspricht  $W$  der abgestrahlten Schalleistung und  $W_f$  die von der gleichen Quelle im Freifeld abgestrahlte Schalleistung. Die Frequenzabhängigkeit wird durch die Wellenlänge  $\lambda$  berücksichtigt und der Ausdruck  $j_0$  steht für eine sphärische Besselfunktion nullter Ordnung [Waterhouse 1958, S.5].

$$\frac{W}{W_f} = 1 + 2 \cdot j_0 \left( \frac{4\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\rho}{\lambda} \right) + j_0 \left( 4\pi \cdot \frac{\rho}{\lambda} \right) \quad (33)$$

Der sich daraus ergebende Verlauf ist in Abbildung 4.33 dargestellt. Mit dem bei  $\frac{\rho}{\lambda} = 0,45$  liegenden Minimum kann für einen Abstand  $\rho = 0,6$  m (Abstand des Dodekaeders zur vertikalen Raumkante) die entsprechende Frequenz berechnet werden.

$$\frac{\rho}{\lambda} = 0,45 \rightarrow f = \frac{c \cdot 0,45}{\rho} = \frac{343 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,45}{0,6 \text{ m}} = 257 \text{ Hz} \quad (34)$$

Das bedeutet, dass um eine Frequenz von ca. 260 Hz aufgrund der Überlagerung von Reflexionen in der Kante die abgestrahlte Schalleistung ein Minimum annimmt. Dies deckt sich sehr gut mit den in Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32 dargestellten Werten für  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$ . In beiden Darstellungen weist Quellposition 1 den geringsten Pegel auf.

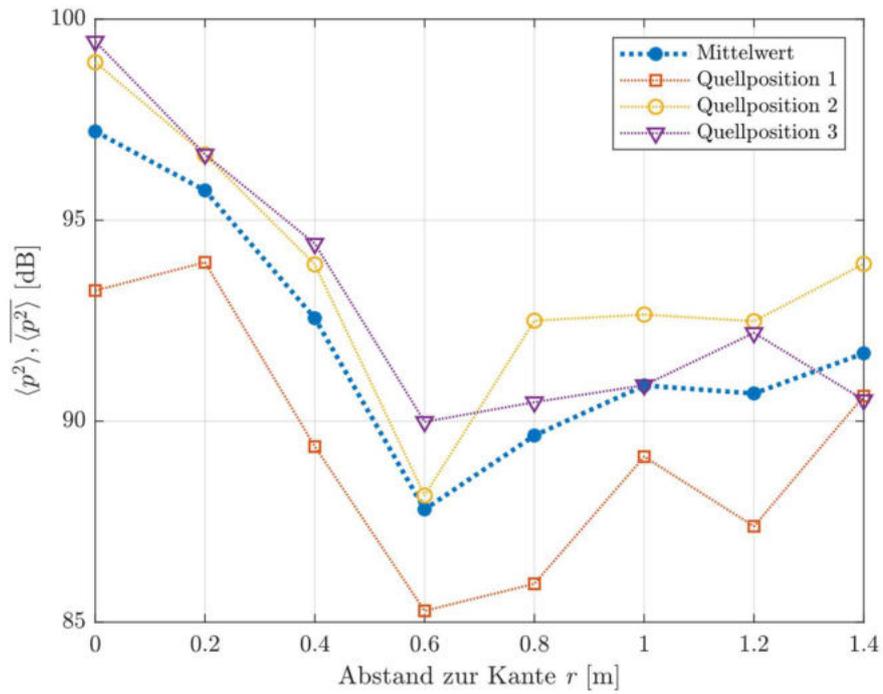


Abbildung 4.31:  $\langle p^2 \rangle$  und  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 250 Hz)

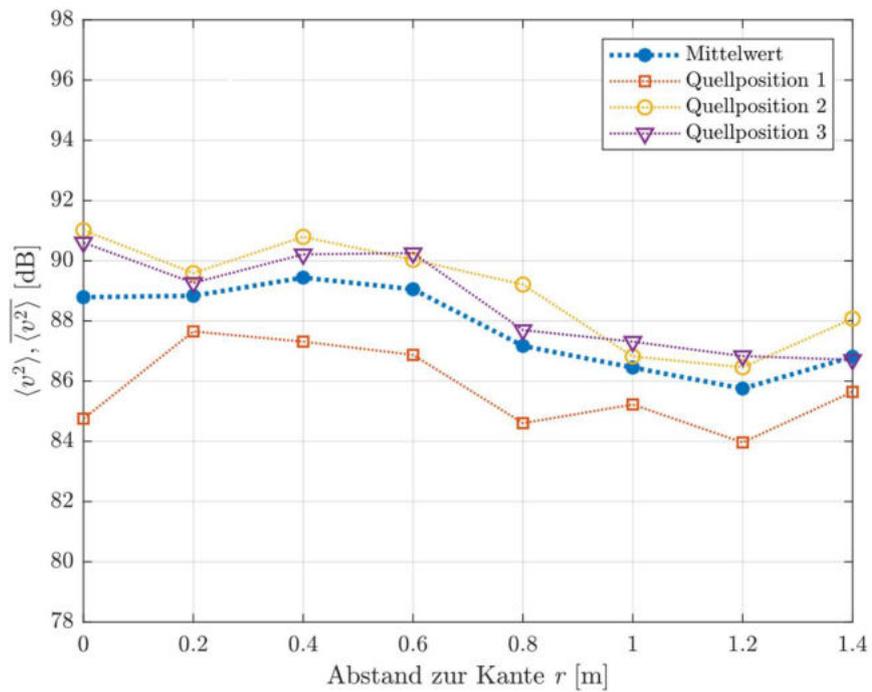
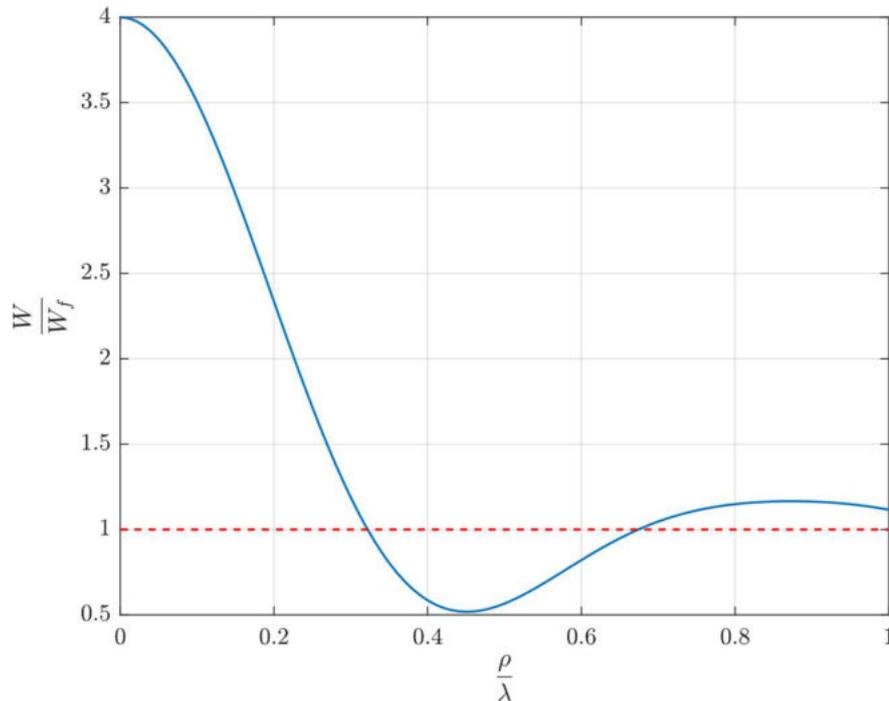


Abbildung 4.32:  $\langle v^2 \rangle$  und  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  für verschiedene Quellpositionen ( $\phi = 45^\circ$ , 250 Hz)



**Abbildung 4.33:** Relative abgestrahlte Schallleistung  $\frac{W}{W_f}$  eines Kugelstrahlers in einem Abstand  $\rho$  zur Kante (die strichlierte rote Linie entspricht der sich im Freifeld ergebenden Schallleistung  $W_f$ )

Mit der erwähnten Mittelwertbildung können Schwankungen bzw. Ausreißer ausgeglichen und eindeutigeren Verläufe erzielt werden. Da für die Betrachtung der Interferenzmuster und den späteren Vergleich mit der Simulation (siehe Kapitel 5) nicht die absoluten Pegel, sondern nur deren relative Unterschiede relevant sind, kann eine weitere Verbesserung der Übersichtlichkeit durch eine Verschiebung der Kurven erreicht werden. Während in [London 1941, S.435] der 0 dB Punkt für jedes Frequenzband „*entirely arbitrary*“, also vollkommen beliebig gewählt wird, werden hier alle Kurven an ihrem Wert an Messposition 1, also direkt in der Kante, auf 0 dB ausgerichtet. Dadurch wird auch das Ablesen der Differenzen zwischen den Maxima und Minima erleichtert. In Abbildung 4.34 bis Abbildung 4.39 sind nun alle über die Quellpositionen gemittelten und auf 0 dB verschobenen Interferenzmuster ( $\langle \widetilde{p^2} \rangle$ ,  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$ ) bei  $\phi = 45^\circ$  dargestellt.

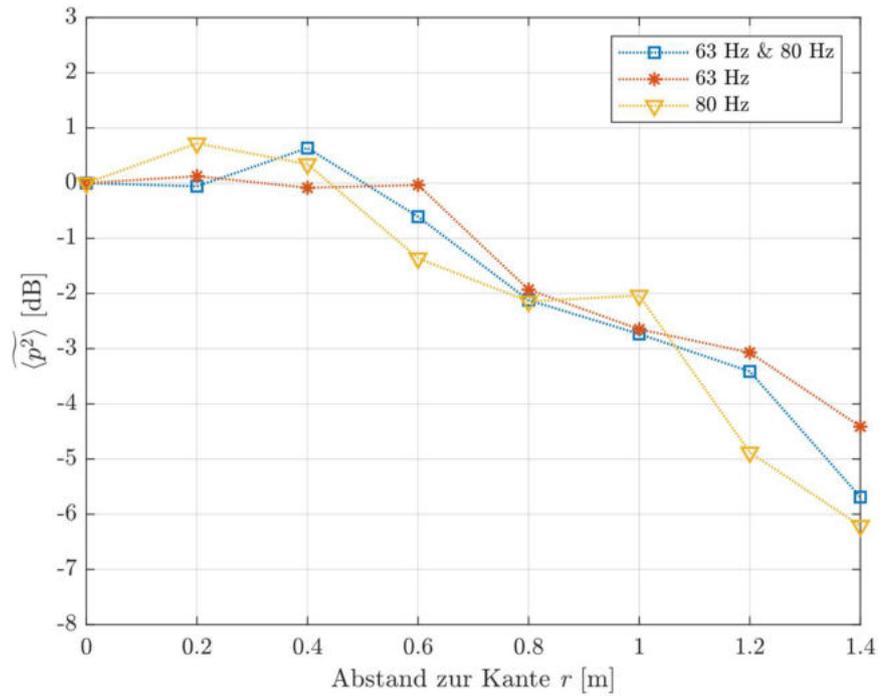


Abbildung 4.34:  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 1-3 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

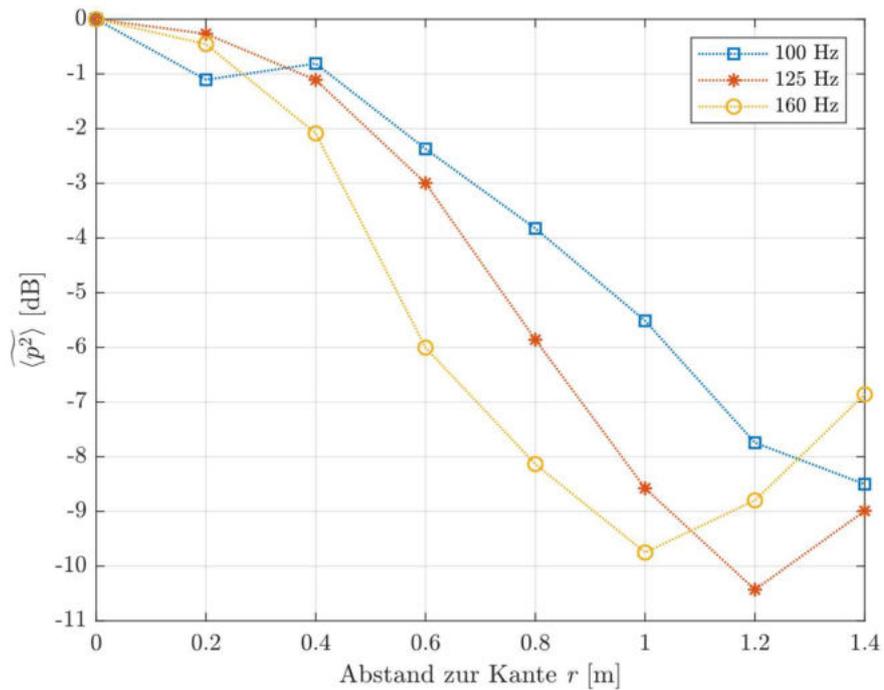


Abbildung 4.35:  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 4-6 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

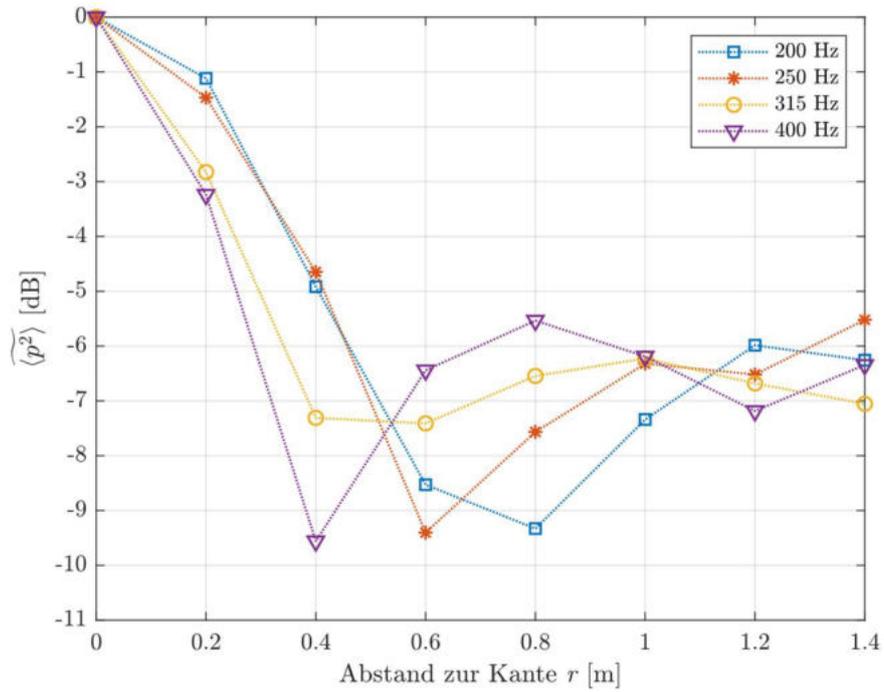


Abbildung 4.36:  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 7-10 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

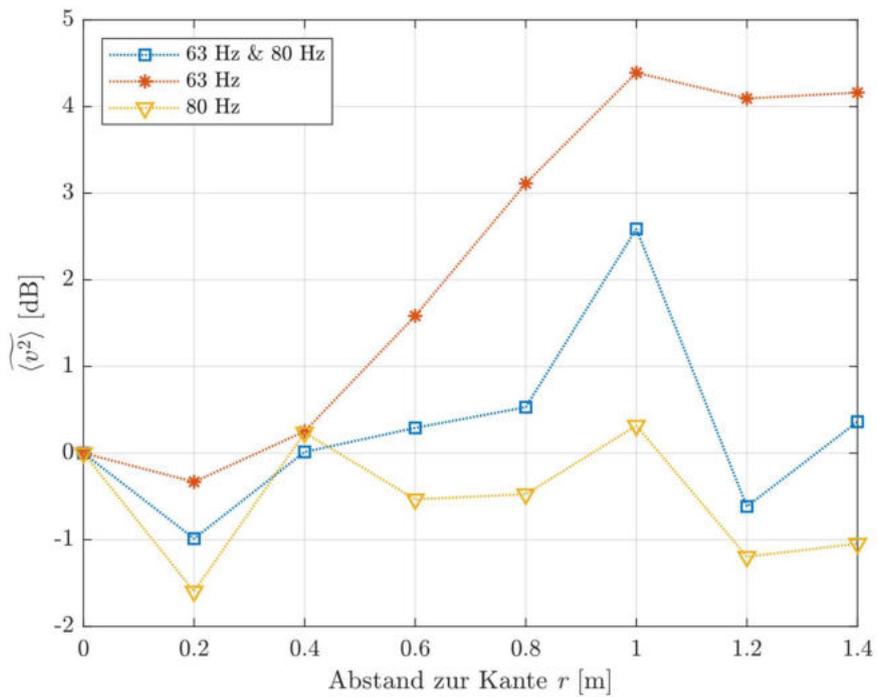


Abbildung 4.37:  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 1-3 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

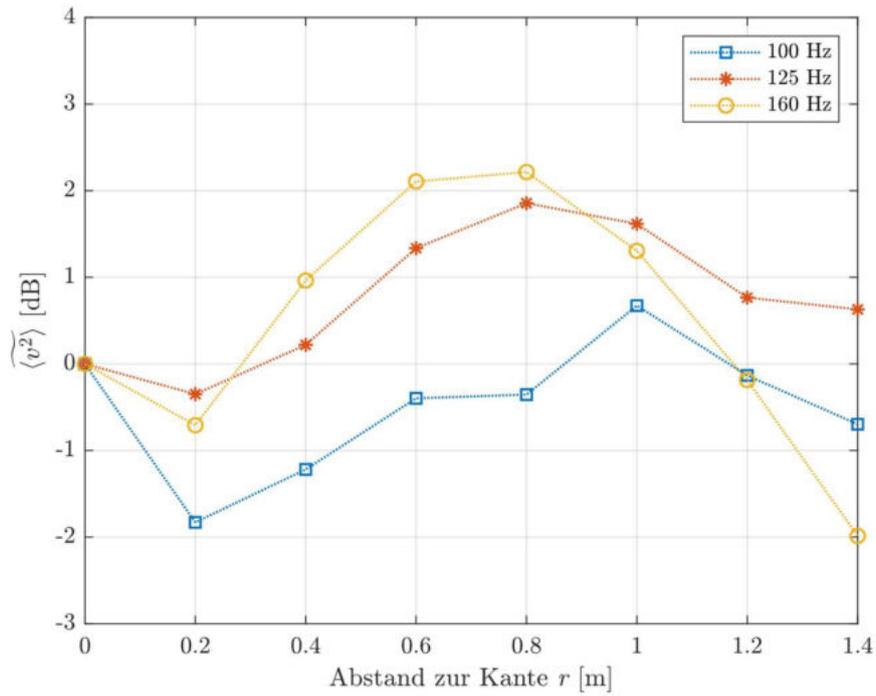


Abbildung 4.38:  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 4-6 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

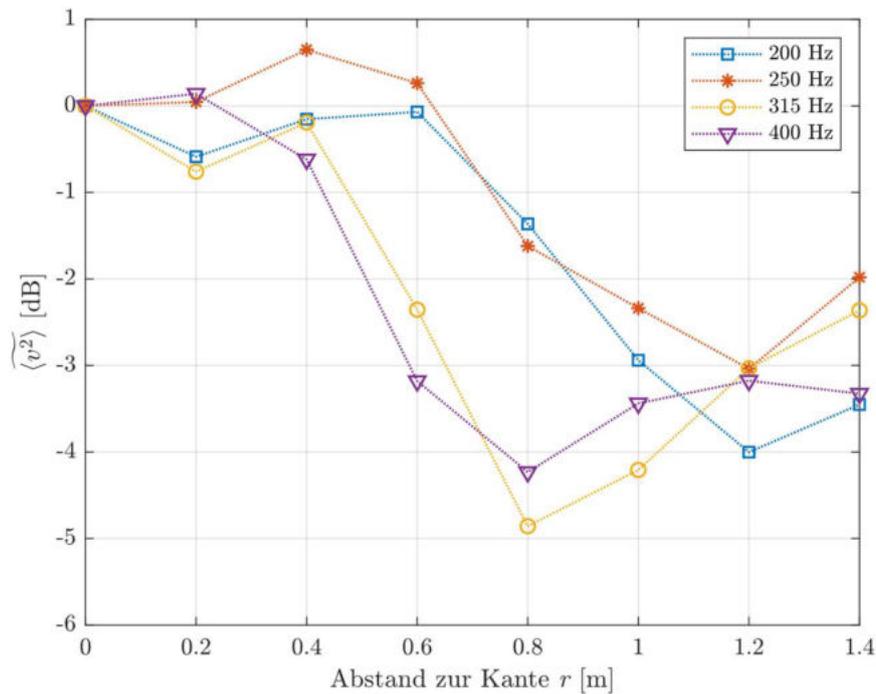


Abbildung 4.39:  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 7-10 (gemittelt über alle Quellpositionen,  $\phi = 45^\circ$ )

In den obigen Diagrammen kann man sowohl für  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$ , als auch  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  eindeutige Muster erkennen. Erstere weist direkt in der Kante ein Maximum auf und fällt dann mit größer werdender Entfernung bis zu 10dB ab. Hier ergibt sich ein Minimum, dessen Abstand zur Raumkante sich indirekt proportional zur Frequenz verhält. So hat beispielsweise das 125 Hz Terzband ein Minimum bei 1,2 m Abstand zur Kante, bei einer Verdopplung der Frequenz auf 250 Hz liegt das Minimum bei 0,6 m, also genau der Hälfte. Für das 100 Hz Terzband und alle darunter liegenden Terzbänder liegt dieses Minimum bereits außerhalb des mit 1,4 m gewählten Messbereichs und kann daher nicht mehr erfasst werden. Betrachtet man die obersten Frequenzbänder ab 200 Hz, erinnert der Verlauf von  $\langle p^2 \rangle$  an eine Sinc- oder Besselfunktion, was darauf schließen lässt, dass sich der Wert mit größer werdendem Abstand an einen konstanten Wert annähert. Dieser liegt in etwa 6 dB unter dem Maximum direkt in der Kante.

Auch für  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  lassen sich beim Vergleich der Interferenzmuster Zusammenhänge erkennen, wengleich diese vor allem bei tiefen Frequenzen nicht so eindeutig sind. Ausgehend vom gemeinsamen Referenzpunkt 0 dB direkt in der Kante steigt hier im Gegensatz zu  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  der Pegel mit größer werdendem Abstand an, bis ein Maximum erreicht ist und fällt dann wieder ab. Bei höheren Frequenzbändern ab 200 Hz ist zu erkennen, dass der Wert nach einem Minimum wieder ansteigt. Auch hier ist ein indirekt proportionaler Zusammenhang zwischen dem Abstand des Maximums von der Kante und der Frequenz zu erkennen, wie ein Vergleich der beiden Kurven für die Frequenzen 125 Hz und 250 Hz zeigt (Maxima bei 0,8 m bzw. 0,4 m). Während bei  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  die Interferenzmuster auch bei tiefen Frequenzen eindeutig zu erkennen sind, weichen die Kurven für  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  teilweise von den bei höheren Frequenzen erkennbaren Tendenzen ab (z.B. für 80 Hz).

#### 4.3.3.2 Einfluss des Winkels $\phi$

Jegliche Auswertungen, die in Abschnitt 4.3.3.1 durchgeführt werden, beziehen sich ausschließlich auf den Winkel  $\phi = 45^\circ$ . Um nun auch das Schallfeld im restlichen Bereich des Messbereichs zu analysieren, werden im Folgenden die Interferenzmuster entlang der drei gemessenen Trajektorien mit dem Winkel  $\phi$  von  $45^\circ$ ,  $22,5^\circ$  und  $0^\circ$  verglichen. Analog zu Abbildung 4.34 bis Abbildung 4.39 werden hier wieder die über alle Quellpositionen gemittelten und auf 0 dB verschobenen Werte  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  und  $\langle \widetilde{v^2} \rangle$  über dem Abstand zur Kante dargestellt. Die für die Veranschaulichung beispielhaft gewählte Terzband-Mittenfrequenz ist 160 Hz, da hier die Unterschiede besonders gut zu sehen sind.

Die in Abbildung 4.40 dargestellten Verläufe von  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  zeigen, dass sich die Interferenzmuster sehr deutlich mit dem Winkel  $\phi$  ändern. Durch die gewählte räumliche Abtastung, welche in Polarkoordinaten definiert ist, ergeben sich erwartungsgemäß nur geringe Unterschiede für die ersten Messpunkte, da deren Abstand zueinander nur relativ gering ist. Ab einem Abstand von 0,4 m zur Kante zeigt sich jedoch, dass die Pegeldifferenz zwischen dem Maximum direkt in der Kante und dem im frequenzabhängigen Abstand zur Kante gelegenen Minimum umso geringer wird, je mehr der Winkel von der Symmetrieachse  $\phi = 45^\circ$  abweicht. Weiters ist zu erkennen, dass die Position dieses Minimums nicht nur abhängig von der Frequenz (siehe Abbildung 4.34 bis Abbildung 4.36), sondern auch vom betrachteten Winkel  $\phi$  ist. Es ergibt sich eine Verschiebung hin zur Kante mit kleiner werdendem Winkel.

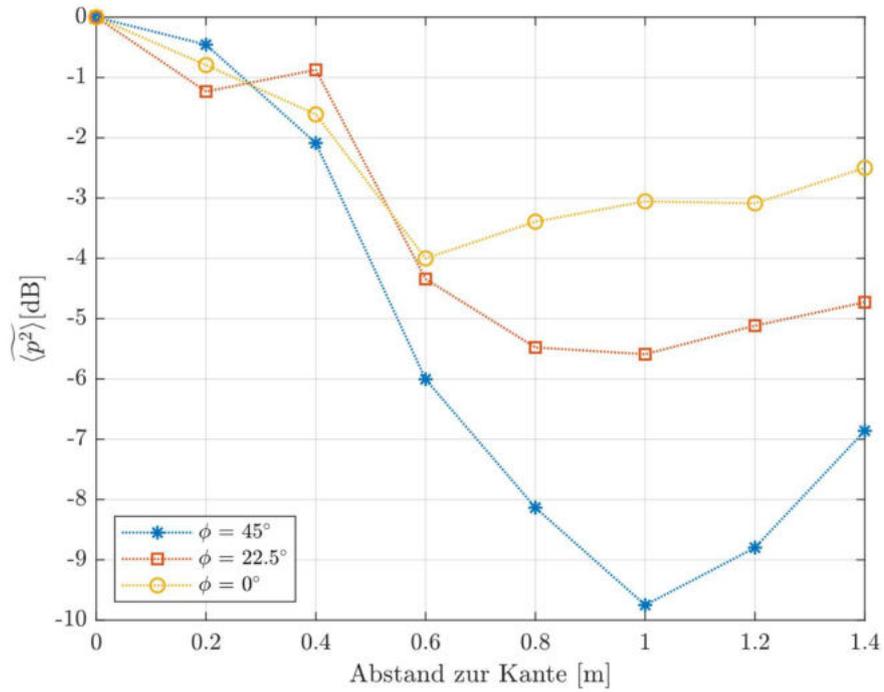


Abbildung 4.40: Einfluss des Winkels  $\phi$  auf die Interferenzmuster von  $\langle \overline{p^2} \rangle$  bei 160 Hz

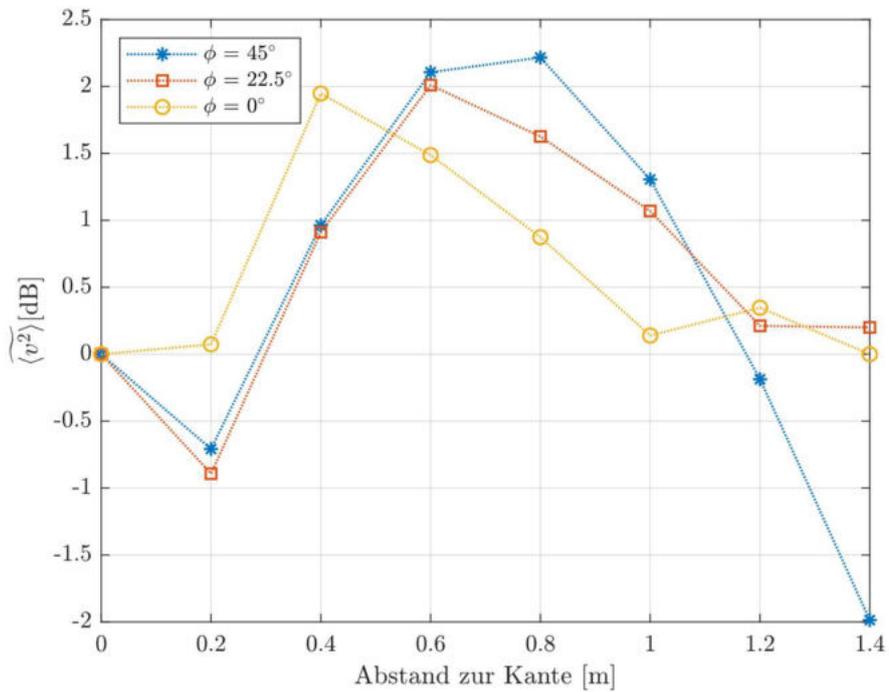
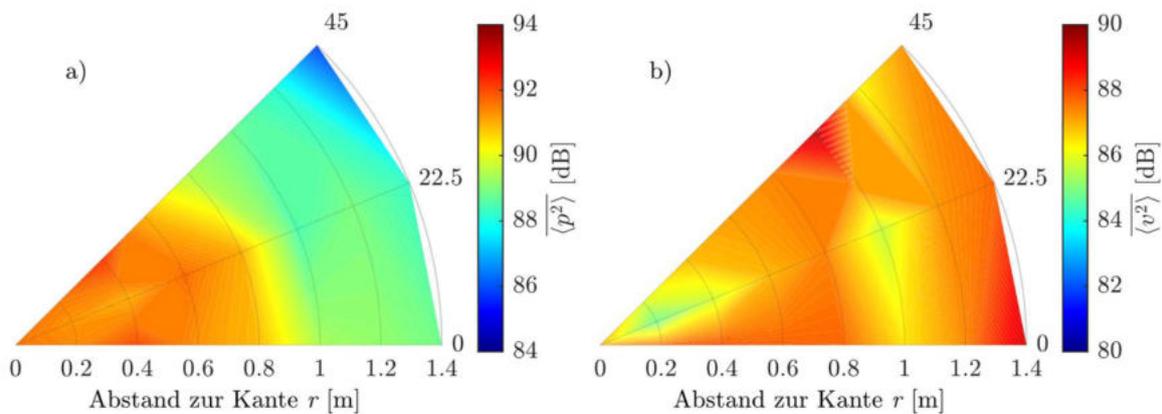


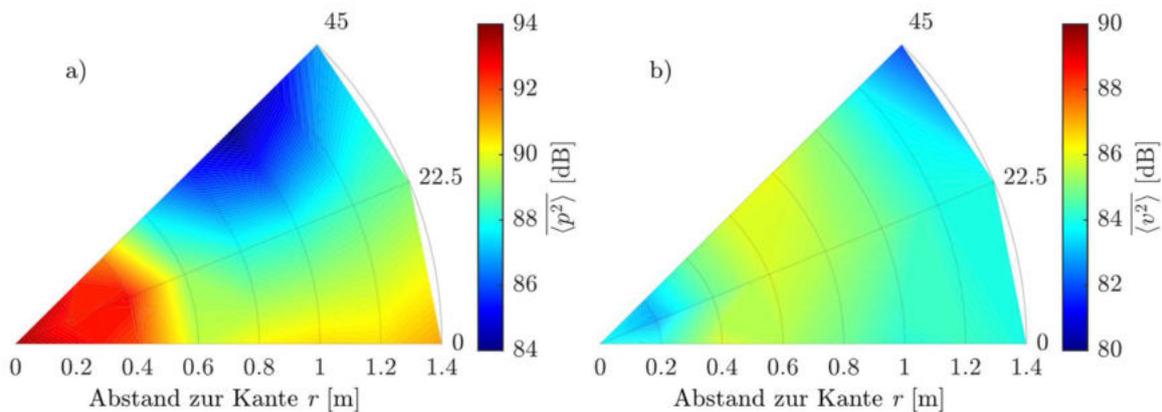
Abbildung 4.41: Einfluss des Winkels  $\phi$  auf die Interferenzmuster von  $\langle \overline{v^2} \rangle$  bei 160 Hz

Auch der Verlauf von  $\langle \widehat{v^2} \rangle$  weist diese vom Winkel  $\phi$  abhängige Verschiebung der Extremwerte auf (siehe Abbildung 4.41). Verringert sich der Winkel, wird der Abstand zwischen Maximum und Kante geringer. Analog zu  $\langle \widehat{p^2} \rangle$  wird auch die Differenz zwischen Maximum und Minimum geringer, was auch bedeutet, dass der höchste absolute Pegel üblicherweise bei  $\phi = 45^\circ$  auftritt.

Um nun das Schallfeld in der Kante anschaulicher zu visualisieren, werden die gemessenen Pegel in einem Polarkoordinatensystem dargestellt. Für einen maximalen Radius von 1,4 m und einem Winkelbereich von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$  entspricht die Darstellung exakt der geometrischen Anordnung der Messpunkte. Die Bereiche zwischen den Messpunkten werden interpoliert und die Fläche entsprechend der Pegel eingefärbt. In Abbildung 4.42 und Abbildung 4.43 sind die Schallfelder für die Frequenzbänder 71 Hz und 160 Hz dargestellt (siehe Anhang C: 12.1 für eine vollständige Darstellung aller Frequenzen).



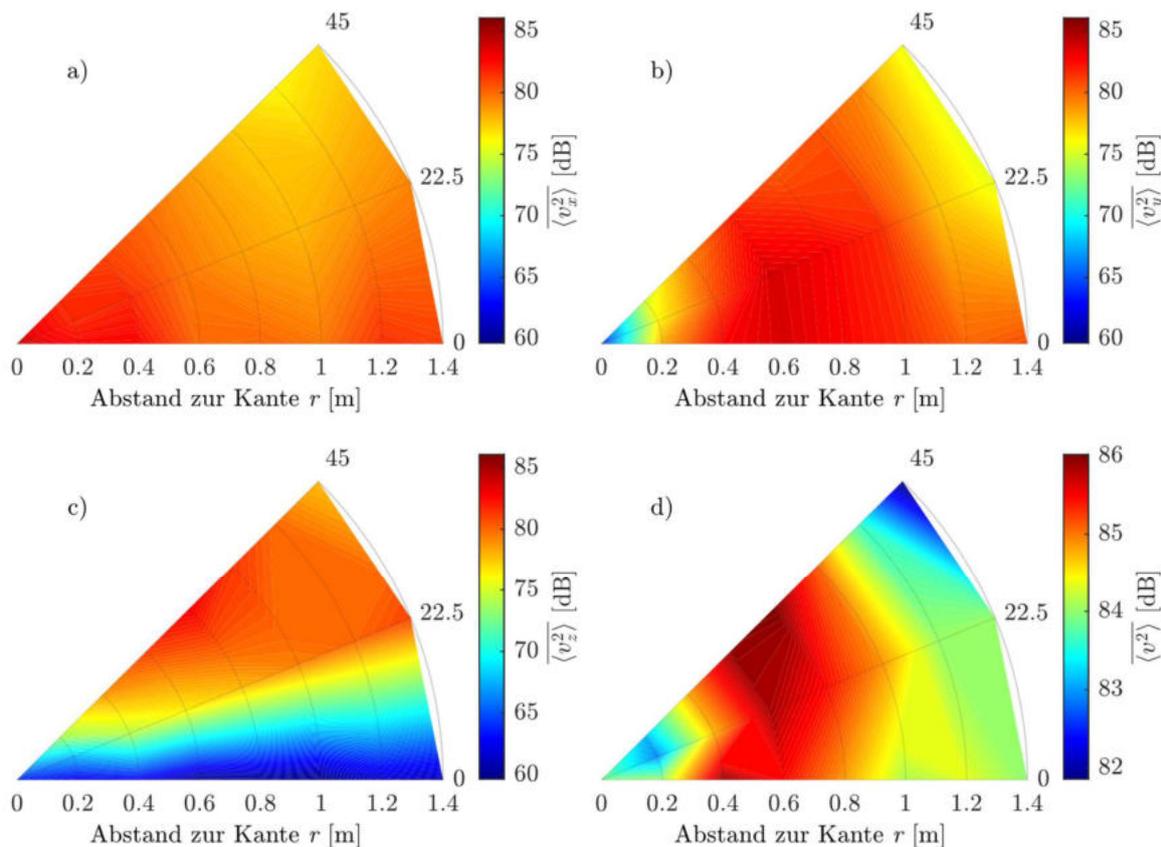
**Abbildung 4.42:** Interpoliertes Schallfeld im 71 Hz Doppelterzband für a)  $\langle \widehat{p^2} \rangle$  und b)  $\langle \widehat{v^2} \rangle$



**Abbildung 4.43:** Interpoliertes Schallfeld im 160 Hz Terzband für a)  $\langle \widehat{p^2} \rangle$  und b)  $\langle \widehat{v^2} \rangle$

### 4.3.3.3 Betrachtung der Schnellekomponenten

Wenn man die in der Raumkante gemessenen Interferenzmuster betrachtet, fällt stets ein charakteristisches Maximum auf. Für  $\langle p^2 \rangle$  ist dieses immer direkt in der Kante, unabhängig von der betrachteten Frequenz. Um nun allerdings die Position des Maximums von  $\langle v^2 \rangle$  nachzuvollziehen, ist es nötig deren einzelne Komponenten genauer zu analysieren. Hierfür werden  $\langle v_x^2 \rangle$ ,  $\langle v_y^2 \rangle$ ,  $\langle v_z^2 \rangle$  und das aus der Vektoraddition resultierende  $\langle v^2 \rangle$  in dem für die Abbildung 4.42 und Abbildung 4.43 beschriebenen Polarkoordinatensystem in Abbildung 4.44 dargestellt (siehe Anhang C: 12.2 für eine vollständige Darstellung aller Frequenzen).



**Abbildung 4.44:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 160 Hz Terzband:  
a)  $\langle v_x^2 \rangle$ , b)  $\langle v_y^2 \rangle$ , c)  $\langle v_z^2 \rangle$ , d)  $\langle v^2 \rangle$

Für die Komponente  $\langle v_x^2 \rangle$ , welche parallel zur Kante verläuft (Abbildung 4.44 a), ergibt sich ein Verlauf, der dem von  $\langle p^2 \rangle$  ähnelt (siehe Abbildung 4.43 a). Das Maximum befindet sich in der Kante, der Pegel nimmt mit größer werdendem Abstand ab, wobei die Pegeldifferenz entlang der Symmetrieachse ( $\phi = 45^\circ$ ) am größten ist. Die Komponente  $\langle v_y^2 \rangle$  orthogonal zur Wand erreicht, ausgehend von einem Minimum direkt an der Wand, ein Maximum, dessen Position abhängig vom betrachteten Frequenzband ist (Abbildung 4.44 b). Analog dazu, allerdings nicht auf die Wand, sondern den Boden bezogen, verhält sich  $\langle v_z^2 \rangle$ , das orthogonal zum Boden verläuft (Abbildung 4.44 c). Allerdings ist hier anzumerken, dass die Werte direkt am Boden ( $\phi = 0^\circ$ ) nicht gemessen, sondern entsprechend Abschnitt 4.3.1 20 dB unter  $\langle v_x^2 \rangle$  angenommen werden.

Die Resultierende  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  ergibt sich nun durch die vektorielle Addition dieser Komponenten, wobei hier besonders der sich unterscheidende Wertebereich beachtet werden muss (Abbildung 4.44 d). Während die  $y$ - und  $z$ -Komponenten von ihrem jeweiligen Minimum an der Wand bzw. dem Boden stark ansteigen, ist der Pegelabfall der  $x$ -Komponente mit größer werdendem Abstand von der Kante relativ gering. Dadurch ergibt sich insgesamt das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  in einem frequenzabhängigen Abstand zur Kante.

## 4.4 Zusammenfassung

Im Rahmen der in diesem Kapitel beschriebenen Messreihe wird das Schallfeld nahe einer Raumkante im Hallraum analysiert. Hierfür wird an einer bewusst gewählten Position in der Längskante Schalldruck und Schallschnelle in einer normal zur Kante stehenden Fläche an diskreten Positionen gemessen. Durch die Wahl eines geeigneten Anregungssignals bilden sich im stationären Schallfeld in der Kante Interferenzen, welche durch Interpolation der Messwerte über den Abstand zur Kante in charakteristischen Verläufen, den Interferenzmustern, abgebildet werden können. Um den Einfluss von Eigenmoden zu minimieren und den Zusammenhang zwischen Frequenz und dem Verlauf der Kurven sichtbar zu machen, werden diese im absoluten Pegel angeglichen (relative Pegeldifferenzen in den Kurven bleiben erhalten).

Es zeigt sich, dass die gemessenen Interferenzmuster eindeutig erkennbar sind und sich eine Veränderung der Frequenz hauptsächlich in einer Stauchung bzw. Dehnung derselbigen bemerkbar macht (siehe Abbildung 4.34 bis Abbildung 4.39). Mit Ausnahme der Kurven für  $\langle v^2 \rangle$  bei sehr tiefen Frequenzen (siehe Abbildung 4.37) erinnern die Verläufe bereits sehr stark an die in Kapitel 3 berechneten Interferenzmuster (siehe Abbildung 3.4 d und e). Während sich das Maximum von  $\langle p^2 \rangle$  stets direkt in der Kante befindet, bildet sich ein Maximum für  $\langle v^2 \rangle$  mit einem gewissen Abstand dazu tendenziell bei  $\phi = 45^\circ$  (siehe Abbildung 4.42 und Abbildung 4.43). Durch die separate Messung der drei Vektorkomponenten der Schallschnelle kann weiters gezeigt werden, wie sich dieses Maximum zusammensetzt. Während die absoluten Pegel in allen drei Richtungen relativ ähnlich sind, bildet sich das Maximum vor allem aus der Überlagerung der beiden zur Kante orthogonal stehenden Vektorkomponenten (siehe Abbildung 4.44).

## 5 Vergleich von Simulation und Messung

Die beiden Möglichkeiten, Simulation und Messung, für die Bestimmung der Interferenzmuster in einer Kante werden in Kapitel 3 bzw. Kapitel 4 getrennt betrachtet.

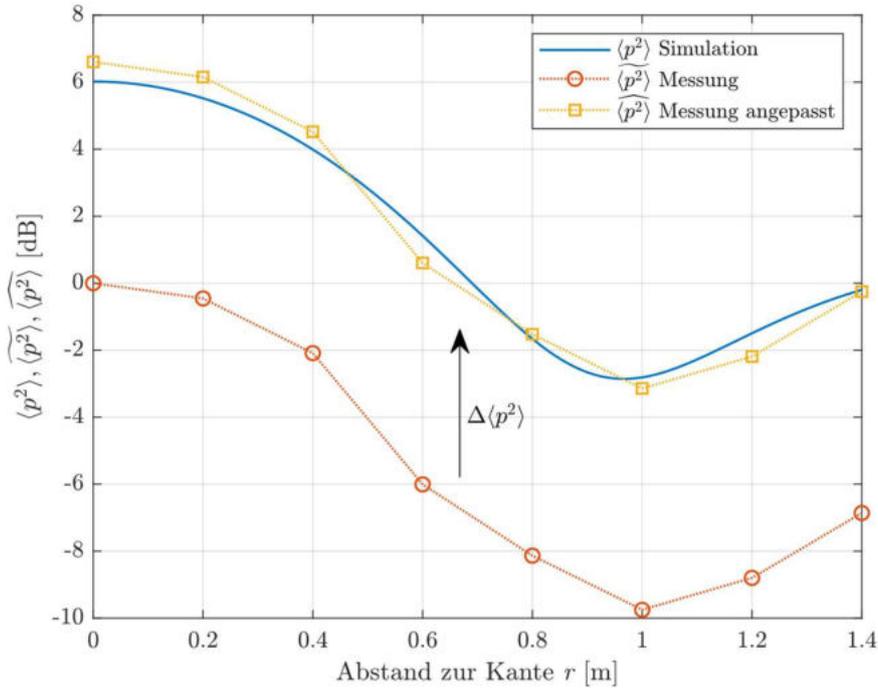
Zum einen wird in der Simulation in Abschnitt 3.2 die Überlagerung unendlich vieler, aus allen Richtungen einfallender Schallwellen und ihrer Reflexionen in der Kante berechnet. Da hier von strahlenförmiger Schallausbreitung ausgegangen wird und die Berechnung somit auf dem Modell der geometrischen Raumakustik beruht, wird die Kante völlig isoliert betrachtet. Der Viertelraum, den diese abgrenzt, wird daher als unendlich ausgedehnt angenommen.

Zum anderen werden die in Abschnitt 4.3.3 analysierten Interferenzmuster in Messungen aufgenommen, die in einem Raum mit endlichen Dimensionen durchgeführt werden. Das bedeutet, dass das Schallfeld mit dem geometrischen Modell nicht mehr vollständig beschrieben werden kann. Vor allem durch die relativ niedrigen Frequenzen, die hier von Relevanz sind, wirkt sich das modale Schallfeld des Raumes unweigerlich auf die Messergebnisse aus.

In diesem Kapitel sollen nun die Interferenzmuster dieser beiden, auf unterschiedlichen Annahmen beruhenden Betrachtungen verglichen werden. Die Voraussetzung für eine gemeinsame Betrachtung ist eine Anpassung von Messdaten und simulierten Werten, welche in Abschnitt 5.1 beschrieben wird. Auf dieser Grundlage werden in Abschnitt 5.2 die Ergebnisse aus Simulation und Messung verglichen und etwaige Unterschiede und Abweichungen analysiert. Um diese Abweichungen zu quantifizieren, wird in Abschnitt 5.3 der Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler und der Frequenz bzw. dem Winkel  $\phi$  hergestellt.

### 5.1 Anpassung der Messdaten

Betrachtet man die Interferenzmuster der Simulation (Abschnitt 3.2.3) und die der Messung (Abschnitt 4.3.3), fällt auf, dass sich die auf der  $y$ -Achse aufgetragenen Einheiten unterscheiden. Sind es in der theoretischen Betrachtung lineare Werte, die sich direkt aus der Berechnung ergeben, so werden die gemessenen Pegel, wie in der akustischen Messtechnik üblich, in dB angegeben. Um nun die Interferenzmuster der Messung mit denen der Simulation vergleichen zu können, müssen die Simulationswerte in dB umgerechnet werden. Wie in Abbildung 3.6 ersichtlich, ergibt sich aus der Simulation direkt in der Kante der vierfache Wert für  $\langle p^2 \rangle$ , bzw. der 1,3-fache Wert für  $\langle v^2 \rangle$ . Diese Vielfachen beziehen sich auf den von den Interferenzmustern asymptotisch angenäherten Wert bei größer werdendem Abstand zur Kante. Also jener Wert, der im vollkommen diffusen Schallfeld mit, im Vergleich zur Wellenlänge, sehr großem Abstand zu allen Begrenzungsflächen auftreten würde. Somit ist es sinnvoll, auch in der dB-Skala diesen Wert als Referenz zu betrachten und ihn mit 0 dB festzulegen. Da es sich durch die Quadrierung von Schalldruck und -schnelle um Energiegrößen handelt, entspricht eine Verdopplung des Referenzwertes einer Zunahme um 3 dB, eine Vervierfachung einer Zunahme um 6 dB (siehe Abbildung 5.1 für den vierfachen Schalldruck der Simulation direkt in der Kante) [Waterhouse 1958, S.8].



**Abbildung 5.1:** Minimierung der Abweichung zwischen Messung und Simulation durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate (160 Hz,  $\phi = 45^\circ$ )

Wie bereits erwähnt, geht es bei der Betrachtung der Interferenzmuster primär um relative Pegelunterschiede. Die gemessenen Interferenzmuster können daher analog zu Abschnitt 4.3.3 so verschoben werden, dass sie möglichst genau über den berechneten Kurven zu liegen kommen. So können die Interferenzmuster aus Simulation und Messung miteinander verglichen und deren Abweichungen quantifiziert werden. Um eine Verzerrung der Ergebnisse zu vermeiden, ist es erforderlich, eine entsprechende mathematische Vorschrift für die Minimierung der Abstände der Kurven zu verwenden. Hierfür wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate herangezogen, mit der der Fehler  $e$  durch einen Korrekturwert minimiert wird, wie in Gl. (35) für  $\langle p^2 \rangle$  bzw. Gl. (36) für  $\langle v^2 \rangle$  abzulesen ist. Wie bereits in Abschnitt 4.3.3 wird zunächst nur der Fall  $\phi = 45^\circ$  betrachtet.

$$\min_{\Delta\langle p^2 \rangle} \{e_p(F)\} = \min_{\Delta\langle p^2 \rangle} \left\{ \sqrt{\frac{1}{8} \sum_{M=1}^8 [\langle p^2 \rangle(M, F) - (\langle \widetilde{p^2} \rangle(M, F) + \Delta\langle p^2 \rangle)]^2} \right\} \quad (35)$$

$$\min_{\Delta\langle v^2 \rangle} \{e_v(F)\} = \min_{\Delta\langle v^2 \rangle} \left\{ \sqrt{\frac{1}{8} \sum_{M=1}^8 [\langle v^2 \rangle(M, F) - (\langle \widetilde{v^2} \rangle(M, F) + \Delta\langle v^2 \rangle)]^2} \right\} \quad (36)$$

Hier entspricht  $\langle p^2 \rangle$  dem berechneten und  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$  dem gemessenen Wert an der Messposition  $M$ . Der Korrekturwert  $\Delta\langle p^2 \rangle$  wird so gewählt, dass die Summe der quadrierten Differenzen minimiert wird. Verschiebt man nun die gemessenen Werte um diesen Korrekturwert, ergibt sich eine Interferenzkurve  $\langle \widetilde{p^2} \rangle$ , die den geringstmöglichen Abstand zu der in der Simulation berechneten Kurve aufweist (siehe Abbildung 5.1).

## 5.2 Vergleich der Interferenzmuster

Mit der in Abschnitt 5.1 vorgenommenen Anpassung der sich aus den Messdaten ergebenden Kurven an die berechneten Interferenzmuster sind nun alle Voraussetzungen erfüllt, um diese miteinander zu vergleichen. Die Eigenschaften dieser Kurven, wie z.B. ihre Extremwerte und deren Abstand zur Kante, werden in diesem Abschnitt gegenübergestellt und Gemeinsamkeiten bzw. etwaige Abweichungen analysiert.

An dieser Stelle sei erneut darauf hingewiesen, dass sich die in den Abschnitten 4.3.3 und 5.1 vorgenommenen Verschiebungen stets nur auf die absoluten Pegel beziehen. Relative Pegelunterschiede einzelner Messwerte, aus denen letztendlich die Verläufe der Interferenzmuster resultieren, bleiben in jedem Fall unverändert. Des Weiteren verlangen die Frequenzangaben, nach denen die Kurven unterschieden werden, besondere Beachtung. Während es sich bei den Messwerten um die Mittenfrequenzen des für die Anregung verwendeten bandpassgefilterten Rauschens handelt, werden die aus der Simulation erhaltenen Interferenzmuster mit diskreten Frequenzen berechnet. Die Grundlage für die Vergleichbarkeit der, auf diesen beiden unterschiedlichen Definitionen beruhenden Kurven, bildet die in Abbildung 4.3 dargestellte, und in Abschnitt 4.1.2.4 erläuterte, geringe Abhängigkeit des Verlaufs der Interferenzmuster von der hier gewählten Frequenzbandbreite [Waterhouse 1955, S.252].

In Abbildung 5.2 bis Abbildung 5.4 sind nun die in der Simulation berechneten, mit den aus der Messung resultierenden Interferenzmustern für  $\langle p^2 \rangle$  überlagert dargestellt. Analog zu Abschnitt 4.3.3 werden die Kurven nach Frequenzbändern auf drei separate Darstellungen aufgeteilt, um die Übersichtlichkeit zu verbessern. Ein Vergleich zeigt eine gute Deckung der Interferenzmuster über alle dargestellten Frequenzbänder, wobei Pegeldifferenzen bis auf wenige Ausnahmen unter 1 dB bleiben. Weiters ist ab einer Frequenz von 125 Hz der, nach dem Maximum von  $\langle p^2 \rangle$  direkt in der Kante, zweite Extremwert, nämlich das frequenzabhängige Minimum ersichtlich. Neben der relativen Pegeldifferenz der beiden Extremwerte von ca. 9 dB stimmt auch die Position des Minimums, also der Abstand von der Kante, trotz der diskreten Abtastung sehr gut überein. Einzig bei einer Frequenz von 315 Hz (Abbildung 5.4) resultiert das gewählte Abtastintervall von 20 cm in dem betragsmäßig größten Fehler über alle Kurven, da hier das Minimum exakt zwischen zwei Messpunkten liegt und somit nicht erfasst wird. Abschließend lässt sich sagen, dass kein signifikanter Vorteil durch die Verbreiterung der Bandbreite des Anregungssignals (siehe Abschnitt 4.1.2.4) erkennbar ist (siehe Abbildung 5.2).

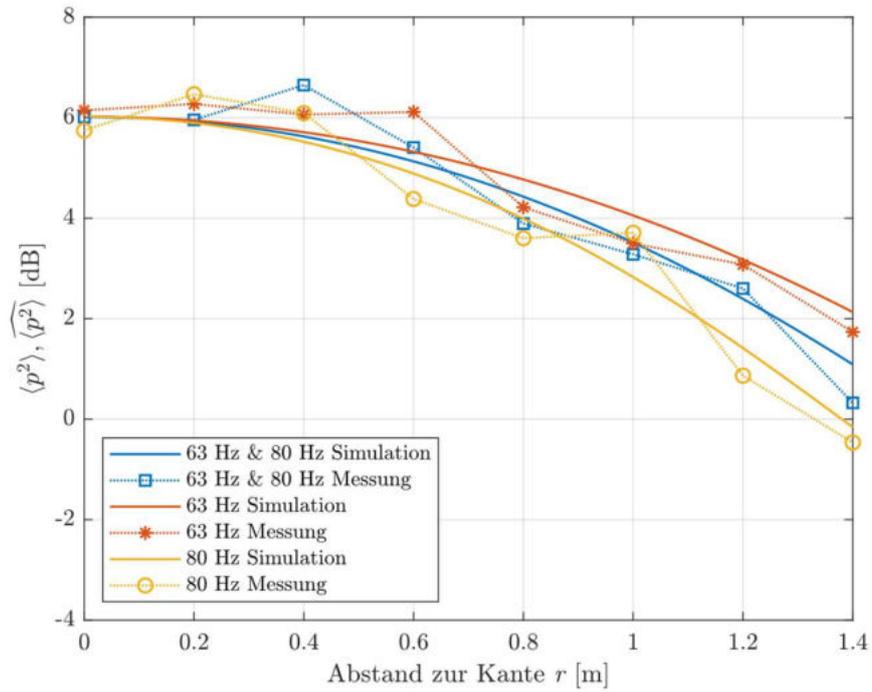


Abbildung 5.2: Vergleich von Simulation  $\langle p^2 \rangle$  und Messung  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für die Frequenzbänder 1-3 ( $\phi = 45^\circ$ )

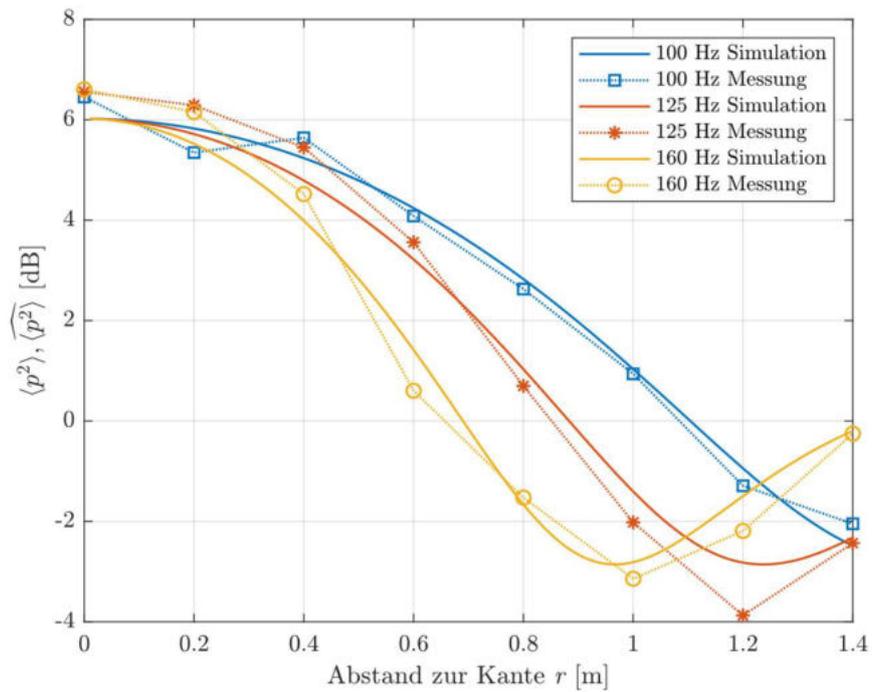


Abbildung 5.3: Vergleich von Simulation  $\langle p^2 \rangle$  und Messung  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für die Frequenzbänder 4-6 ( $\phi = 45^\circ$ )

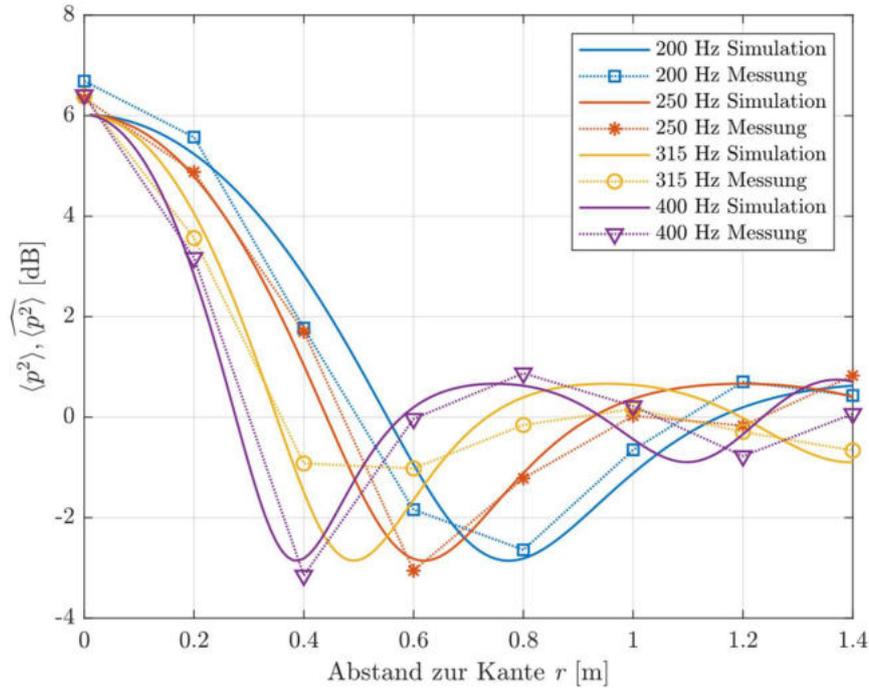


Abbildung 5.4: Vergleich von Simulation  $\langle p^2 \rangle$  und Messung  $\widehat{\langle p^2 \rangle}$  für die Frequenzbänder 7-10 ( $\phi = 45^\circ$ )

Analog zu  $\langle p^2 \rangle$  werden nun in Abbildung 5.5 bis Abbildung 5.7 die Interferenzmuster von  $\langle v^2 \rangle$  betrachtet. Es ist erkennbar, dass die gemessenen Kurven stärker von den berechneten abweichen, als es für  $\langle p^2 \rangle$  der Fall ist. Im unteren Frequenzbereich treten hier Pegeldifferenzen von bis zu 2 dB auf. Während die Verläufe der Interferenzmuster in Abbildung 5.5 kaum erkennbar sind, werden diese bei höheren Frequenzen besser sichtbar, wie Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 zeigen. Trotz dieser, durch starke Schwankung der Messwerte verursachten Abweichung der Kurven, sind ab einer Frequenz von 100 Hz die Maxima gut erkennbar. Auch deren Abstand zur Kante weicht in keinem Fall mehr als ein Abtastintervall (20 cm) von denen der berechneten Kurven ab. Weiters ist am ersten Messpunkt ( $r = 0$ ) generell ein etwas höherer Pegel zu verzeichnen als es der Verlauf der Berechnung voraussagt. Dies könnte auf die in Abbildung 4.16 dargestellte Richtcharakteristik des Schnellesensors zurückzuführen sein, welcher sich hier in unmittelbarer Nähe zu zwei Grenzflächen befindet. Aufgrund der größeren Abweichungen bei tiefen Frequenzen lässt sich, wie auch für  $\langle p^2 \rangle$ , bei rein optischem Vergleich der Kurven kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Anzahl der Modenfrequenzen pro Frequenzband und der Übereinstimmung der Interferenzmuster erkennen (siehe Abbildung 5.5).

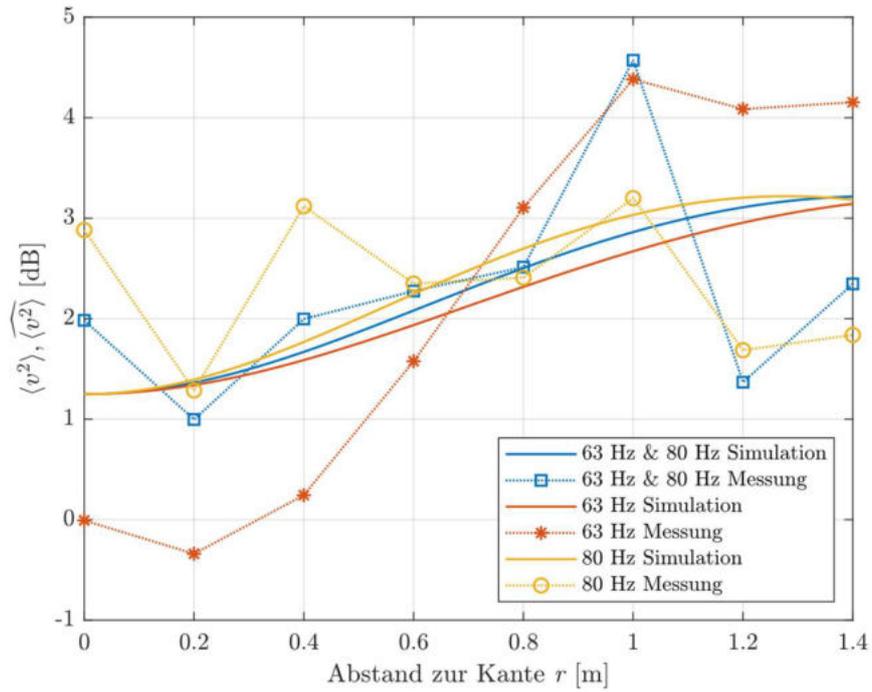


Abbildung 5.5: Vergleich von Simulation  $\langle v^2 \rangle$  und Messung  $\widehat{\langle v^2 \rangle}$  für die Frequenzbänder 1-3 ( $\phi = 45^\circ$ )

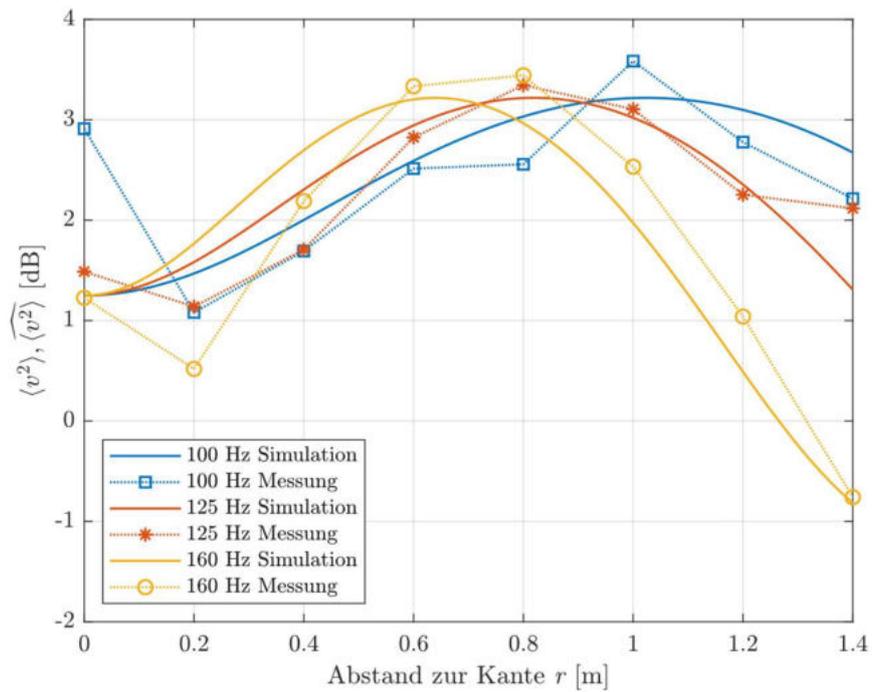
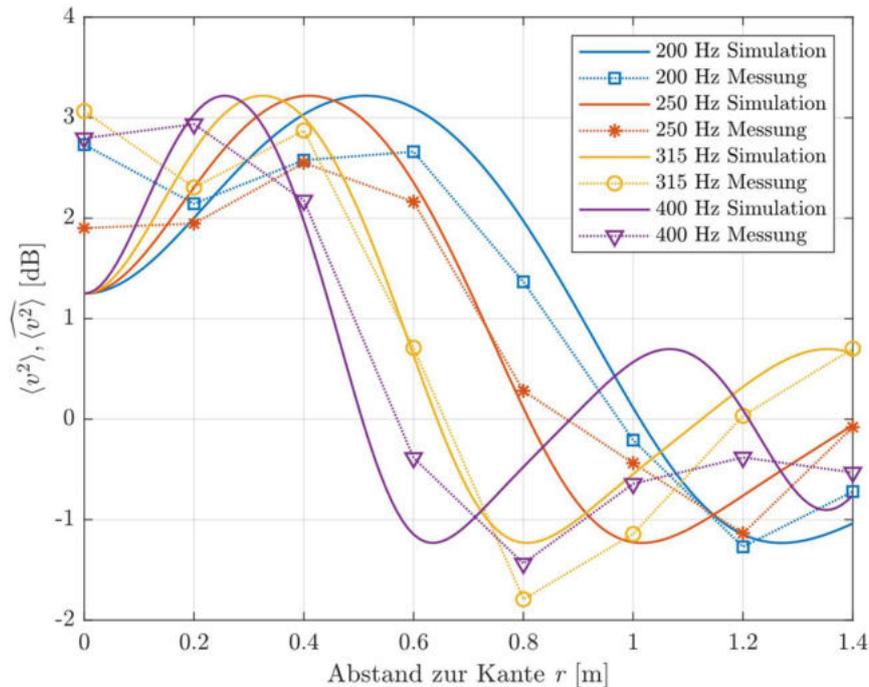


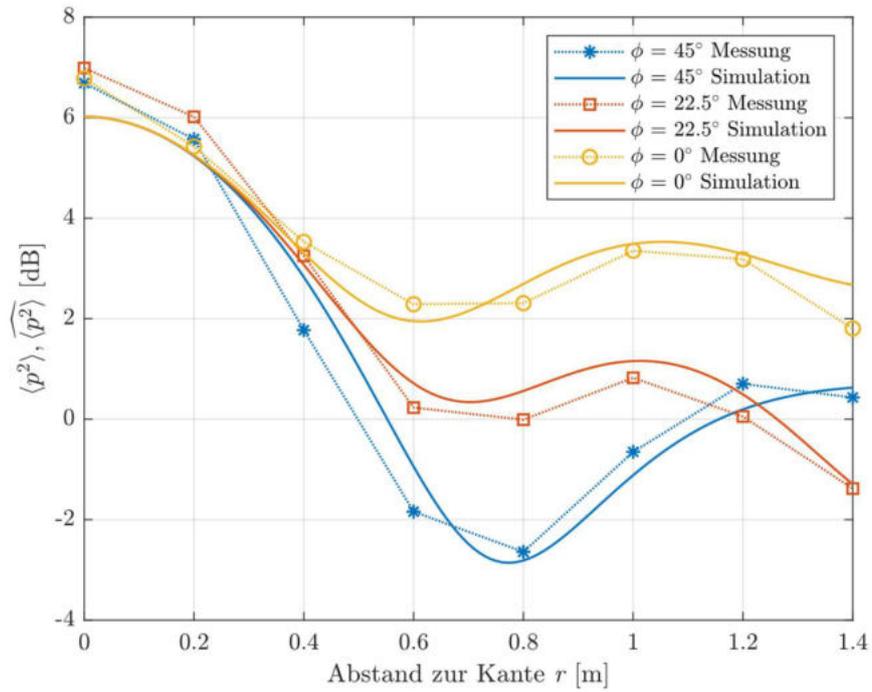
Abbildung 5.6: Vergleich von Simulation  $\langle v^2 \rangle$  und Messung  $\widehat{\langle v^2 \rangle}$  für die Frequenzbänder 4-6 ( $\phi = 45^\circ$ )



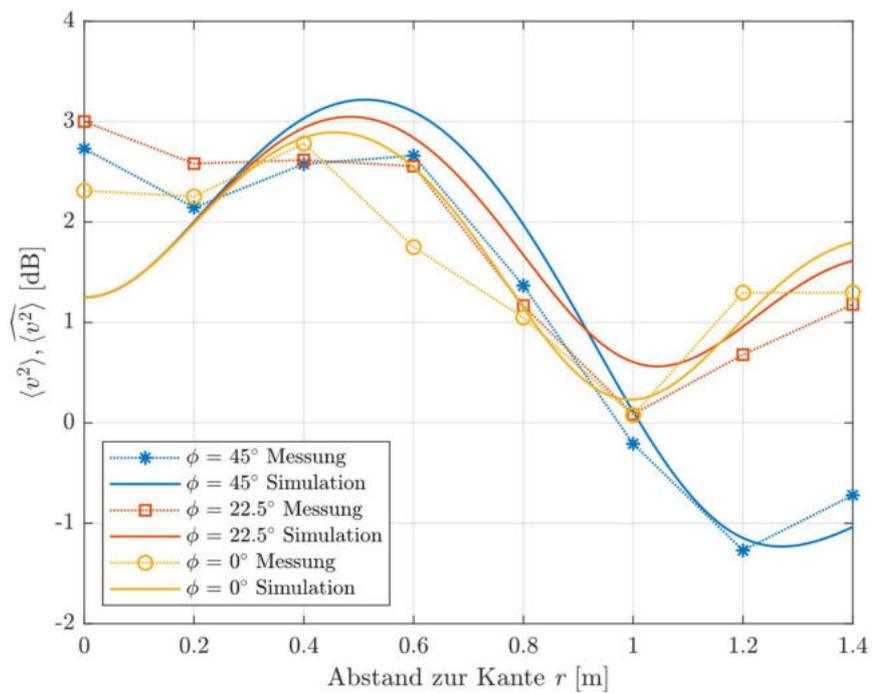
**Abbildung 5.7:** Vergleich von Simulation  $\langle v^2 \rangle$  und Messung  $\langle \widehat{v^2} \rangle$  für die Frequenzbänder 7-10 ( $\phi = 45^\circ$ )

Stellvertretend für alle entlang der drei Trajektorien gemessenen Interferenzmuster sind in Abbildung 5.2 bis Abbildung 5.7 die Kurven für  $\phi = 45^\circ$  dargestellt. Eine Auswertung für die Winkel  $\phi = 22,5^\circ$  und  $\phi = 0^\circ$  zeigt, dass die getroffenen Aussagen über die Übereinstimmung bzw. Abweichungen von den simulierten Kurven auch hier zutreffen. Als Beispiel sind in Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 die Interferenzmuster für eine konstante Frequenz und verschiedene Winkel gegenübergestellt. Für die Darstellung wird das 200 Hz Terzband gewählt, da bei tieferen Frequenzen durch die größeren Abweichungen die Unterschiede, vor allem für  $\langle v^2 \rangle$ , nicht so eindeutig nachvollziehbar sind.

Die aus der Messung resultierenden Interferenzmuster haben also generell eine starke Ähnlichkeit mit den in der Simulation berechneten Kurven. Sowohl deren Verlauf als auch die Extremwerte und ihre Lage stimmen in etwa überein und sind in Abbildung 5.2 bis Abbildung 5.7 erkennbar. Während die Unterschiede für  $\langle p^2 \rangle$  nur eine geringe Abhängigkeit von der Frequenz aufweisen, sind hier für  $\langle v^2 \rangle$  eindeutige Zusammenhänge evident, wie die starken Abweichungen bei tiefen Frequenzen in Abbildung 5.5 zeigen. Obgleich sich bei den meisten Kurven Extremwerte erkennen lassen, decken sich die Verläufe erst ab dem 100 Hz Frequenzband mit der für  $\langle p^2 \rangle$  vorliegenden Genauigkeit. Um nun die hier rein optisch vorgenommenen Vergleiche der Interferenzmuster zu quantifizieren, werden im nächsten Abschnitt die absoluten Fehler analysiert.



**Abbildung 5.8:** Vergleich von Simulation  $\langle p^2 \rangle$  und Messung  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  für die Trajektorien mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$ ,  $\phi = 22,5^\circ$  und  $\phi = 0^\circ$  bei der Frequenz 200 Hz



**Abbildung 5.9:** Vergleich von Simulation  $\langle v^2 \rangle$  und Messung  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  für die Trajektorien mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$ ,  $\phi = 22,5^\circ$  und  $\phi = 0^\circ$  bei der Frequenz 200 Hz

### 5.3 Quantifizierung der Abweichungen

Die in Abschnitt 5.2 analysierten Interferenzmuster geben einen sehr guten Überblick darüber, wie genau sich die Daten aus der Messung mit denen der Simulation decken. Weiters ist bereits bei der Betrachtung der Abbildungen vor allem für  $\langle v^2 \rangle$  ein Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Abweichung der Kurven voneinander erkennbar. Um diese Abweichungen in Zahlenwerten auszudrücken, wird der absolute Fehler  $e_{p,abs}$  bzw.  $e_{v,abs}$  für jeden Messpunkt  $M$ , jedes Frequenzband  $F$  und jede Trajektorie  $\Phi$  berechnet.

$$e_{p,abs}(M, F, \Phi) = \left| \langle \widehat{p^2} \rangle(M, F, \Phi) - \langle p^2 \rangle(M, F, \Phi) \right| \quad (37)$$

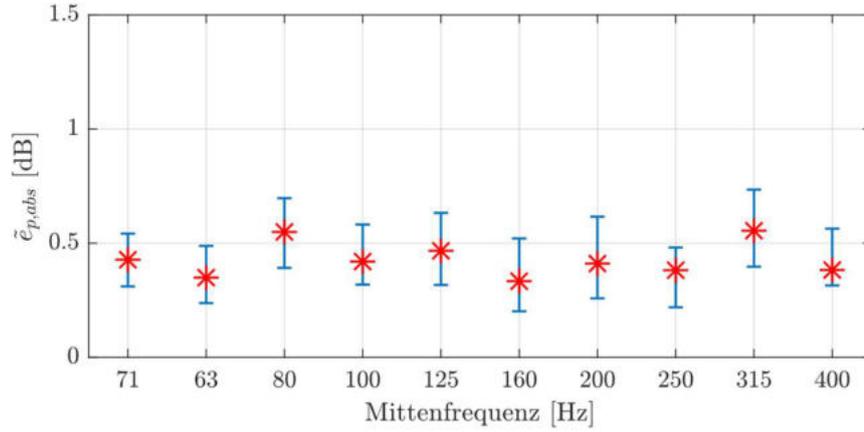
$$e_{v,abs}(M, F, \Phi) = \left| \langle \widehat{v^2} \rangle(M, F, \Phi) - \langle v^2 \rangle(M, F, \Phi) \right| \quad (38)$$

Um nun den Einfluss der Frequenz auf den absoluten Fehler zu erhalten, wird der Medianwert  $\tilde{e}$  über alle Messpositionen entsprechend Gl. (39) bzw. Gl. (40) für jedes Frequenzband gebildet. Der Index  $n$  bezeichnet hier die geordneten Fehlerquadrate von 1 bis  $N = 24$  (3 Trajektorien multipliziert mit 8 Messpositionen). Im Gegensatz zum Mittelwert ergibt sich durch die Verwendung des Medianwertes eine robustere Schätzung bei unbekannter Verteilung der Messwerte. In Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 wird der ermittelte Medianwert des absoluten Fehlers für  $\langle p^2 \rangle$  bzw.  $\langle v^2 \rangle$  dargestellt. Die Präzision des für alle Messpunkte repräsentativen Medianwertes kann aus dem zusätzlich angegebenen 95 % Konfidenzintervall abgelesen werden.

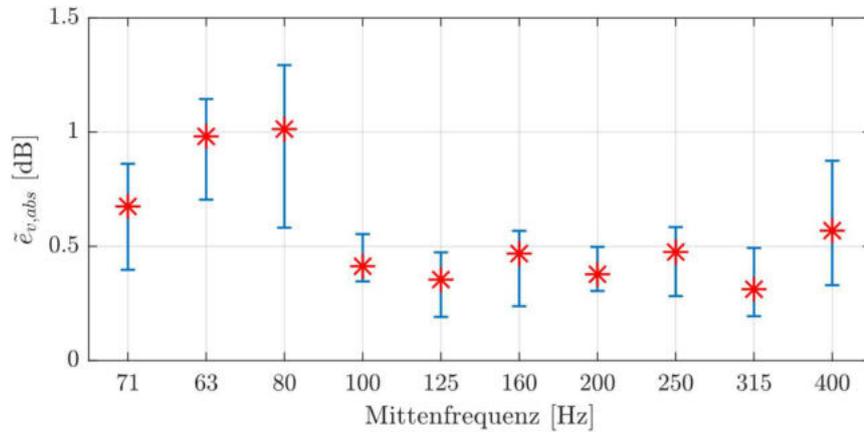
$$\tilde{e}_{p,abs}(F) = \frac{1}{2} (e_{p,abs,m}(M, F, \Phi) + e_{p,abs,m+1}(M, F, \Phi)) \quad \text{für } m = \frac{N}{2} \quad (39)$$

$$\tilde{e}_{v,abs}(F) = \frac{1}{2} (e_{v,abs,m}(M, F, \Phi) + e_{v,abs,m+1}(M, F, \Phi)) \quad \text{für } m = \frac{N}{2} \quad (40)$$

Die erhaltenen Werte decken sich weitgehend mit der optischen Analyse der Interferenzmuster in Abschnitt 5.2. Grob betrachtet ergeben sich für  $\langle p^2 \rangle$  geringere Fehler als für  $\langle v^2 \rangle$ , zusätzlich ist bei ersterem kaum ein Zusammenhang zwischen Frequenz und Fehlergröße erkennbar. Im Gegensatz dazu steigt der Fehler für  $\langle v^2 \rangle$  bei tiefen Frequenzen, ein Zusammenhang der bereits in Abbildung 5.5 bis Abbildung 5.7 zu erkennen ist. Weiters spiegelt sich auch eine bessere Übereinstimmung der Kurven ab dem 100 Hz Frequenzband in den Zahlenwerten wider. Betrachtet man das unterste Frequenzband um die Mittenfrequenz 71 Hz, scheint die Erhöhung der Bandbreite (siehe Abschnitt 4.1.2.4), im Gegensatz zu der in Abschnitt 5.2 getätigten Annahme, sehr wohl einen positiven Einfluss auf die Übereinstimmung der Messwerte mit den simulierten Daten zu haben. Der Medianwert für das zwei Terzen umfassende 71 Hz Frequenzband liegt für  $\langle v^2 \rangle$  deutlich unter denen der beiden einzeln betrachteten Terzbänder 63 Hz und 80 Hz.



**Abbildung 5.10:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{e}_{p,abs}$  und der Frequenz (Medianwert aller Winkel  $\phi$  und Messpositionen)

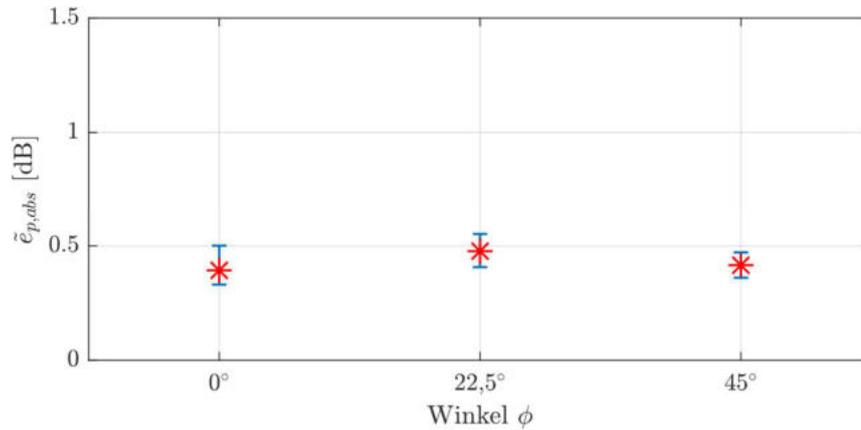


**Abbildung 5.11:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{e}_{v,abs}$  und der Frequenz (Medianwert aller Winkel  $\phi$  und Messpositionen)

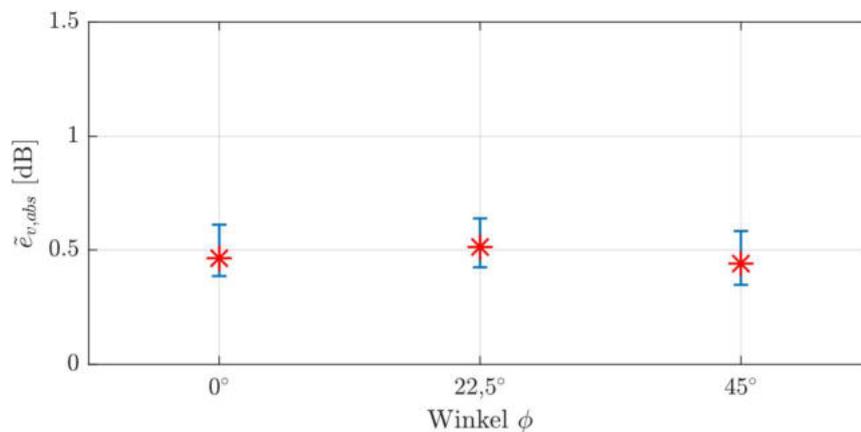
Analog zur frequenzabhängigen Abweichung wird der Medianwert des absoluten Fehlers über alle Frequenzen und Messpositionen entlang einer dem Winkel  $\phi$  entsprechenden Trajektorie gebildet (siehe Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13). Die entsprechende Berechnung ist in Gl. (41) und Gl. (42) ersichtlich. Hier ergibt sich der Index  $n$  der geordneten Fehlerquadrate allerdings aus den 8 Messpositionen multipliziert mit den 10 Frequenzbändern, daher erstreckt sich  $n$  von 1 bis  $N = 80$ . Auch hier bestätigt sich die Beobachtung aus Abschnitt 5.2. Der Winkel  $\phi$  hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Übereinstimmung von Simulation und Messung, wie bereits in den in Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 dargestellten Interferenzmustern erkennbar ist.

$$\tilde{e}_{p,abs}(\Phi) = \frac{1}{2} \left( e_{p,abs,m}(M, F, \Phi) + e_{p,abs,m+1}(M, F, \Phi) \right) \quad \text{für } m = \frac{N}{2} \quad (41)$$

$$\tilde{e}_{v,abs}(\Phi) = \frac{1}{2} \left( e_{v,abs,m}(M, F, \Phi) + e_{v,abs,m+1}(M, F, \Phi) \right) \quad \text{für } m = \frac{N}{2} \quad (42)$$



**Abbildung 5.12:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{e}_{p,abs}$  und dem Winkel  $\phi$  (Medianwert aller Frequenzen und Messpositionen)



**Abbildung 5.13:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{e}_{v,abs}$  und dem Winkel  $\phi$  (Medianwert aller Frequenzen und Messpositionen)

## 5.4 Zusammenfassung

Obwohl in Kapitel 3 die Ergebnisse der analytischen Berechnung von Interferenzmustern für diskrete Frequenzen bei idealisierten Randbedingungen gezeigt werden, können in Kapitel 4 sehr ähnliche Verläufe unter realen Bedingungen im Hallraum gemessen werden. Kapitel 5 vergleicht die daraus resultierenden Interferenzmuster miteinander und quantifiziert deren Abweichungen voneinander. Hierfür werden die Kurven wieder relativ zueinander im absoluten Pegel angepasst, sodass diese laut der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestmöglich übereinander passen (siehe Abschnitt 5.1).

Die übereinander gelegten Interferenzmuster aus der Berechnung und der Messung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung für  $\langle p^2 \rangle$  (siehe Abbildung 5.2 bis Abbildung 5.4). Bei den Kurven für  $\langle v^2 \rangle$  ergeben sich stärkere Abweichungen bei tiefen Frequenzen, für höhere Frequenzen stimmen allerdings auch diese sehr gut überein (siehe Abbildung 5.5 bis Abbildung 5.7). Diese Beobachtungen können durch die Berechnung des absoluten Fehlers zwischen berechneten und gemessenen Interferenzmustern bestätigt werden. Während sich

diese generell im Bereich von 0,5 dB bewegen, steigen die Fehler für  $\langle v^2 \rangle$  unterhalb des 100 Hz Terzbandes an (siehe Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11). Weiters zeigt sich, dass durch die Erhöhung der Bandbreite auf zwei Terzen bei tiefen Frequenzen die Fehler für  $\langle v^2 \rangle$  reduziert werden können. Wenngleich sich der Großteil der Analysen dieser Arbeit auf die Trajektorie  $\phi = 45^\circ$  beschränkt, kann gezeigt werden, dass kein eindeutiger Zusammenhang zwischen den Fehlern und dem Winkel  $\phi$  der Trajektorie besteht.

# 6 Messung im Hallraum mit Kantenabsorbern

## 6.1 Konzept der Messung

### 6.1.1 Zweck und Zielsetzung

Die theoretische Betrachtung in Kapitel 3 bzw. die Messung im Hallraum in Kapitel 4 geben Aufschluss darüber, wie sich  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  in einer leeren Raumkante verhalten. Diese Erkenntnisse bilden die Grundlage für die Analyse der Funktionsweise von Kantenabsorbern, welche im Zuge der Messungen in diesem Kapitel in die Raumkante eingebracht werden. Eine analog zu Kapitel 4 durchgeführte Messreihe soll Aufschluss darüber geben, wie sich das Schallfeld für diese Situation verhält. In weiterer Folge soll ein Vergleich mit den Ergebnissen der Messung im leeren Raum zeigen, welche Rolle die Position des Maximums von  $\langle v^2 \rangle$  (siehe Abschnitt 3.2.3) im Zusammenhang mit der Positionierung von porösem Absorptionsmaterial spielt.

### 6.1.2 Parameter

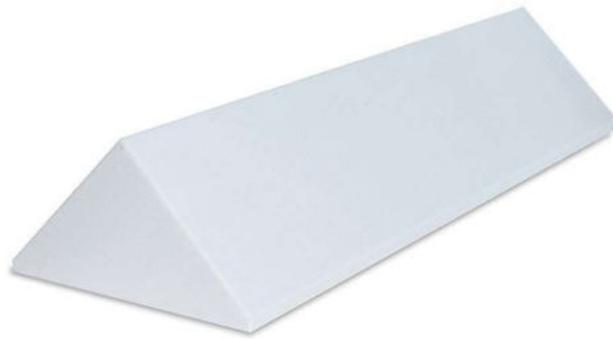
Um eine direkte Vergleichbarkeit der Messergebnisse mit denen aus Kapitel 4 zu gewährleisten, werden sämtliche Parameter beibehalten. Vom Anregungssignal über die Schallquelle bis hin zu den Mikrofonpositionen wird alles unverändert übernommen, damit die Unterschiede in den Ergebnissen auch tatsächlich nur den Einfluss des Kantenabsorbers widerspiegeln. Diese Parameter können in Abschnitt 4.1.2 nachgeschlagen werden. Einzig die Einbringung des Kantenabsorbers wird separat behandelt.

#### *Kantenabsorber*

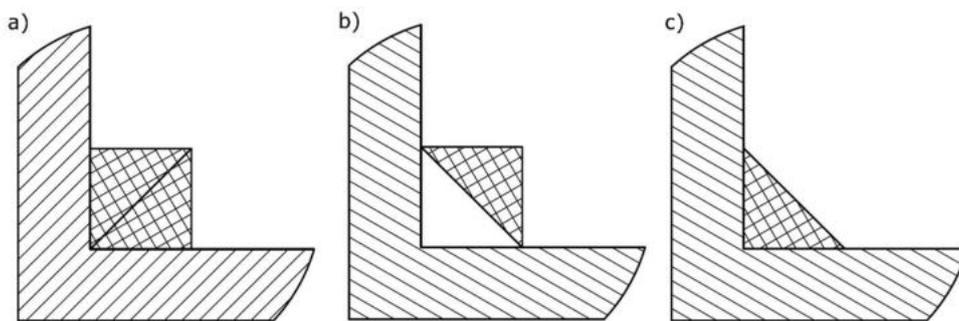
Der Kantenabsorber ist, wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, im Prinzip ein Strömungsabsorber, der entlang einer Raumkante platziert wird. Die wichtigsten Eckdaten sind Länge  $L$ , Querschnittsfläche  $S$  und der längenspezifische Strömungswiderstand  $\mathcal{E}$  des Absorptionsmaterials. Diese werden hier durch die Wahl des verwendeten Kantenabsorbers festgelegt und erläutert.

Aufgrund des geringen Gewichtes und der, im Vergleich zu Mineralwolle unkomplizierten Handhabung, wird als Absorptionsmaterial Melaminharzschaum verwendet. Für die Verwendung als Kantenabsorber werden hier fertige Module mit 1100 mm Länge und einer dreieckigen Querschnittsfläche mit 420 mm Seitenlänge verwendet (siehe Abbildung 6.1). Dadurch ist es möglich, die Absorber in verschiedenen Konfigurationen in der Kante zu platzieren und deren Einfluss auf das Schallfeld zu untersuchen. Die drei Konfigurationen  $K$  sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Der längenspezifische Strömungswiderstand des Materials

wurde in dem für die Messung relevanten Frequenzbereich mit  $\bar{\epsilon} = 13 \frac{\text{kPa}\cdot\text{s}}{\text{m}^2}$  im Impedanzrohr ermittelt (siehe Anhang B).

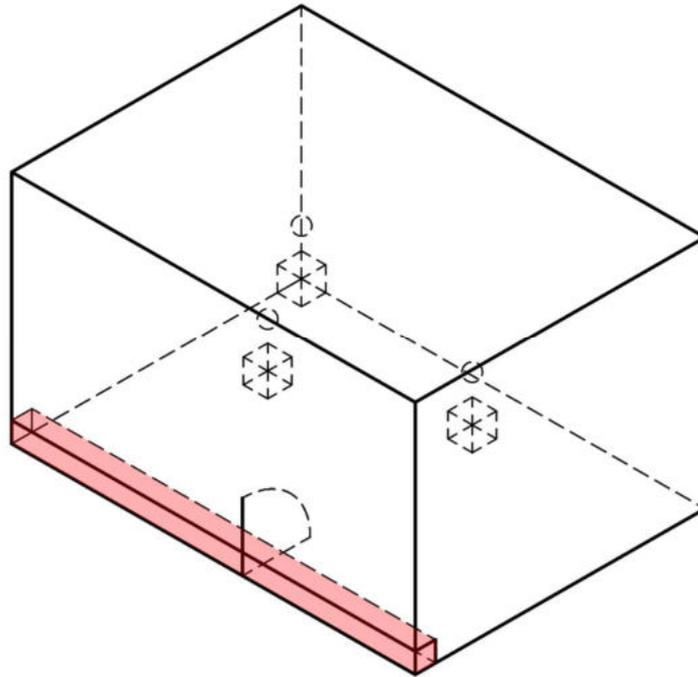


**Abbildung 6.1:** Absorbermodul aus Melaminharzschaum [Schaumstoffdiscounter]



**Abbildung 6.2:** Verschiedene Konfigurationen der Absorbermodule in der Kante: a) doppelt  $\{K = 1\}$ , b) einfach invertiert  $\{K = 2\}$ , c) einfach  $\{K = 3\}$

Da das Schallfeld, wie in Abschnitt 4.1.2.6 erläutert, in der Längskante gemessen wird, ist es sinnvoll hier auch den Kantenabsorber zu platzieren. Um den größtmöglichen Effekt zu erhalten, wird die gesamte Länge der Kante mit Absorptionsmaterial belegt (siehe Abbildung 6.3). Wie in Tabelle 4.3 abzulesen ist, hat der Hallraum eine Länge von 8,34 m, was bedeutet, dass in etwa 7,5 Module hintereinander in der Längskante platziert werden können. Um nun aber an jedem der acht Messpunkte entlang der drei Trajektorien messen zu können (siehe Abbildung 4.10), ist es erforderlich, an der durch die Gl. (8) bis Gl. (11) definierten Position einen Spalt von ca. 5 cm frei zu lassen. Dadurch kann das Schallfeld auch „innerhalb“ des Absorbers gemessen werden. Es wird davon ausgegangen, dass durch die, im Verhältnis zu den gemessenen Wellenlängen kleinen Abmessungen des Spaltes, das Schallfeld nicht signifikant beeinflusst wird. Diese Annahme wird durch eine Messung vor der eigentlichen Messreihe verifiziert (siehe Abschnitt 6.3.1).



**Abbildung 6.3:** Positionierung des Kantenabsorbers (rot) in der Längskante des Raumes

Eine Abdeckung des Kantenabsorbers, wie sie üblicherweise bei der Verwendung von Mineralwolle als Absorptionsmaterial verwendet wird, ist durch die Verwendung von Melaminharzschaum nicht notwendig. Daher können etwaige Resonanzeffekte durch gelochte bzw. schwingende Platten vermieden werden. Das bedeutet, dass der Kantenabsorber als rein poröser Absorber betrachtet werden kann, was spätere Rückschlüsse auf dessen Wirkungsweise vereinfacht bzw. klarer macht.

### 6.1.3 Messaufwand

Um die Dauer der Messung abschätzen zu können, wird analog zu Abschnitt 4.1.3 vorgegangen. Alle variablen Parameter der Messreihe werden in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Schallquellenposition	3
Winkel des gemessenen Pfades	3
Ausrichtung des Schnellesensors	3
Messposition	8
Frequenzband	10
Kantenabsorberkonfiguration	3

**Tabelle 6.1:** Variable Messparameter

Die Anzahl der Einzelmessungen ergibt sich daher zu:

$$\#Messungen = 3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 8 \cdot 10 \cdot 3 = 6480. \quad (43)$$

Wie bereits in Abschnitt 4.1.3 erläutert, kann der Messaufwand um 450 Messungen pro Absorberkonfiguration reduziert werden. Daraus ergibt sich in ähnlicher Weise eine Gesamtzahl von 5130 Einzelmessungen. Multipliziert mit der in Abschnitt 4.1.2.4 bestimmten Signaldauer ergibt sich die gesamte Messdauer zu:

$$t_{Messung} = 5130 \cdot 45 \text{ s} = 230850 \text{ s} \approx 64 \text{ h}. \quad (44)$$

Da bei dieser Messreihe nicht nur die Positionierung der Schallquelle und Ausrichtung des Sensors, sondern auch noch die Anordnung der Kantenabsorber berücksichtigt werden muss, wird von einem zeitlichen Aufschlag von 60% ausgegangen. Dadurch erhöht sich die gesamte Messdauer auf:

$$t_{gesamt} = (5130 \cdot 45 \text{ s}) \cdot 1,6 = 369360 \text{ s} \approx 103 \text{ h}. \quad (45)$$

## 6.2 Messaufbau

Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 erwähnt, ist es im Sinne der Vergleichbarkeit mit den Messergebnissen aus Abschnitt 4.3.3 erstrebenswert, die Messung mit Kantenabsorbern möglichst identisch durchzuführen. Dazu zählt neben den erwähnten Parametern auch der Messaufbau, welcher neben dem Hallraum selbst (siehe Abschnitt 4.2.1) auch das verwendete Equipment und dessen Aufbau und Einstellungen umfasst (siehe Abschnitt 4.2.2). Ebenfalls unverändert übernommen werden kann die Messroutine in MATLAB mit der dazugehörigen Kalibrierung der Messkette.

Die Raumkante, in der auch die Interferenzmuster gemessen werden, wird mit dem Kantenabsorber belegt. Um die Kante voll auszufüllen, werden insgesamt 15 Stück von den in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen dreieckigen Absorbermodulen benötigt, wobei ein Absorbermodul mittig geteilt werden muss. Mit der Länge eines Moduls von 1,1 m ergibt sich eine Gesamtlänge von

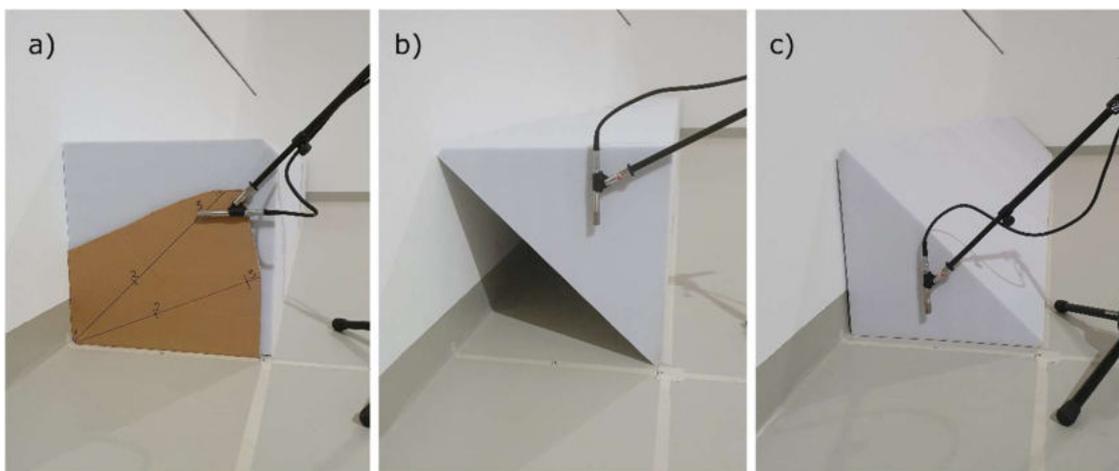
$$7,5 \cdot 1,1 \text{ m} = 8,25 \text{ m}. \quad (46)$$

Mit einer Raumkantenlänge von 8,34 m bleibt daher eine Differenz von 9 cm. Wie in Abbildung 6.4 zu erkennen ist, werden die Module so angeordnet, dass sich ein 5 cm breiter Schlitz an der in Abschnitt 4.1.2.6 beschriebenen Position befindet. Durch diesen Schlitz im Kantenabsorber ist es möglich, Schalldruck und Schallschnelle an jedem Messpunkt entlang der drei Trajektorien zu messen. Die restlichen 4 cm werden zwischen Kantenabsorber und der zur Messposition weiter entfernten Seitenwand frei gelassen. Weiters ist anzumerken, dass die 45°-Winkel der Absorber etwas abgeflacht sind. Daraus ergeben sich für Konfiguration 2 im Vergleich zu Konfiguration 1 um ca. 2 cm geringere Seitenlängen, wie in Abbildung 6.5 zu erkennen ist.



**Abbildung 6.4:** Anordnung der Absorbermodule in der Kante (Konfiguration  $K=1$ )

Die Ausrichtung des Sensors erfolgt für alle Messpositionen „außerhalb“ des Kantenabsorbers analog zu der ersten Messreihe. Durch den Schlitz kann die in Abbildung 4.14 dargestellte Schablone an der Wand angelegt werden. Für alle Messpositionen, die „innerhalb“ des Absorbers liegen, muss für die Ausrichtung ein Absorbermodul (bzw. zwei für  $K = 1$ ) entfernt werden. Mit einer kleineren Schablone kann dann der Sensor positioniert werden (siehe Abbildung 6.5 a).



**Abbildung 6.5:** Die drei verschiedenen Konfigurationen des Kantenabsorbers:  
a)  $K = 1$  (mit Schablone), b)  $K = 2$ , c)  $K = 3$

## 6.3 Auswertung der Messergebnisse

Bevor die Vormessungen bzw. die Interferenzmuster analysiert werden können, müssen die Messdaten verarbeitet werden. Da dieser Vorgang analog zu der ersten Messreihe passiert, sei hier auf Abschnitt 4.3.2 verwiesen, in dem alle entsprechenden Schritte beschrieben sind.

### 6.3.1 Vormessungen

#### *Wiederholbarkeit der ersten Messreihe*

Um zu verifizieren, dass der Aufbau auch wirklich identisch ist und durch eventuelle Unterschiede im Messaufbau die Ergebnisse nicht verfälscht werden, wird eine Kontrollmessung ohne Absorber durchgeführt. Hierfür wird in einem beliebigen Messpunkt (gewählt wird Quellposition 1,  $\phi = 45^\circ$ , Messposition 4, Schnellesensor in  $x$ -Richtung) ein kompletter Messdurchgang für alle Frequenzbänder durchlaufen und die Differenz zwischen den erhaltenen Werten für  $\langle p^2 \rangle$  bzw.  $\langle v^2 \rangle$  und denen aus der ersten Messreihe errechnet. Der Mittelwert der Differenzen über alle Frequenzbänder liegt bei  $\overline{\Delta\langle p^2 \rangle} = -0,5 \text{ dB}$  bzw.  $\overline{\Delta\langle v_x^2 \rangle} = 1,2 \text{ dB}$ .

#### *Einfluss des Kantenabsorberschlitzes*

Um auszuschließen, dass der Schlitz im Kantenabsorber das Schallfeld, im speziellen die Schallschnelle, in den außerhalb des Absorptionsmaterials liegenden Messpunkten beeinflusst, werden mehrere Vergleichsmessungen durchgeführt. Da sich etwaige Resonanzen im Schlitz am ehesten in unmittelbarer Nähe zum Kantenabsorber feststellen lassen, werden die beiden Messpunkte  $M = 4$  für  $\phi = 45^\circ$  und  $\phi = 22,5^\circ$  gewählt. Die  $pv$ -Sonde wird so ausgerichtet, dass die Schallschnelle in  $y$ -Richtung gemessen wird. Für die Konfiguration  $K = 2$  werden so die Messwerte mit Schlitz  $\langle v_{y,ms}^2 \rangle$  und ohne Schlitz  $\langle v_{y,os}^2 \rangle$  aufgenommen. Entsprechend Gl. (47) und Gl. (48) wird der absolute Fehler für jedes Frequenzband  $F$  berechnet und über die beiden Messpunkte auf den Trajektorien  $\Phi = 1$  ( $\phi = 45^\circ$ ) und  $\Phi = 2$  ( $\phi = 22,5^\circ$ ) gemittelt. Anschließend kann die Standardabweichung  $\sigma_{v_y}$  für jedes Frequenzband laut Gl. (49) berechnet werden.

$$e_{v_y}(\Phi, F) = |\langle v_{y,ms}^2 \rangle(\Phi, F) - \langle v_{y,os}^2 \rangle(\Phi, F)| \quad (47)$$

$$\bar{e}_{v_y}(F) = \frac{1}{2} \sum_{\Phi=1}^2 |\langle v_{y,ms}^2 \rangle(\Phi, F) - \langle v_{y,os}^2 \rangle(\Phi, F)| \quad (48)$$

$$\sigma_{v_y}(F) = \sqrt{\frac{\left(e_{v_y}(1, F) - \bar{e}_{v_y}(F)\right)^2 + \left(e_{v_y}(2, F) - \bar{e}_{v_y}(F)\right)^2}{2}} \quad (49)$$

Um festzustellen, wie sehr die Werte generell bei identischen Messungen schwanken, werden als Referenz drei Messwerte  $\langle v_{y,1}^2 \rangle$  bis  $\langle v_{y,3}^2 \rangle$  mit identischer Konfiguration ( $Q = 1$ ,  $M = 4$ ,  $\Phi = 2$ ,  $K = 2$ ) ohne Schlitz aufgenommen. Die entsprechenden Differenzen und die daraus resultierende Standardabweichung  $\sigma_{v_y,0}$  wird gleich wie zuvor berechnet:

$$e_{v_y,1}(F) = |\langle v_{y,1}^2 \rangle(F) - \langle v_{y,2}^2 \rangle(F)| \quad (50)$$

$$e_{v_y,2}(F) = |\langle v_{y,2}^2 \rangle(F) - \langle v_{y,3}^2 \rangle(F)| \quad (51)$$

$$e_{v_y,3}(F) = |\langle v_{y,3}^2 \rangle(F) - \langle v_{y,1}^2 \rangle(F)| \quad (52)$$

$$\bar{e}_{v_y,0}(F) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 e_{v_y,i}(F) \quad (53)$$

$$\sigma_{v_y,0}(F) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^3 (e_{v_y,i}(F) - \bar{e}_{v_y,0}(F))^2}{3}} \quad (54)$$

Frequenzband $F$	$\sigma_{v_y}(F)$	$\sigma_{v_y,0}(F)$
1	1,1 dB	1,2 dB
2	0,2 dB	1,2 dB
3	0,5 dB	1,1 dB
4	0,8 dB	0,8 dB
5	0,0 dB	1,0 dB
6	0,5 dB	0,5 dB
7	0,7 dB	0,2 dB
8	1,0 dB	0,7 dB
9	0,5 dB	0,4 dB
10	0,2 dB	0,2 dB

**Tabelle 6.2:** Vergleich der Standardabweichungen  $\sigma_{v_y}$  der Messungen mit und ohne Schlitz. Als Referenz dient  $\sigma_{v_y,0}$ , die Standardabweichung bei direkt aufeinanderfolgenden, identischen Messungen

In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse aus Gl. (49) und Gl. (54) für alle Frequenzbänder getrennt aufgelistet. Bei Betrachtung von  $\sigma_{v_y,0}$  fällt auf, dass auch identische Messungen Schwankungen von bis zu 1,2 dB aufweisen. Ein Vergleich mit den in [ISO 3741, S.35] ange-

gebenen Vergleichsstandardabweichungen für im Hallraum ermittelte Schalleistungs- und Schallenergiepegel zeigt, dass dies durchaus übliche Werte sind (laut [ISO 3741] bis zu 3 dB). Auch die Standardabweichungen der Messungen mit und ohne Schlitz  $\sigma_{v_y}$  liegen etwa in diesem Bereich. Bei einem maximalen Unterschied von 1 dB im Frequenzband 2 und 5 (zwischen der Standardabweichung mit und ohne Schlitz und der für identische Messungen) kann jedoch angenommen werden, dass sich der Schlitz für die folgenden Betrachtungen nicht merkbar auf die Schallschnelle außerhalb des Kantenabsorbers auswirkt.

### 6.3.2 Gemessene Interferenzmuster

Analog zu Abschnitt 4.3.3 werden die über alle Quellpositionen gemittelten Werte von  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  über dem Abstand von der Raumkante betrachtet. Um den Einfluss der verschiedenen Konfigurationen der Kantenabsorber zu vergleichen, werden die entsprechenden Verläufe gemeinsam mit denen aus der ersten Messreihe separat für jedes Frequenzband analysiert. Während in Kapitel 4 und 5 primär die Verläufe der Interferenzkurven von Interesse sind, werden hier auch die absoluten Pegel berücksichtigt. Um einen Überblick über die Verläufe im gemessenen Frequenzbereich zu bekommen, sind in Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.9 die gemessenen Werte für die Mittenfrequenzen 63 Hz und 400 Hz bei  $\phi = 45^\circ$  dargestellt (Die Werte für alle Frequenzen sind in Anhang C 12.3 abgebildet). Die grau hinterlegte Fläche in den Diagrammen entspricht dem Bereich, der sich im Schlitz des Kantenabsorbers befindet. Da die Auswertung zeigt, dass sich die unmittelbare Nähe der  $pv$ -Sonde zum Absorptionsmaterial im Schlitz mehr als erwartet auf die in diesem Bereich ermittelten Messwerte auswirkt, werden die Messpunkte 1-3 (dies entspricht dem Bereich 0 m bis 0,4 m) der Vollständigkeit halber zwar abgebildet, in den Betrachtungen jedoch nicht berücksichtigt.

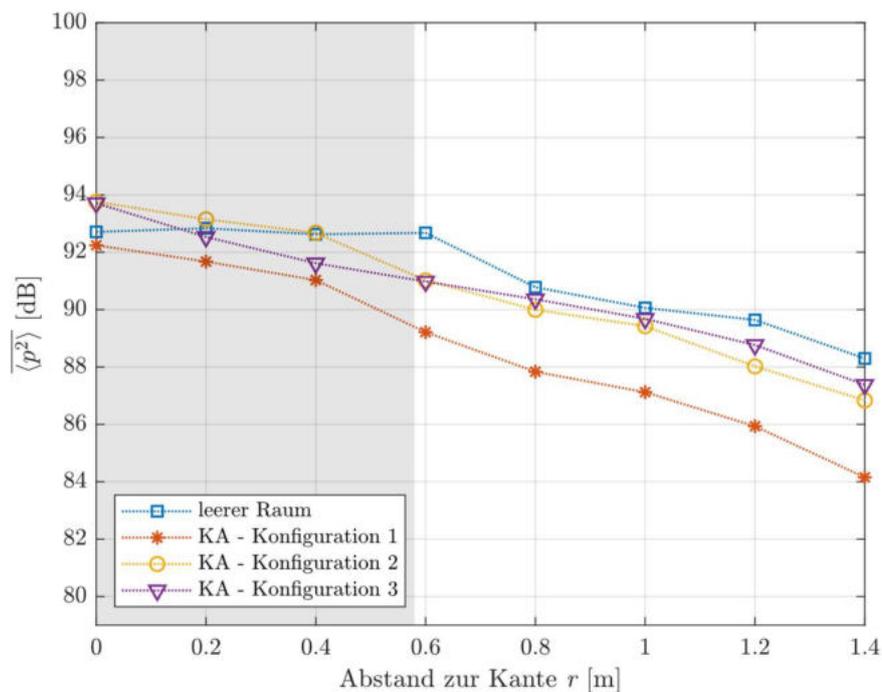
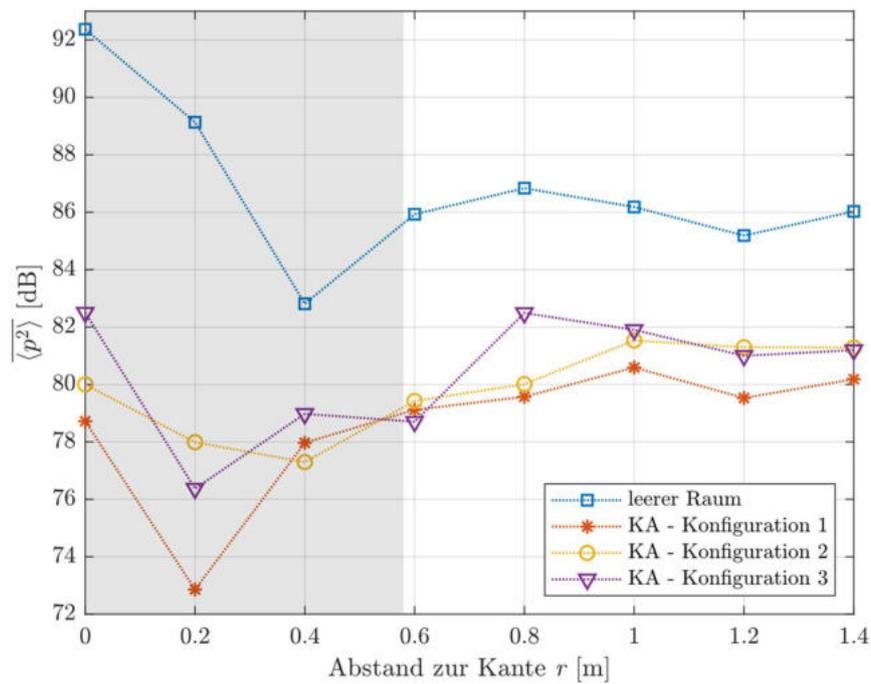
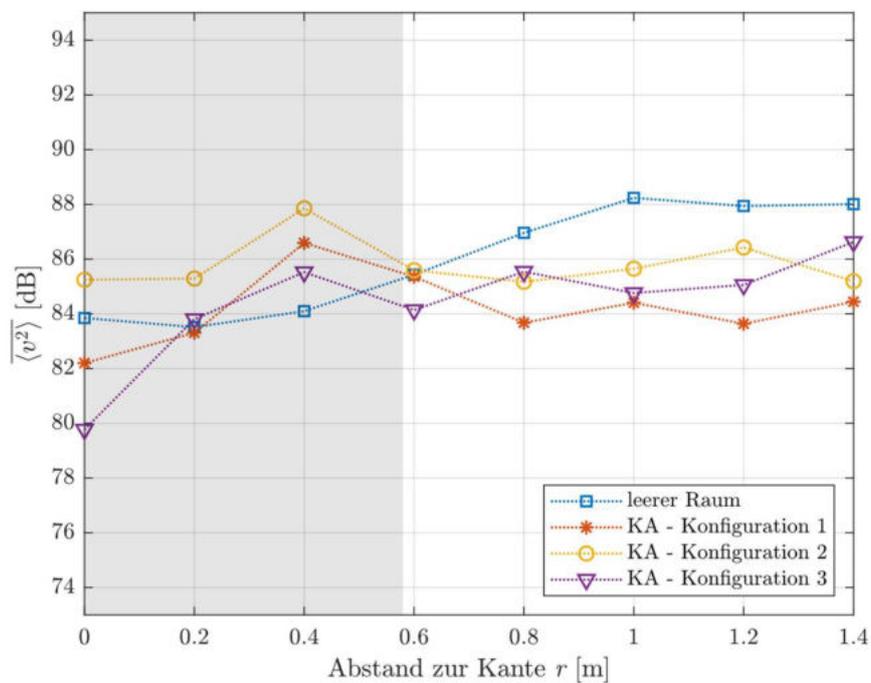


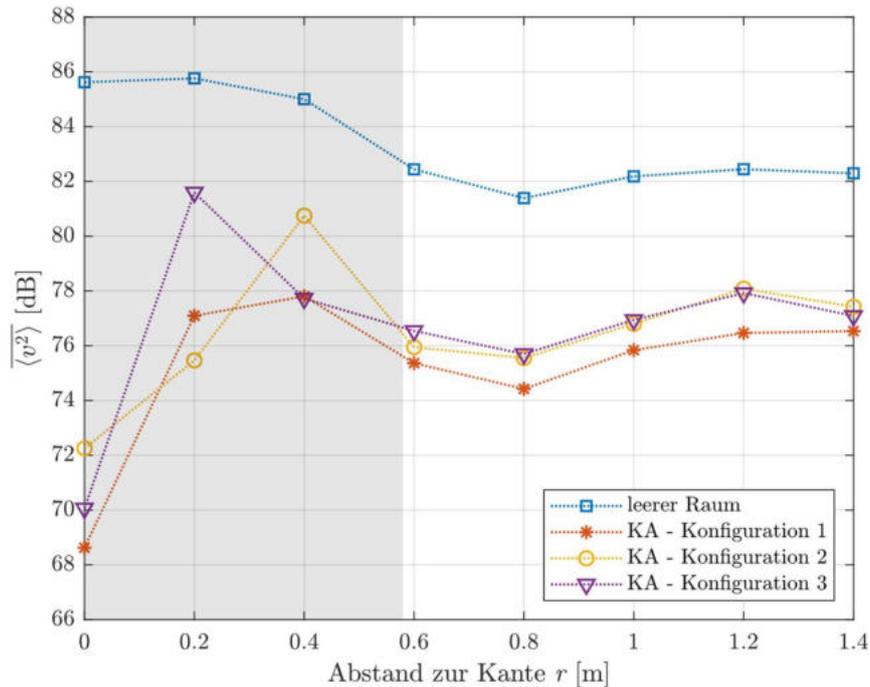
Abbildung 6.6:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 63 Hz Terzband bei  $\phi = 45^\circ$  (die grau hinterlegte Fläche kennzeichnet den vom Kantenabsorber belegten Bereich)



**Abbildung 6.7:**  $\langle p^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 400 Hz Terzband bei  $\phi = 45^\circ$  (die grau hinterlegte Fläche kennzeichnet den vom Kantenabsorber belegten Bereich)



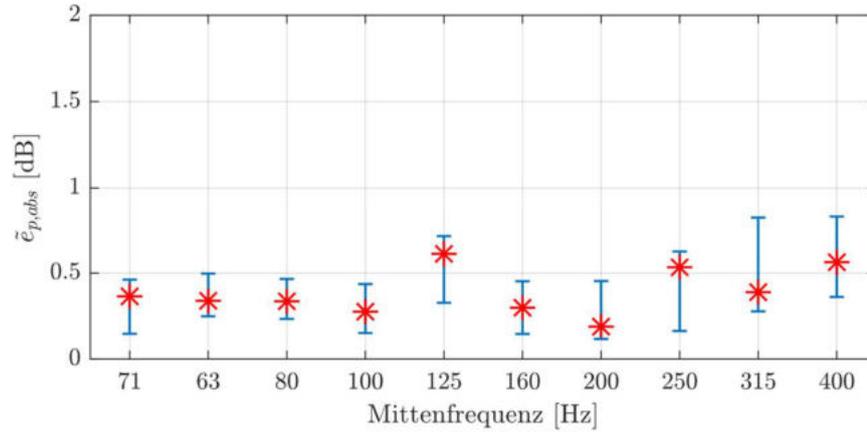
**Abbildung 6.8:**  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 63 Hz Terzband bei  $\phi = 45^\circ$  (die grau hinterlegte Fläche kennzeichnet den vom Kantenabsorber belegten Bereich)



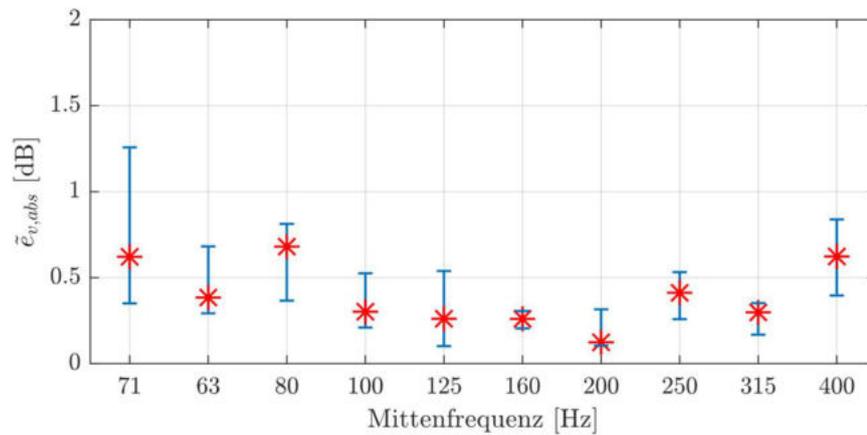
**Abbildung 6.9:**  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 400 Hz Terzband bei  $\phi = 45^\circ$  (die grau hinterlegte Fläche kennzeichnet den vom Kantenabsorber belegten Bereich)

Bei der Betrachtung der Verläufe von  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  ist bei allen Messwerten außerhalb des Kantenabsorbers ( $r > 0,4$  m) eine generelle Absenkung des Pegels durch den Einbau des Kantenabsorbers erkennbar. Während der Unterschied bei 63 Hz noch relativ gering ist, steigt die Pegeldifferenz bis 400 Hz merkbar an. Weiters weisen die Verläufe eine starke Ähnlichkeit mit denen der Messung im leeren Raum auf. Dies lässt vermuten, dass die in Kapitel 4 gemessenen Interferenzmuster auch nach der Einbringung von Absorptionsmaterial in der Kante weitgehend erhalten bleiben.

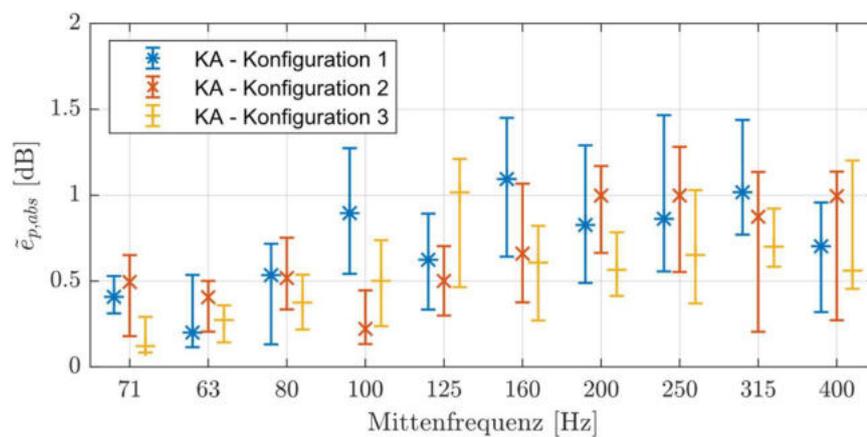
Um diese Annahme zu verifizieren, werden die Kurven analog zu Abschnitt 5.1 an die theoretischen Verläufe angepasst. Die daraus resultierenden Abweichungen werden entsprechend Gl. (37) bis Gl. (40) berechnet und sind in Abbildung 6.12 und Abbildung 6.13 dargestellt. Da die Berechnung durch das Ausklammern der Positionen 1 bis 3 auch für die Messung im leeren Raum andere als die in Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 dargestellten Ergebnisse liefert, sind diese als Referenz in Abbildung 6.10 und Abbildung 6.11 dargestellt.



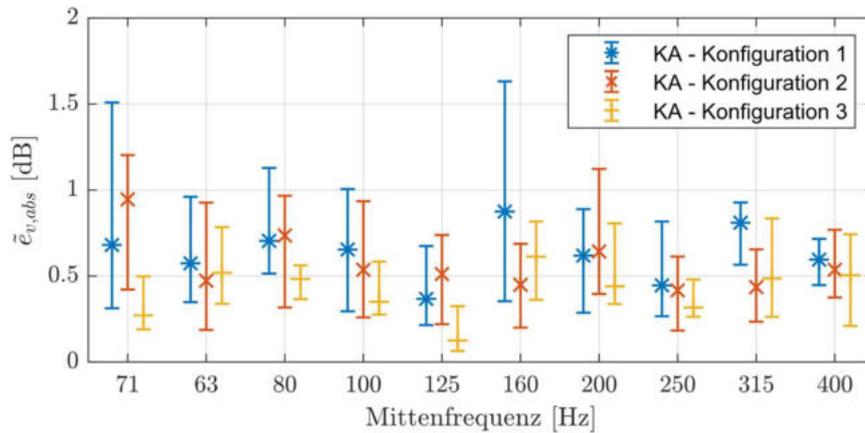
**Abbildung 6.10:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{\epsilon}_{p,abs}$  und der Frequenz im leeren Raum (Medianwerte aller Winkel  $\phi$  und den Messpositionen 4-8)



**Abbildung 6.11:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{\epsilon}_{v,abs}$  und der Frequenz im leeren Raum (Medianwerte aller Winkel  $\phi$  und den Messpositionen 4-8)



**Abbildung 6.12:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\tilde{\epsilon}_{p,abs}$  und der Frequenz mit Kantenabsorber (Medianwerte aller Winkel  $\phi$  und den Messpositionen 4-8)



**Abbildung 6.13:** Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler  $\bar{\epsilon}_{v,abs}$  und der Frequenz mit Kantenabsorber (Medianwerte aller Winkel  $\phi$  und den Messpositionen 4-8)

Abbildung 6.10 und Abbildung 6.11 zeigen, dass sich die absoluten Fehler im Vergleich zu den über alle Messpunkte ermittelten Werten (Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11) insgesamt geringfügig verringern. Dies ist insofern nachzuvollziehen, als dass sich durch die geringere Anzahl von Messpunkten ein weniger komplexer Verlauf der Kurven ergibt. Insbesondere für  $\langle v^2 \rangle$  macht sich dies durch eine geringere Anzahl von Extremwerten im Verlauf bemerkbar.

Beim Vergleich der absoluten Fehler mit und ohne Kantenabsorber lässt sich ein Anstieg mit Kantenabsorber erkennen. Trotzdem liegen die Medianwerte bis auf wenige Ausnahmen unter 1 dB, für  $\langle v^2 \rangle$  sogar deutlich darunter. Der Abfall der Fehler für  $\langle p^2 \rangle$  bei tiefen Frequenzen unter 100 Hz lässt sich dadurch erklären, dass im Verlauf keine Extremwerte mehr auftreten, bei 63 Hz ähnelt der Verlauf nahezu einer Geraden. Die geringen absoluten Fehler untermauern somit die Vermutung, dass die in Kapitel 4 gemessenen Interferenzmuster auch nach dem Einbringen des Kantenabsorbers weitgehend erhalten bleiben.

### 6.3.3 Dämpfung von potentieller und kinetischer Energie

Ein weiterer Aspekt bei der Betrachtung der mit Kantenabsorber gemessenen Interferenzmuster ist die bereits erwähnte Abschwächung der absoluten Pegel (Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.9). Um dieses Verhalten genauer zu analysieren, können die Ergebnisse der im Rahmen der Berechnung der absoluten Fehler durchgeführten Anpassung der Pegelverläufe für die Messpunkte 4 bis 8 an die analytisch ermittelten Kurven verwendet werden. Der ermittelte Korrekturwert  $\Delta\langle p^2 \rangle$  bzw.  $\Delta\langle v^2 \rangle$ , welcher durch die, entsprechend Gl. (35) bzw. Gl. (36) durchgeführte Minimierung der Abstände, ermittelt wird, wird mit und ohne Kantenabsorber verglichen. Daraus ergibt sich die frequenzabhängige Dämpfung der Pegel, die aus der Einbringung der verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen resultiert (Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15). Die folgenden Betrachtungen beziehen sich stets auf die Messpunkte 4 bis 8 entlang der Trajektorie mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$  (Die entsprechenden Diagramme für alle gemessenen Winkel  $\phi$  sind in Anhang C 12.4 zu finden).

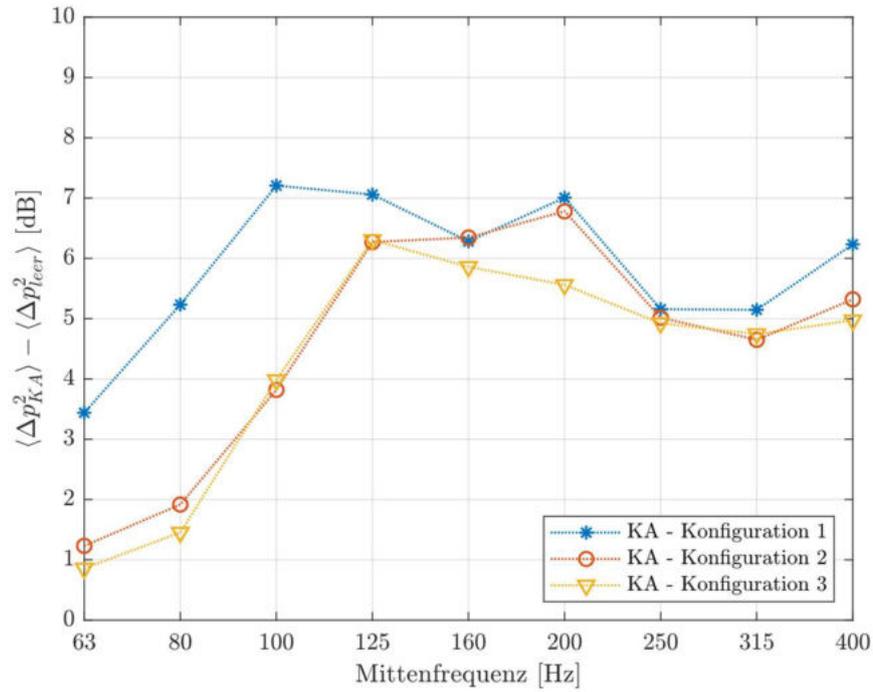


Abbildung 6.14: Dämpfung von  $\langle p^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum (für  $\phi = 45^\circ$ )

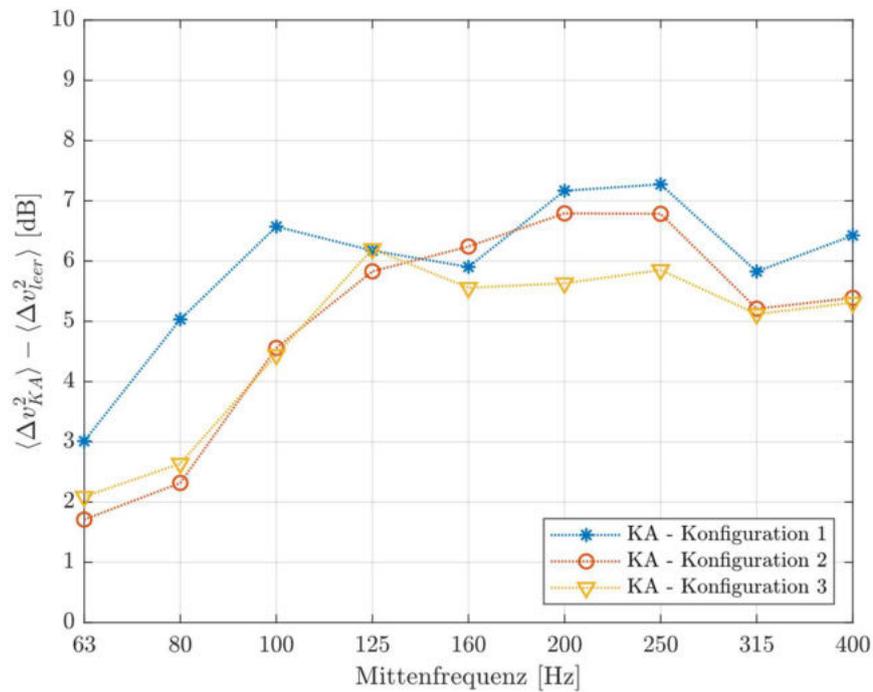


Abbildung 6.15: Dämpfung von  $\langle v^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum (für  $\phi = 45^\circ$ )

Die frequenzabhängigen Pegeldämpfungen zeigen, dass sich ab einer, von der Kantenabsorberkonfiguration abhängigen Grenzfrequenz ein relativ gleichmäßiger Wert von ca. 6 dB einstellt. Diese Grenzfrequenz liegt für die voll ausgefüllte Kante (Konfiguration 1) etwa eine Terz unter der mit Hohlraum (Konfiguration 2) bzw. der halb ausgefüllten Kante (Konfiguration 3). Darunter fällt die Dämpfung mit tiefer werdender Frequenz stark ab. Generell weist Konfiguration 1 über den gesamten gemessenen Frequenzbereich die größte Dämpfung auf. Oberhalb der unteren Grenzfrequenz nähern sich die Werte für alle Konfigurationen jedoch an, wobei Konfiguration 3 vor allem um 200 Hz eine geringere Dämpfung bewirkt.

Es scheint also, als wäre die untere Grenzfrequenz, und damit die Dämpfung bei tiefen Frequenzen, vor allem von der in die Kante eingebrachten Absorberquerschnittsfläche abhängig. Die in dieser Hinsicht identischen Konfigurationen 2 und 3 weisen in diesem Bereich auch nahezu identische Werte auf, obwohl ihre Positionierung in der Kante vollkommen gegensätzlich ist. Oberhalb der Grenzfrequenz ist kein wesentlicher Vorteil durch die Verdopplung des Absorberquerschnittsfläche (Konfiguration 1) mehr erkennbar. In diesem Frequenzbereich wirkt sich eine Veränderung der Positionierung wie eine Vergrößerung der Absorberquerschnittsfläche aus, wie die Annäherung der Werte für Konfiguration 1 und 2 zeigt.

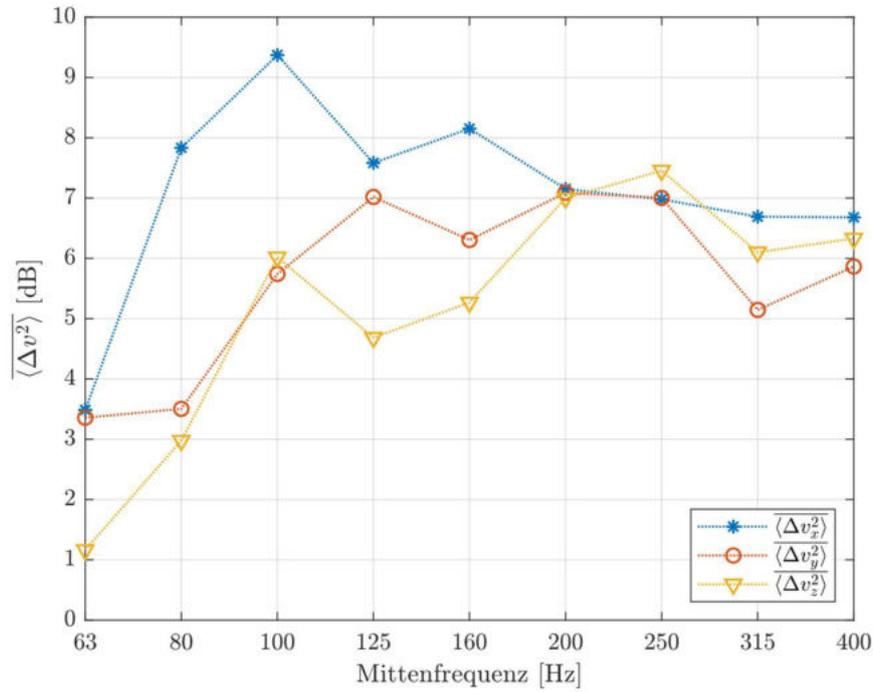
### ***Dämpfung der Einzelkomponenten von $\langle v^2 \rangle$***

Um genauer zu analysieren wie die in Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15 dargestellten Dämpfungen zustande kommen, können die der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  betrachtet werden. Im Gegensatz zu  $\langle p^2 \rangle$  und der Summe der Einzelkomponenten  $\langle v^2 \rangle$  gibt es hier keinen analytisch berechneten Verlauf, an den die Kurven angenähert werden können.

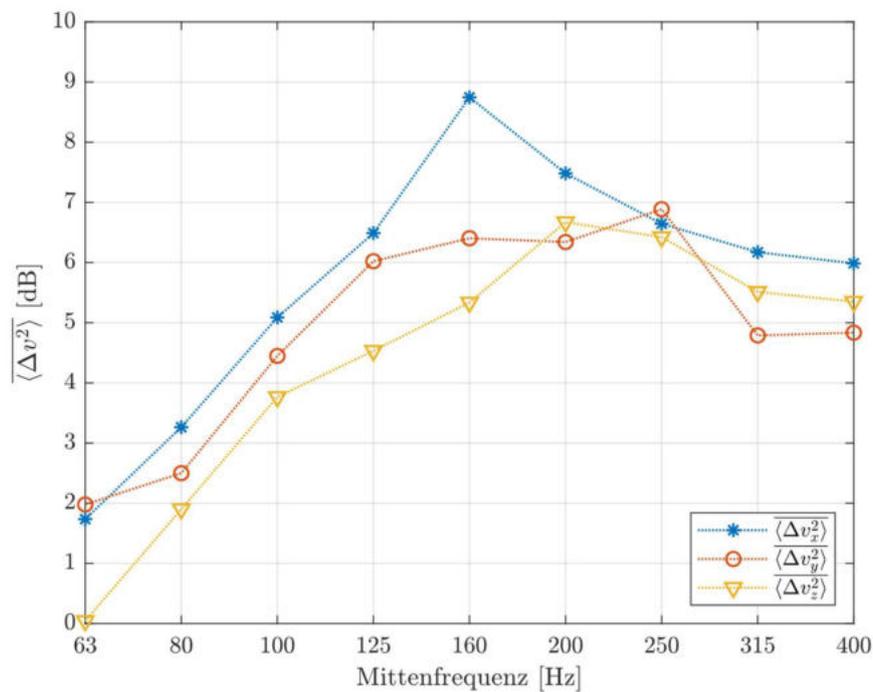
Um die Dämpfung zu berechnen, werden stattdessen die Pegeldifferenzen der Messwerte gebildet und der Mittelwert über die Messpunkte 4 bis 8 berechnet, wie in Gl. (55) für die  $x$ -Komponente dargestellt ist (analog dazu werden die Pegeldifferenzen  $\overline{\langle \Delta v_y^2 \rangle}$  und  $\overline{\langle \Delta v_z^2 \rangle}$  für die  $y$ - und  $z$ -Komponente berechnet).

$$\overline{\langle \Delta v_x^2 \rangle}(F, K, \Phi) = \frac{1}{5} \sum_{M=4}^8 [\langle v_{x,leer}^2 \rangle(M, F, K, \Phi) - \langle v_{x,KA}^2 \rangle(M, F, K, \Phi)] \quad (55)$$

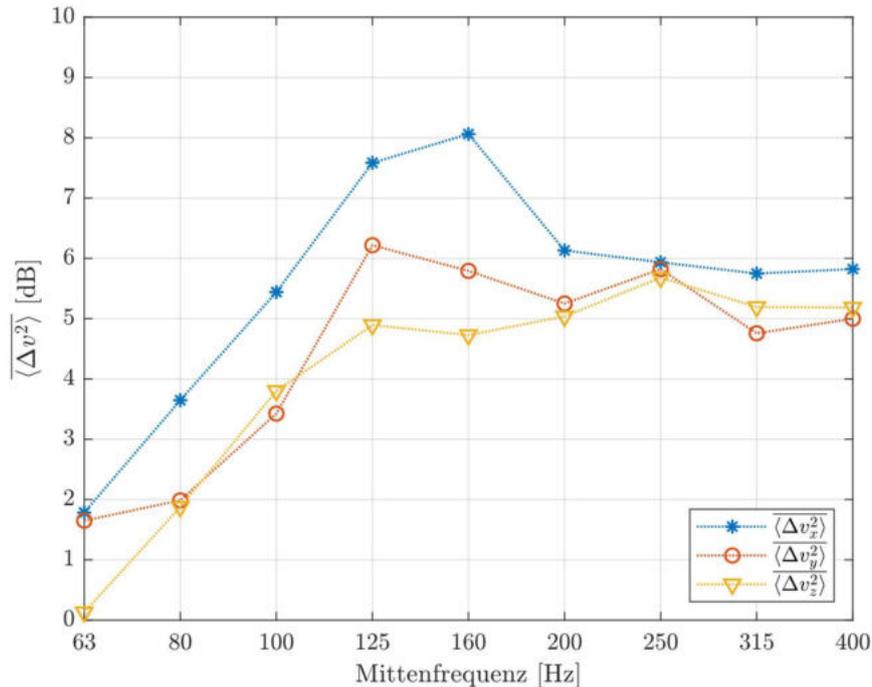
Die daraus resultierenden Verläufe sind in Abbildung 6.16 bis Abbildung 6.18 jeweils für eine Kantenabsorberkonfiguration dargestellt.



**Abbildung 6.16:** Dämpfung der Einzelkomponenten von  $\langle v^2 \rangle$  mit  $K=1$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )



**Abbildung 6.17:** Dämpfung der Einzelkomponenten von  $\langle v^2 \rangle$  mit  $K=2$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )



**Abbildung 6.18:** Dämpfung der Einzelkomponenten von  $\langle v^2 \rangle$  mit  $K = 3$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )

Bei der Betrachtung der frequenzabhängigen Pegeldämpfung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  ist klar zu erkennen, dass generell, aber vor allem bei tiefen Frequenzen, die  $x$ -Komponente durch den Kantenabsorber am meisten beeinflusst wird. Eindeutig zu erkennen ist auch, dass die  $x$ -Komponente den größten Einfluss auf die Lage der unteren Grenzfrequenz hat (vgl. Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15).

Auch wenn bei Konfiguration 1 (siehe Abbildung 6.16) alle drei Komponenten bei tiefen Frequenzen eine höhere Dämpfung als bei Konfiguration 2 (siehe Abbildung 6.17) und Konfiguration 3 (siehe Abbildung 6.18) erfahren, ist es doch die  $x$ -Komponente, die hier in Relation die höchsten Werte verzeichnet. In diesem Zusammenhang lassen sich auch Maxima erkennen, welche bei Konfiguration 1 bei 100 Hz und Konfiguration 2 und 3 bei 160 Hz liegen (siehe Abbildung 6.19). Dies lässt darauf schließen, dass für die Dämpfung der  $x$ -Komponente vor allem die Querschnittsfläche des Kantenabsorbers ausschlaggebend ist. Die ähnlichen Verläufe bei Konfiguration 2 und 3 deuten darauf hin, dass die Position des Kantenabsorbers im Messbereich nur geringen Einfluss auf die Dämpfung der  $x$ -Komponente und damit auf die untere Grenzfrequenz hat.

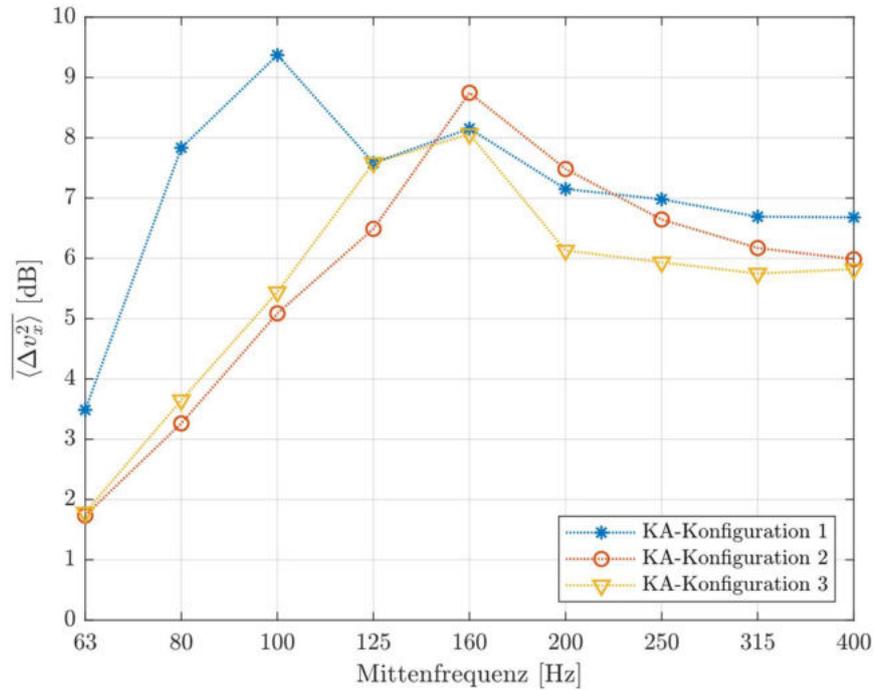


Abbildung 6.19: Dämpfung von  $\langle v_x^2 \rangle$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )

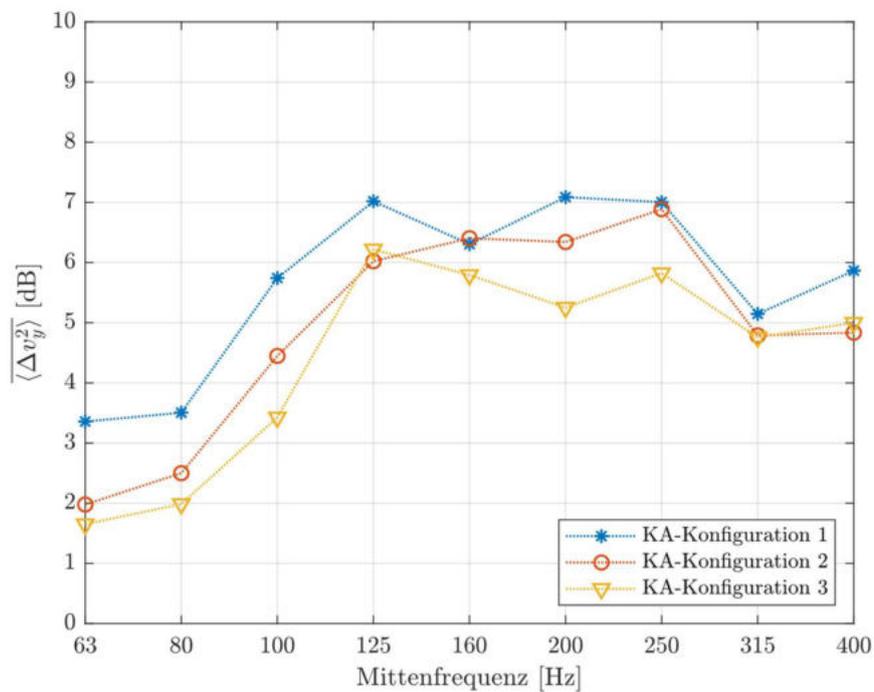
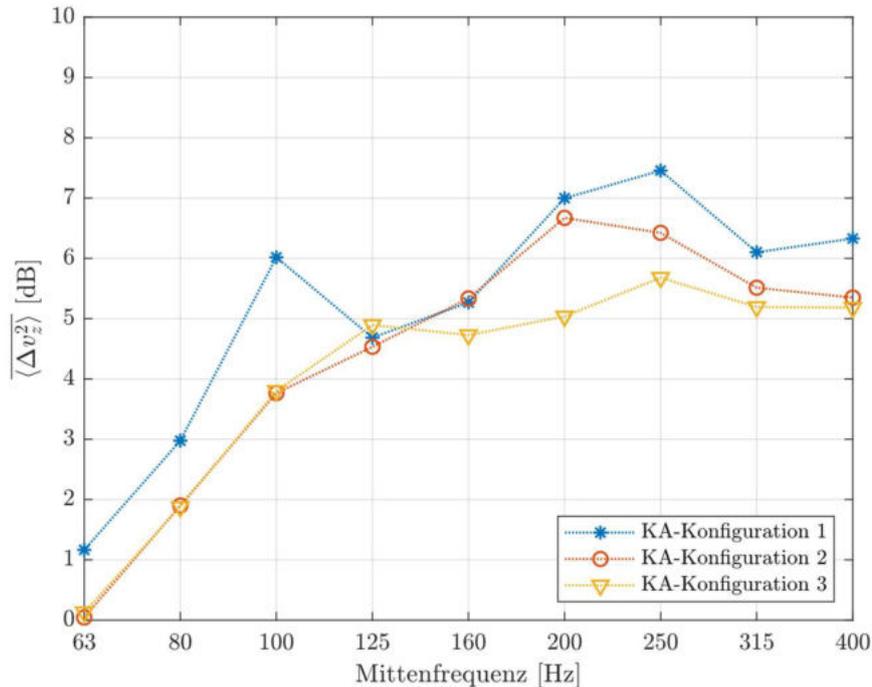


Abbildung 6.20: Dämpfung von  $\langle v_y^2 \rangle$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )



**Abbildung 6.21:** Dämpfung von  $\langle v_z^2 \rangle$  im Vergleich zum leeren Raum (gemittelt über alle Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers für  $\phi = 45^\circ$ )

Wie bereits erwähnt, ist die größere Querschnittsfläche des Absorbers bei Konfiguration 1 auch vorteilhaft für die Dämpfung der  $y$ - und  $z$ -Komponente für tiefe Frequenzen (unter 125 Hz). Durch die Positionierung des Kantenabsorbers mit Abstand zur Kante kann in diesem Frequenzbereich keine Verbesserung erreicht werden, wie die nahezu identischen Verläufe von Konfiguration 2 und 3 erkennen lassen. Sehr wohl lässt sich aber eine erhöhte Dämpfung der Normalkomponenten  $y$  und  $z$  im Frequenzbereich um 200 Hz und 250 Hz nachweisen (siehe Abbildung 6.20 und Abbildung 6.21). Hier ist Konfiguration 2 trotz identischem Absorbervolumen gegenüber Konfiguration 3 im Vorteil. Im obersten Frequenzbereich der Messung, ca. ab 315 Hz, sind die Dämpfungen sowohl von allen drei Konfigurationen als auch für alle drei Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  sehr ähnlich, wobei Konfiguration 1 geringfügig höhere Werte liefert.

### 6.3.4 Zusammenhang von Dämpfung und Interferenzmustern

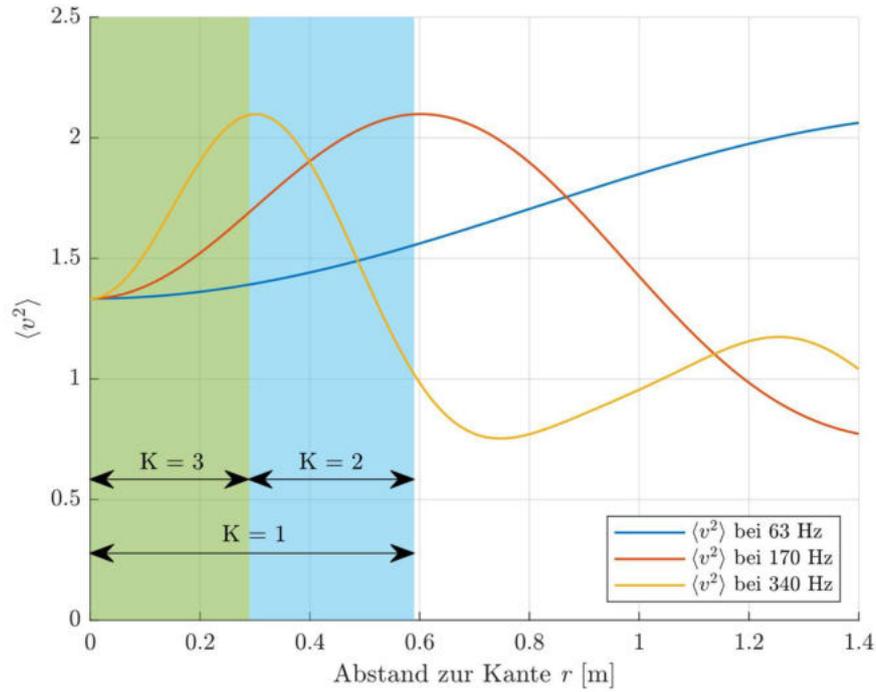
Die in Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.9 dargestellten Messwerte zeigen, dass die Verläufe der Interferenzmuster in der Kante auch nach der Einbringung des Absorbers weitgehend erhalten bleiben. Unter der Annahme, dass es sich hier um einen Strömungsabsorber handelt, ist davon auszugehen, dass in diesem Zusammenhang primär die Schallschnelle relevant ist. Betrachtet man die analytisch berechneten Interferenzmuster, die sich bei allseitigem Einfall unendlich vieler, ebener Schallwellen in einer Kante bilden, so ergibt sich eine Erhöhung von  $\langle v^2 \rangle$  direkt in der Kante im Vergleich zum asymptotisch angenäherten Wert in großer Entfernung. Dies ist vor allem auf eine Überhöhung der zur Kante parallelen Komponente  $\langle v_x^2 \rangle$  zurückzuführen. Mit größer werdendem Abstand zur Kante steigt  $\langle v^2 \rangle$  auf ein von der betrachteten Frequenz abhängiges Maximum an, welches aus einer Überhöhung der Normalkomponenten  $\langle v_y^2 \rangle$  und  $\langle v_z^2 \rangle$  resultiert. Nach dem Erreichen dieses Maximums fällt  $\langle v^2 \rangle$  ab und nähert sich

asymptotisch dem Wert im diffusen Schallfeld an (siehe Abschnitt 3.1.2). Mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Simulation kann eine Näherung für den Zusammenhang zwischen Frequenz  $f_{v_{max}}$  und Abstand zur Kante  $r_{v_{max}}$  für das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  berechnet werden ( $c$  entspricht der Schallgeschwindigkeit). Um die Genauigkeit der Näherung zu erhöhen, wird im Gegensatz zu Abschnitt 4.1.2.2 (hier wird der gesamte Messbereich von 1,4 m betrachtet) der maximale Abstand entsprechend der Diagonalen der Kantenabsorberkonfiguration 1 mit 0,6 m gewählt, wodurch sich der Parameter  $a$  zu 3,36 ergibt (siehe Abschnitt 3.2.3)

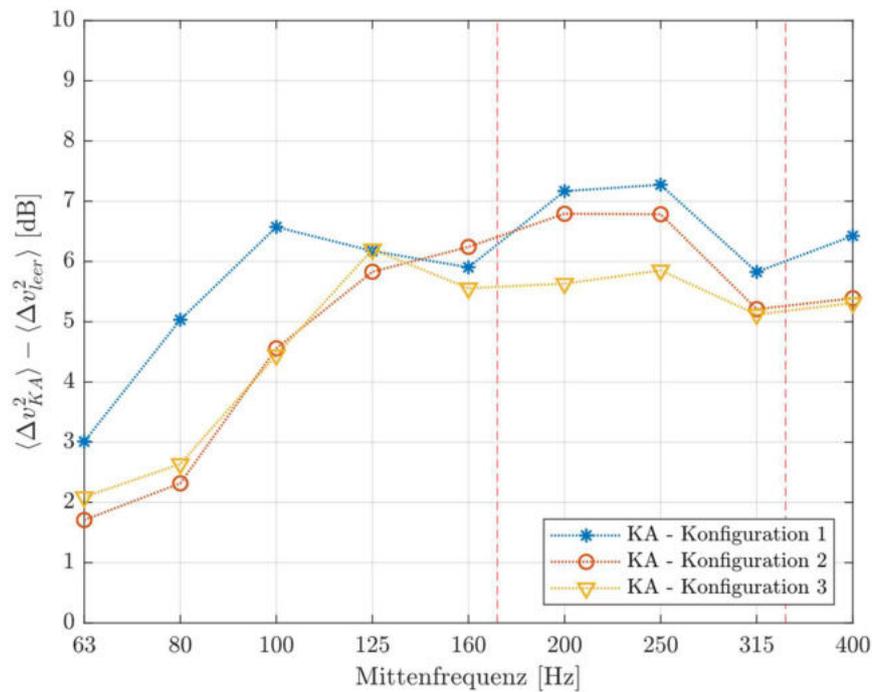
$$f_{v_{max}} = \frac{c}{3,36 \cdot r_{v_{max}}} \quad (56)$$

Setzt man diese Interferenzmuster in Relation zu den Abmessungen des verwendeten Kantenabsorbers (die Betrachtung beschränkt sich auf den Fall  $\phi = 45^\circ$ ), so ergeben sich durch die Variation der betrachteten Frequenz zwei markante Grenzwerte. Das tiefste in der Messung verwendete Terzband hat eine Mittenfrequenz von 63 Hz, woraus sich entsprechend Gl. (56) ein Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  in einem Abstand von 1,62 m zur Kante ergibt. Dies liegt deutlich außerhalb des Kantenabsorbers, welcher in der betrachteten Diagonale maximal 0,59 m tief ist. In Abbildung 6.22 ist klar ersichtlich, dass sich der Kantenabsorber (grün/blau hinterlegte Fläche) somit im flacheren Bereich des Verlaufs zwischen Kante und Maximum befindet. Wie bereits erwähnt, ist in diesem Bereich die  $x$ -Komponente von  $\langle v^2 \rangle$  dominant, welche in dem betrachteten Bereich relativ konstant ist (vgl. Abbildung 12.12 in Anhang C). Somit bestätigt sich die Beobachtung aus Abschnitt 6.3.3, dass hier vor allem die Querschnittsfläche des Kantenabsorbers für die Absorptionswirkung ausschlaggebend ist. Daher ist es in diesem Zusammenhang auch irrelevant, ob das Material direkt in der Kante (Konfiguration 3) oder mit einem Hohlraum dahinter (Konfiguration 2) positioniert wird. Dieses Verhalten lässt sich in jenem Frequenzbereich feststellen, in dem das entsprechende Maximum deutlich außerhalb des Kantenabsorbers liegt.

Nähert sich nun das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  dem Absorber mit steigender Frequenz an, verschwindet auch die in Relation höhere Dämpfung von Konfiguration 1, die sich durch die größere Querschnittsfläche ergibt. Je weiter sich die entsprechende Frequenz des Maximums der ersten markanten Frequenz von 170 Hz annähert, desto geringer werden die Unterschiede der Dämpfungen für alle drei Konfigurationen. Wie Abbildung 6.22 zeigt, ist dies die Frequenz, bei der sich das Maximum genau an der Absorberoberfläche von Konfiguration 1 und 2 befindet (in Abbildung 6.23 durch die linke rot strichlierte Linie gekennzeichnet). Ab dieser Frequenz gewinnen die  $y$ - und  $z$ -Komponenten an Bedeutung, aus welchen letztendlich auch das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  resultiert (siehe Abbildung 4.44). Hier ist für Konfiguration 1 und 2 eine höhere Dämpfung messbar, da das Maximum mit steigender Frequenz in den Absorber wandert. Dies ist in Abbildung 6.23 vor allem für die Terzbänder 200 Hz und 250 Hz erkennbar.



**Abbildung 6.22:** Berechnete Interferenzmuster für den leeren Viertelraum bei markanten Frequenzen für  $\phi = 45^\circ$  (die farblich hinterlegten Bereiche kennzeichnen die verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen  $K$ )



**Abbildung 6.23:** Gemessene Dämpfung von  $\langle v^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum (für  $\phi = 45^\circ$ ,  $M = 4$  bis  $8$ ; die rot strichlierten Linien kennzeichnen die markanten Frequenzen 170 Hz und 340 Hz)

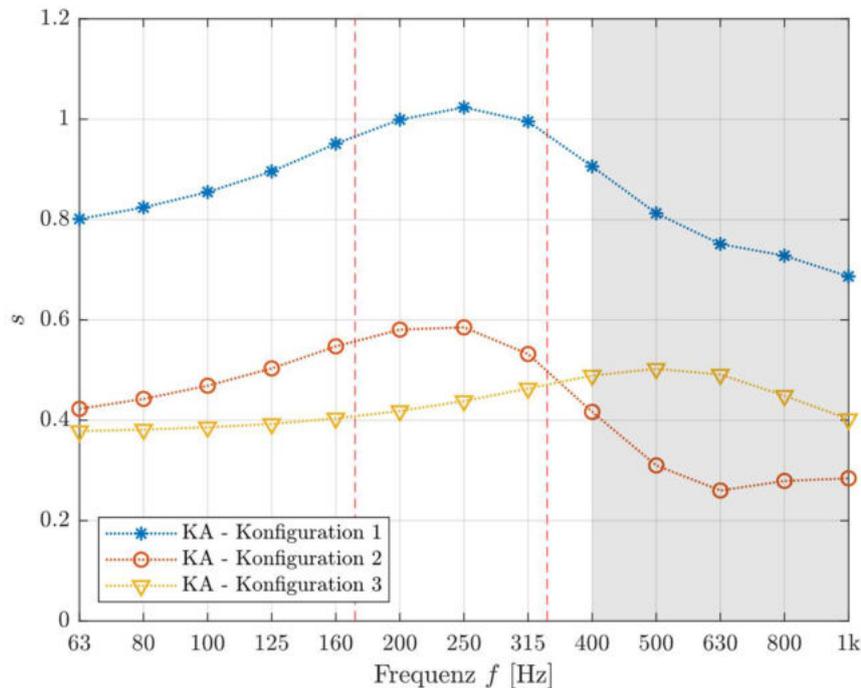
Die zweite markante Frequenz von etwa 340 Hz ist erreicht, wenn sich das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  an der Absorberoberfläche von Konfiguration 3, also in der Mitte der Konfiguration 1 befindet (siehe Abbildung 6.22). Oberhalb dieser Frequenz befindet sich das Maximum der Überhöhung durch die Interferenzeffekte in der Kante bereits im Hohlraum der Konfiguration 2, bei Konfiguration 1 belegt die Überhöhung nur noch einen kleinen Teil der Querschnittsfläche des Absorbers. Für Konfiguration 3 wiederum befindet sich das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  erst oberhalb von 340 Hz innerhalb des Absorptionsmaterials. Mathematisch lässt sich dies durch die Integration der Interferenzkurven über die jeweilige Dicke des Kantenabsorbers beschreiben. Die gesamte in der Absorberquerschnittsfläche vorhandene kinetische Energie wird also proportional zu der entsprechenden Fläche  $s$  unter der Interferenzkurve  $\langle v^2 \rangle$  angenommen. Die Fläche  $s$  wird mittels der Division durch 1 m normiert und ist somit dimensionslos.

$$s(f, K) = \frac{1}{1 \text{ m}} \int_{r_1}^{r_2} \langle v^2 \rangle(f, K) dr \quad (57)$$

$$r_1 = 0 \text{ m}, r_2 = 0,59 \text{ m} \quad \text{für } K = 1$$

$$r_1 = 0,29 \text{ m}, r_2 = 0,59 \text{ m} \quad \text{für } K = 2 \quad (58)$$

$$r_1 = 0 \text{ m}, r_2 = 0,29 \text{ m} \quad \text{für } K = 3$$



**Abbildung 6.24:** Fläche unter den berechneten Interferenzkurven des leeren Raumes für  $\phi = 45^\circ$  im vom Absorptionsmaterial belegten Bereich (die rot strichlierten Linien kennzeichnen die markanten Frequenzen 170 Hz und 340 Hz; Werte außerhalb des Messbereichs sind grau hinterlegt)

In Abbildung 6.24 sind die mit Gl. (57) berechneten Flächen unter den Interferenzkurven für die jeweiligen Terzbandmittenfrequenzen aufgetragen. Wie zu erwarten ist der Flächeninhalt für Konfiguration 1 im unteren Frequenzbereich etwa doppelt so groß wie für Konfiguration 2

und 3. Im betrachteten Frequenzbereich ist für Konfiguration 1 und 2 ein Maximum bei 250 Hz erkennbar. Dieser Zusammenhang deckt sich mit der in Abbildung 6.23 erkennbaren Überhöhung der Dämpfung in diesem Frequenzbereich. Oberhalb dieses Maximums sinkt allerdings die Fläche für Konfiguration 1 und 2, bis sich die Kurven der bezüglich Absorberquerschnittsfläche identischen Konfigurationen 2 und 3 knapp über der zweiten markanten Frequenz von 340 Hz überschneiden. Die abnehmende Fläche deckt sich teilweise mit den in Abbildung 6.23 erkennbaren fallenden Werten zwischen 250 Hz und 315 Hz für Konfiguration 1 und 2.

Für Konfiguration 3 bedeutet die zweite markante Frequenz von 340 Hz, dass sich das Maximum von  $\langle v^2 \rangle$  oberhalb dieser Frequenz innerhalb des Absorbers befindet. Analog zu Konfiguration 1 und 2 ergibt sich auch hier entsprechend der integrierten gesamten kinetischen Energie in Abbildung 6.24 ein Maximum, welches den beobachteten Zusammenhängen nach vermutlich in einer erhöhten Dämpfung resultiert. Da sich dieses Maximum allerdings bei ca. 500 Hz befindet, liegt es außerhalb des Frequenzbereichs der Messung.

## 6.4 Zusammenfassung

Nachdem das Schallfeld in einer Kante in den Kapiteln 3 bis 5 analytisch und messtechnisch genau untersucht wird, wird für eine weitere Messreihe in diesem Bereich ein Kantenabsorber in verschiedenen Konfigurationen eingebracht (siehe Abbildung 6.2). Durch den übereinstimmenden Messaufbau sind die Ergebnisse der Messung aus Kapitel 4 und der aus Kapitel 6 direkt miteinander vergleichbar. Im Gegensatz zu den Analysen in den vorangegangenen Kapiteln sind hier auch absolute Pegelwerte relevant, wobei nur Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers berücksichtigt werden.

Ein Vergleich der im leeren Hallraum und mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen gemessenen Interferenzmuster zeigt, dass sich  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  insgesamt abhängig von der betrachteten Frequenz verringert. Da allerdings die relativen Pegelunterschiede zwischen den einzelnen Messpunkten weitgehend erhalten bleiben, sind die sich daraus ergebenden charakteristischen Interferenzmuster auch nach der Einbringung des Kantenabsorbers präsent (siehe Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.9). Analog zu Kapitel 5 werden die gemessenen Kurven mit den analytisch berechneten verglichen und die absoluten Fehler berechnet. Diese fallen zwar höher aus, befinden sich aber trotzdem größtenteils unter 1 dB (siehe Abbildung 6.10 bis Abbildung 6.13).

Anhand der Messwerte kann weiters die frequenzabhängige Dämpfung für  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  mit seinen einzelnen Komponenten berechnet werden (siehe Abbildung 6.14 bis Abbildung 6.18). Es zeigt sich, dass die parallel zur Kante verlaufende Komponente von  $\langle v^2 \rangle$  maßgeblich an der Absorption bei tiefen Frequenzen beteiligt ist. Erst oberhalb der Frequenz eines, hauptsächlich von der Querschnittsfläche des Absorptionsmaterials abhängigen Dämpfungsmaximums für diese Komponente nehmen die Normalkomponenten eine gleichwertige Rolle ein. Durch den Vergleich der Position des Maximums von  $\langle v^2 \rangle$  der berechneten Interferenzmuster mit den Abmessungen und der Position des Kantenabsorberquerschnitts lässt sich der Frequenzbereich in drei Abschnitte teilen (siehe Abbildung 6.22 und Abbildung 6.23). Deren jeweiliges Dämpfungsverhalten lässt einen Zusammenhang mit dem Verlauf der Interferenzmuster erkennen und wird daher eindeutig davon beeinflusst.

# 7 Messung der Nachhallzeit

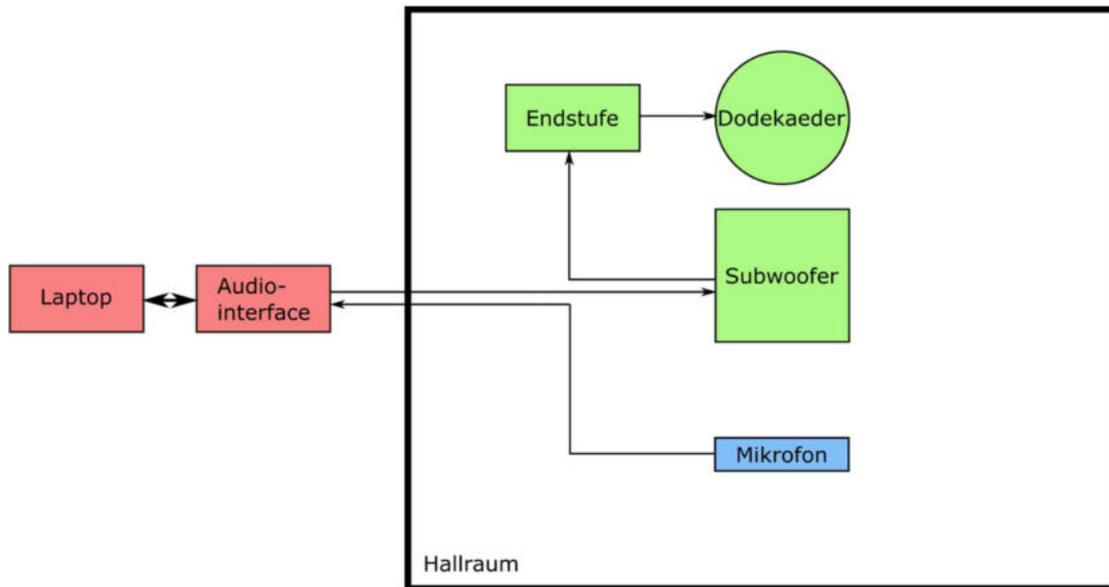
## 7.1 Zweck und Zielsetzung

Die in den vorangegangenen Kapiteln betrachteten Verläufe von  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  in einer Raumkante helfen dabei, die Funktionsweise von Kantenabsorbern zu erklären. Durch die Messungen mit (Kapitel 6) und ohne Kantenabsorber (Kapitel 4) kann der unmittelbare Einfluss derselben auf das Schallfeld analysiert werden. In der Praxis ist es im raumakustischen Planungsprozess allerdings üblicherweise die frequenzabhängige Nachhallzeit, welche als Hauptparameter zur qualitativen Bewertung herangezogen wird. Dementsprechend wird in diesem Abschnitt die Messung der Impulsantwort im Hallraum beschrieben, aus welcher die Nachhallzeit berechnet werden kann. Durch die Messung mit den verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen ist es möglich, die jeweilige äquivalente Absorptionsfläche zu ermitteln. Abschließend werden Zusammenhänge mit den Verläufen von  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  aus Abschnitt 6.3.2 hergestellt.

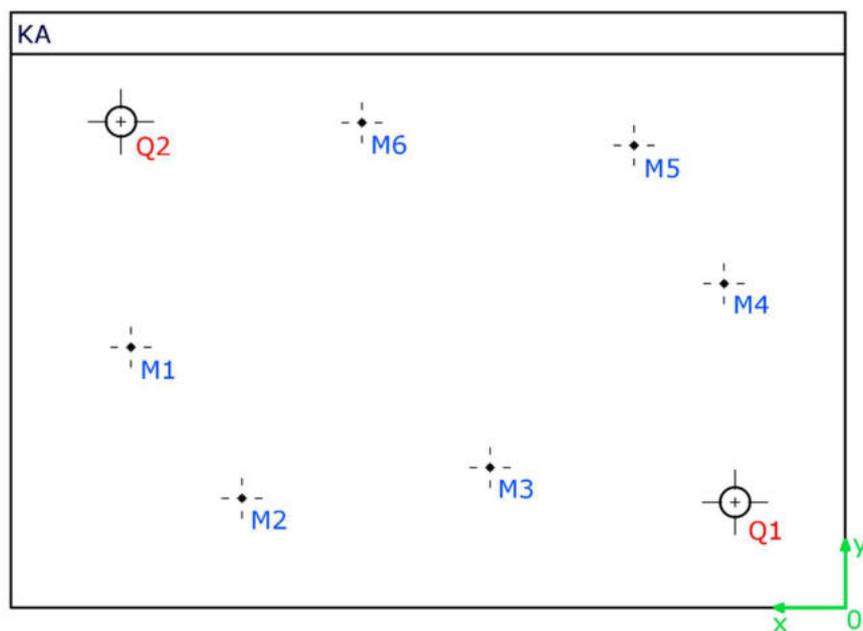
## 7.2 Messaufbau

Das für die Messung verwendete Equipment entspricht im Wesentlichen dem in der in Abschnitt 4.2.2 angeführten Liste. Da bei der Messung nicht mehr die Schallschnelle, sondern nur noch der Schalldruck relevant ist, wird statt der Microflown  $pv$ -Sonde und zugehörigem Signalaufbereiter ein NTI M2230 Messmikrofon direkt an den Vorverstärker im Audio-interface angeschlossen. Während bei den Messungen mit Terzbandrauschen abhängig von der Mittenfrequenz die jeweilige Schallquelle gewählt wird (siehe Abschnitt 4.1.2.5), kann aufgrund des hier verwendeten kontinuierlichen Sinussweeps nicht mehr zwischen den beiden Schallquellen umgeschaltet werden. Das Anregungssignal wird daher an den Subwoofer geschickt, welcher ein hochpassgefiltertes Signal ( $f_c = 120$  Hz) an den Dodekaeder bzw. dessen Endstufe weiterleitet. Der entsprechende Aufbau ist in dem Blockschaltbild in Abbildung 7.1 dargestellt.

Die Positionen für Mikrofon und Schallquellen werden auf der Basis der Vorgaben in [ISO 354] gewählt. Um insbesondere bei tiefen Frequenzen reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, werden zwei Quellpositionen und sechs Messpositionen festgelegt. Die genauen Positionen und die entsprechenden Raumkoordinaten sind in Abbildung 7.2 ersichtlich bzw. Tabelle 7.1 zu entnehmen. Daraus ergeben sich für jede Kantenabsorberkonfiguration zwölf Einzelmessungen, aus denen ein Mittelwert errechnet werden kann. Die beiden Schallquellen werden entsprechend Abbildung 4.14 aufgestellt und das Messmikrofon wird in einer Höhe von 1,35 m platziert. Dies entspricht in etwa der Höhe der Ohren bei sitzendem Auditorium und wird deshalb konstant gewählt.



**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Messung der Nachhallzeit



**Abbildung 7.2:** Anordnung der Schallquellen Q1 und Q2, der Messpunkte M1 bis M6 und des Kantenabsorbers (KA)

	Q1	Q2	M1	M2	M3	M4	M5	M6
x [m]	1,10	7,24	7,14	6,03	3,55	1,21	2,11	4,83
y [m]	1,06	4,89	2,62	1,10	1,41	3,26	4,65	4,88

**Tabelle 7.1:** Positionen der Schallquellen und Messpunkte

Wie auch bei allen anderen Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden, dient hier die ITA-Toolbox in MATLAB als Kern. Mittels der Klasse *itaMSTF* wird die Impulsantwort gemessen, wobei als Anregungssignal ein exponentieller Sinussweep mit einer Signaldauer von ca. 44 s gewählt wird. Um die Auswertung durch Nichtlinearitäten nicht zu verfälschen, werden die erhaltenen Impulsantworten auf eine Länge von 20 s gekürzt. Schließlich wird mit der Funktion *ita\_roomacoustics.mat* die Nachhallzeit  $T_{30}$  berechnet, welche als Grundlage für die Auswertung dient.

### 7.3 Auswertung der Messergebnisse

Die aus den Impulsantworten berechneten Nachhallzeiten  $T_{30}$  werden für jedes Terzband und alle Kantenabsorberkonfigurationen bzw. den leeren Raum in Abbildung 7.3 zusammengefasst. Wie für einen leeren Raum üblich, ergibt sich eine zu tiefen Frequenzen hin ansteigende Nachhallzeit, deren Verlauf allerdings einen Einbruch bei 50 Hz aufweist. Dies wird vermutlich durch die zwei im Raum befindlichen Resonanzabsorber verursacht. Dadurch ergibt sich in dem für die Messung relevanten Frequenzbereich ein Maximum der Nachhallzeit bei 80 Hz von knapp 12 s.

Alle drei Kantenabsorberkonfigurationen erreichen eine starke Absenkung der Nachhallzeit über den gesamten hier betrachteten Frequenzbereich. Mit der voll ausgefüllten Kante (Konfiguration 1) lässt sich sogar eine vollständige Kompensation des Maximums bei 80 Hz erzielen, wodurch sich eine relativ konstante Nachhallzeit zwischen 2 s und 3 s einstellt. Mit der im Vergleich zu Konfiguration 1 halben Absorberquerschnittsfläche von Konfiguration 2 und 3 lässt sich vor allem im unteren Frequenzbereich eine deutlich geringere Absorption erreichen, was sich in einem Anstieg der Nachhallzeit hin zu tiefen Frequenzen bemerkbar macht.

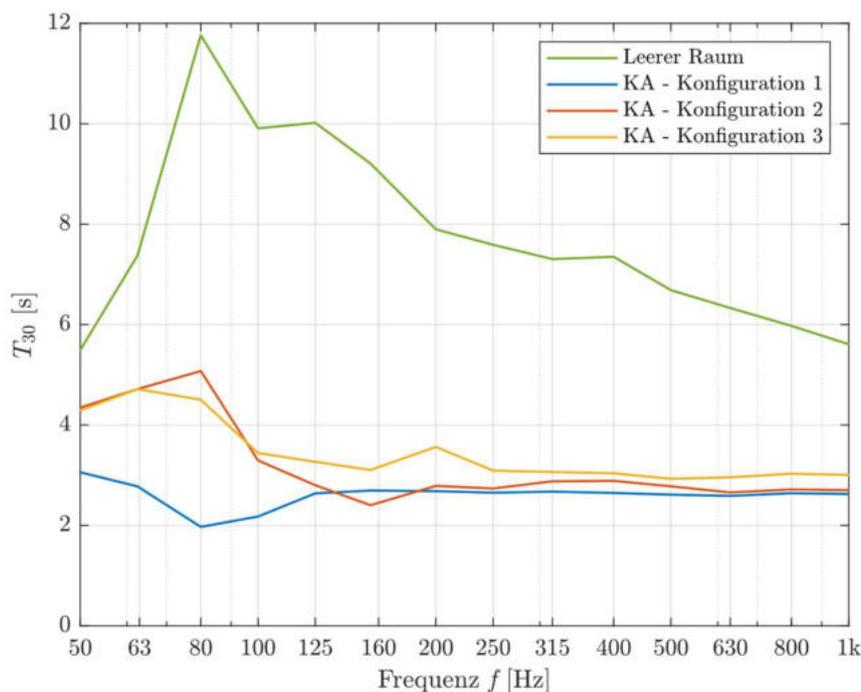


Abbildung 7.3: Nachhallzeit  $T_{30}$  für verschiedene Kantenabsorberkonfigurationen

Um nun die Effektivität der verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen im Hinblick auf die Reduzierung der Nachhallzeit genauer zu analysieren, wird durch den Vergleich der Messergebnisse vor und nach der Einbringung der Kantenabsorber die äquivalente Absorptionsfläche berechnet. Da der eingebrachte Absorber keine nennenswert absorbierende Fläche abdeckt und dadurch unwirksam macht, kann die äquivalente Absorptionsfläche des gesamten Kantenabsorbers  $A_{ges}$  aus Gl. (59) berechnet werden [ISO 354]. Streng genommen gilt diese Formel nur für ein diffuses Schallfeld. Da es allerdings einerseits für das modale Schallfeld keine allgemein gültige Beschreibung des Absorptionskoeffizienten gibt und andererseits die Frequenzabhängigkeit der Absorption analysiert werden soll, wird  $A_{ges}$  hier für den gesamten Frequenzbereich berechnet.

$$A_{ges} = 0,161 \left[ \frac{s}{m} \right] \cdot V \cdot \left( \frac{1}{T_x} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (59)$$

Das Raumvolumen  $V$  beträgt im Hallraum entsprechend Tabelle 4.3  $244,8 \text{ m}^3$ . Die beiden Parameter für die Nachhallzeit sind  $T_1$  für den leeren Raum und  $T_x$  für den Raum mit Kantenabsorber. Abhängig von der Frequenz  $f$  und der jeweiligen Kantenabsorberkonfiguration  $K$  ergibt sich somit:

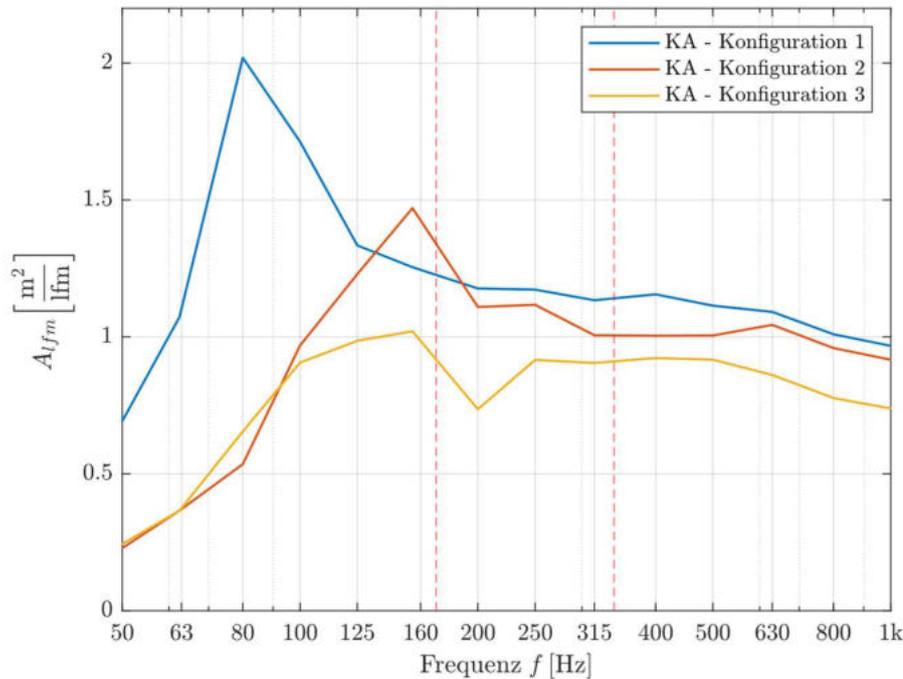
$$A_{ges}(f, K) = 0,161 \left[ \frac{s}{m} \right] \cdot 244,8 \text{ m}^3 \cdot \left( \frac{1}{T_x(f, K)[s]} - \frac{1}{T_1(f, K)[s]} \right) \quad (60)$$

Wie in dieser Arbeit mehrfach erwähnt und gezeigt wird, wirkt ein Kantenabsorber nicht allein durch seine Oberfläche als poröser Absorber. Daher macht es keinen Sinn diese gesamte äquivalente Absorptionsfläche auf die Oberfläche zu beziehen, um somit den spezifischen Absorptionskoeffizienten zu erhalten. Ein geeigneter Parameter zur Beschreibung eines Kantenabsorbers ist hingegen die *äquivalente Absorptionsfläche pro Laufmeter*  $A_{lfm}$ , wie es beispielsweise in [Fuchs 2013, S.131] vorgeschlagen wird. Bezieht man also die mit Gl. (60) berechnete gesamte äquivalente Absorptionsfläche  $A_{ges}$  auf die gesamte Länge des Kantenabsorbers  $l_{KA}$  von  $8,25 \text{ m}$  gemäß Gl. (61), ergeben sich die in Abbildung 7.4 dargestellten Verläufe.

$$A_{lfm}(f, K) = \frac{A_{ges}(f, K)}{l_{KA}} \quad (61)$$

Die äquivalente Absorptionsfläche pro Laufmeter  $A_{lfm}$  für die verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen zeigt sehr deutlich den Vorteil von Konfiguration 1 bei tiefen Frequenzen. Während der Verlauf bei tiefen Frequenzen erst unterhalb eines Maximums von  $2 \frac{\text{m}^2}{\text{lfm}}$  bei  $80 \text{ Hz}$  abfällt, sinkt er für Konfiguration 2 und 3 bereits für Frequenzen tiefer als  $100 \text{ Hz}$  deutlich ab. Auch das Maximum bei  $160 \text{ Hz}$  fällt mit  $1,5 \frac{\text{m}^2}{\text{lfm}}$  für Konfiguration 2 und  $1 \frac{\text{m}^2}{\text{lfm}}$  für Konfiguration 3 deutlich geringer aus. Vergleicht man diese Maxima mit den Dämpfungen der Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  für die jeweiligen Konfigurationen in Abbildung 6.16 bis Abbildung 6.18, so fällt auf, dass die Maxima der Dämpfungen für die  $x$ -Komponente in etwa bei den gleichen Frequenzen liegen. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Absorption eines Kantenabsorbers vor allem bei tiefen Frequenzen zu einem großen Teil über die Dämpfung der parallel zur Raumkante verlaufenden Schallschnelle passiert. Auch bei den unteren Grenzfrequenzen, unterhalb derer die Pegeldämpfung bzw. die Absorption der jeweiligen Konfigurationen stark abfällt, lässt sich ein Zusammenhang mit

denen in Abbildung 6.23 (dort 100 Hz bzw. 125 Hz) erkennen. Nimmt man den flach verlaufenden Bereich oberhalb von 250 Hz als Referenz, so ergeben sich in Abbildung 7.4 die unteren Grenzfrequenzen zu 63 Hz bzw. 100 Hz für Konfiguration 1 bzw. Konfiguration 2 und 3.



**Abbildung 7.4:** Äquivalente Absorptionsfläche pro Laufmeter des Kantenabsorbers (die rot strichlierten Linien kennzeichnen die markanten Frequenzen 170 Hz und 340 Hz)

Während  $A_{lfm}$  für Konfiguration 3 oberhalb der Grenzfrequenz relativ konstant um einen Wert von knapp  $1 \frac{m^2}{lfm}$  verläuft, steigt sie für Konfiguration 2 an und nähert sich ab 125 Hz an der von Konfiguration 1 an. Nachdem der Wert bei 160 Hz sogar den von Konfiguration 1 übersteigt (vermutlich durch Resonanzeffekte aufgrund des abgeschlossenen Luftvolumens), fällt er bis 315 Hz wieder ab. Auch dieses Verhalten deckt sich mit dem durch die zwei markanten Frequenzen begrenzten Bereich zwischen 170 Hz und 340 Hz in Abbildung 6.23 bzw. der Position der Maxima der integrierten Interferenzmuster für Konfiguration 1 und 2 in Abbildung 6.24. Die in Abschnitt 6.3.4 beschriebene Positionierung des Maximums von  $\langle v^2 \rangle$  innerhalb des Absorbers bewirkt eine stärkere Dämpfung der für die Ausprägung des Maximums wesentlichen Komponenten orthogonal zur Kante ( $y$ - und  $z$ -Richtung) Dies macht sich für die Konfigurationen 1 und 2 auch in einem höheren Wert für  $A_{lfm}$  bemerkbar. Durch das zuvor erwähnte Maximum der Dämpfung der  $x$ -Komponente bei 160 Hz ist der Frequenzbereich nach unten allerdings nicht eindeutig abgegrenzt.

## 7.4 Zusammenfassung

In Kapitel 7 wird die Nachhallzeit im leeren und mit den verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen bestückten Hallraum gemessen (siehe Abbildung 7.3). Aus der Verringerung der Nachhallzeit kann die äquivalente Absorptionsfläche pro Laufmeter des Kantenabsorbers berechnet werden (siehe Abbildung 7.4). Ausgehend von den in Abschnitt 6.3.4 gemachten Beobachtungen wird der Zusammenhang zwischen den Interferenzmustern für  $\langle v^2 \rangle$  und den äquivalenten Absorptionsflächen pro Laufmeter analysiert.

Es zeigt sich, dass die Frequenz des Maximums der Absorption mit den Maxima der Dämpfung der zur Kante parallelen Komponente von  $\langle v^2 \rangle$  übereinstimmt (vgl. Abbildung 6.16 bis Abbildung 6.18 und Abbildung 7.4). Dies lässt darauf schließen, dass die Dämpfung der Schallschnellekomponente parallel zur Kante wesentlich zur Absorption eines Kantenabsorbers beiträgt. Weiters lässt sich durch die in Abschnitt 6.3.4 gemachte Unterteilung der Frequenzbereiche die Position des Maximums der Interferenzmuster für  $\langle v^2 \rangle$  des leeren Raumes auch in den äquivalenten Absorptionsflächen nachvollziehen. Sobald sich die Position dieses Maximums mit der des Absorptionsmaterials überschneidet, ergibt sich eine Überhöhung der Werte für den entsprechenden Frequenzbereich. Ab einer Frequenz von ca. 800 Hz wirkt der Kantenabsorber nur noch über seine jeweilige freistehende und dem Raum zugewandte Oberfläche und es ist kein Vorteil mehr durch die Positionierung in der Kante erkennbar.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge dieser Masterarbeit werden Interferenzen des Schallfeldes in der Nähe von schallharten Begrenzungsflächen untersucht. Im Hinblick auf den Kantenabsorber sind primär zwei orthogonal aufeinander stehende Begrenzungsflächen, also eine Kante, von Interesse. Um die theoretischen Verhältnisse aufzuzeigen, wird in Kapitel 3 umrissen, wie die durch Interferenzen beeinflussten Verläufe von  $\langle p^2 \rangle$  und  $\langle v^2 \rangle$  vor Begrenzungsflächen analytisch berechnet werden können. Um die daraus resultierenden Interferenzmuster zu veranschaulichen, wird eine ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entstandene App vorgestellt. Hier können verschiedene Fälle simuliert werden, um so zum Verständnis über das Verhalten des Schallfeldes vor Wänden, Kanten und Ecken beizutragen.

Mit der in Kapitel 4 beschriebenen Messreihe im leeren Hallraum wird der Schalldruck und die Schallschnelle an einer orthogonal zur Raumkante stehenden Fläche abgetastet. Anhand der gemessenen Daten wird in Kapitel 5 analysiert, inwieweit sich die unter bestimmten Randbedingungen für diskrete Frequenzen berechneten Interferenzmuster der Simulation mit den unter realen Bedingungen in einem Raum aufgenommenen Messwerten decken. Durch Überlagerung der Interferenzmuster anhand eines Optimierungsverfahrens kann der Einfluss von Raummoden, welche in der Simulation nicht berücksichtigt werden, in der Auswertung minimiert werden, da absolute Pegel keine Rolle mehr spielen. So werden nur die Verläufe der Kurven und die relativen Unterschiede der Messpunkte zueinander isoliert betrachtet. Die Berechnung von absoluten Fehlern zeigt generell eine sehr gute Übereinstimmung mit Abweichungen von ca. 0,5 dB. Während dies für  $\langle p^2 \rangle$  über den gesamten gemessenen Frequenzbereich der Fall ist, ergibt sich für  $\langle v^2 \rangle$  eine Grenzfrequenz von 100 Hz, unterhalb derer die Fehler aufgrund der geringen Modendichte (siehe Abschnitt 4.2.1) markant ansteigen. Durch die Erhöhung der Bandbreite des Anregungssignals auf zwei Terzen bei tiefen Frequenzen kann dieser Effekt und damit die Abweichung der Messergebnisse von den Simulationen reduziert werden (siehe Abbildung 5.11).

Unter identischem Messaufbau werden verschiedene Kantenabsorberkonfigurationen in die Längskante des Hallraumes eingebracht, um deren Einfluss auf das Schallfeld messtechnisch zu erfassen. Aufgrund von Strömungseffekten ergibt sich eine Überhöhung der Schallschnelle innerhalb des Schlitzes im Kantenabsorber, weshalb bei der Auswertung nur die außerhalb davon gelegenen Messwerte berücksichtigt werden. In Kapitel 6 kann gezeigt werden, dass sich durch den Kantenabsorber eine generelle Absenkung des absoluten Schalldruck- und Schallschnellepegels ergibt, die zuvor analysierten Verläufe der Interferenzmuster aber weitgehend erhalten bleiben. Die Berechnung der absoluten Fehler zwischen den analytisch berechneten Kurven und den Messwerten zeigt eine Erhöhung im Vergleich zur Messung im leeren Raum. Trotzdem befinden sich die Medianwerte zum Großteil unter 1 dB, die für  $\langle v^2 \rangle$  sogar deutlich unter 1 dB. Aus der Betrachtung der frequenzabhängigen Dämpfung der Pegel resultieren vor allem im Hinblick auf einen Vergleich mit Interferenzmustern mehrere interessante Erkenntnisse. Zum einen zeigt sich, dass die  $x$ -Komponente von  $\langle v^2 \rangle$  die größte Dämpfung erfährt und somit einen wesentlichen Teil zur Effektivität von Kantenabsorbern beiträgt. Es ergibt sich ein Dämpfungsmaximum dieser Komponente, dessen Frequenz vor allem von der Querschnittsfläche des Absorbers abhängig ist. Mit der voll ausgefüllten Kantenabsorberkonfiguration ( $K = 1$ ) lässt sich somit eine wesentlich höhere Dämpfung bei tiefen Frequenzen erreichen. Zum anderen kann ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der

Position des Maximums der Interferenzmuster für  $\langle v^2 \rangle$  und der Dämpfung im entsprechenden Frequenzbereich erkannt werden. Befindet sich dieses Maximum in einem Bereich, in dem auch Absorptionsmaterial vorhanden ist, ergibt sich eine erhöhte Dämpfung für die jeweilige Kantenabsorberkonfiguration. Der Frequenzbereich, bei dem die daraus resultierende Überhöhung der Dämpfung vorliegt, lässt sich durch die Berechnung der Fläche unter der entsprechenden Kurve der Interferenzmuster über den mit Absorptionsmaterial belegten Bereich bestimmen (siehe Abbildung 6.24).

Der Zusammenhang der durch die Analyse der Pegeldämpfungen gemachten Beobachtungen mit der für die raumakustische Planung wesentlichen Nachhallzeit im Hallraum wird in Kapitel 7 analysiert. Durch die Berechnung der äquivalenten Absorptionsfläche pro Laufmeter des Kantenabsorbers  $A_{lfm}$  kann der Einfluss der Interferenzmuster in der Kante auf die Reduzierung der Nachhallzeit nachgewiesen werden. Während sich die absoluten Maxima für  $A_{lfm}$  an den Frequenzen der maximalen Dämpfung der  $x$ -Komponente von  $\langle v^2 \rangle$  befinden, lässt sich auch ein Bezug zu den Verläufen der zuvor integrierten theoretischen Interferenzkurven von  $\langle v^2 \rangle$  feststellen. Somit lässt sich sagen, dass für die Absorption von tiefen Frequenzen (hier unter 125 Hz) vor allem die Querschnittsfläche des Kantenabsorbers ausschlaggebend ist. Für mittlere Frequenzen hat die Position des Absorptionsmaterials in der Kante direkten Einfluss auf die Absorptionswirkung. Oberhalb von etwa 800 Hz lässt sich für den hier verwendeten Aufbau keine erhöhte Absorptionswirkung durch die Platzierung der Absorber in der Kante mehr feststellen.

### **Ausblick**

Die Resultate aus dieser Masterarbeit zeigen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen den Interferenzmustern in einer Kante und der Absorptionswirkung von Kantenabsorbern. Um diese Erkenntnisse in weiterführenden Arbeiten zu verifizieren und zu erweitern, seien hier abschließend noch einige Anmerkungen dazu aufgelistet.

Die in der App berechneten Interferenzmuster zeigen, dass die zugrunde liegenden Formeln aus [Waterhouse 1955] offensichtlich nicht fehlerfrei sind. Für den Fall der einzelnen ebenen Schallwelle (siehe Tabelle 3.1) ergibt sich vor einer Wand laut Berechnung beispielsweise ein maximaler Wert von 1 für  $\langle p^2 \rangle$ . Bei Betrachtung der physikalischen Gegebenheiten ließe sich allerdings der doppelte Wert erwarten. Der Formelapparat für den allseitigen Schalleinfall wurde mit der Veröffentlichung von [Waterhouse 1965] korrigiert (siehe Tabelle 3.2). Allerdings sind bei der Auswertung auch hier Inkonsistenzen erkennbar, wie Abbildung 3.4 g) und i) zeigen.  $\langle v^2 \rangle$  bzw.  $\langle E \rangle$  konvergiert hier nicht wie erwartet gegen 1. Neben der Korrektur dieser Fehler wäre auch eine Erweiterung der Formeln für die Analyse des Schallfeldes von Interesse. Die Berechnung der einzelnen Vektorkomponenten für  $\langle v^2 \rangle$  bei allseitigem Schalleinfall würde den Vergleich mit Messwerten unterstützen.

Auch in der App selbst gibt es Verbesserungsmöglichkeiten. Zum Zeitpunkt deren Entstehung war es nicht möglich den Text in der Benutzeroberfläche mit dem „*latex interpreter*“ darzustellen. Dies wird aller Wahrscheinlichkeit nach mit zukünftigen Updates möglich, wodurch Text und Symbole einheitlich dargestellt werden könnten. Weiters wäre es hilfreich, anstatt der allgemeinen Darstellung des Koordinatensystems und der Winkel, die aktuellen Einstellungen mit den jeweiligen Begrenzungsflächen dynamisch darzustellen (siehe Abbildung 3.6).

Anhand von Abbildung 5.11 kann gezeigt werden, dass sich eine zu geringe Anzahl von Raummoden in einem Frequenzband (siehe 63 Hz und 80 Hz Terzbänder) negativ auf die Übereinstimmung von Messung und Simulation der Interferenzmuster auswirkt. Als weiteres Kriterium dafür, unter welchen Voraussetzungen sich die berechneten Verläufe auch in Messungen widerspiegeln, könnte die Diffusität des Schallfeldes analysiert werden. Da die Diffusität bei tieferen Frequenzen abnimmt, lässt sich womöglich ein Grenzwert bestimmen, ab dem die resultierenden Fehler ansteigen.

Die Berechnung der absoluten Fehler beruht auf der Anpassung der Kurven durch die Bildung der kleinsten Fehlerquadrate (siehe Abschnitt 5.1). Durch dieses Optimierungsverfahren wird allerdings automatisch auch die Abweichung zwischen Simulation und Messung minimiert und somit verfälscht. Durch die Messung des asymptotischen Wertes des Schalldrucks und der Schallschnelle im Raum könnten die Kurven anhand dieses Wertes aufeinander ausgerichtet und somit zuverlässigere Ergebnisse erzielt werden. Dadurch wäre es beispielsweise auch möglich, die Fehler in Abhängigkeit vom Abstand zur Kante zu berechnen.

Da sämtliche Messungen von Interferenzmustern in dieser Arbeit an einer einzigen Position in der Längskante durchgeführt werden, ist es erforderlich, die resultierenden Zusammenhänge durch Messungen an verschiedenen Positionen in allen drei Raumkanten zu verifizieren. Nur so kann letztendlich eine allgemeingültige Aussage über den Einfluss von Interferenzmustern auf die Absorptionswirkung von Kantenabsorbern gemacht werden.

Aufgrund der Menge an Messwerten konzentriert sich diese Arbeit auf die Analyse entlang der Trajektorie mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$ . Vor allem im Hinblick auf die in Abbildung 6.24 abgebildeten Flächen unter den Interferenzkurven für  $\langle v^2 \rangle$  wäre es interessant, auch die anderen Trajektorien (hier  $0^\circ$  und  $22,5^\circ$ ) genauer zu betrachten. In diesem Zusammenhang wäre es von Vorteil, den Messbereich auf die gesamte Kante ( $67,5^\circ$  und  $90^\circ$ ) auszuweiten. Dadurch wäre es auch möglich, durch den Vergleich der Trajektorien bei  $0^\circ$  und  $90^\circ$  den Einfluss der Raumgeometrie darzustellen.

Um den Zusammenhang zwischen Pegeldämpfungen und den Flächen unter den Interferenzmustern für  $\langle v^2 \rangle$  zu präzisieren (siehe Abschnitt 6.3.4), wäre es von Vorteil den Frequenzbereich der Messung zu erweitern. Dadurch könnte auch das Maximum der Dämpfung bei 500 Hz analysiert werden (siehe Abbildung 6.24).

Einer der wesentlichen Aspekte für die Dimensionierung von Kantenabsorbern ist deren untere Grenzfrequenz. In dieser Arbeit kann gezeigt werden, dass hier ein eindeutiger Zusammenhang zu der Absorberquerschnittsfläche besteht (siehe Abschnitt 6.3.3). Um diesen Zusammenhang allerdings zu quantifizieren, bedarf es der Messung weiterer Kantenabsorberkonfigurationen bzw. mehrerer Messungen entlang einer Kante.

Ein Vergleich der hier ermittelten äquivalenten Absorptionsfläche pro Laufmeter für Konfiguration 1 (siehe Abbildung 7.4) mit der aus [Reisinger 2019, S.74] zeigt, dass sich die Resonanzabsorber im Hallraum kaum auf die resultierenden Werte auswirken. Während bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit zwei Resonanzabsorber im Hallraum vorhanden waren (siehe Anhang A), wurden für die Messungen in [Reisinger 2019] alle entfernt. Durch die kürzere Nachhallzeit kann die in dieser Arbeit relativ lang gewählte Dauer der Messungen und damit der Messaufwand reduziert werden.

Abschließend sei noch mal erwähnt, dass die hier gemachten Betrachtungen der Interferenzerscheinungen in Kanten die Eigenmoden des Raumes weitgehend ausblenden. Die in [Reisinger 2019] und [Santer 2021] analysierte Verteilung der Raummoden zeigen einen zumindest ebenso starken Zusammenhang mit der Absorptionswirkung von Kantenabsorbern wie die Verläufe der Interferenzmuster. Daher kann eine genaue funktionale Beschreibung, und in weiterer Folge Berechnung akustischer Parameter, nur durch die Einbeziehung beider Ansätze erfolgen.

## 9 Literaturverzeichnis

[Allison 1974] ALLISON Roy F.: *The Influence of Room Boundaries on Loudspeaker Power Output*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.22 Nr.5 1974

[Amcoustics] <https://amcoustics.com/tools/amroc?l=834&w=599&h=490&fo=150&fu=30&r60=25> (abgerufen am 15.4.2021)

[Balint 2016] BALINT Jamilla: *Gedanken zu Absorptionsgraden sowie Kantenabsorbieren*. Technische Universität Graz, 2016

[Cox, D'Antonio 2017] COX Trevor, D'ANTONIO Peter: *Acoustic Absorbers and Diffusers – Theory, Design and Application*. CRC Press, Boca Raton, 2017

[Desart] DESART Eric: *Playing with Baffles*. <https://www.digistar.cl/Forum/download/file.php?id=406> (abgerufen am 26.7.2021)

[Dickreiter 1997] DICKREITER Michael: *Handbuch der Tonstudioteknik – Band 1*. K.G. Saur, München, 1997

[Fuchs et al. 2011] FUCHS Helmut V., LAMPRECHT Janna, ZHA Xueqin. *Zur Steigerung der Wirkung passiver Absorber: Schall in Raumkanten schlucken*. Gesundheits-Ingenieur – Haustechnik – Bauphysik - Umwelttechnik 132 Heft 5, 2011

[Fuchs et al. 2012] FUCHS Helmut V., LAMPRECHT Janna, ZHA Xueqin: *Lärmbekämpfung in Bildungsstätten: Kantenabsorber für besseres Verstehen und Lernen*. Gesundheits-Ingenieur Jg.132 Nr.5, 2011

[Fuchs 2013] FUCHS Helmut V.: *Applied Acoustics: Concepts, Absorbers, and Silencers for Acoustical Comfort and Noise Control*. Springer Verlag, Berlin, 2013

[Geigl 2004] GEIGL Markus: *Messung an mikroperforierten Folien im Hallraum*. Technische Universität Graz, 2004

[Gervais 2011] GERVAIS Rod: *Home Recording Studio – Build it like the Pros*. Course Technology – Cengage Learning, Boston, 2011

[GIK 1] <https://gikacoustics.de/produkte/gik-acoustics-soffit-bassfalle/> (abgerufen am 27.6.2021)

[GIK 2] <https://gikacoustics.de/produkte/gik-acoustics-tritrap/> (abgerufen am 27.6.2021)

[GIK 3] *Wie Bassfallen funktionieren*. <https://gikacoustics.de/wie-bassfallen-funktionieren/> (abgerufen am 29.6.2021)

[Graber 2009] GRABER Gerhard: *Digitale Audiotechnik I VO Version 8.3*. Technische Universität Graz, 2009

[Hofa] <https://hofa-akustik.de/akustikmodule/basstraps/> (abgerufen am 27.6.2021)

- [ISO 266] ISO 266-1997: *Akustik – Normfrequenzen*. Österreichisches Normungsinstitut, Wien, 1997
- [ISO 354] ISO 354-2003: *Akustik – Messung der Schallabsorption in Hallräumen*. Österreichisches Normungsinstitut, Wien, 2003
- [ISO 3741] ISO 3741-2010: *Akustik - Bestimmung der Schalleistungs- und Schallenergiepegel von Geräuschquellen aus Schalldruckmessungen - Hallraumverfahren der Genauigkeitsklasse 1*. Österreichisches Normungsinstitut, Wien, 2010
- [ITA Toolbox] ITA Toolbox – Erweiterung für MATLAB, <https://www.ita-toolbox.org/> (abgerufen am 23.2.2021)
- [Jacobsen 1982] JACOBSEN F.: *Decay Rates and Wall Absorption at Low Frequencies*. Journal of Sound and Vibration 81(3), 1982
- [Jäcker-Cüppers 2015] JÄCKER-CÜPPERS M.: *Konzepte für einen besseren Lärmschutz in Schulen und Kindergärten*. <http://docplayer.org/63462446-Konzepte-fuer-einen-besseren-laermschutz-in-schulen-und-kindertagesstaetten-m-jaecker-cueppers-stellv-vorsitzender-des-arbeitsrings-laerm-der-dega-ald.html> (abgerufen am 29.6.2021)
- [Kaiser, Wutti 2013] KAISER Stefan, WUTTI Mathias: *Kalibrierung von pv-Sonden*. Technische Universität Graz, 2013
- [Kath et al. 1964] KATH U., Kuhl W.: *Einfluss von Streufläche und Hallraumdimensionen auf den gemessenen Schallabsorptionsgrad*. Acoustica, 1961
- [Kurz et al. 2021] KURZ Eric, GRABER Gerhard, WESELAK Werner: *Systematische Untersuchungen zur Funktionsweise des Kantenabsorbers als "Modenbremse"*. e & i Elektrotechnik und Informationstechnik, Heft 3, Springer Wien New York, 2021
- [Kuttruff 2000] KUTTRUFF Heinrich: *Room Acoustics*. Spon Press, Abingdon, 2000
- [London 1941] LONDON Albert: *Methods for determining Sound Transmission Loss in the Field*. Journal of Research of the National Bureau of Standards Vol.26, 1941
- [Maa 1988] MAA Dah-You: *Sound power emission in reverberation chambers*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.83 Nr.4, 1988
- [Mackie] Bedienungsanleitung für SRM 1850 [https://mackie.com/sites/default/files/PRODUCT%20RESOURCES/MANUALS/Owners\\_Manuals/SRM1850\\_2850\\_OM.pdf](https://mackie.com/sites/default/files/PRODUCT%20RESOURCES/MANUALS/Owners_Manuals/SRM1850_2850_OM.pdf) (abgerufen am 2.3.2021)
- [Meier 2000] MEIER Andreas: *Die Bedeutung des Verlustfaktors bei der Bestimmung der Schalldämmung im Prüfstand*. Shaker Verlag, Aachen, 2000
- [Microflown Datenblatt] Datenblatt für Microflown pv-Sonde, 2012
- [Microflown Ebook] DE BREE Hans-Elias: *The Microflown E-Book*. <https://www.microflown.com/resources/e-books/e-book-the-microflown-e-book> (abgerufen am 13.5.2021)

- 
- [Möser 2009] MÖSER Michael: *Technische Akustik*. Springer Verlag, Berlin, 2009
- [Peters 2018] PETERS Benedikt: *Raumakustische Sanierungen mittels Kantenabsorber und herkömmlicher Methodik im Vergleich*. Technische Universität Graz, 2018
- [Reisinger 2019] REISINGER Daniel: *Entwicklung und Messung von Kantenabsorbern*. Technische Universität Graz, 2019
- [RME] Bedienungsanleitung für RME UCX, [https://www.rme-audio.de/downloads/fface\\_ucx\\_d.pdf](https://www.rme-audio.de/downloads/fface_ucx_d.pdf) (abgerufen am 2.3.2021)
- [Santer 2021] SANTER Christoph: *Messung und Berechnung von Kantenabsorbern*. Technische Universität Graz, 2021
- [Schaumstoffdiscounter] [https://www.der-schaumstoffdiscounter.de/epages/61456034.sf/de\\_DE/?ObjectPath=/Shops/61456034/Products/E1100420420](https://www.der-schaumstoffdiscounter.de/epages/61456034.sf/de_DE/?ObjectPath=/Shops/61456034/Products/E1100420420) (abgerufen am 15.6.2021)
- [Späh 1995] SPÄH M.: *Verbund-Platten-Resonatoren für tiefe Frequenzen in kleinen Räumen*. Technische Universität Graz, 1995
- [Waterhouse 1955] WATERHOUSE Richard V.: *Interference Patterns in Reverberant Sound Fields*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.27 Nr.2, 1955
- [Waterhouse 1958] WATERHOUSE Richard V.: *Output of a Sound Source in a Reverberation Chamber and other Reflecting Environments*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.30 Nr.1, 1958
- [Waterhouse 1965] WATERHOUSE Richard V.: *Interference Patterns in Reverberant Sound Fields II*. J. Acoust. Soc. Am. Vol.37 Nr.3, 1955
- [Weselak 2013] WESELAK Werner: *Technische Akustik VO Version 9.0*. Technische Universität Graz, 2013



## 10 Anhang A: Fotos des Messaufbaus im Hallraum

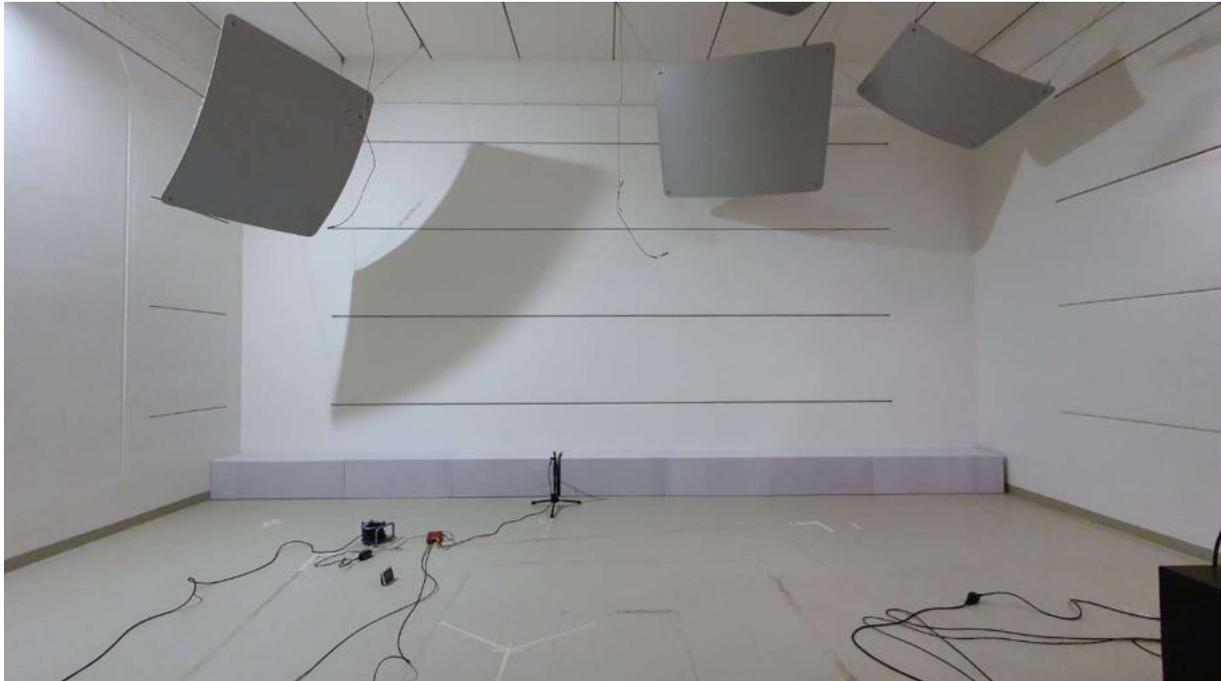


Abbildung 10.1: Aufbau im Hallraum mit Blick auf die Ost-Wand



Abbildung 10.2: Aufbau im Hallraum mit Blick auf die Süd-Wand

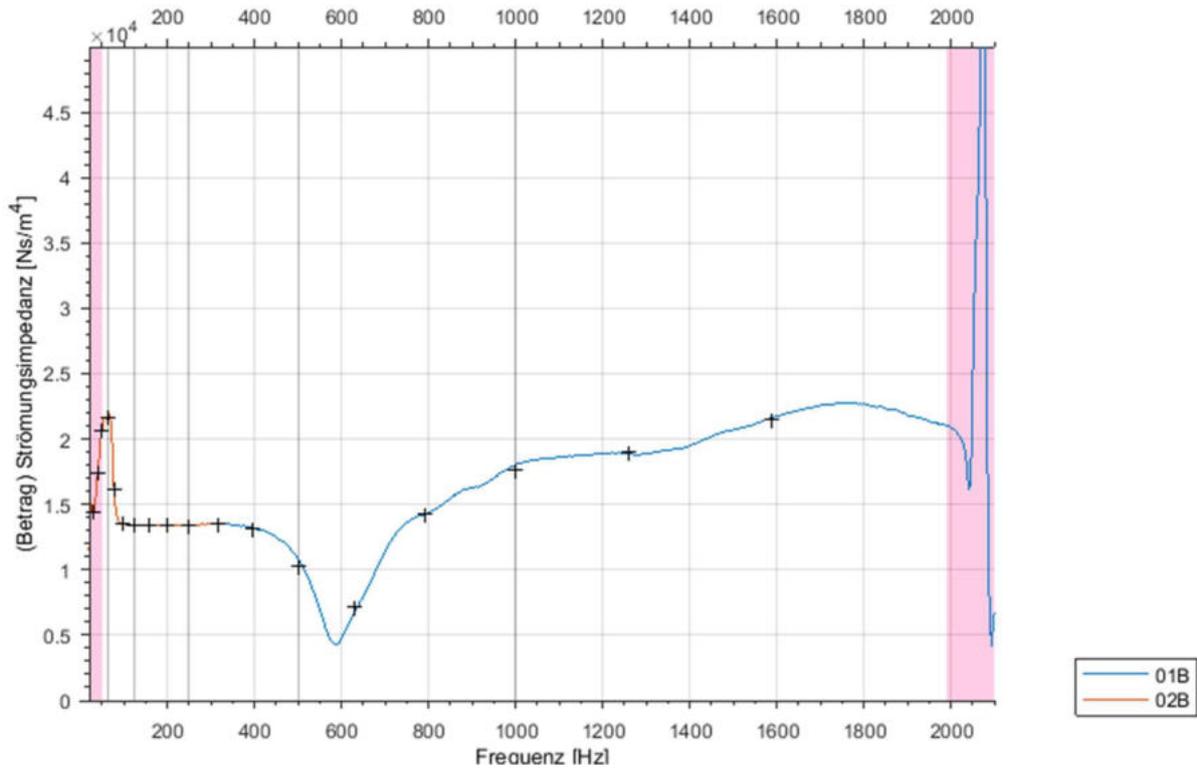


**Abbildung 10.3:** Aufbau im Hallraum mit Blick auf die West-Wand



**Abbildung 10.4:** Aufbau im Hallraum mit Blick auf die Nord-Wand

# 11 Anhang B: Strömungsimpedanz Melaminharzschaum



**Abbildung 11.1:** Strömungsimpedanz des in dieser Arbeit verwendeten Melaminharzschaums (gemessen im Impedanzrohr)



# 12 Anhang C: Messergebnisse

## 12.1 Interpoliertes Schallfeld in der leeren Kante

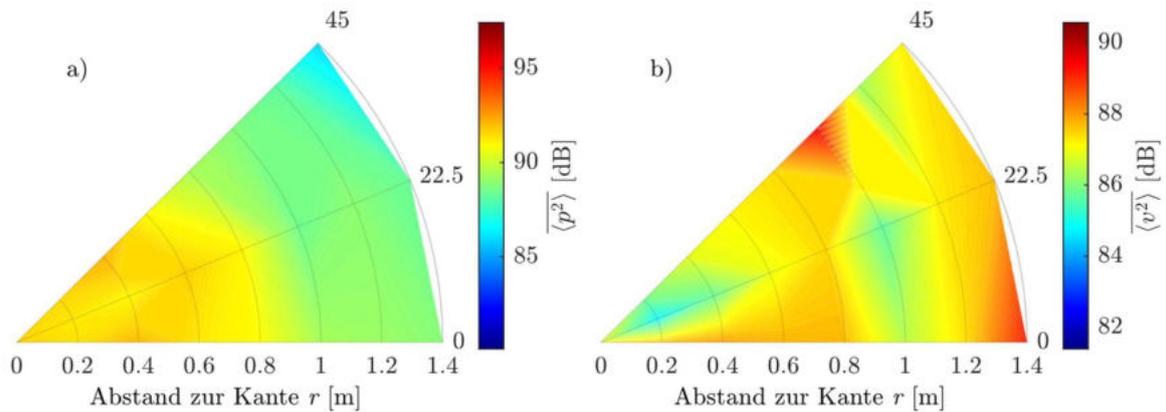


Abbildung 12.1: Interpoliertes Schallfeld im 71 Hz Doppelterzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$

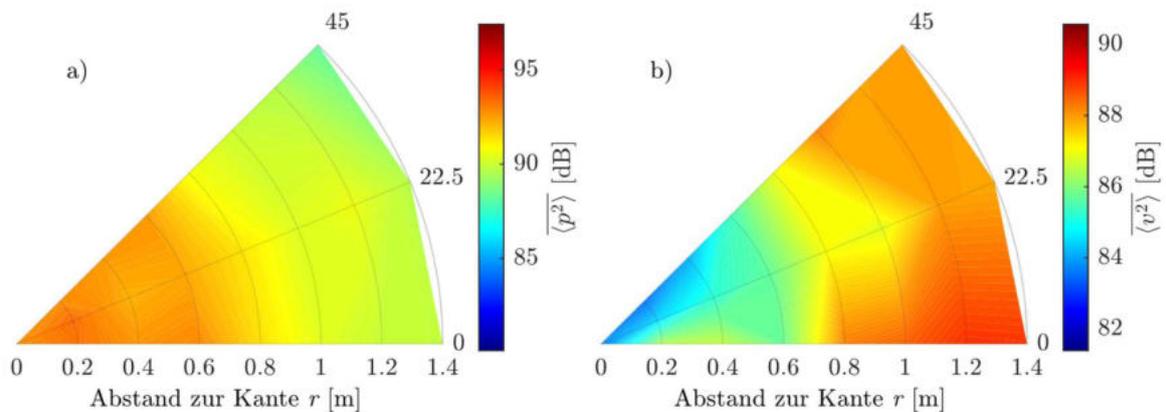
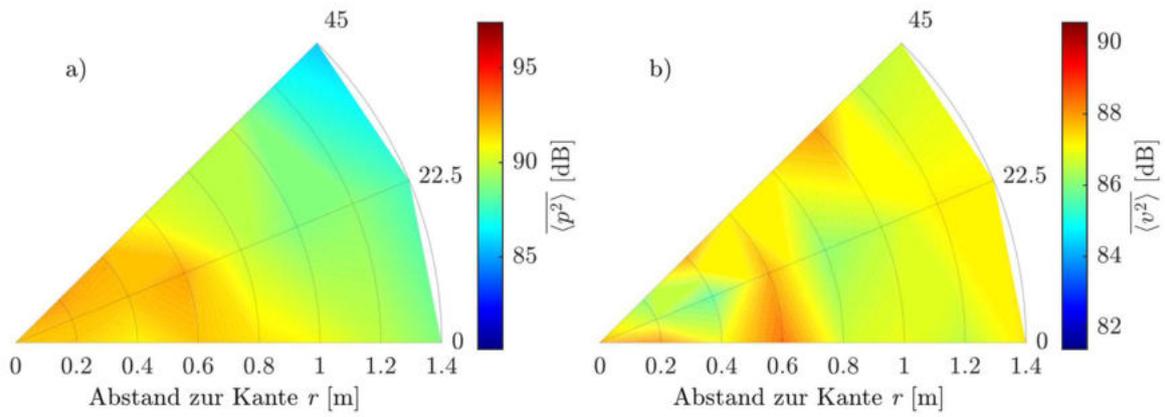
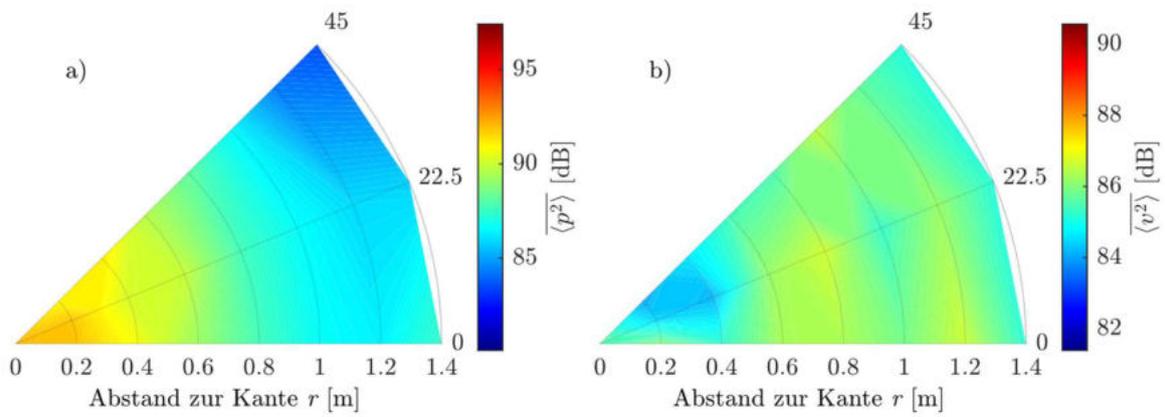


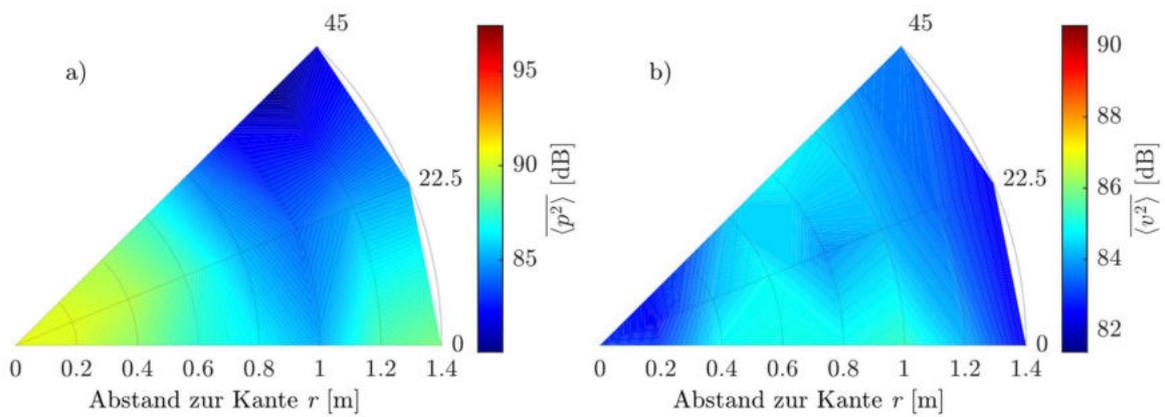
Abbildung 12.2: Interpoliertes Schallfeld im 63 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



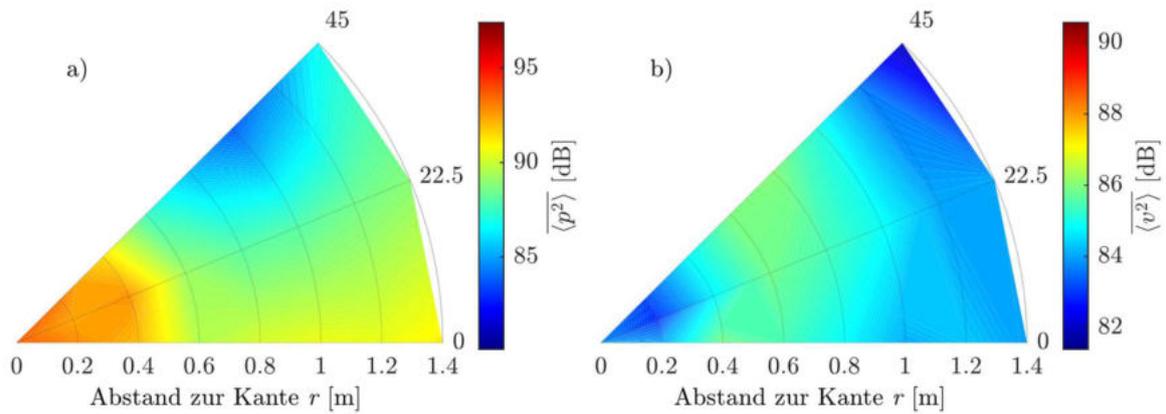
**Abbildung 12.3:** Interpoliertes Schallfeld im 80 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



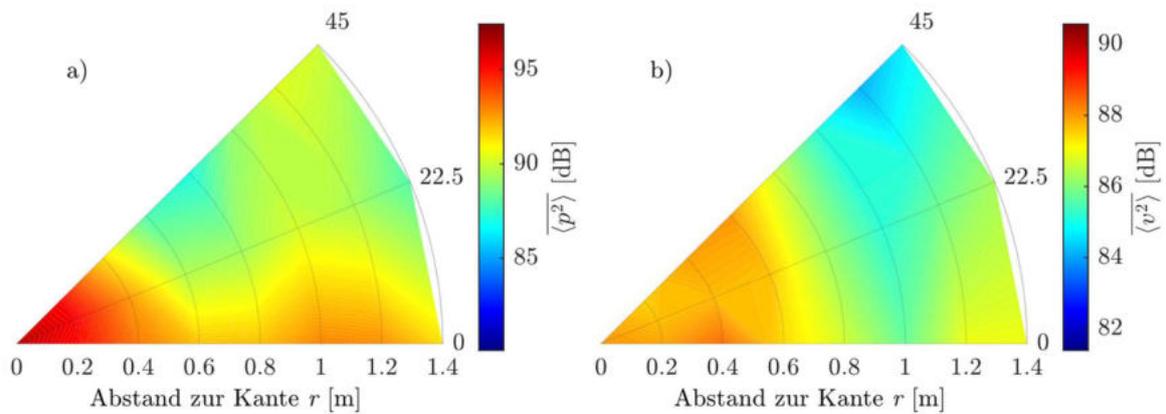
**Abbildung 12.4:** Interpoliertes Schallfeld im 100 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



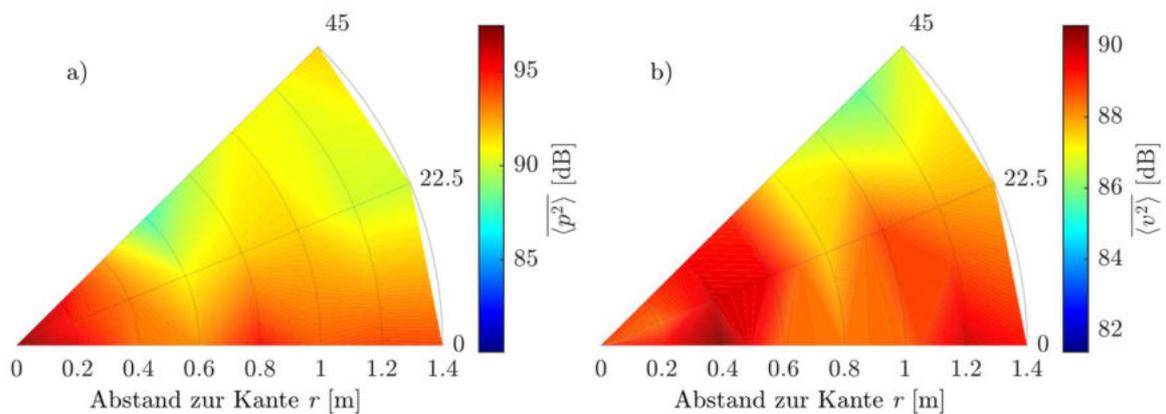
**Abbildung 12.5:** Interpoliertes Schallfeld im 125 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



**Abbildung 12.6:** Interpoliertes Schallfeld im 160 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



**Abbildung 12.7:** Interpoliertes Schallfeld im 200 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$



**Abbildung 12.8:** Interpoliertes Schallfeld im 250 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$

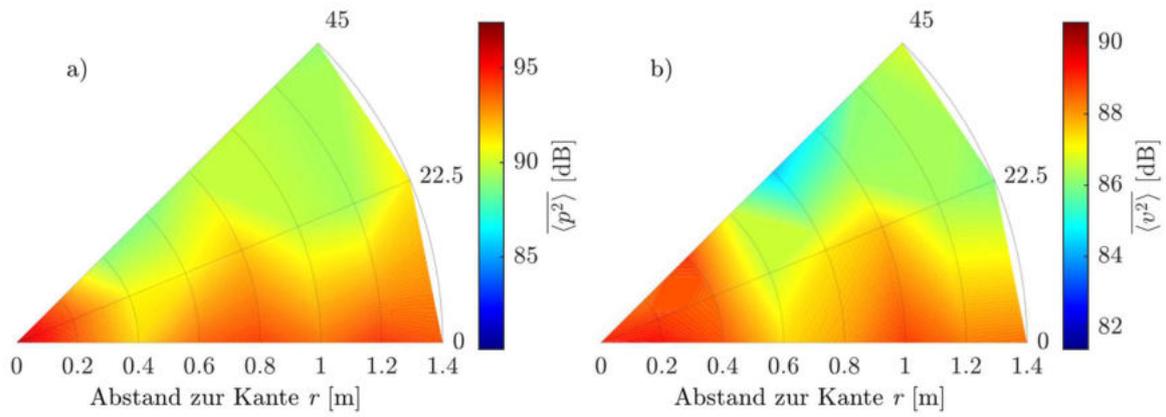


Abbildung 12.9: Interpoliertes Schallfeld im 315 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$

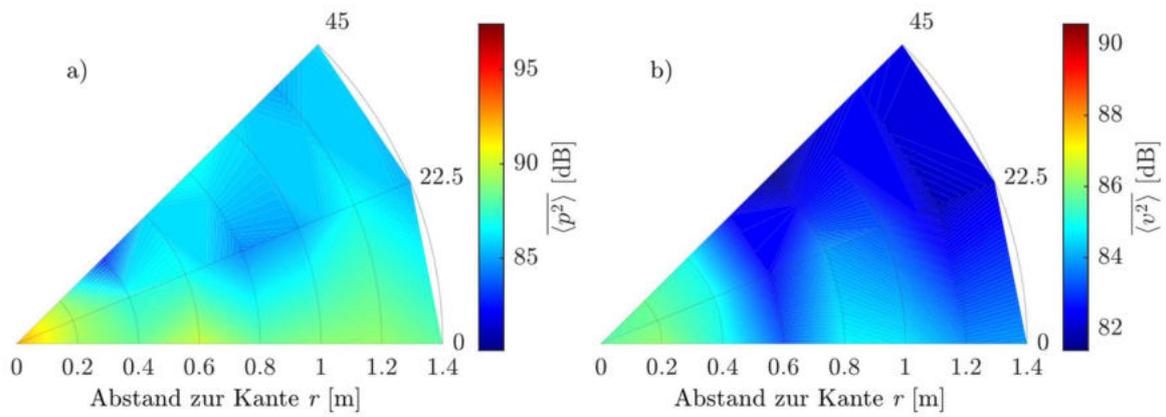
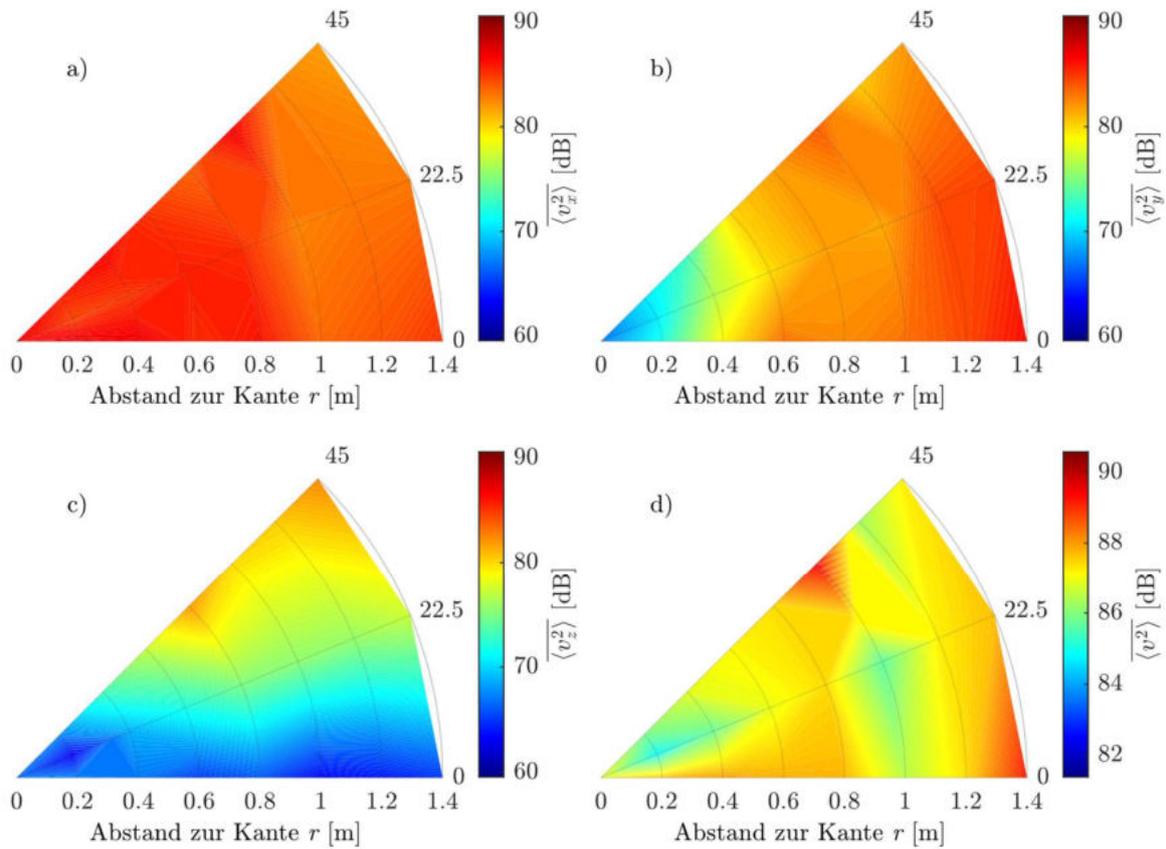
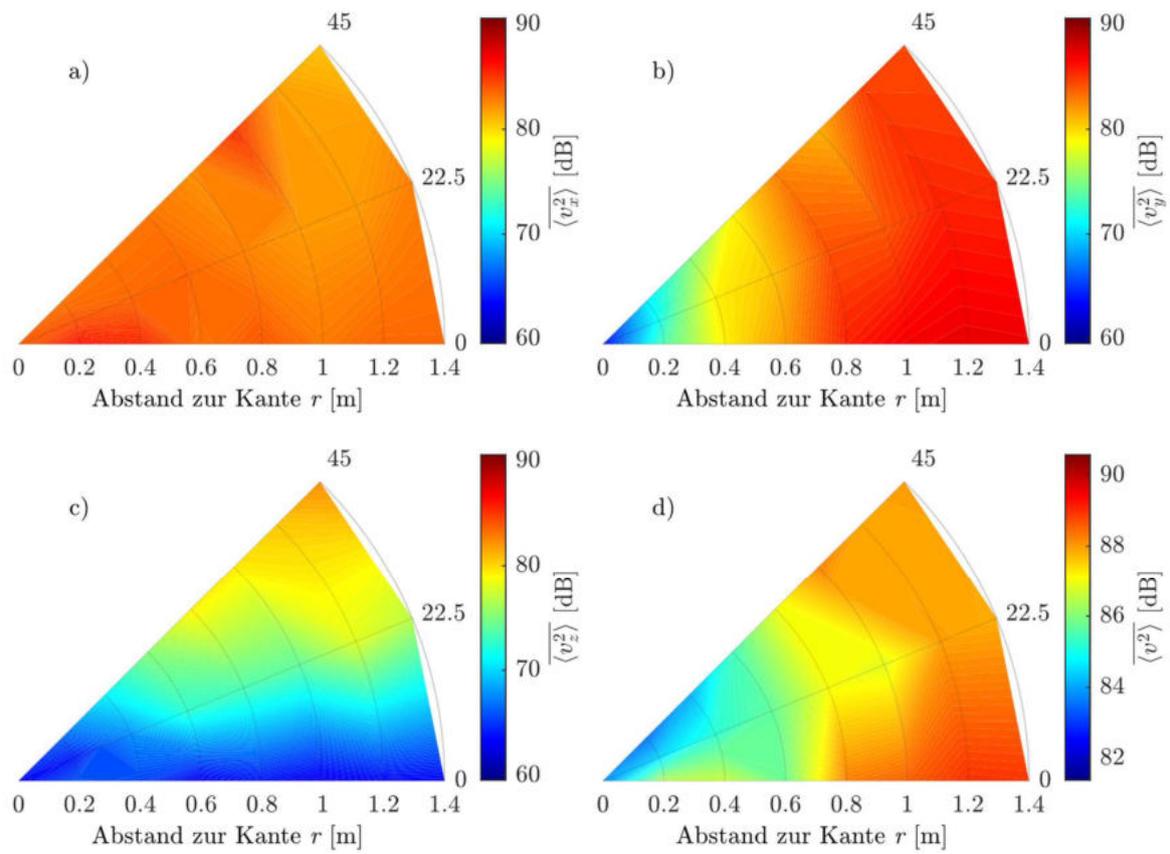


Abbildung 12.10: Interpoliertes Schallfeld im 400 Hz Terzband für a)  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  und b)  $\overline{\langle v^2 \rangle}$

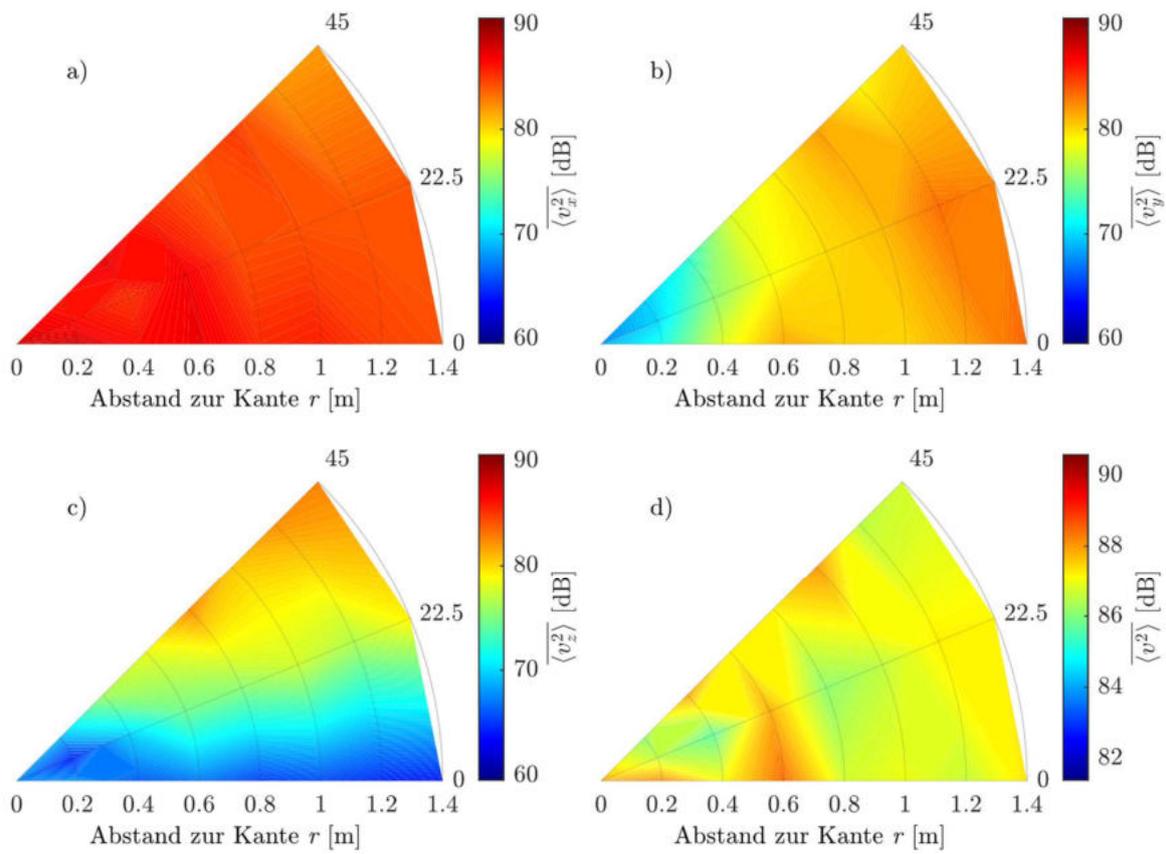
## 12.2 Interpolierte Schnellelemente in der leeren Kante



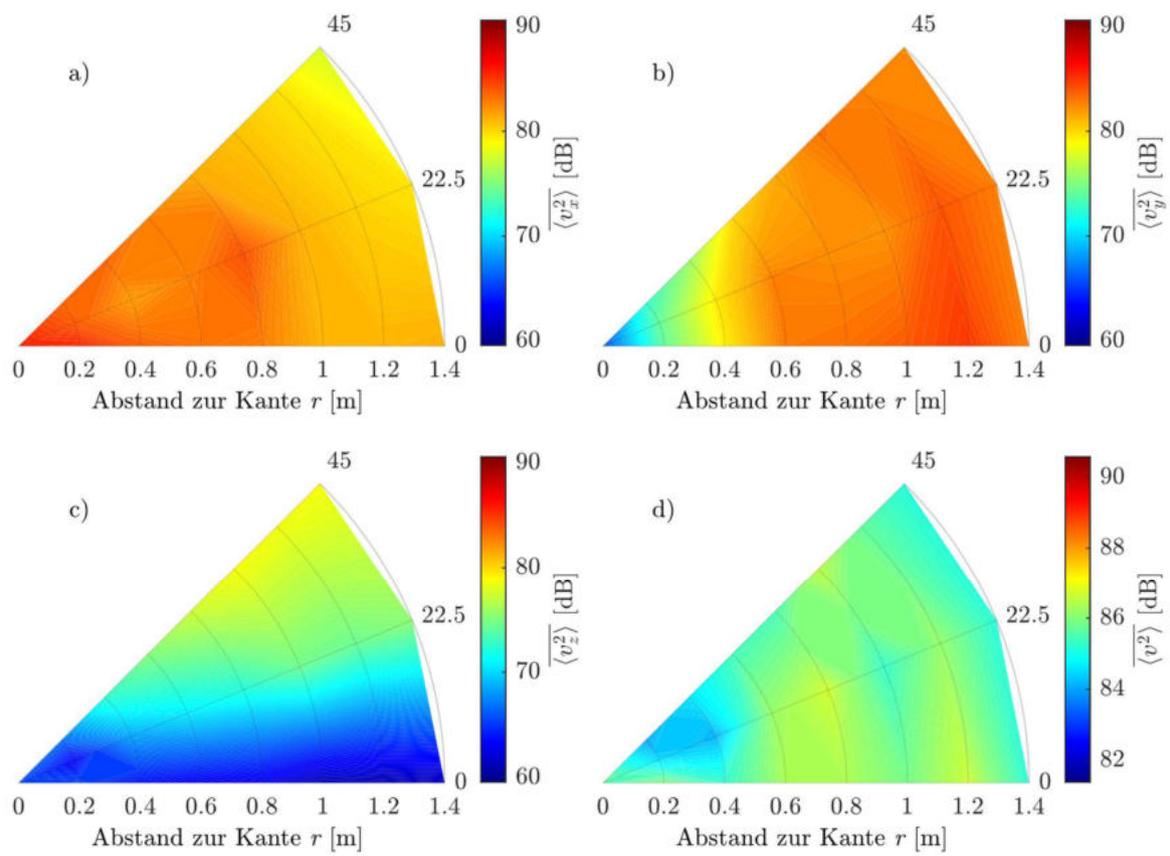
**Abbildung 12.11:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 71 Hz Doppelterband



**Abbildung 12.12:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 63 Hz Terzband



**Abbildung 12.13:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 80 Hz Terzband



**Abbildung 12.14:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 100 Hz Terzband

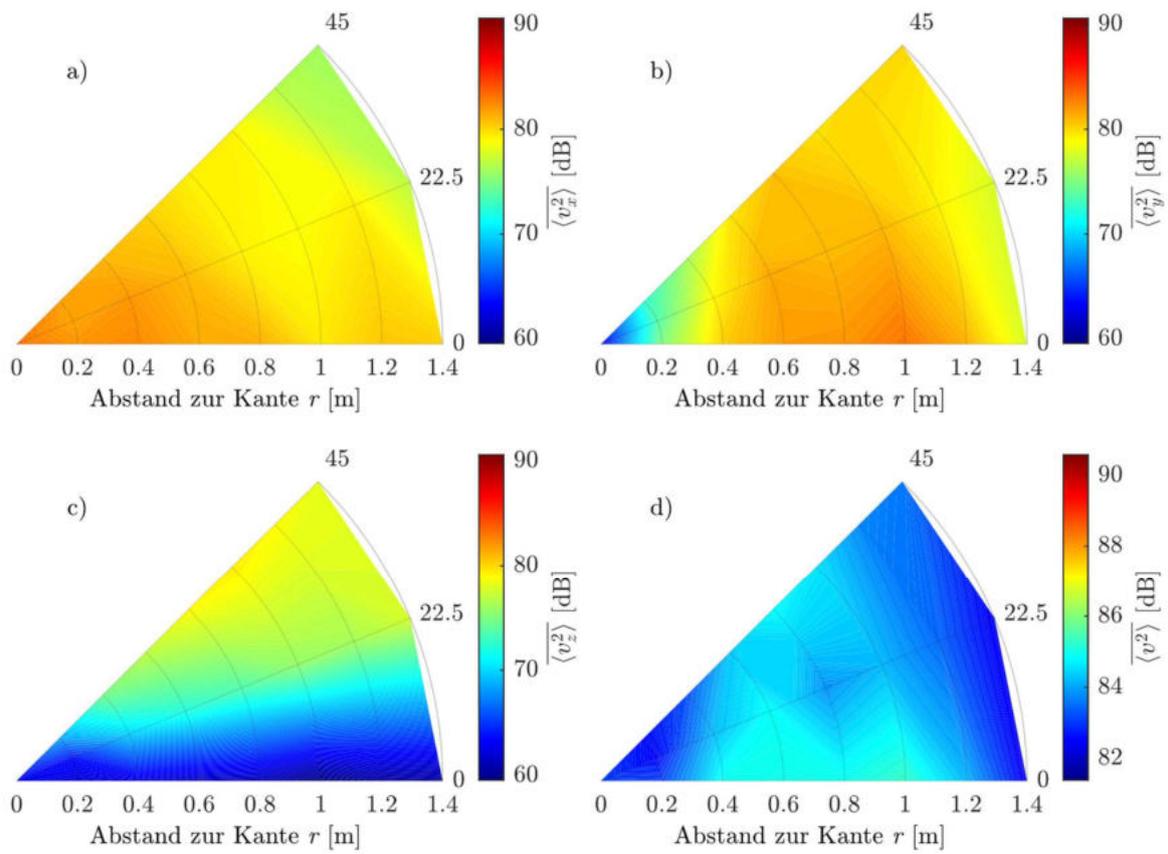
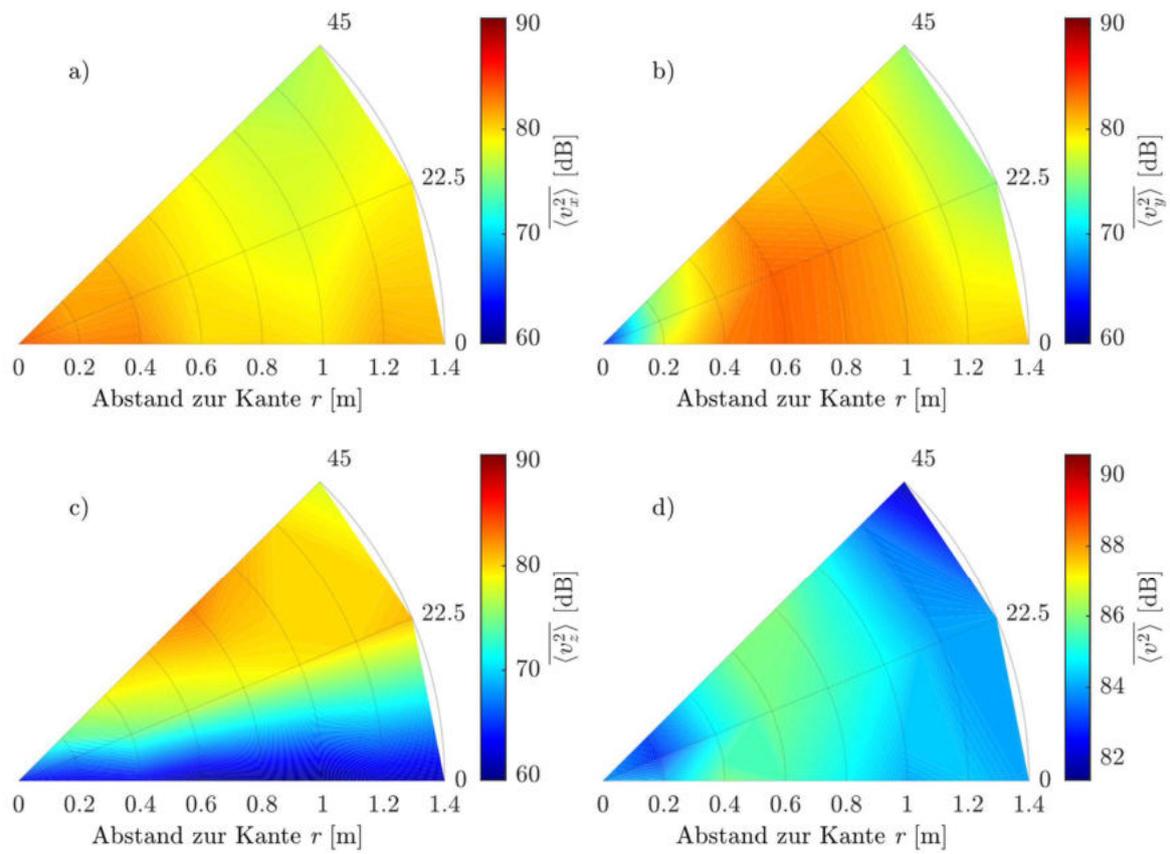


Abbildung 12.15: Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 125 Hz Terzband



**Abbildung 12.16:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 160 Hz Terzband

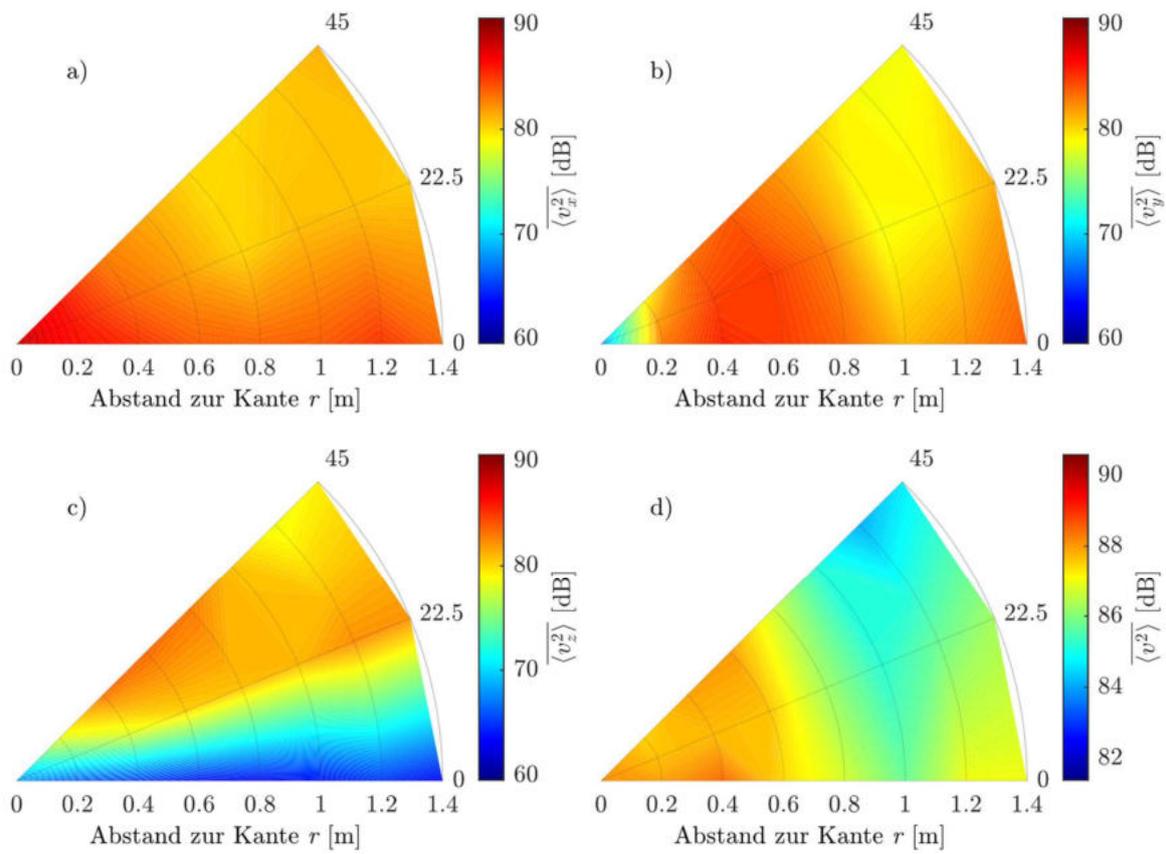
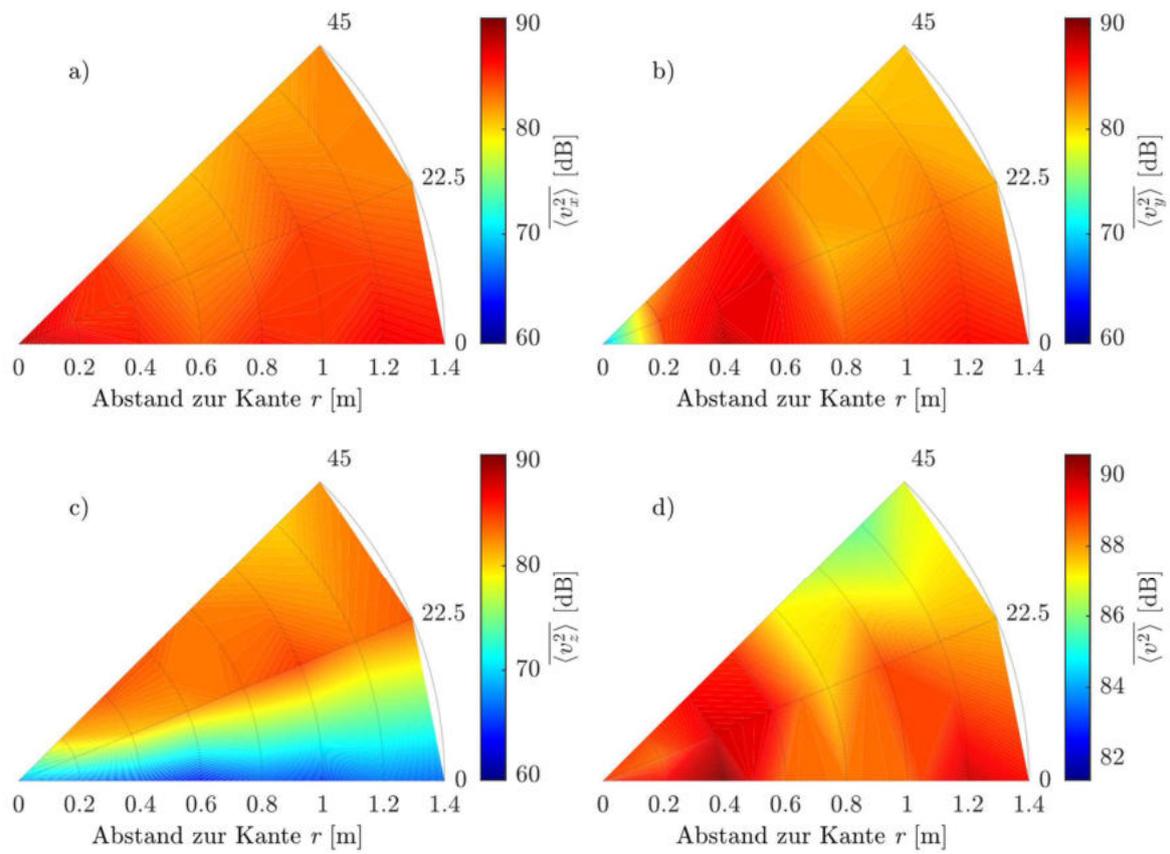
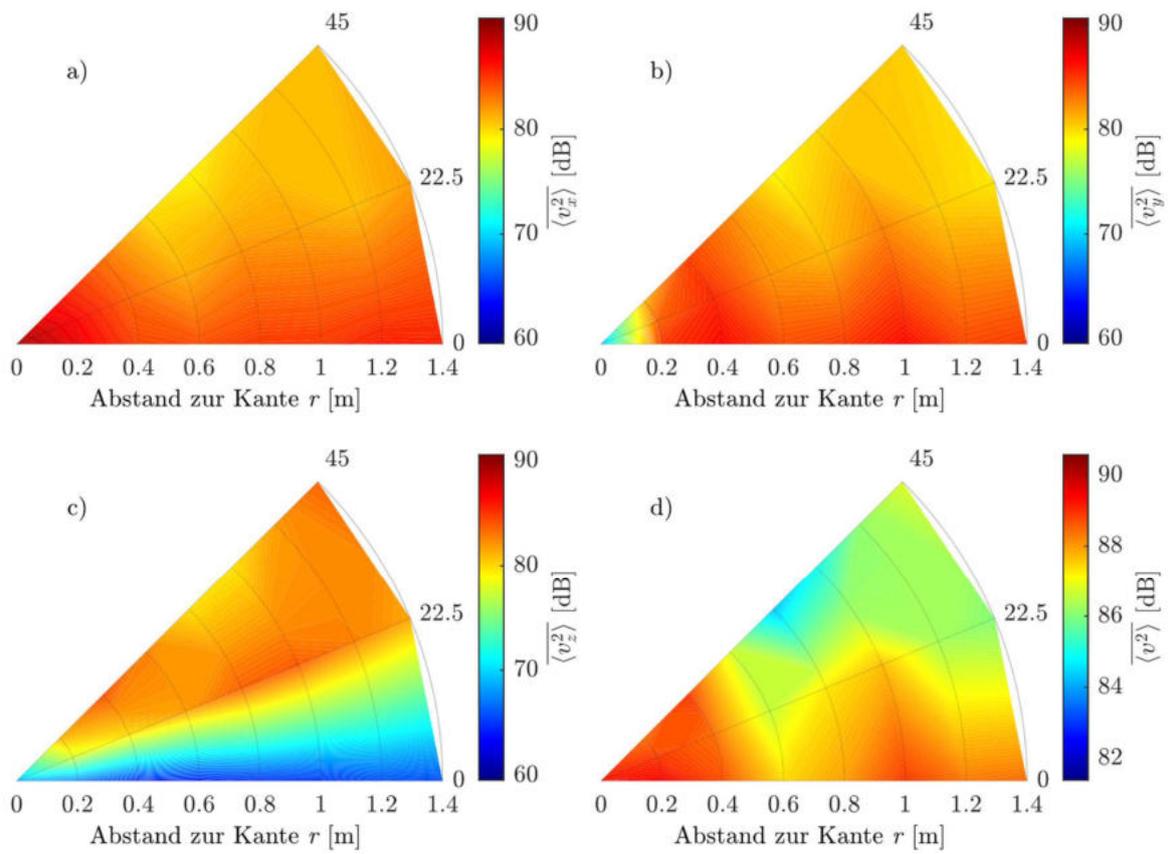


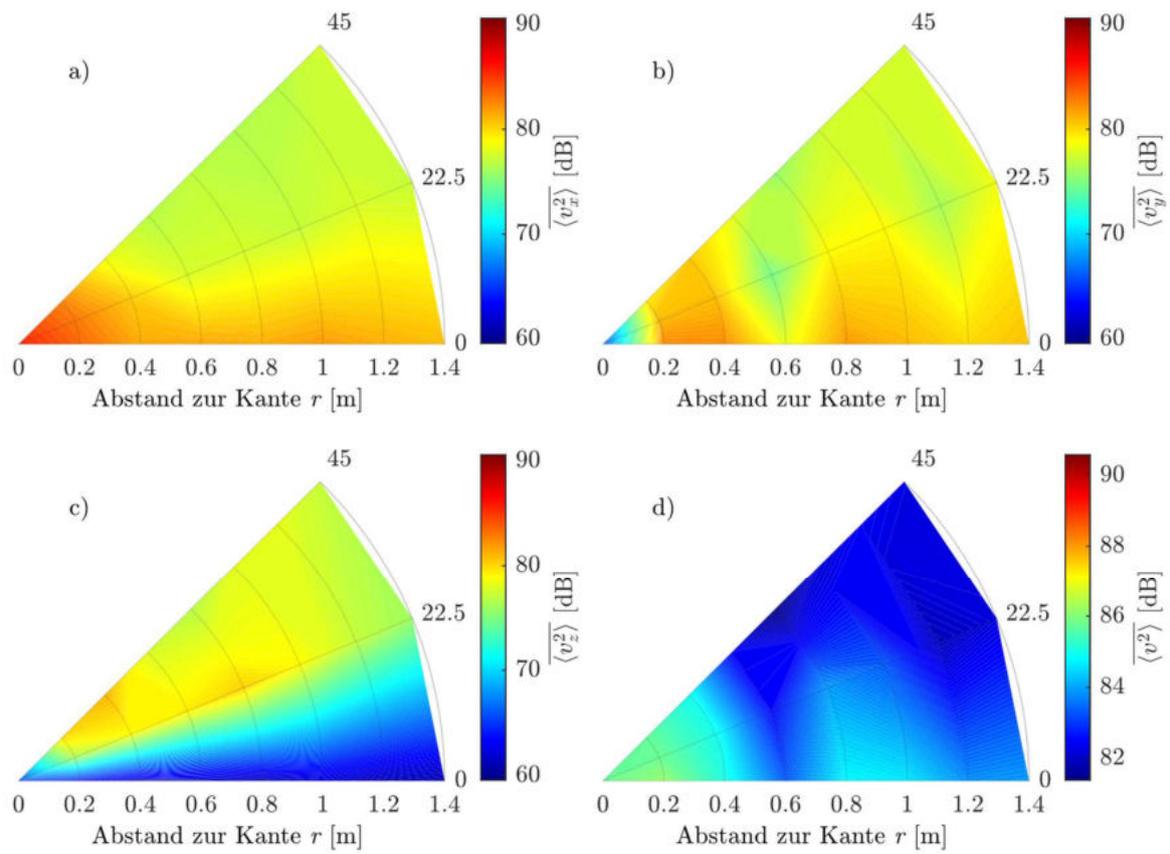
Abbildung 12.17: Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 200 Hz Terzband



**Abbildung 12.18:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 250 Hz Terzband



**Abbildung 12.19:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 315 Hz Terzband



**Abbildung 12.20:** Darstellung der einzelnen Komponenten von  $\langle v^2 \rangle$  in der Kante für das 400 Hz Terzband

## 12.3 Pegelvergleich der Kantenabsorberkonfigurationen

Alle dargestellten Messungen gelten für die Trajektorie mit dem Winkel  $\phi = 45^\circ$ . Die grau hinterlegte Fläche kennzeichnet den vom Kantenabsorber belegten Bereich für die Konfigurationen 1 und 2.

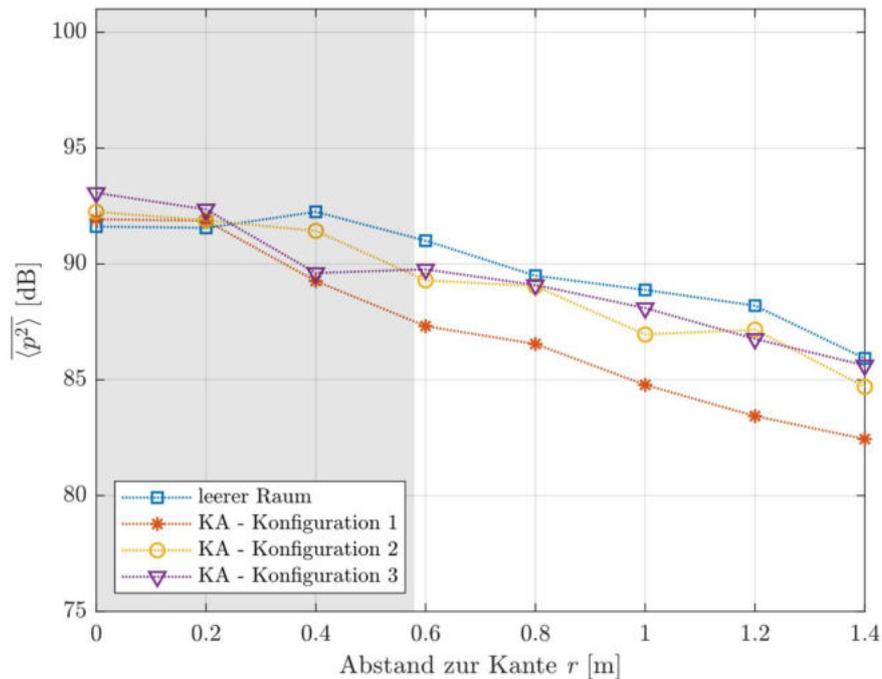


Abbildung 12.21:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 71 Hz Doppelterzband

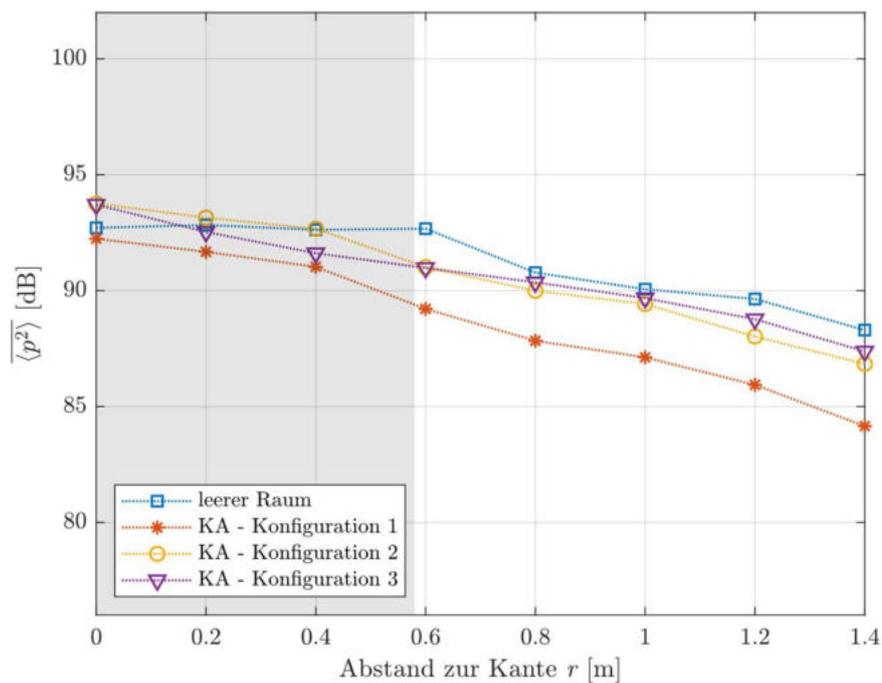


Abbildung 12.22:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 63 Hz Terzband

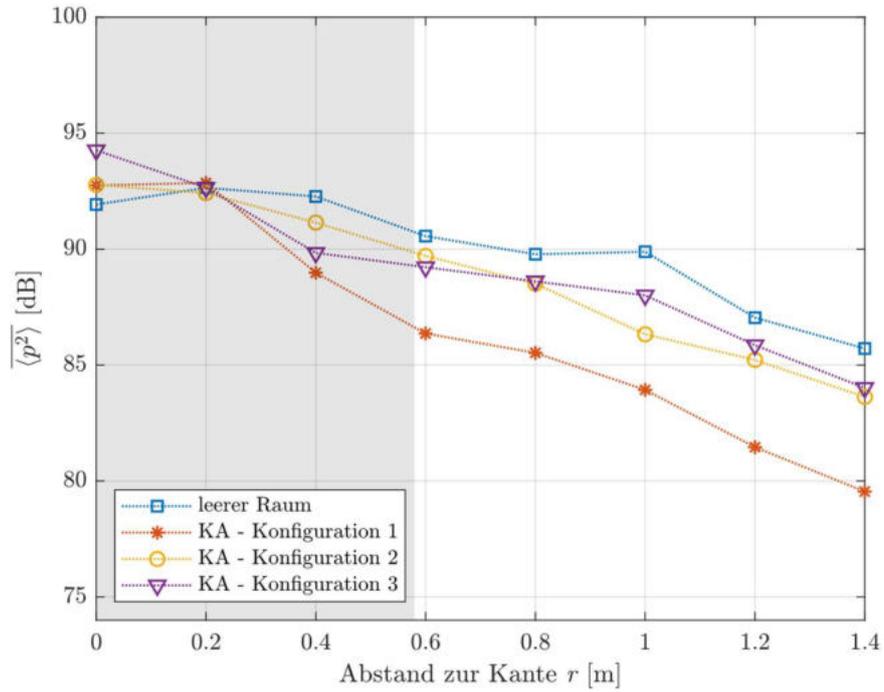


Abbildung 12.23:  $\langle p^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 80 Hz Terzband

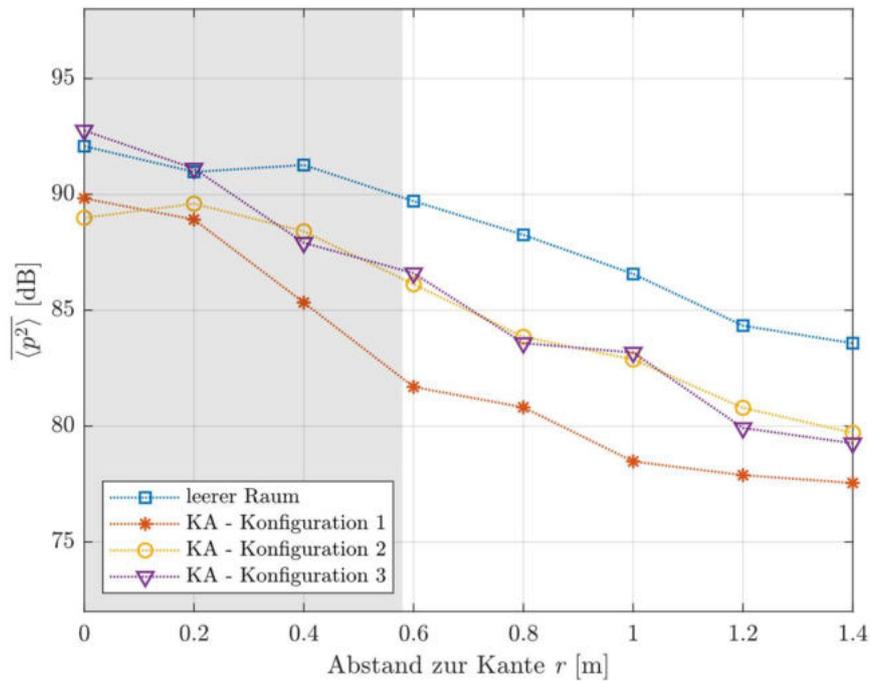


Abbildung 12.24:  $\langle p^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 100 Hz Terzband

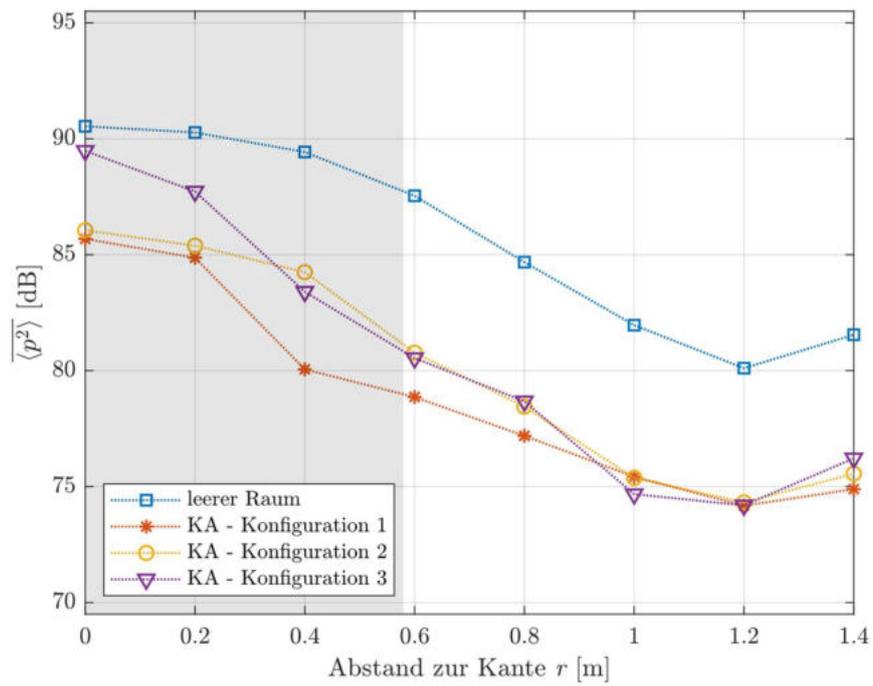


Abbildung 12.25:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 125 Hz Terzband

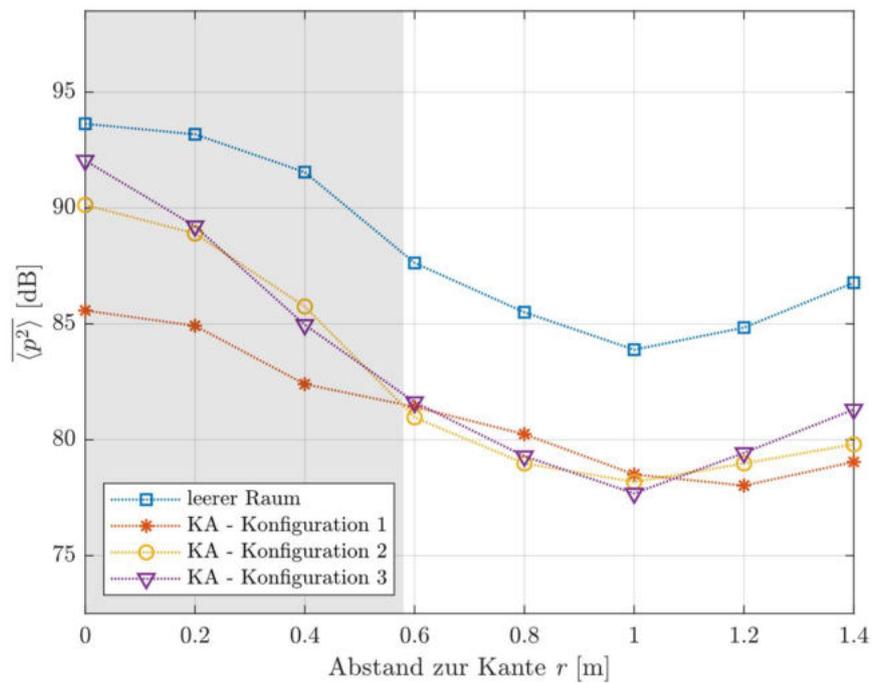


Abbildung 12.26:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 160 Hz Terzband

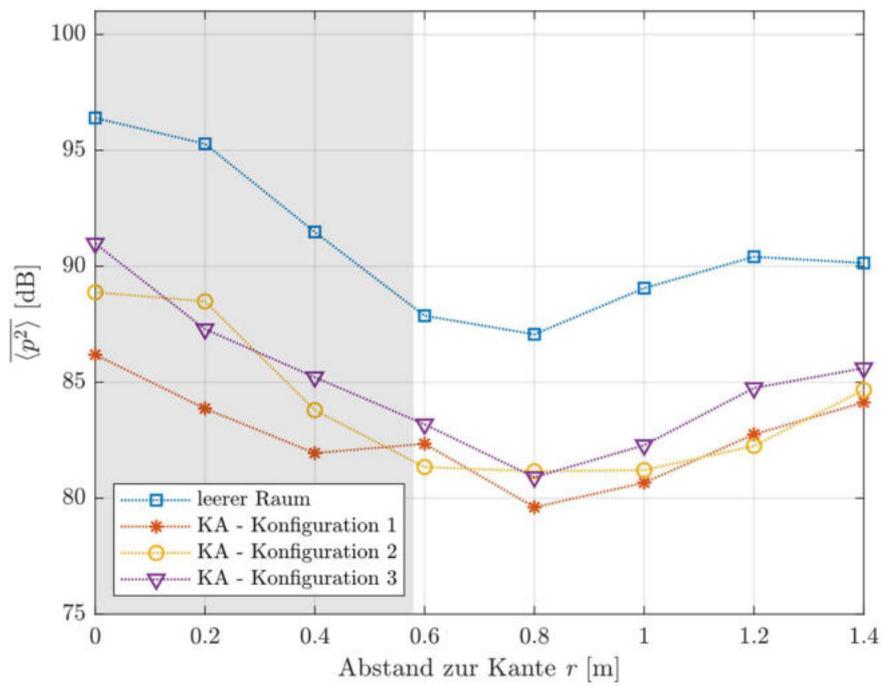


Abbildung 12.27:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 200 Hz Terzband

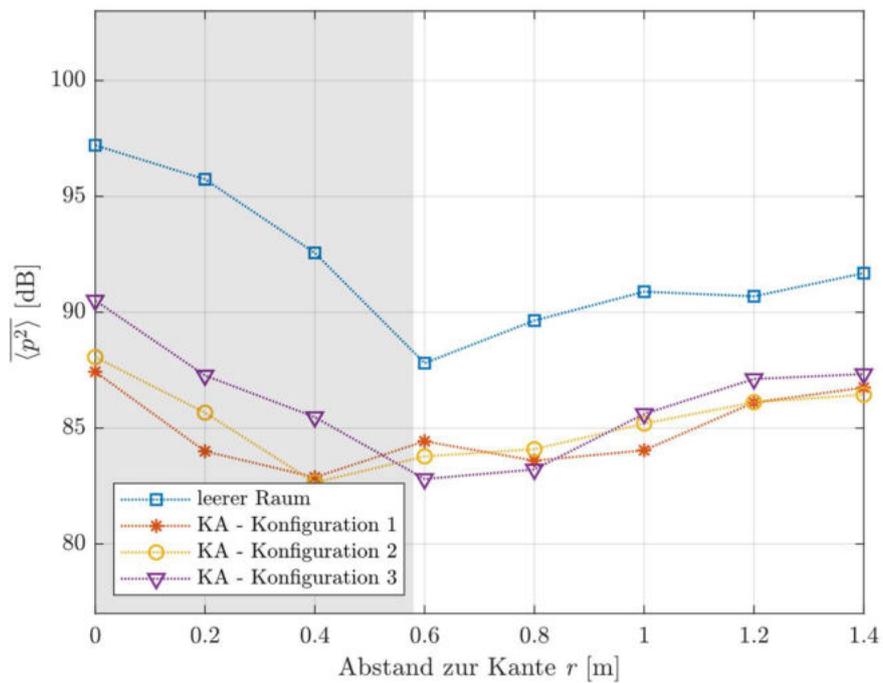


Abbildung 12.28:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 250 Hz Terzband

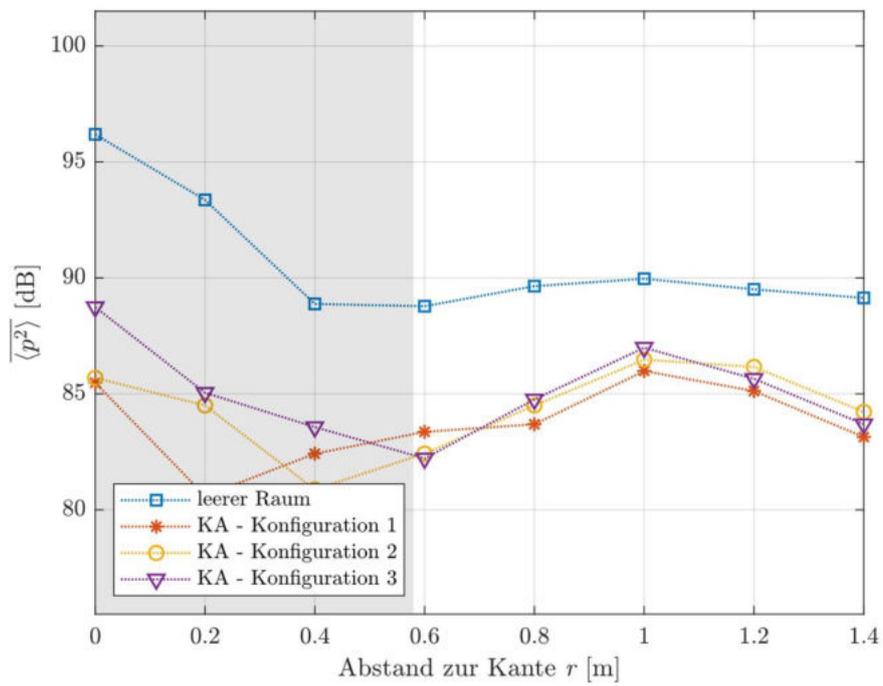


Abbildung 12.29:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 315 Hz Terzband

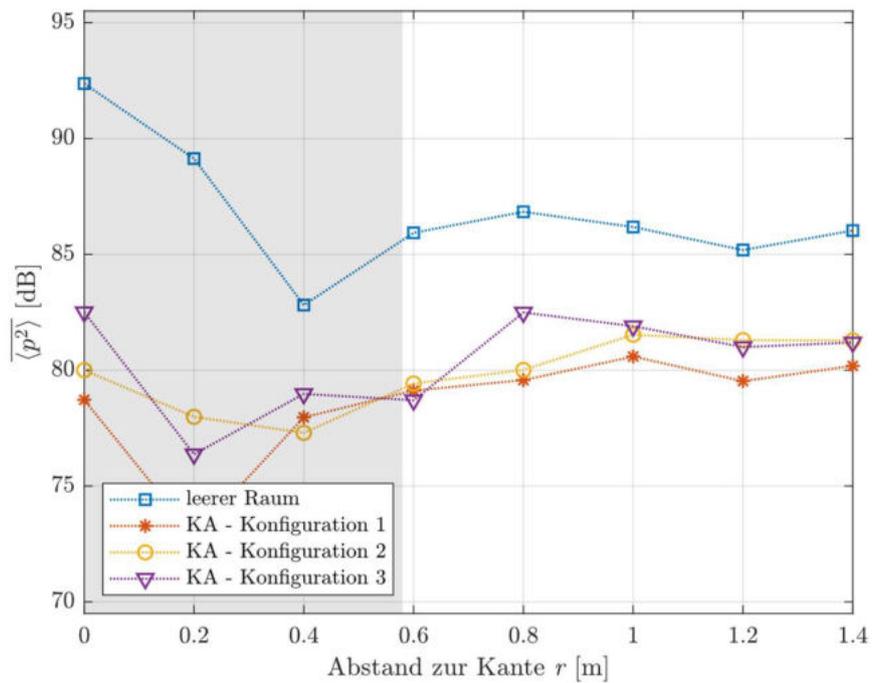


Abbildung 12.30:  $\overline{\langle p^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 400 Hz Terzband

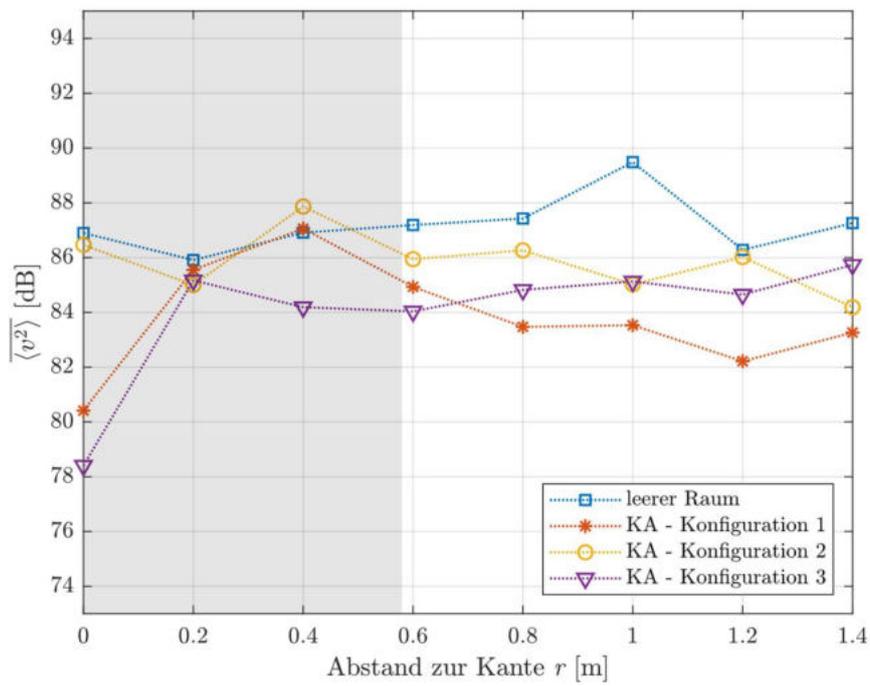


Abbildung 12.31:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 71 Hz Doppelterzband

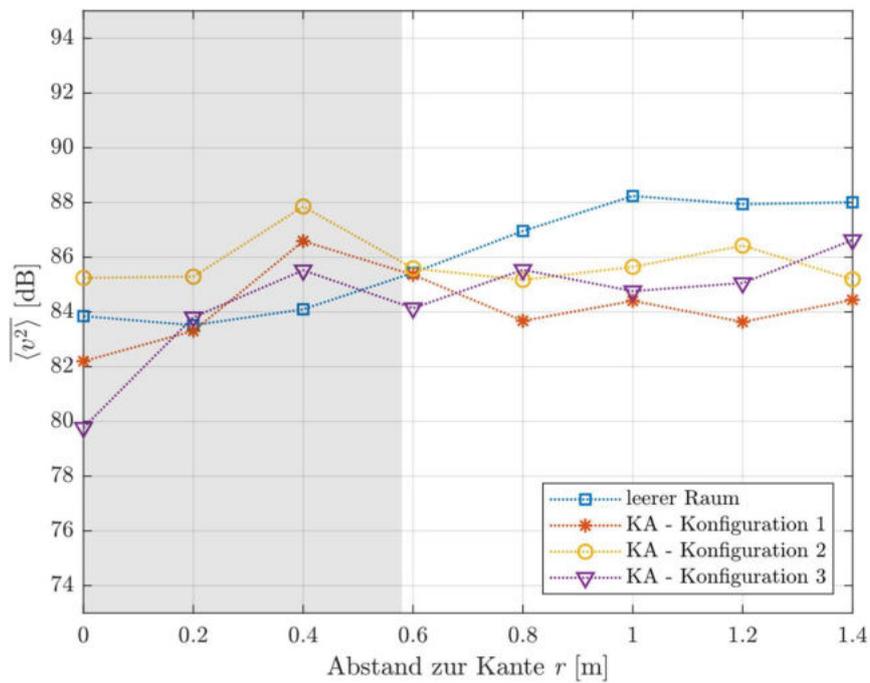


Abbildung 12.32:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 63 Hz Terzband

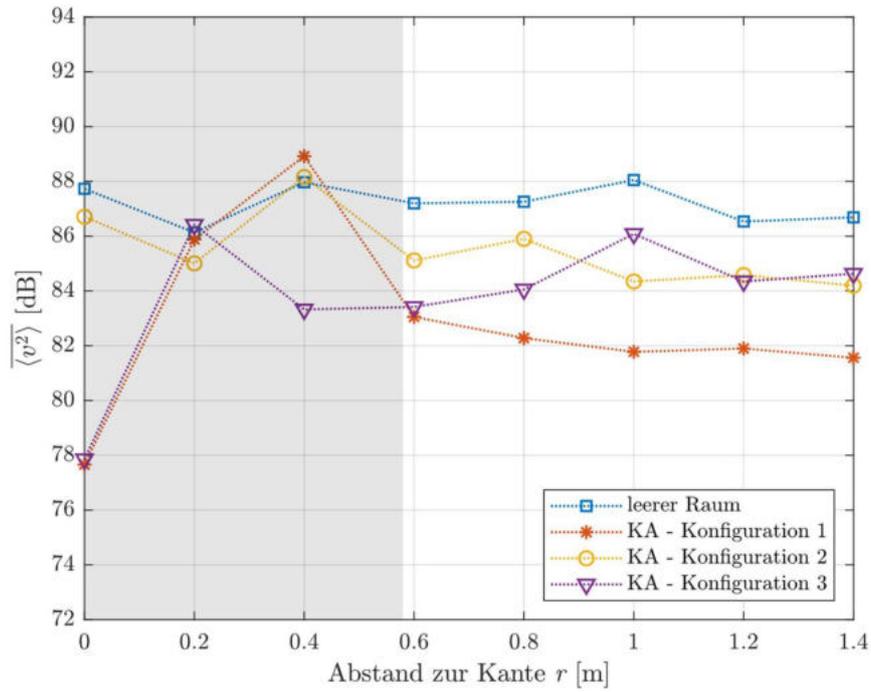


Abbildung 12.33:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 80 Hz Terzband

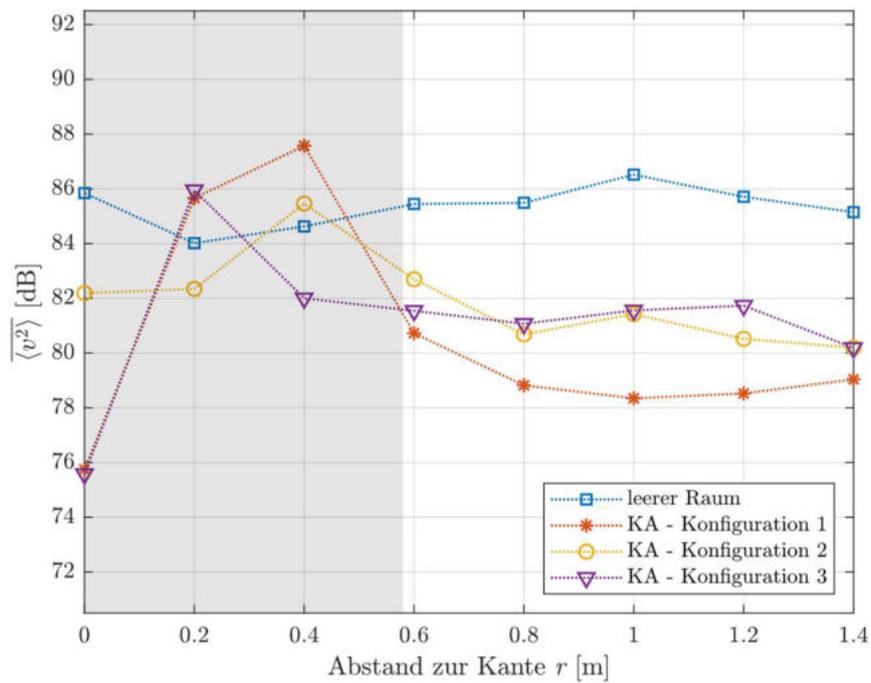


Abbildung 12.34:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 100 Hz Terzband

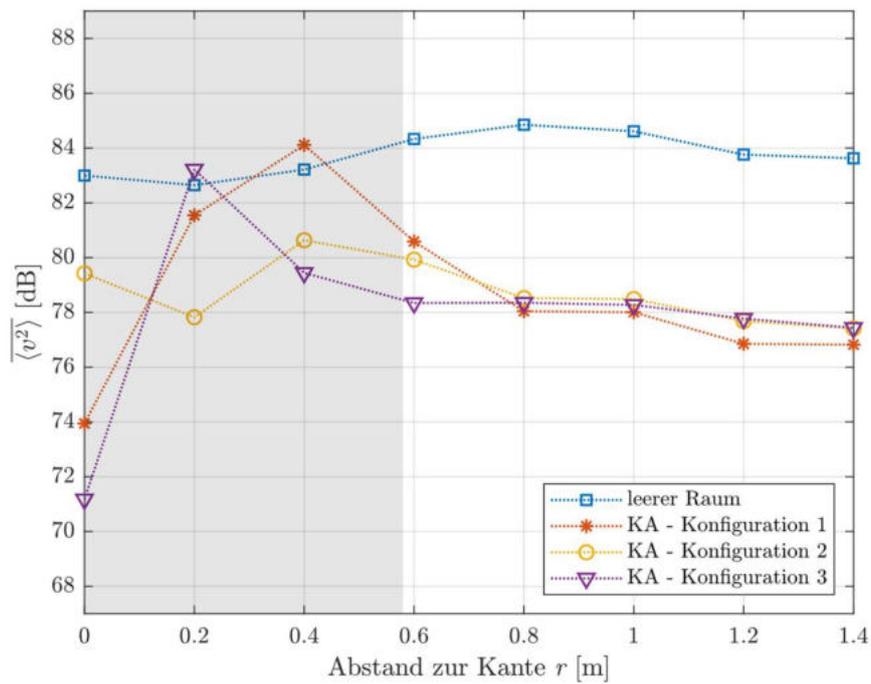


Abbildung 12.35:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 125 Hz Terzband

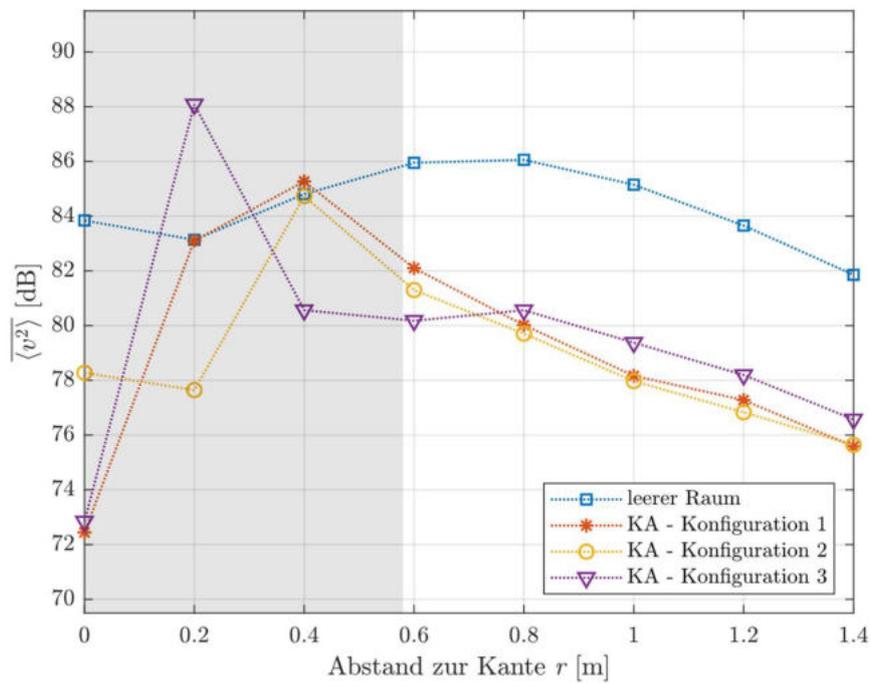


Abbildung 12.36:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 160 Hz Terzband

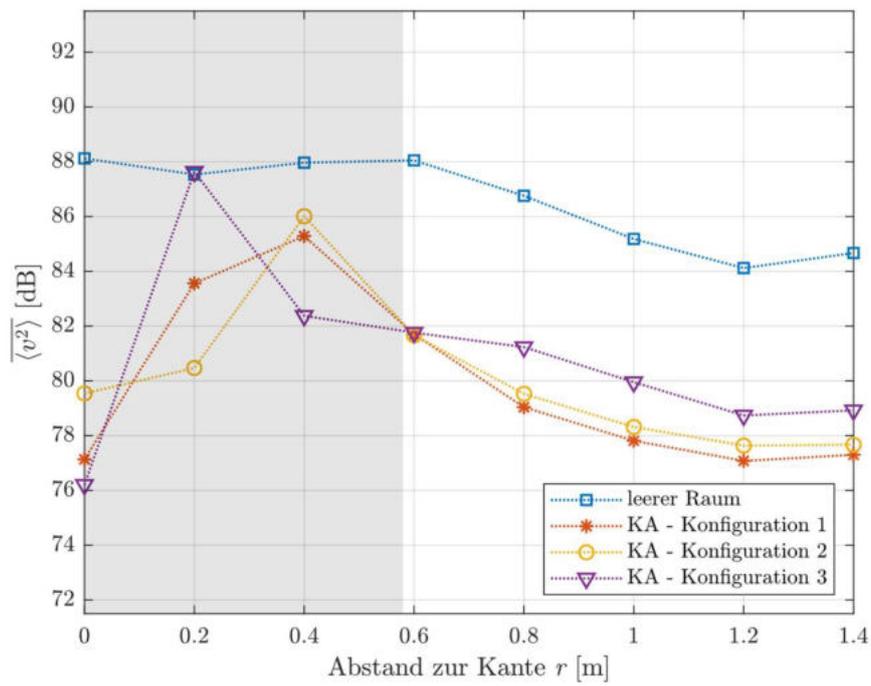


Abbildung 12.37:  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 200 Hz Terzband

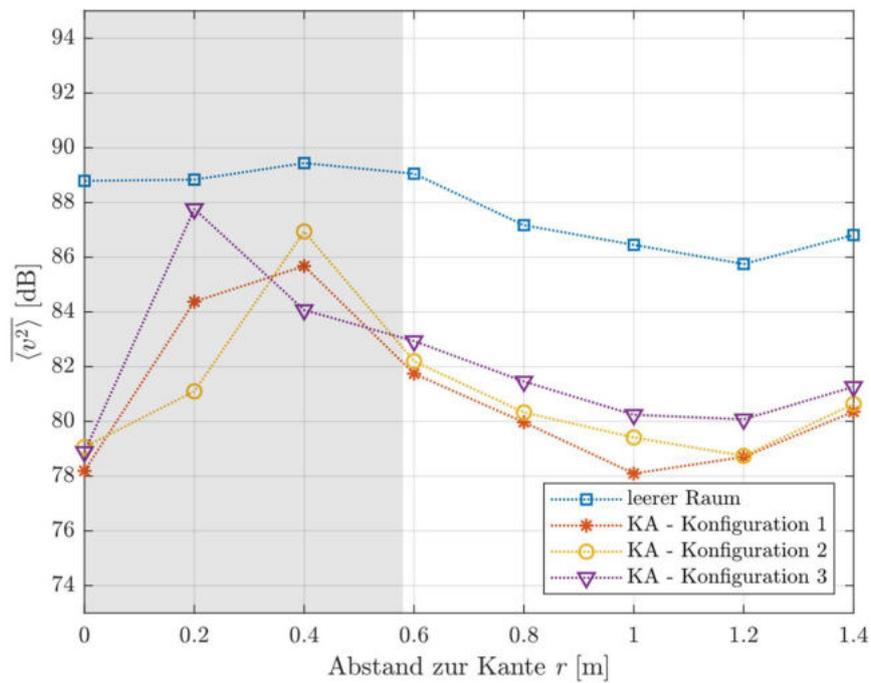


Abbildung 12.38:  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 250 Hz Terzband

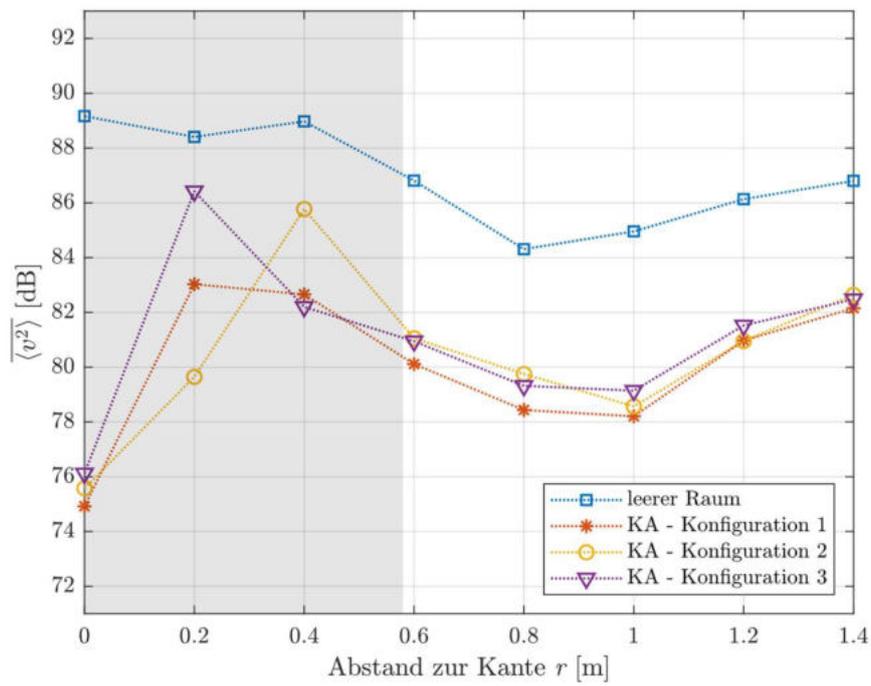


Abbildung 12.39:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 315 Hz Terzband

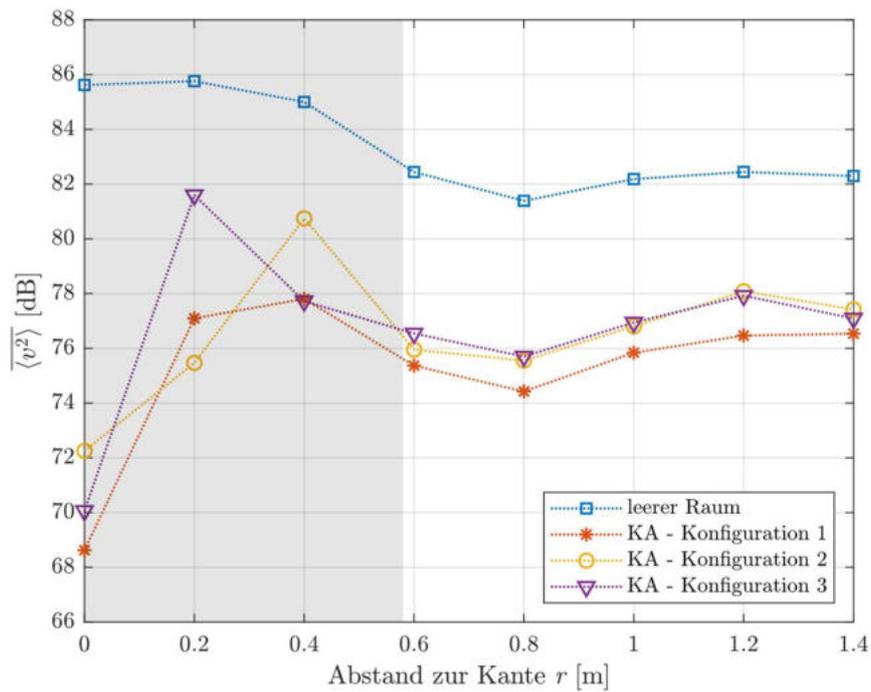


Abbildung 12.40:  $\langle v^2 \rangle$  mit verschiedenen Kantenabsorberkonfigurationen für das 400 Hz Terzband

## 12.4 Pegeldämpfung mit Kantenabsorber für verschiedene Winkel $\phi$

Die senkrechten, rot strichlierten Linien kennzeichnen die in Abschnitt 6.3.4 erläuterten markanten Frequenzen 170 Hz und 340 Hz.

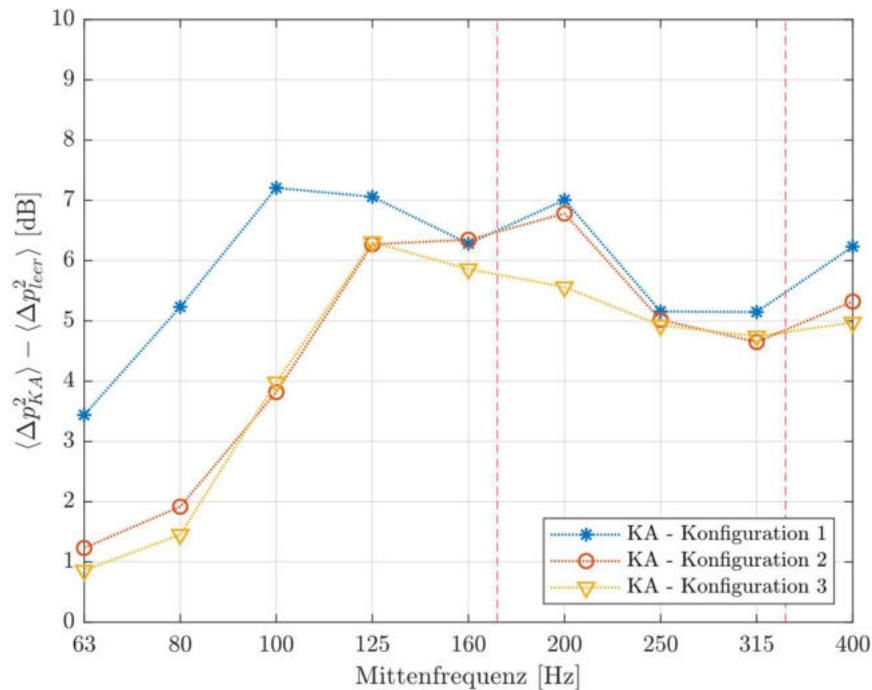


Abbildung 12.41: Dämpfung von  $\langle p^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 45^\circ$

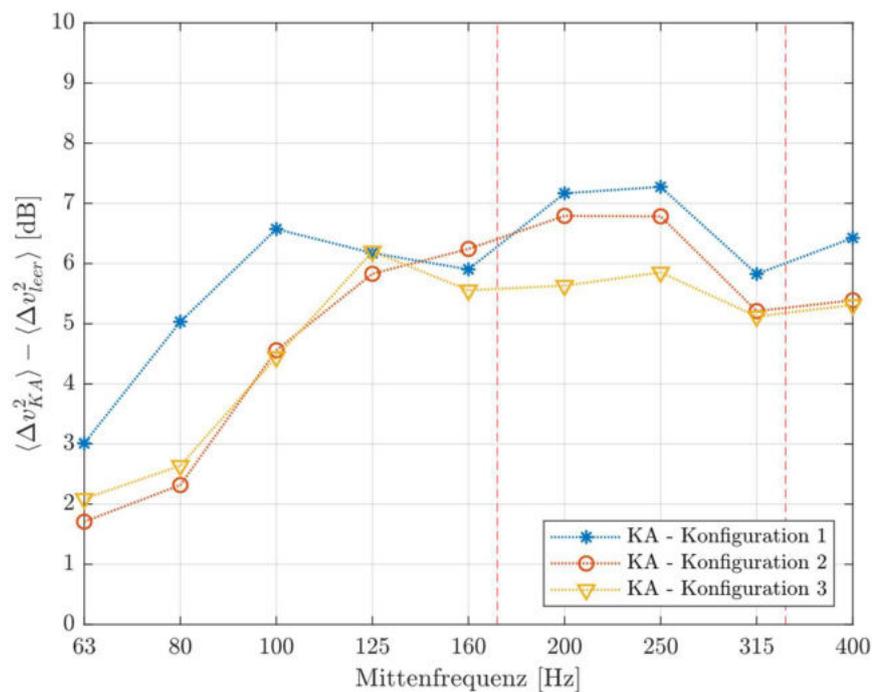


Abbildung 12.42: Dämpfung von  $\langle v^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 45^\circ$

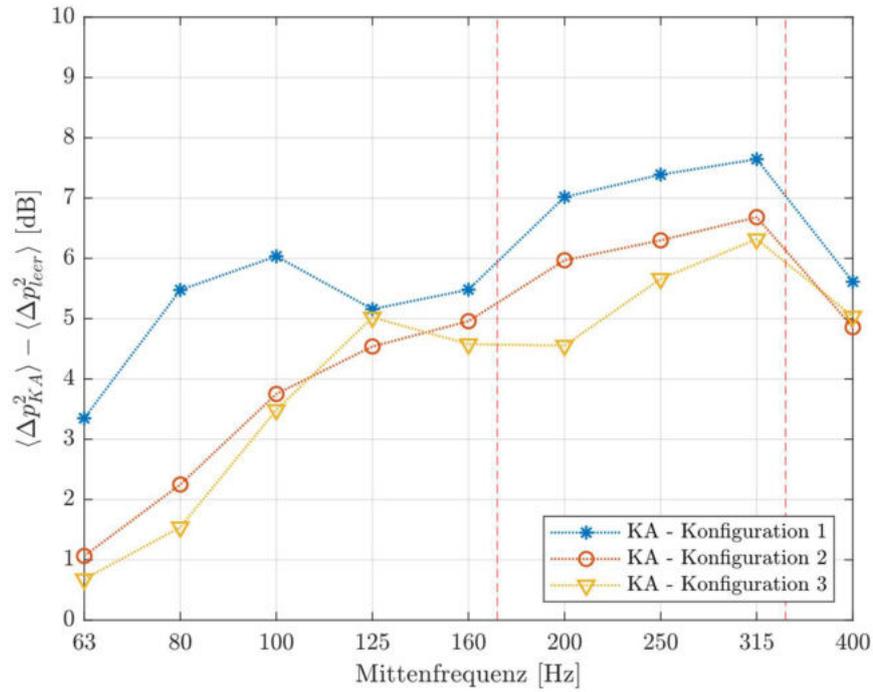


Abbildung 12.43: Dämpfung von  $\langle p^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 22,5^\circ$

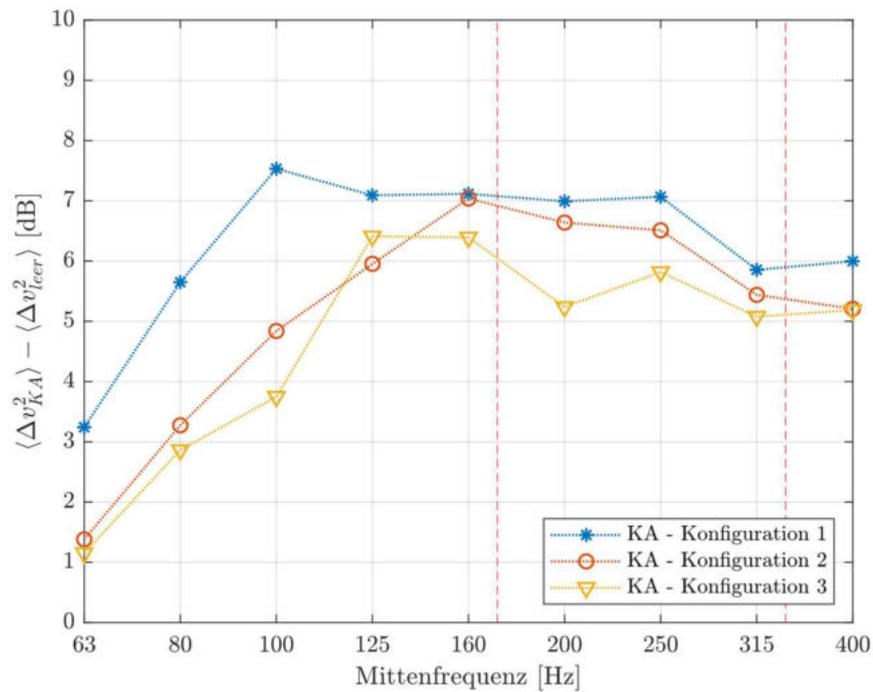


Abbildung 12.44: Dämpfung von  $\langle v^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 22,5^\circ$

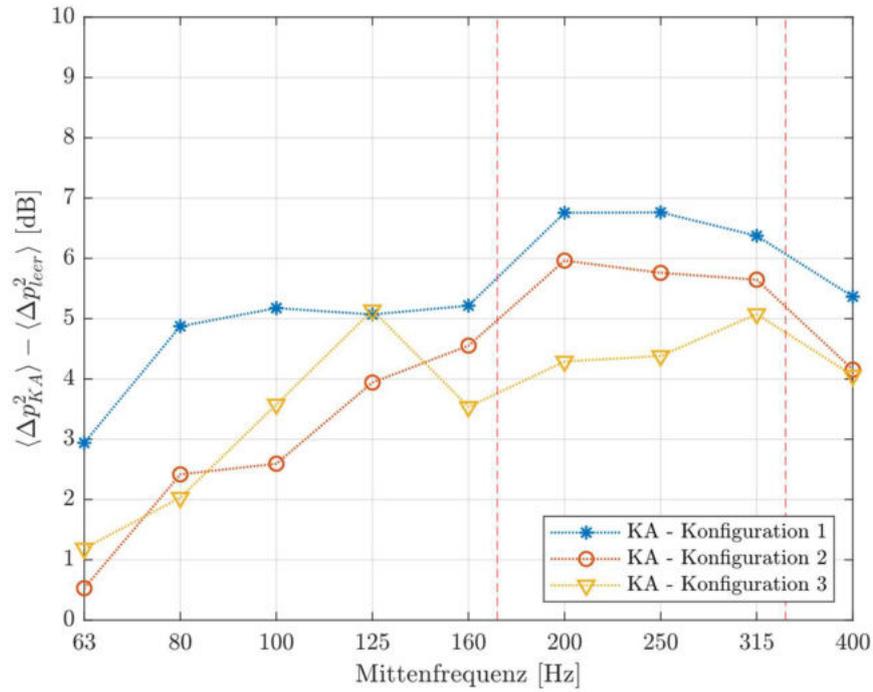


Abbildung 12.45: Dämpfung von  $\langle p^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 0^\circ$

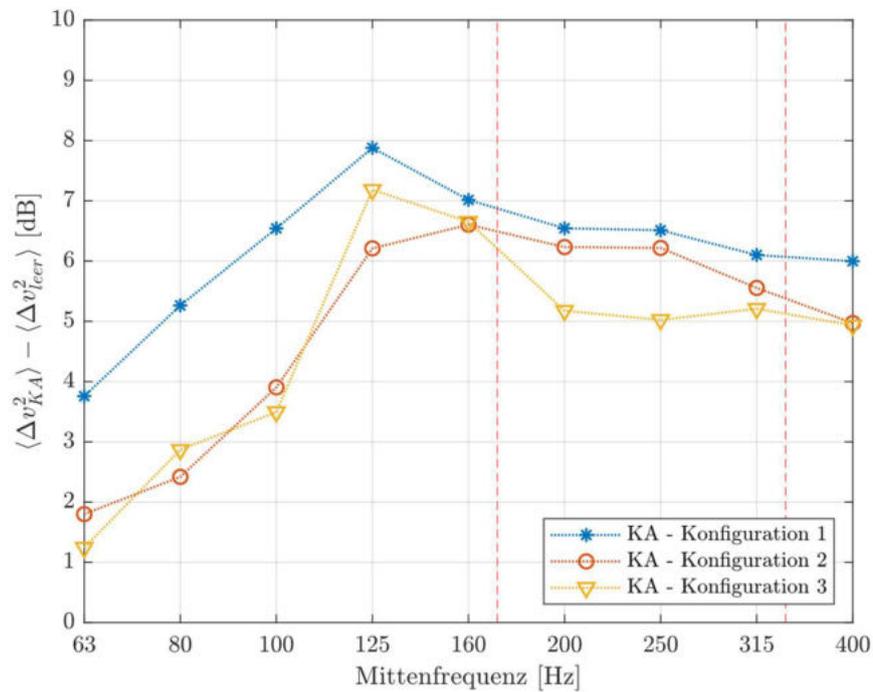


Abbildung 12.46: Dämpfung von  $\langle v^2 \rangle$  mit Kantenabsorber im Vergleich zum leeren Raum für  $\phi = 0^\circ$



# 13 Anhang D: MATLAB-Funktionen

Dateiname	Beschreibung
interference_patterns_12.mlapp	App zur Visualisierung der Interferenzmuster (siehe Abschnitt 3.2)
interference_calculations.m	Berechnung der Interferenzmuster
sphbes.m	Berechnung sphärischer Bessel-funktionen
cartesian2polar.m	Umrechnung von kartesischen Koordinaten in Polarkoordinaten
polar2cartesian.m	Umrechnung von Polarkoordinaten in kartesische Koordinaten
Messung_03.m	Messung der Interferenzmuster (siehe Abschnitt 4.2.3)
Messung_sweep.m	Messung von Impulsantworten
Post_processing_01.m	Nachbearbeitung der Messdaten (siehe Abschnitt 4.3.2)
sensor_calibration.m	Entzerrung des Frequenzganges der $pV$ -Sonde (siehe Abschnitt 4.3.2.1)
Area_velocitycurve.m	Berechnung der Fläche unter den Interferenzmustern der Schallschnelle (siehe Abbildung 6.24)
Comparison_error.m	Berechnung der absoluten Fehler (siehe Abbildung 5.10 bis Abbildung 5.13)
Comparison_error_KA.m	Berechnung der absoluten Fehler außerhalb des Kantenabsorbers (siehe Abbildung 6.10 und Abbildung 6.11)
Comparison_error_KA_all.m	Berechnung der absoluten Fehler außerhalb des Kantenabsorbers für alle Konfigurationen (siehe Abbildung 6.12 und Abbildung 6.13)

Comparison_opti_all_01.m	Überlagerung von berechneten und gemessenen Interferenzmustern für alle Frequenzbänder (siehe Abbildung 5.2 bis Abbildung 5.7)
Comparison_phi_01.m	Überlagerung von berechneten und gemessenen Interferenzmustern für alle gemessenen Winkel (siehe Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9)
Curve_fitting_01.m	Berechnung der kleinsten Fehlerquadrate [siehe Gl. (35) und Gl. (36)]
Curve_fitting_KA.m	Berechnung der kleinsten Fehlerquadrate für Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers
Results_configurations_01.m	Darstellung aller Konfigurationen für eine Frequenz (siehe Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.9 und Abbildung 12.21 bis Abbildung 12.40)
Results_edge_contour_01.m	Interpoliertes Schallfeld für den gesamten Messbereich (siehe Abbildung 4.42 und Abbildung 4.43 und Abbildung 12.1 bis Abbildung 12.10)
Results_edge_contour_v2comp_02.m	Interpolierte Schallschnellekomponenten für den gesamten Messbereich (siehe Abbildung 4.44)
Results_KA_attenuation.m	Pegeldämpfung durch Kantenabsorber (siehe Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15 und Abbildung 12.41 bis Abbildung 12.46)
Results_KA_attenuation_velocity_components.m	Pegeldämpfung der Schnellekomponenten durch Kantenabsorber (siehe Abbildung 6.16 bis Abbildung 6.18)
Results_mean_02.m	Darstellung der über alle Quellen gemittelten Interferenzmuster (siehe Abbildung 4.34 bis Abbildung 4.39)

Results_standard_deviation.m	Standardabweichung über alle Quell- und Messpositionen (siehe Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30)
Reverberation_time_avrg.m	Berechnung der Nachhallzeit aus den Impulsantworten
Reverberation_time_plots.m	Darstellung der Nachhallzeit und der äquivalenten Absorptionsfläche pro Laufmeter (siehe Abbildung 7.3 und Abbildung 7.4)
reverberation_time_T30.m	Nachhallzeit der verschiedenen Konfigurationen
interference_patterns_results_mean_meas1.m interference_patterns_results_mean_meas2.m interference_patterns_results_mean_meas3.m interference_patterns_results_mean_meas4.m	Messdaten Schalldruck und Schallschnelle nachbearbeitet
interference_patterns_results_mean_v2comp_meas1.m interference_patterns_results_mean_v2comp_meas2.m interference_patterns_results_mean_v2comp_meas3.m interference_patterns_results_mean_v2comp_meas4.m	Messdaten Schallschnellekomponenten nachbearbeitet
optiRes_II.m	Ergebnisse der Anpassung zwischen Berechnung und Messung für leeren Raum
optiRes_KA_meas1_II.m optiRes_KA_meas2_II.m optiRes_KA_meas3_II.m optiRes_KA_meas4_II.m	Ergebnisse der Anpassung zwischen Berechnung und Messung für Messpunkte außerhalb des Kantenabsorbers