Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Gaseigenschaften auf aerodynamisch erzeugte Schallleistungen umlaufender Kreisprofile

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Jan Hupfeld
aus Regensburg

Hauptberichter:	Prof. Dr. rer. nat. G. Hübner
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. A. Kistner
Tag der mündlichen Prüfung:	16.12.2008

Institut für Angewandte und Experimentelle Mechanik
der Universität Stuttgart

2009

Vorwort

Ich danke zu allererst meinen Eltern für das, was sie mir ermöglicht haben.
Ich danke Prof. Dr. rer. nat. G. Hübner für die fachliche Betreuung der Arbeit, für die entgegengebrachte Zeit und seinen Einsatz für die Finanzierung des Projekts.
Ich danke Prof. Dr.-Ing. A. Kistner für die selbstlose Übernahme des Mitberichts.
Ich danke Prof. D. phil. M. Casey für die Möglichkeit die Arbeit am ITSM durchführen zu können und für die mir aufgezeigten Perspektiven.
Besonderer Dank gilt den Mitarbeitern des ITSM, die mir stets uneigennützig zur Seite standen. Sei es bei dem Prüfstandsbetrieb, dem Wuchten des Versuchsträgers, der Entwicklung neuer Beleuchtungstechniken oder Mikrofonverfahreinrichtungen. Ihr wisst wer ihr seid.
Für die Finanzierung des Projekts danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der Universität Stuttgart und dem ITSM.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen **9**

Zusammenfassung **13**

Summary **17**

1 Einleitung **25**

2 Kenntnisstand **27**

2.1 Historischer Rückblick auf die Emissions-Vorausbestimmung aerodynamischer Schallquellen des Maschinenbaus 27

2.1.1 Messungen an rotierenden Radialrädern 28

2.1.2 Messungen an einer frei rotierenden Scheibe 35

2.1.3 Messungen an umlaufenden Rotoren elektrischer Maschinen 37

2.2 Aktueller Stand der Forschung 39

2.2.1 Aerodynamische Schallentstehung 39

2.2.2 Technische Schallquellen 41

2.2.3 Untersuchungen an quer angeströmten Kreiszylindern . . . 45

2.3 Untersuchungen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen 52

2.4 Zusammenfassung der Defizite im Kenntnissstand und Zielsetzung der vorliegenden Arbeit 54

3 Zur Messunsicherheit **57**

3.1 Einleitung 57

3.2 Messunsicherheitsbetrachtungen nach dem „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) 57

3.3 Anwendung auf die vorliegende Arbeit 59

3.4 Quantitative Betrachtung der Messunsicherheit 62

3.4.1 Schallemissions-Konstanzfehler Δ_0 62

3.4.2 Nahfeldfehler Δ_1 66

3.4.3 Endlichkeitsfehler Δ_2 67
3.4.4 Umgebungseinflusskorrekturfehler Δ_3 69
3.4.5 Eigentlicher Messfehler Δ_4 71

4 Versuchsanlage, Untersuchungsobjekte und Parametervariation 73
4.1 Versuchsanlage 73
4.2 Variation der Versuchsparameter 75
4.3 Erfassung der Betriebsdaten 80
4.3.1 Drehzahl, Temperatur und statischer Druck 81
4.3.2 Schallgeschwindigkeit 83
4.3.3 Experimentelle Bestimmung der Schallgeschwindigkeit . . 83
4.4 Strömungsgrößen 89

5 Akustische und aerodynamische Messverfahren 93
5.1 Auswahl des akustischen Messverfahrens 93
5.2 Das Hallraumverfahren zur Schallleistungsbestimmung - allgemeine Grundlagen 93
5.3 Das Hallraumverfahren im Messraum 102
5.4 Kalibrierung des Messraums 106
5.4.1 Vergleich des Messraumschalldruckfeldes mit der Gesetzmäßigkeit einer Druckkammer 109
5.4.2 Kalibrierung des Messraums für Helium-Luft-Gasgemische 110
5.5 Einflüsse durch Bewegung der Schallquelle 110
5.5.1 Frequenzverschiebung des emittierten Schalldrucks 111
5.5.2 Veränderung der Schallleistung 112
5.6 Kalibrierung der Mikrofone und der Strömungsmesssonde 114
5.6.1 Kalibrierumgebung 114
5.6.2 Kalibrierung der Mikrofone 115
5.6.3 Kalibrierung der Strömungssonden 116

6 Strömungsmessungen 119
6.1 Messaufbau und -ablauf 120

7 Akustische Messungen 123

8 Aeroakustische Auswertungen **125**

8.1 Einleitung . . . 125

8.2 Zur Ermittlung der Exponenten . . . 127

8.3 Ergebnisse zur Darstellung der Schallleistung durch die Einflussgrößen . . . 131

8.4 Abhängigkeit der Schallleistung von der Anströmgeschwindigkeit ex_U 131

8.5 Abhängigkeit der Schallleistung vom Zylinderdurchmesser ex_D . . 135

8.6 Abhängigkeit der Schallleistung von der Zylinderlänge ex_L 137

8.7 Abhängigkeit der Schallleistung von der Schallgeschwindigkeit ex_c 138

8.8 Zusammenfassung zur Abhängigkeit der Exponenten ex_U, ex_D, ex_L von der Gaszusammensetzung . . . 141

8.9 Ermittlung eines einheitlichen Leistungsdichtespektrums 142

A Ergänzungen **145**

A.1 Schallgeschwindigkeit in Gasen . . . 145

A.2 Kalibrierung des Messraums im „Subhallfeld-Bereich“ 150

A.2.1 Kalibrierung der Kolbenmembran . . . 150

A.2.2 Kalibrierung der aerodynamische Referenzschallquelle . . . 166

A.2.3 Berücksichtigung meteorologischer Einflüsse 167

A.2.4 Kalibrierung des Messraums für verschiedene Helium-Luft-Gemische . . . 169

A.2.5 Zusammenfassung zur Kalibrierung des Messraums im „Subhallfeldbereich“ . . . 175

A.3 Zur Durchführung der Mikrofonkalibrierung in Helium-Luft-Gemischen . . . 176

A.4 Zur Durchführung der Strömungsmesssondenkalibrierung in Helium-Luft-Gemischen . . . 183

A.5 Weiteres zur Durchführung der Strömungsmessung 189

A.6 Weiteres zu den aeroakustischen Auswertungen 193

A.7 DFEM-Modellierung eines Dipol-Linienstrahlers 219

A.7.1 Schallleistung eines Doppeldipols bei beliebiger Achsausrichtung mit harmonischer Zeitfunktion schwingend 219

A.7.2 Dipol-Linienstrahler 223

Literaturverzeichnis **229**

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

a	Überhitzungsverhältnis
A	Absorptionsvermögen des Hallraumes in m^2
B	Bandbreite in Hz
C_L	Koeffizient der Auftriebskraft
C	Konstante
c	Schallgeschwindigkeit in m/s
c_{fL}	Schallgeschwindigkeit in der feuchten Luft
c_g	Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_V	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
D	Zylinderdurchmesser
ex_c	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Schallgeschwindigkeit
ex_D	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung vom Zylinderdurchmesser
ex_L	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Zylinderlänge
ex_m	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Heliumkonzentration
ex_M	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Machzahl
ex_T	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Turbulenzintensität
ex_U	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Anströmgeschwindigkeit
ex_ρ	Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Dichte
F	Kraft
f	Frequenz in Hz
f_m	Mittenfrequenz eines Frequenzbandes in Hz
f_o	obere Grenzfrequenz eines Frequenzbandes in Hz
f_u	untere Grenzfrequenz eines Frequenzbandes in Hz
H	Übertragungsfunktion
$\mathrm{He_D}$	Helmholtzzahl nach Zylinderdurchmesser
$\mathrm{He_L}$	Helmholtzzahl nach Zylinderlänge

J_1	Besselfunktion 1. Ordnung
K_V	Vorländer-Korrektur
K_W	Waterhouse-Korrektur
L	Zylinderlänge in m
L_m	mittlere Raumabmessung
L_W	Schallleistungspegel in dB
$L_{W,RSS,aer.}$	Schallleistungspegel der aerodynamischen Referenzschallquelle
$L_{W,RSS,KM}$	Schallleistungspegel der Kolbenmembran
L_{Wf}	Pegel der spektralen Leistungsdichte
m	Masse, Dämpfungskonstante
$\dot{m}$	Massenstrom
Ma	Machzahl
n	Drehzahl in 1/min
P	Schallleistung
p	Druck
p_0	statischer Druck vor der Düse
p_1	statischer Druck nach der Düse
R	stoffspezifische Gaskonstante oder elektrischer Widerstand
R_{20}	Widerstand der Sonde bei Raumtemperatur
$R_{i,L}$	spezifische Gaskonstante in Luft
$R_{i,H}$	spezifische Gaskonstante in Helium
Re	Reynoldszahl
S	Oberfläche
S_M	Mantelfläche in m^2
St	Strouhalzahl
t	Parameter der Studentverteilung
T	Temperatur, Wechselperiode
T_{rev}	Nachhallzeit
Tu	Turbulenzintensität
U	Anströmgeschwindigkeit in m/s
u	Umfangsgeschwindigkeit in m/s
$\tilde{u}$	Effektivwert des Schwankunganteils der Anströmgeschwindigkeit
$\dot{V}$	Volumenstrom
V	Bilanzvolumen, Raumvolumen
v	flächennormale Komponente der Schwingschnelle
v_N	linearer Inhomogenitäts-Indikator
$\hat{V}$	Kontrollvolumen zur Bilanzierung der diffusiven Terme
$\vec{V}$	Lösungsvektor der Primitivvariablen
$\vec{w}$	relativer Geschwindigkeitsvektor
w	Ausströmgeschwindigkeit aus der Düse
w_o	akustische Anfangsenergiedichte
x	Wassergehalt

Griechische Formelzeichen

$\vec{v}$	absoluter Geschwindigkeitsvektor
γ	Anströmwinkel der Sonde
ρ	Dichte eines Mediums
κ	Adiabatenexponent
α_{20}	Sensor TCR
α	Strömungswinkel
α	Absorptionskoeffizient
β	Strömungswinkel oder Exponent für die Abhängigkeit der Schallleistung von der Umfangsgeschwindigkeit
κ	Isentropenkoeffizient
μ	dynamische Viskosität
Ω	Winkelgeschwindigkeit
λ	Wellenlänge in m
Λ	Korrelationslänge der Wirbelablösung in m
γ_R	Rotationsanteil der mantelspezifischen Schallleistung
γ_F	Förderanteil der mantelspezifischen Schallleistung
ζ	Drosselzustand oder Widerstandsbeiwert

Hochgestellte Indizes

$(_)^*$	modifizierte Größe
$(\vec{_})$	Vektor
$(\bar{_})$	Mittelwert
$(\dot{_})$	zeitliche Ableitung

Tiefgestellte Indizes

0	Bezugswert
min	Minimal-
max	Maximal-
FF	Freifeld
RR	Hallraum
DK	Druckkammer
Hall	Hallraum, -feld
rel	bezüglich des Relativsystems
tot	totale Zustandsgröße
Sensor	Größe eines Sensors

Mittelwertbildung

$\overline{x}^{r}$	Mittelwert über die Gasdichten
$\overline{x}^{l}$	Mittelwert über die Zylinderkonfiguration
$\overline{x}^{l^D}$	Mittelwert über die Zylinderdurchmesser bei konstanter Zylinderlänge
$\overline{x}^{l^L}$	Mittelwert über die Zylinderlänge bei konstantem Zylinderdurchmesser
$\overline{x}^{n}$	Mittelwert über die Anströmgeschwindigkeit
$\overline{x}^{\mathrm{St}}$	Mittelwert über die Strouhalzahl
$\overline{x}^{m}$	Mittelwert über die Heliumkonzentration

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss des Strömungsmediums in einem weiten Bereich von Geometrie- und Strömungsparameter auf die Generierung der Schallleistung von im Rundlauf bewegter Kreiszylinder experimentell untersucht. Das Strömungsmedium wird dabei durch Zumischung von Helium zu Luft geändert, wodurch insbesondere die Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch im Verhältnis von etwa bis zu 1:3 verändert und damit bei gleich bleibender Geometrie der bewegten Objekte das für die Schallabstrahlung wesentliche Verhältnis von Objektabmessung zu Schallwellenlänge im gleichen Verhältnis variiert.

Diese Untersuchung der Schallgenerierung von bewegten Kreiszylindern ist eine Fortführung der Arbeiten von Wittstock, bei der die Schallleistung der Kreiszylinder gleicher Abmessungs- und Geschwindigkeitsvariationen aber nur in einem Gas, in Luft, dies aber bei verschiedenen statischen Drücken gemessen wurden, also bei gleich bleibender Schallgeschwindigkeit.

Schallleistungen wurden bei beiden Untersuchungsvorhaben mit dem Hallraumverfahren in einem speziellen Messraum durchgeführt, in dem Änderungen von Druck und Gaszusammensetzung in einem Bereich zwischen statischen Umgebungsdruck bis herab zu 1 kPa und für beliebige Stufungen zwischen Luft und einem Anteil von 98% Helium eingestellt werden konnten. Der für eine normgerechte Hallfeldschallleistungsbestimmung der Klasse 1 für Luft bis etwa 600 Hz herab qualifizierte Messraum machte es wegen der nun bei gleichen Frequenzen hierzu dreifach größeren Wellenlänge allerdings erforderlich tiefe Frequenzen bis herab zum Druckkammerfeld zu kalibrieren, um auch bei durch die Heliumbeimischung vergrößerten Wellenlängen hinreichend genaue Schalleistungsbestimmungen durchführen zu können. Die dazu zusammen mit einer eingehenden Diskussion der neusten Entwicklungen auf dem Gebiet der Bestimmung und Angabe von Messunsicherheiten nach ISO und GUM im Kapitel 3 und 5 durchgeführten sorgfältigen Untersuchungen führte zu Ergebnissen, die anlässlich der Tagung der Deutschen Akustischen Gesellschaft 2005 in München auch bereits in den Hauptaussagen vorgetragen und so in Fachkreisen zur Diskussion gestellt wurden [36].

Damit kann die Verlässlichkeit der Ergebnisse dieser experimentellen Arbeit in ihrem akustischen Teil als abgesichert gelten.

Eingeschlossen in diese sehr breit angelegten Voruntersuchungen sind dabei auch die Kalibrierungen der Mikrofone in der für diesen Wandler üblicherweise nicht vorgesehenen Anwendung in verschiedenen Schallträgermedien sowie die mit akustischen Mitteln durchgeführte Bestimmung der Schallgeschwindigkeit zu den jeweiligen Gasgemischen. Detailangaben zu diesen Grundlagen der ausgeführten akustischen Messungen sind in den Anhängen A.1, A.2 und A.3 wiedergegeben.

Für die im Frequenzbereich unter 600 Hz erforderliche akustische Vergleichsschallquellen-Messung wurde sowohl eine aerodynamische Referenzschallquelle wie auch eine hierfür konstruierte Kolbenschallquelle verwendet, deren Schallleistungen unter Freifeldbedingungen mittels Schallintensitätshüllflächenverfahren bestimmt wurde.

Die mit Hitzdraht- und Splitfilmsonden durchgeführte Strömungsmessung bedurften dementsprechend auch für die geänderten Gase spezielle Kalibrierungen, über die in Abschnitt 5 sowie in Anhang A.4 ausführlich berichtet wird. Hierfür war eine spezielle Kalibrierungsvorrichtung erforderlich, deren Entwurf und Realisierung ebenfalls in dem zuvor genannten Abschnitten beschrieben ist.

Der insgesamt für die akustischen und strömungstechnischen Messungen durchgeführte Ablauf ist in den Abschnitten 6 und 7 beschrieben. Die Strömungsmessung erfolgte dabei mit einer Traversiervorrichtung parallel und entlang der Zylinderlänge im kleinen Abstand. Aus dem so in radialer Richtung erhaltenen Strömungsgeschwindigkeiten wurden für weitere Auswertungen der Mittelwert U gebildet.

Die eigentlichen Schallquellen sind Kreiszylinderstäbe, die zwischen zwei Scheiben eingepasst umlaufen und deren Länge zu Durchmesser im Verhältnis zwischen 1:1 bis 1:13 variiert. Dabei konnten Drehzahlen bis zu 9000 U/min entsprechend Machzahlen bis 0,4 in Luft eingestellt werden. Aus der stufenweise durchgeführten Variation von Drehzahl/Anströmgeschwindigkeit, Geometrie und Gas ergab sich eine Vielfalt von 433 einzelnen gemessenen Schallleistungsspektren.

Das Ziel der aeroakustischen Auswertungen, die im Abschnitt 8 sowie detailliert in Anhang F beschrieben sind, ist die quantitative Beschreibung der generier-

ten Schallleistung in Abhängigkeit relevanter Einflussgrößen. Dieser Beschreibung liegt wie in der Arbeit von Wittstock [78] ein Produktansatz

$$P = C \left(\frac{U}{U_0}\right)^{ex_U} \left(\frac{c}{c_0}\right)^{ex_c} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L} \tag{1}$$

zugrunde. Allerdings ist dem gegenüber eine Potenz hinzu genommen, durch die der nun hinzugetretene Einfluss der Schallgeschwindigkeitsänderung eigenständig beschrieben werden soll.
Es galt aber auch Größe und Abhängigkeit der Exponenten ex_U, ex_D und ex_L durch die hinzugetretene Variation der Gasgemische als Funktion von der Strouhalzahl, also durch eine dimensionslose Frequenzskalierung, zu bestimmen.
Jedoch galt es auch Abhängigkeiten von der Helmholtzzahl He_D und He_L und damit schallabstrahlungsrelevante Einflüsse zu untersuchen. Dazu wurde in dem Anhang A.7 eine Modellrechnung für den Dipollinienstrahler verschiedener Ordnungen ausgeführt.

Die zuvor genannte Produktansatzbeschreibung ist ausgefüllt, sofern die Exponenten ex_U, ex_L, ex_D und ex_c aus den Messergebnissen bestimmt sind. Diese Ermittlungen stellen den Hauptteil der in Kapitel 8 und Anhang A.6 beschriebenen Untersuchungen dar und führen zu folgenden Ergebnissen:

Der im Schallleistungsspektrum auch bei dem stark veränderten Gaszusammensetzung auftretende Hiebton verharrt weiterhin etwa bei der Strouhalzahl 0,2.

Als Mittel über den Strouhalzahlbereich von etwa 0,1 bis 10 wurden folgende Exponentenwerte mit dem 95%-Vertrauensbereich repräsentativ für die bereits zuvor beschriebene große Vielzahl von Parametervariationen erhalten, welche im Einzelnen in Abschnitt 8.8 und A.6 zusammengefasst angegeben und nachfolgend dargestellt sind:

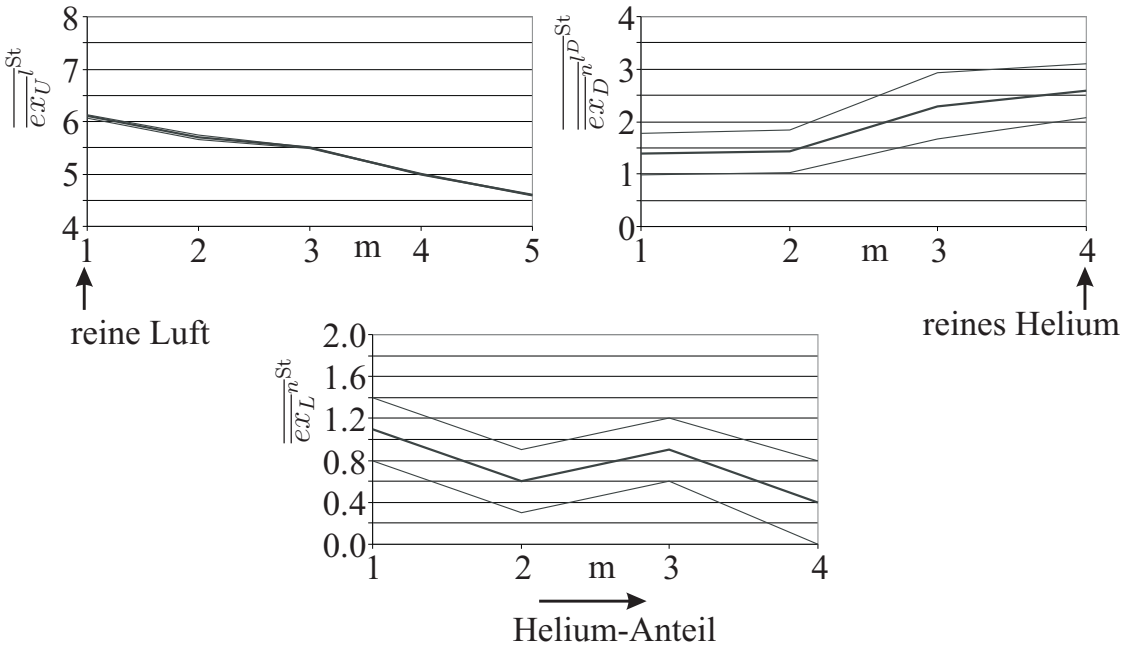

Bild 1: Übersicht zur Abhängigkeit der Exponenten von der Schallgeschwindigkeit

Mit zunehmender Heliumkonzentration m nimmt danach der Exponent $\overline{\overline{ex_U}^{l}}^{\mathrm{St}}$ eindeutig ab, der Exponent $\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l_D\,\mathrm{St}}$ eindeutig zu und der allerdings für nur einen Abmessungssprung bestimmte Exponent $\overline{\overline{ex_L}^{n}}^{\mathrm{St}}$ zeigt mit relativ größeren Unsicherheit tendenziell abnehmendes Verhalten.

Für den über alle Schallgeschwindigkeiten (m), Zylinderkonfigurationen (l) und Anströmgeschwindigkeiten (n) gemittelten Exponenten zur Schallgeschwindigkeit ex_c ergibt sich mit 95%-Vertrauensbereich im Strouhalbereich 0,1 bis 5 ein über Strouhal gemittelter Wert von

$$\overline{\overline{\overline{ex_c}^{r}}^{l}}^{n\,\mathrm{St}} = 1,0 \pm 0,4, \tag{2}$$

also eine relativ schwache Abhängigkeit von der Schallleistung.

Summary

Introduction

As goods from industrialized countries have become mature, classical quality measures such as durability are taken for granted and the focus has been shifting to more sophisticated aspects of quality. Consequently, sound emission has become one of the most important differentiation characteristics of today's products.

Sound emission is most efficiently tackled at the source. However, due to insufficient knowledge of the mechanisms effective in sound generation, secondary measures such as casing are often used. As these mechanisms are typically more expensive and therefore often fall victim to cost cuts, the legislation is forcing manufacturers to reduce the sound emission of their technical products and to seek more efficient means at the emission source.

Sound emission is defined by the sound power. This physical quantity is independent of environmental conditions and can be measured in situ. Due to these favorable characteristics, sound power has become a definite indicator of quality. Being of such importance, the calculation of the sound power of a design should be available routinely in the construction process. With this support, designer could assess alternative versions already in the early stages of development. In order to make these tools possible, acoustics research is given the task to describe the emission of sound power of vibrating surfaces and aerodynamic sound generation in a way that allows their reliable prediction.

This dissertation contributes to a general guideline for the calculation of the flow-induced radiated sound of a circular cylinder. It considers a wide spectrum of geometric dimensions and relevant flow parameters in its experiments, and therefore allows general statements about the spectral distribution of the emitted sound power dependent upon the most important influencing variables.

Related work

Aerodynamically generated sound was investigated repeatedly for the geometric simple circular cylinder for two reasons. It is a fundamental sound generation mechanism that has practical relevance for shed vortices, upstream turbulence or the fluid-body interaction can be found. In addition, its simple geometry exhibits a manageable number of parameters. Under the assumption that the emitted sound power of a circular cylinder in a flow can be modeled by a line of dipoles, the emitted sound power is calculated by

$$P = \frac{\pi}{12} \frac{\rho}{c^3} \mathrm{St}_S^2 \, C_L^2 \, U^6 \, L^2 \tag{3}$$

with L the length of the cylinder, D the diameter of the cylinder, ρ the density of the media, c the speed of sound, U the speed of the approaching flow and the Strouhalnumber St_S related to the diameter of the cylinder

$$\mathrm{St}_S = \frac{f_S D}{U} \approx 0,2 = \mathrm{const} \tag{4}$$

and the drag coefficient

$$C_L = \frac{\tilde{F}}{\frac{1}{2} \rho \, U^2 \, D \, L}. \tag{5}$$

V. Wittstock investigated in his dissertation[78] the influence of several parameters on the emitted sound power of circular cylinder in a roundabout. The roundabout was placed in a small test room with reflecting walls. The emitted sound power L_W was measured in the observed frequency range conforming to ISO standards. The test room itself was surrounded by a pressure chamber, so that test room could be evacuated and refilled with another gas like helium.
The influence of several parameters on the emitted sound power of the cylinders was examined. The varied parameters were air density ρ, mach number Ma, cylinder length L and diameter D and the turbulence of the flow Tu measured by a split-film-probe. To describe the influence of the parameters on the sound

power Wittstock used a product approach were the parameters are provided with a certain exponent $((ex_\rho, ex_M, ex_T, ex_L, ex_D))$

$$P_f = C \left(\frac{\mathrm{Ma}}{\mathrm{Ma}_0}\right)^{ex_M} \left(\frac{\mathrm{Tu}}{\mathrm{Tu}_0}\right)^{ex_T} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{ex_\rho} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L}. \tag{6}$$

The exponents as the constant C were determined spectral. Although the scatter of the exponents was high an average value with a confidence interval could be calculated. The exponents act differently at $\mathrm{St} = 0,2$, as the sound generation mechanism are different. Table 2 shows the exponents in dependence of the strouhal-region.

	$\overline{ex_\rho}$	$\overline{ex_M}$	$\overline{ex_T}$	$\overline{ex_D}$	$\overline{ex_L}$
$\mathrm{St} \approx 0,2$	1,4	3,7	0,5	3,1	0,9
$\mathrm{St} \neq 0,2$	0,7	4,9	2,0	2,0...2,8	0,6

Table 2: exponents for the dependence of the sound power density for air density ρ, mach number Ma, cylinder length L and diameter D and the turbulence of the flow Tu

The constant C in equation 6 has been calculated within a span of approximately 20 dB.

Objectives

1. The studies conducted in the dissertation are continued with helium. The speed of sound in helium is three times larger than the speed of sound in air. Hence, the acoustical wave length at a constant frequency is also three times as large. If the object dimension is held constant this results in a modified ratio of wave length to object dimension and a different radiation of sound. The Helmholtz-Number is influenced directly.

2. Beside the parameters air density ρ, mach number Ma, cylinder length L, diameter D and the turbulence of the flow Tu, the measurement parameter speed of sound c is introduced.

3. The use of helium results in an extended range of analogy numbers compared to Wittstock [78] as seen in table 3.

	Ma	Re	St	He
Wittstock [78]	$0,05 \ldots 0,4$	$3000 \ldots 3,6 \cdot 10^5$	$0,0085 \ldots 51$	$0,0035 \ldots 2,3$
extention	$0,01 \ldots 0,4$	$400 \ldots 3,6 \cdot 10^5$	$0,001 \ldots 51$	$0,00015 \ldots 2,3$

Table 3: Extended range of the analogy numbers by replacing air ([78]) with helium

4. For the first time, detailed uncertainty considerations, including the "'Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement"' (GUM), were conducted for the applied research method, a roundabout in a small reverberation room.

Considerations to the measurement uncertainty

To describe the measurement uncertainty the "'Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement"' was applied. The goal of this guide is to disclose full information on how uncertainty statements were derived and to provide a base for the international comparison of measurement results. The overall uncertainty has to be described by a complete list of uncertainty components. The total combined uncertainty of a sound power measurement is described by

$$\Delta_{tot} = \Delta_0 \cdot \Delta_1 \cdot \Delta_2 \cdot \Delta_3 \cdot \Delta_4. \tag{7}$$

where

Δ_0 is the emission instability correction as a consequence of a imprecise adjusted operation condition (revolution speed of the cylinders in the roundabout, meteorological conditions), which differ from the target condition.

Δ_1 is the finite error due to the limited number of measurement positions N.

Δ_2 is the near-field error, which is only relevant for the sound power using sound pressure and an enveloping measurement surface [35], [27], [37], [38].

Δ_3 is the error in determining the environmental corrections as for example precise determined absorption surface of the test room.

Δ_4 is the usual measurement deviation caused by measurement equipment uncertainties and mistakes of the observer.

The biggest deviation occurs because of the limited number of measurement points Δ_1. This uncertainty has to be considered by the calibration of the used reference sound source and the measurement of the emitted sound power of the cylinders in the test room. The use of the variance

$$F_{4,p^2} = \frac{1}{\overline{\tilde{p}^2}^V} \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\tilde{p}_i^2 - \overline{\tilde{p}^2}^V \right)^2} \tag{8}$$

instead of the standard deviation is more useful in the case of standing waves, as they appear in the test room at low frequencies. At frequencies were the length of the sound wave equals the room dimensions a 95% confidence interval up to 20 dB was calculated for the used number of measurement points $N = 6$.

Test facility and operating data

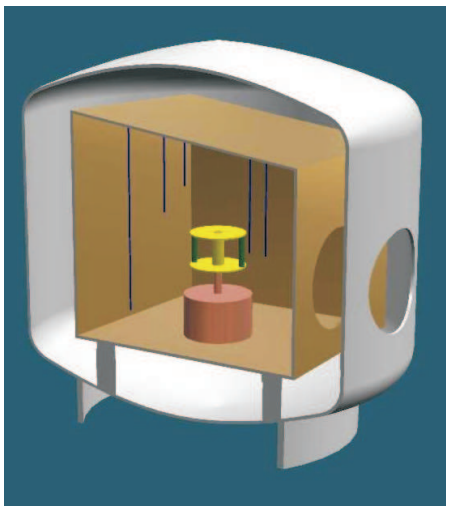

Figure 2: 3-dimensional design of the pressure chamber, the reflection room and the test carrier

The test facility used for the investigations consists of a pressure chamber in which the reflection chamber is placed in which the sound power can be determined above the appropriate critical frequency conforming to ISO standards. The room can be evacuated to an absolute pressure of 5 mbar and be refilled with helium. A maximum concentration of helium of 98% can be obtained and any ratio between this and pure air. The reflection room has a volume of 3.3 m^3.

A sealed shaft rises into the test facility driven by a fast running electric motor. To the shaft the test carrier is mounted. It consists of two circular disc between which the circular cylinders are fixed.

So the test chamber allows to change a various number of parameters, which are in detail:

- the motor speed n stepless between 0 and 9000 rpm, peripheral velocity 0 to 140 $\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$
- the spped of sound c in a range from 340 to 1020 m/s for miscellaneous helium-air-mixtures
- the length of the cylinders L in the steps of 40 mm, 100 mm and 200 mm
- the cylinder diameter D in the steps of 3, 5, 10, 15 and 40 mm
- the number of cylinders Z in the steps 2, 4 und 12

By the use of helium the range of analogy numbers could be extended significant compared to prior investigations. The following table gives an example for the ratio between the analogy numbers of a test combination in helium and in air.

Table 4: Comparison between the assigned analogy numbers for $U = 100\mathrm{m\,s^{-1}}$; $D = 10\mathrm{mm}$; $L = 100\mathrm{mm}$; $f = 1\mathrm{kHz}$

	Re	Ma	St	He
air	$64,3 \cdot 10^3$	0,29	0,10	0,029
helium	$8,4 \cdot 10^3$	0,098	0,10	0,0098
ratio helium to air	$0,128$	0,338	1	0,338

The motor speed, the temperature and static pressure in the test stand are obtained on a common way with adequate precision. The measurement of the speed of sound for different helium concentrations, which is an important influence factor for sound emission is essential for this work. Two ways to measure this value are examined. First, by the determination of the propagation delay of the sound waves on the other by measuring the shifting of the resonance frequency in the test room (see picture 4.12). By using the second alternative a greater accuracy was obtained.

The sought coherences between flow parameters and acoustical values requires the measurement of the flow, especially the approaching flow velocity and the appropriate turbulence intensity. The measurement is accomplished by using the Constant Temperature Anemometry (CTA) with a hot wire and a split film probe (see picture 4.4).

The acoustical measurement procedure

For the measurement of the emitted sound power of the circular cylinders the above mentioned reflection room was used. This reflection room is, compared to the frequency/wavelength-range of interest, remarkably small. According to ISO 3741 the minimum volume should be for a the lowest third octave frequency band of interest as shown in table 5.1. Additionally it is requested that the reverberation time T_{rev} in seconds in every third octave frequency band is bigger than the quotient of the volume of the room to the overall surface area.

$$T_{\mathrm{rev}} > V/S \tag{9}$$

For the used test room the quotient is $V/S = 3.3/13.4 = 0.24$. For test stands with a volume smaller than 70 m^3 or bigger than 300 m^3 the equation before is not followed. The adequacy of the reflection room has to been demonstrated.

For frequencies larger than 1250 Hz it could be shown than the sound power could be calculated according to ISO using the equation

$$L_{W,\mathrm{Hall}} = \overline{L_p}^{V} + \left\{ 10\,\lg\frac{A}{A_0} + K_{\mathrm{V}} + K_{\mathrm{W}} + C_1 + C_2 - 6\,\mathrm{dB} \right\}. \tag{10}$$

The correction terms are explained in detail in chapter 5.1. If helium is used, two additionally correction terms have to be added. $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$, the correction term for the influence of helium (see appendix 5.4.2) and Δ_{Mik} a correction for the different microphone characteristics in helium (see A.3). The resulting equation for the resulting sound power of the cylinders is

$$L_{W,1/3} = L_{W,\mathrm{Hall}} + \Delta_{\mathrm{He/Lu}} + \Delta_{\mathrm{Mik}}. \tag{11}$$

For frequencies smaller than 1250 Hz the equation

$$L_{W,1/3} = \overline{L_p} + \Delta_{\mathrm{Hall}} + \Delta_{\mathrm{He/Lu}} + \Delta_{\mathrm{Mik}} \tag{12}$$

is used, were $\overline{L_p}$ is the average sound pressure level in the test room and Δ_{Hall} is a calibration factor for low frequencies explained in section 5.4.

As a result the sound power density is calculated by normalizing the sound power on 1 Hz bandwidth B and one cylinder Z

$$L_{Wf} = L_{W,1/3} - 10\mathrm{lg}\left(\frac{B}{1\mathrm{Hz}}\right)\mathrm{dB} - 10\mathrm{lg}\left(Z\right)\mathrm{dB}. \tag{13}$$

Aeroacoustical results

Compared to V. Wittstock [78] an adjusted approach is used

$$P_f = C\left(\frac{U}{U_0}\right)^{ex_U}\left(\frac{c}{c_0}\right)^{ex_c}\left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D}\left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L}. \tag{14}$$

The influence of the different factors on the emitted sound power is shown for the flow speed in section 8.4, the cylinder diameter in section 8.5, the cylinder length in section 8.6 and the speed of sound in section 8.7.
The question on the influence of the gas composition on the influence parameters ex_U, ex_D and ex_L is answered in section 8.8. A consistent sound power density spectrum is calculated in section 8.24. The sound power of an arbitrary cylinder within the parameter band can be calculated with formula (8.23) with the discussed uncertainty.
Calculations using the DFEM (direct finite element method) demonstrated the dependence of the sound radiation circular cylinders of the helmholtz number and the oscillation order (appendix A.7). The calculations shows that a macroscopic treatment for example using an average approach flow speed can describe the sound emission only by approximation.

1 Einleitung

Durch die fortschreitende technische Ausreifung der in den Industrienationen produzierten Produkte treten neben alten Qualitätsmerkmalen wie z.B. Haltbarkeit inzwischen auch andere Gütemerkmale in den Vordergrund. So ist heute auch die Schallemission zu einem der wichtigsten Differenzierungsmerkmale geworden.

Auf der anderen Seite entwickelt sich diese aber auch zu einem großen Umweltproblem unserer Zeit, da ca. 75 % der Menschen in Deutschland sich über zu laute Geräusche beklagen z.B. Straßenverkehrslärm und Schwerhörigkeit seit Jahren die Nummer Eins unter den Berufskrankheiten ist[1]. Die besonders wirksamen Maßnahmen direkt an der Quelle der Lärmentstehung werden bisher nur ungenügend verfolgt. Sogenannte „passive“ Schutzmaßnahmen werden oft aufgrund mangelnder Kenntnis über die Schallerzeugungsmechanismen vorgezogen. Diese führen aber zu Mehrkosten. Der Gesetzgeber versucht durch Verschärfungen gesetzlicher Verordnungen dem entgegen zu wirken. Dadurch sind die Hersteller technischer Geräte veranlasst, die akustischen Emissionen ihrer Erzeugnisse zu reduzieren.

Die Geräuschemission wird physikalisch durch die Schallleistung beschrieben. Sie ist im Gegensatz zum Schalldruck von den akustischen Eigenschaften der Umgebung und Messabständen kaum beeinflusst. Die Schallleistung kann durch international vereinbarte Messvorschriften heute auch unter Umgebungsbedingungen, wie sie in der Praxis vorkommen, zum Beispiel einer halligen Maschinenhalle, auch bei Vorhandensein von stärkeren Nebengeräuschen messtechnisch überprüft werden. Möglich wurde dies durch die Einführung des Schallintensitätshüllflächenverfahrens, unter Verwendung der Zweimikrofon-Technik. Die Schallleistung ist somit heute ein eindeutig nachprüfbares Qualitätsmerkmal.

Dieses Qualitätsmerkmal gilt es schon in der technischen Entwicklung positiv zu beeinflussen. Dazu sollte der Konstrukteur eines Gerätes, einer Maschine oder Anlage bereits im frühen Entwicklungsstadium die Schallleistung berechnen oder zumindest abzuschätzen können. Dadurch können verschiedene konstruktive Va-

[1] 37% aller durch die gewerblichen Berufsgenossenschaften anerkannten Fälle waren 2006 Erkrankungen durch Lärm

rianten hinsichtlich ihrer Geräuschemission verglichen und auch hinsichtlich der Kosten optimiert werden.

Der akustischen Forschung ist also die Aufgabe gestellt, die wichtigsten Schallerzeugungsmechanismen, vor allem die Schallabstrahlung von schwingenden Oberflächen und die aerodynamische Schallgenerierung, so zu beschreiben, dass eine Voraussage der abgestrahlten Schallleistung möglich ist.

In der vorliegenden Arbeit wird eine solche Beschreibung experimentell untersucht und weitere Hinweise zu einer umfassenden Berechnungsvorlage gegeben. Das Objekt ist dabei der quer angeströmten Kreiszylinder. Der den Untersuchungen zugrunde liegende weite Parameterbereich von Variationen der Objektabmessungen und der relevanten Strömungsparameter und Strömungsmedien lässt dabei allgemeine Aussagen über die spektrale Verteilung der emittierten Schallleistung in Abhängigkeit von den wichtigsten Einflussgrößen zu.

2 Kenntnisstand

2.1 Historischer Rückblick auf die Emissions-Vorausbestimmung aerodynamischer Schallquellen des Maschinenbaus

Ansätze zur quantitativen Beschreibung der Schallemission von Lüftern, Rotoren, frei ausblasend oder eingebaut, sowie von einzelnen in Luft bewegten Konstruktionselementen können mindestens bis in die 30er Jahre des vergangenen Jahrhunderts zurückverfolgt werden. Wichtige bis 1960 hierzu publizierte Arbeiten können dem Schrifttum der Veröffentlichungen [24] und [81] zusammengefasst entnommen werden. Die im Folgenden darüber hinaus detaillierter angesprochenen Publikationen basieren im wesentlichen auf Ergebnissen experimenteller Untersuchungen der Jahre 1960 bis 1980, die auch teilweise an theoretischen Ansätzen reflektiert wurden. Bei dieser Auswahl steht die ingenieurstechnische Anwendbarkeit im Vordergrund. Den heutigen Regelungen und Erkenntnissen entsprechend werden ferner nur Arbeiten herangezogen, deren Messungen sich zu Schallleistungen verarbeiten lassen.

1955 wurden zwei Arbeiten zu dem Thema der Schallemission von Radial-Ventilatoren veröffentlicht. Von Allen et al. [2] wurde die emittierte Schallleistung in Abhängigkeit von der elektrischen Eingangsleistung des Lüfters dargestellt. Goldman und Maling [21] drückten diese in Abhängigkeit der aerodynamischen Leistung aus. Die entstandenen Gleichungen waren einfach, ließen sich aber nur für die speziell untersuchten Lüftertypen mit ausreichender Genauigkeit nutzen. Außerdem waren einige der Gleichungen nicht für frei ausblasende oder stark gedrosselte Betriebszustände gültig, wie sie z.B. bei der Kühlung von elektrischen Maschinen relevant sind.

Bei weiteren Arbeiten ([23], [24], [25], [26]) wurde der folgende Ansatz zugrundegelegt (siehe auch [45]):

$$P = \gamma_{340}\, S_M \left(\frac{u}{c}\right)^{\beta} [W]\,. \tag{2.1}$$

Dabei ist γ_{340} die einem (Mantel-)Oberflächenelement je Flächeneinheit im Mittel zugeordnete Schallleistung bei einer Referenzumfangsgeschwindigkeit von $u = c = 340$ m/s, S_M die Mantelfläche des Schall erzeugenden Rotationskörpers und β der Exponent für den Einfluss der Umfangsgeschwindigkeit auf die emittierte Schallleistung.

2.1.1 Messungen an rotierenden Radialrädern

Bei den am Ende der 50er Jahre für den Einsatz als Eigenlüfter von Bahnmotoren an Radialrädern durchgeführten Untersuchungen wurden die Räder unter meteorologischen „Normalbedingungen“ sowohl frei ausblasend als auch ummantelt sowie bei verschiedenen Drosselungen im Freifeld an einzelnen Messpunkten in 1 m Abstand spektral und als Gesamtschalldruckpegel gemessen [23] mit dem Ziel, die Gleichung 2.1 quantitativ auszufüllen.

Bild 2.1 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Um Einflüsse des Antriebmotors auf die akustischen Messungen am Radiallüfter zu vermeiden wurde dieser außerhalb des reflektionsarmen Messraumes installiert. Die Anströmung war durch verschiedene Siebe, Gleichrichter und Kapselung der Antriebswelle „kanalisiert“ und ließ dadurch auch geringe Turbulenz erwarten. Die Abmaße des untersuchten Lüfters sowie die Messpunktanordnung sind Bild 2.2 zu entnehmen.

Durch diesen speziellen Versuchsaufbau waren die Untersuchungen die ersten, bei denen die Schallleistung von Radiallüftern mit geraden Schaufeln unter definierten Versuchsbedingungen mit systematisch und fein variierten, systemeigenen Parametern in einem reflektionsarmen Raum ermittelt wurde. In früheren Untersuchungen wurde meist nur der emittierte Schalldruck zu verschiedenen, willkürlich gewählten Messpositionen und einzelnen aerodynamischen Betriebspunkten in Abhängigkeit von Geometrie, Drehzahl und geförderter Menge untersucht.

In Bild 2.3 links sind dabei die Druck-Fördermengen-Kennlinien für den untersuchten Lüfter für verschiedene Drosselzustände dargestellt. Die Fördermenge wurde

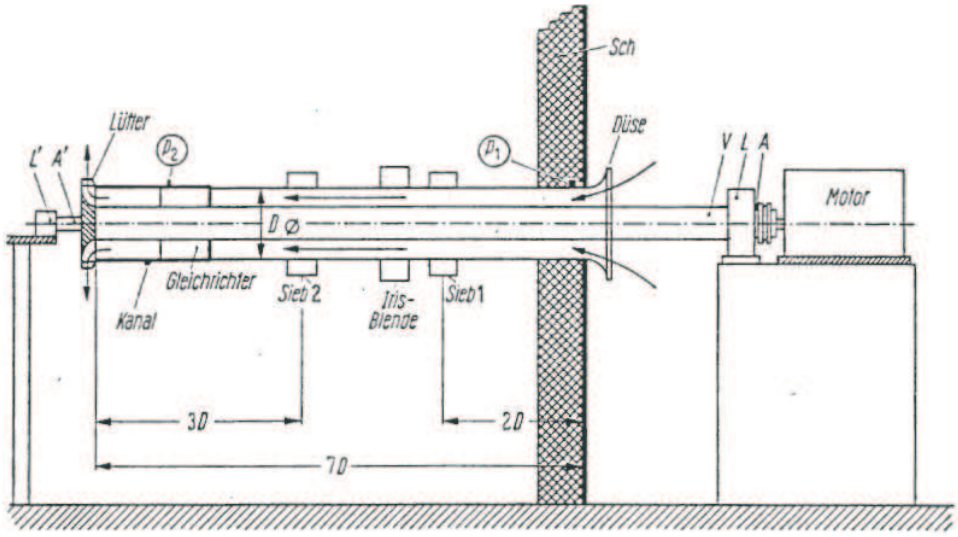

Bild 2.1: Versuchsaufbau zur Geräuschbildung an Radiallüftern in schematischer Darstellung nach [23], Kanaldurchmesser D= 38 cm, alle anderen Maße vielfaches von D

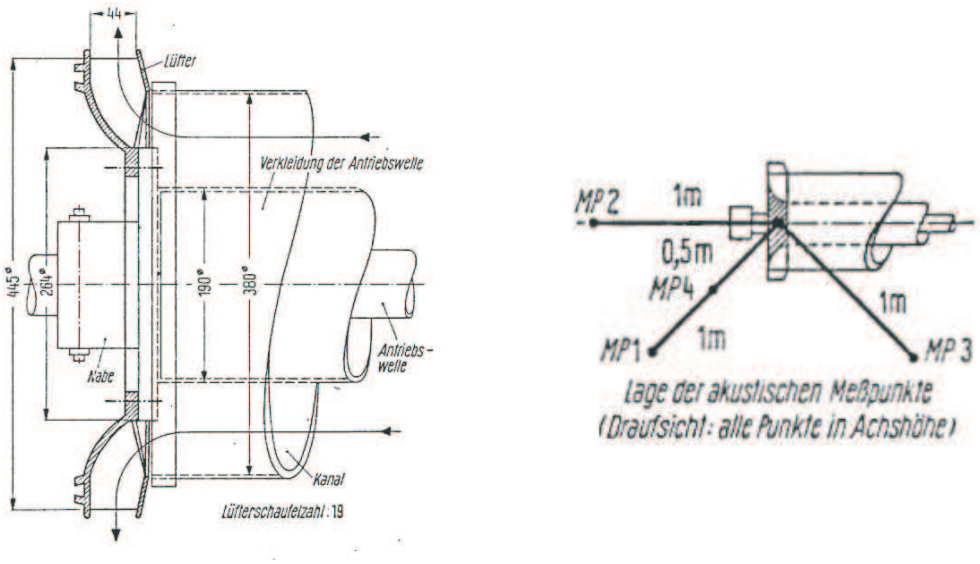

Bild 2.2: Ansicht des Radiallüfters und Lage der Messpunkte nach [23], alle Maße links in [mm]

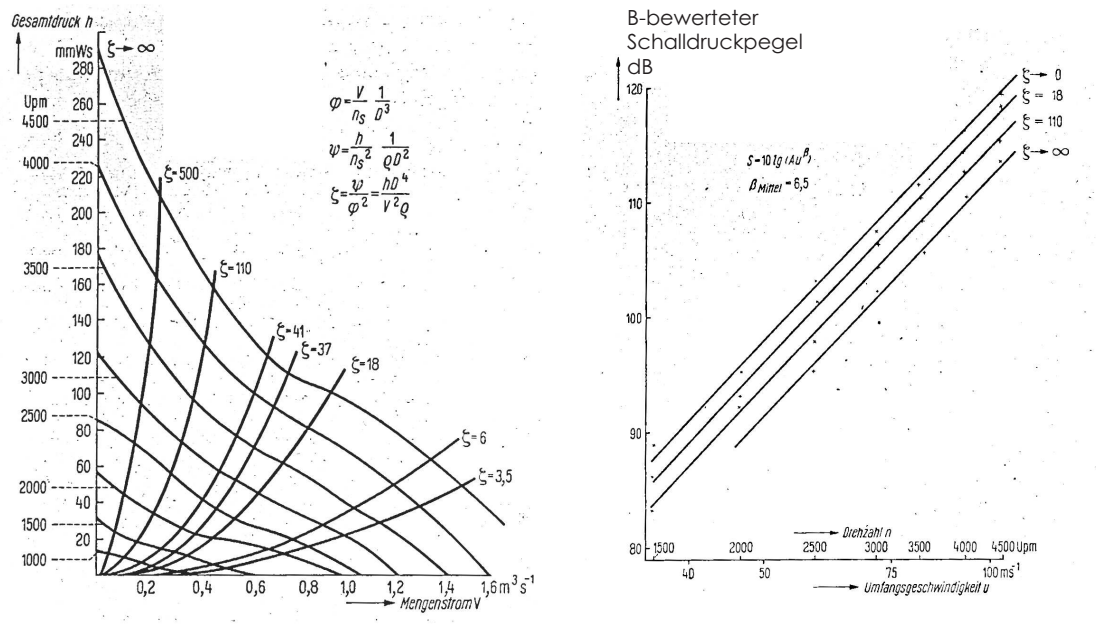

Bild 2.3: *links* Druck-Volumenstrom-Kennfeld und *rechts* B-bewerteter Schalldruckpegel des untersuchten Radiallüfters in Abhängigkeit von Drehzahl und Drosselzustand nach [23]

bei diesen Untersuchungen aber im Gegensatz zum sonstigen Schrifttum dieser Zeit nicht als Parameter verwendet, da diese auch eine Funktion der Umfangsgeschwindigkeit ist. Statt dessen wurde der Drosselzustand, welcher durch den Widerstandsbeiwert ζ gekennzeichnet ist, verwendet. Dieser im Allgemeinen von der Umfangsgeschwindigkeit unabhängig definiert sich durch

$$\zeta = \frac{hD^4}{\dot{V}^2\rho}\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{s}} \tag{2.2}$$

mit h dem statischen Druck, ρ der Dichte des geförderten Mediums, $\dot{V}$ der je Zeiteinheit geförderte Menge und D dem Kanaldurchmesser. Bild 2.3 rechts zeigt, dass der Exponent β unabhängig vom Widerstandsbeiwert ist.

Die mantelflächenspezifische Schallleistung eines Radiallüfters wurde dabei weiter aufgesplittet in einen Rotationsanteil γ_R, der für γ_{340} bei vollständiger Drosselung ($\zeta \to \infty$) wirksam ist, und einen zur Fördermengen proportionalen Zuschlag γ_F für einen beliebigen aerodynamischen Betriebspunkt ($\zeta \neq 0$):

$$\gamma_{340} = \gamma_R \cdot \gamma_F \tag{2.3}$$

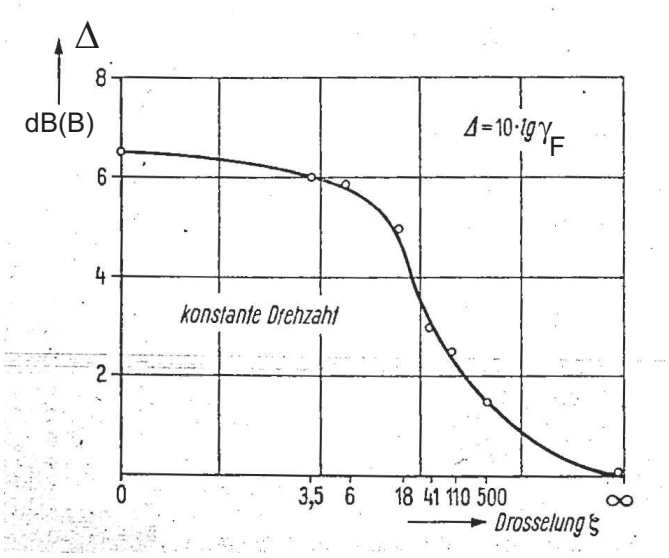

Bild 2.4: Der akustische Fördereffekt des Lüfters: Lautstärkeänderung in Abhängigkeit von der Drosselung nach [23]

Im Pegelmaßstab wird damit aus Gleichung (2.1)

$$L_W = 10 \cdot \lg \frac{\gamma_R}{1\mathrm{W/m^2}} + 10 \cdot \lg \gamma_F + 10 \cdot \beta \cdot \lg \frac{u}{c} + 10 \cdot \lg \frac{S_\mathrm{M}}{1\mathrm{m^2}} \tag{2.4}$$

Für den Exponenten β wurde festgestellt, dass dieser über den untersuchten Geschwindigkeitsbereich nicht konstant ist. Für Umfangsgeschwindigkeiten von 50 bis 100 m/s ergab sich aus unbewerteten Schalldruckmessungen ein Exponent von 6,7, im Bereich unter 50 m/s von 4,6. Für B-bewertete Schalldruckmessungen lag der Exponent sowohl für den niedrigen wie höheren Umfangsgeschwindigkeitsbereich im Mittel einheitlich bei 6,5. Aufgrund der Pegelkorrektur der B-Bewertung für tiefe Frequenzen lässt dieses Verhalten des Exponents auf einen erheblichen Anteil tiefer Frequenzen bei Umfangsgeschwindigkeiten kleiner 50 m/s im Geräuschspektrum schließen. Dieses Ergebnis entspricht im Wesentlichen den auch damals bekannten Literaturangaben.

Der akustische Fördereffekt, d.h. die Erhöhung der Schallleistung durch Erhöhung der Fördermenge bei fester Drehzahl (Verringerung der Drosselung), ist im untersuchten Bereich bei verschiedenen Drehzahlen etwa gleich und beträgt zwischen voller Drosselung und aerodynamischen Kurzschluss etwa 7 dB(B). Im Bereich der durchgeführten Untersuchungen war, wie in Bild 2.4 zu sehen, eine Angabe einer universellen Kurve möglich.

Für die in Bild 2.2 beschriebenen Messpositionen ergibt sich aus dem Abstand von 1 m zu der Mitte des Lüfters eine kugelförmige Hüllfläche. Abzüglich der Querschnittsfläche des Kanals erhält man damit einen Messflächeninhalt von $S_{\text{Messflaeche}} = \pi\,(4 - 0,38^2) = 12,11$ m^2 und ein Messflächenmaß von $L_S = 10,83$ dB. Der verwendete Radiallüfter besitzt eine Mantelfläche von $S_M = 0,044 \cdot \pi \cdot 0,445\text{m}^2 = 0,06151$ m^2. Aus dem Text der Veröffentlichungen [23] - [26] ist für einen voll gedrosselten Zustand und eine Umfangsgeschwindigkeit von $u = 50$ m/s ein unbewerteter mittlerer Schalldruckpegel im Ein-Meter Abstand von $L_{p,50,1m} \approx 87$ dB zu entnehmen, woraus nach Addition des Messflächenmaßes sich ein Schallleistungspegel von $L_{W,50} \approx 98$ dB ergibt, der einer Schallleistung von $P_{50} \approx 0,006$ W entspricht und auf die Mantelfläche des Lüfters bezogen ein $\gamma_{R,50} \approx 8 \cdot 10^{-2}$ W/m^2 liefert. Für die Referenzumfanggeschwindigkeit $u = 340$ m/s erhält man hieraus mit einem β von 5,5 über die Beziehung $\frac{\gamma_{R,340}}{\gamma_{R,50}} = \left(\frac{340}{50}\right)^{5,5} = 3,8 \cdot 10^4$ ein $\gamma_{R,340} \approx 3,9 \cdot 10^3$ W/m^2 und als Pegel ein $L_{R,\gamma,340} = 156$ dB. Durch Addition des maximalen Fördereffektes $\Delta \approx 7$ dB ergibt sich schließlich ein $L_{\text{R}\gamma,340} = 163$ dB.

Ein Abgleich dieses Ergebnisses lässt sich auch für einen einzelnen Messpunkt mit den in Bild 2.5 dargestellten Daten durchführen. Der Drehzahl von $n = 2150$ 1/min entspricht eine Umfangsgeschwindigkeit $u = 50$ m/s, und $n = 3000$ 1/min entspricht $u = 70$ m/s. Die energetische Addition der Pegelwerte der betreffenden Frequenzbänder dieser beiden Betriebszustände ergibt Gesamtpegel, die sich in ein $L_{\gamma,340}$ überführen lassen. Dieser liegt dann ca. 5 dB über dem zuvor ermittelten Wert. Eine genaue Angabe der betreffenden Messposition fehlt leider in der bentsprechenden Veröffentlichung. Der höhere Wert legt die Vermutung nahe, dass diese Einzelpunktmessung in einem Gebiet höherer Emission lag.

Die Analysen der untersuchten Geräusche des frei ausblasenden Radiallüfters zeigten alle ein ausgeprägtes Energiemaximum, welches sich mit wachsender Drehzahl zu höheren Frequenzen hin verschiebt. Bild 2.5 bestätigt im Übrigen auch die Unabhängigkeit der Lage des Energiemaximums bei einer bestimmten Drehzahl vom Drosselzustand, da links der Lüfter voll gedrosselt und rechts bei einem Drosselzustand von $\zeta = 3,5$ dargestellt ist.

Der ermittelte Proportionalitätsfaktor zur Drehfrequenz $n/60$ ist 13,1. Für die Umfangsgeschwindigkeit ergibt sich 9,1 (Bild 2.7 links). Der Proportionalitätsfak-

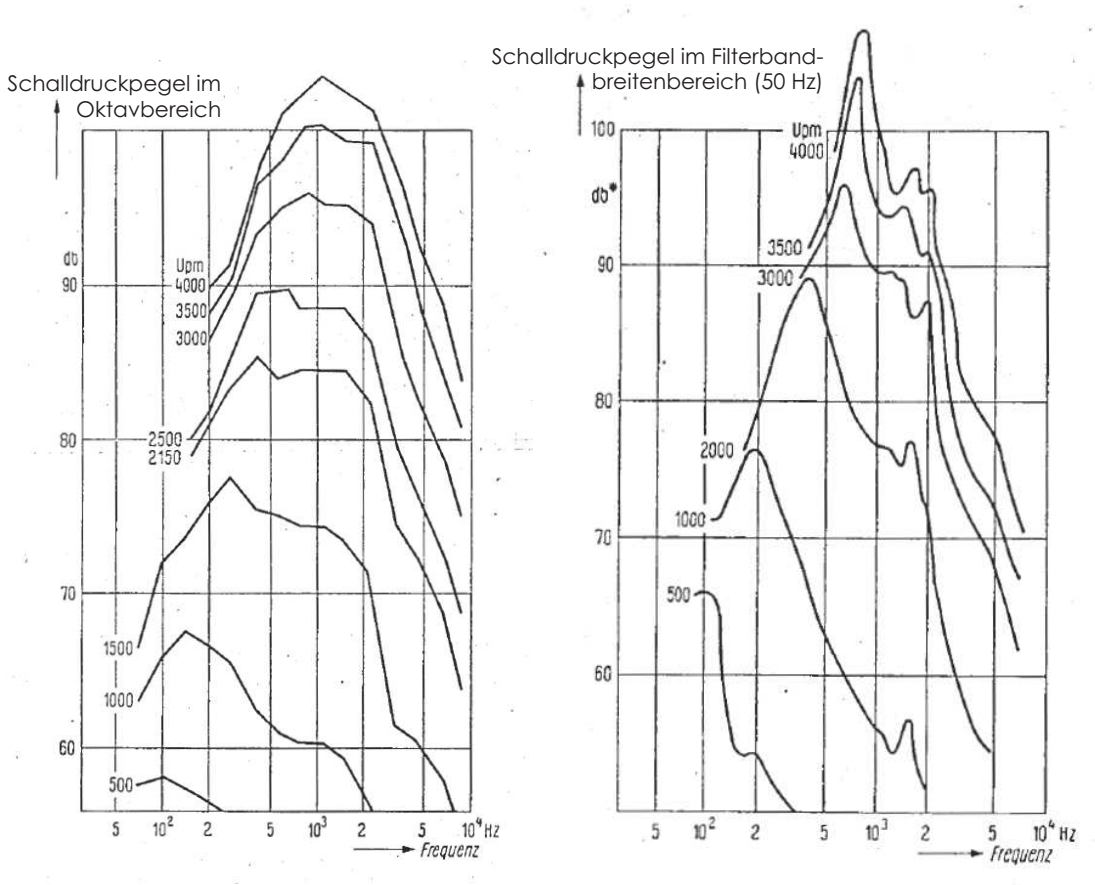

Bild 2.5: Oktavsiebanalysen und Suchtonanalysen der Geräusche des Radiallüfters an einem einzelnen in 1 m Abstand positionierten Messpunktes nach [23], links voll gedrosselt ($\zeta \to \infty$) rechts ($\zeta = 3,5$); $L_{p,ges,2150} = 97,5$ dB; $L_{p,ges,3000} = 101,5$ dB (aus Oktavspektrum)

tor ist damit weder gleich der Lüfterschaufelzahl von 19, noch steht er in einem einfachen Zusammenhang mit dieser.

Diesem Phänomen wurde in einer weiteren Untersuchung [23] [24] nachgegangen. Dabei wurde die Ansaugöffnung direkt am Lüfter durch eine Scheibe verschlossen und der Lüfter ohne Kanal frei laufend betrieben. Der einzige Unterschied gegen eine frei laufende, massive und glatte Scheibe gleicher Außenabmessung besteht jetzt ausschließlich in den Schaufelkanten am äußeren Umfang und den Hohlräumen zwischen zwei benachbarten Schaufeln. Bild 2.6 zeigt die entsprechenden Spektren für verschiedene Drehzahlen. Die Modifikationen brachten keine Veränderung des Proportionalfaktors des einen bereits festgestellten Energiemaximums mit sich. Es kam jedoch ein weiteres Maximum bei einer Frequenz von 1000 Hz hinzu, welches aus der Eigenfrequenz einer einseitig abgedeckten Pfeife folgt, die

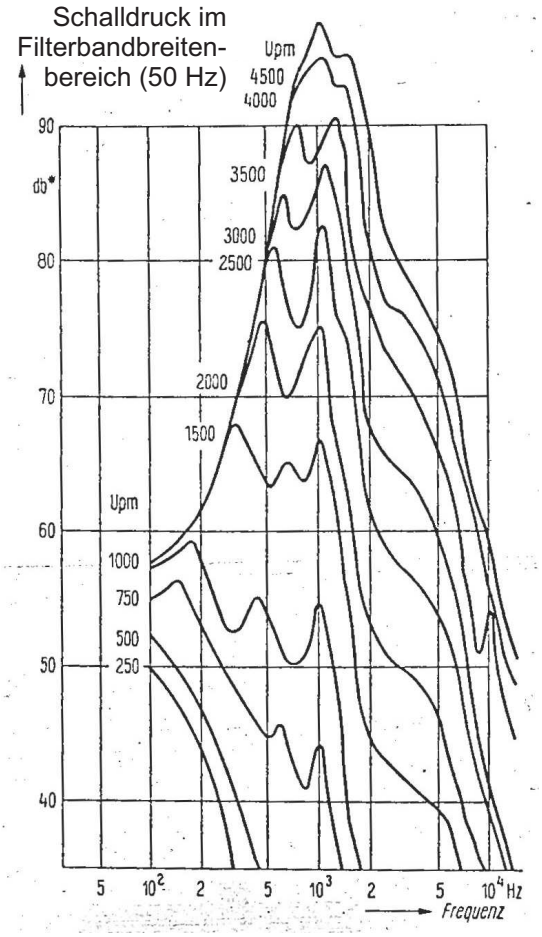

Bild 2.6: Suchtonanalysen der Geräusche eines Radiallüfters an einem Einzelmesspunkt. Betriebszustand: Ansaugöffnungen verschlossen

von dem Hohlraum zweier benachbarter Schaufeln und den Seitenscheiben gebildet wird.

Auch von Holle [43] wurde eine solche Proportionalität bei bewegten oder angeblasenen Profilen festgestellt und als Schneiden- oder Hiebton bezeichnet. Untersuchungen an etwa entsprechenden Vierkantprofilen ergaben ähnliche Proportionalitätsfaktoren. Durch diese Übereinstimmung mit Literaturangaben konnte unter zu Hilfenahme dieser früheren Untersuchungen geschlossen werden, dass das Energiemaximum eines frei ausblasenden Radiallüfters im Wesentlichen durch den Schneideneffekt seiner Schaufelkanten bestimmt wird. Bestätigt wird diese Annahme durch einen Vergleich mit einer rotierenden, massiven Scheibe gleicher Abmessungen, die nicht nur eine wesentlich kleinere Emission aufweist als der voll

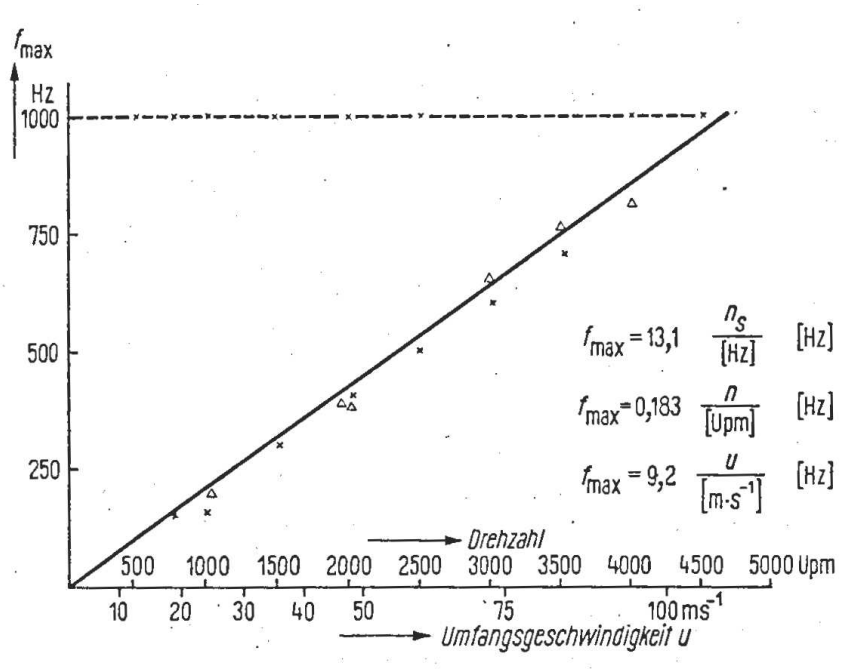

Bild 2.7: Abhängigkeit der Frequenz maximaler Schallenergie f_{max} von der Umfangsgeschwindigkeit u und der Drehzahl n. Das drehzahlunabhängige Maximum der Schallenergie bei 1000 Hz (gestrichelte Kurve trat nut beim verschlossenen Lüfter deutlich auf.

gedrosselte Lüfter, sondern auch kein ausgeprägtes Energiemaximum hat (weiteres hierzu siehe 2.1.2).

2.1.2 Messungen an einer frei rotierenden Scheibe

In den Arbeiten [24] und [26] wurden aerodynamische Geräusche einer frei rotierenden „glatten“[1] Scheibe untersucht. Diese erzeugte dabei ein rosa Rauschen, das wie in Bild 2.10 zu sehen, im Oktavspektrum von tiefen zu hohen Frequenzen monoton abfällt (im Mittel rund 1 bis 2 dB pro Oktave). Eine Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit hat dabei im Wesentlichen nur eine Parallelverschiebung des Spektrums zu höheren Pegeln zur Folge. Der Verlauf ändert sich dabei also nicht. Der Schalldruckeffektivwert wächst im gesamten Umfangsgeschwindigkeitsbereich bis 250 m/s etwa mit der 2,5ten Potenz der Umfangsgeschwindigkeit. Somit ist der schallleistungproportionale Effektivwertquadrat etwa $\beta = 5,0$ (Bild 2.8).

[1] Die Oberfläche der untersuchten Scheiben bestand aus Drehrillen, Tiefe 50 μm, Abstand 0,75 mm

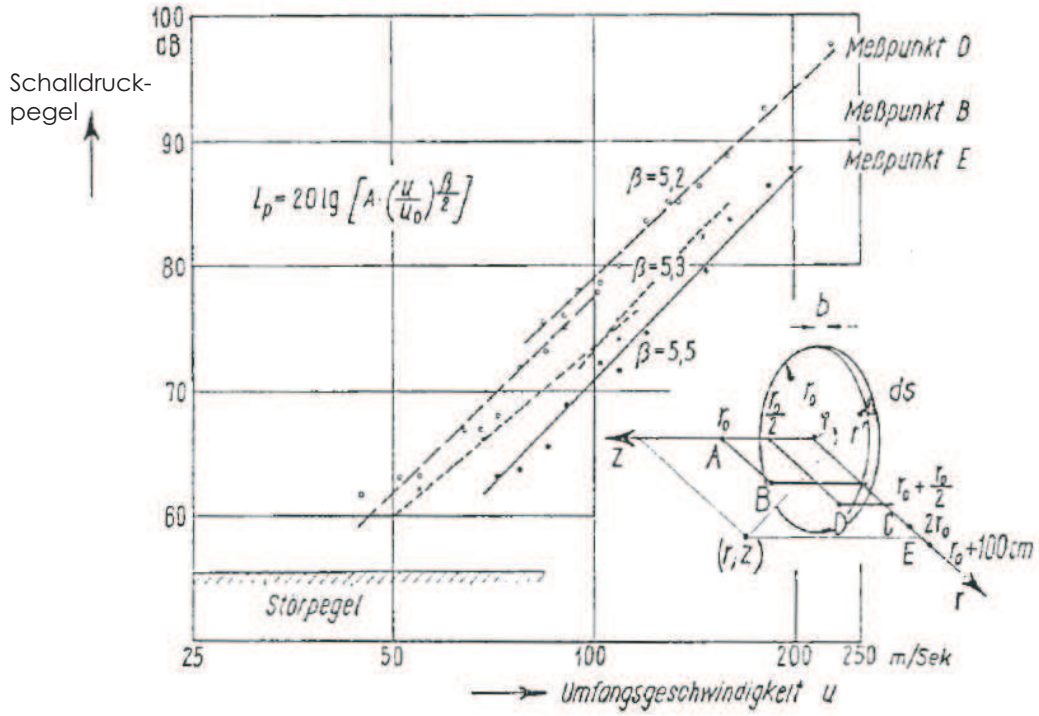

Bild 2.8: Schalldruckpegel der rotierenden Scheibe in Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit, für verschiedene Messpunkte nach [25]

Für Abstände, die größer als der Scheibendurchmesser sind, wurde eine Abnahme des Schalldruckpegels im Freifeld von 6 dB je Abstandsverdopplung gemessen. Damit ist die Mindest-Entfernung eines Messpunktes gegeben, für welchen bei Schalldruckmessungen auf die erzeugte Schallleistung des Objektes geschlossen werden darf. In dieser Entfernung wurde auf einer Hüllfläche bei nicht näher quantifizierter Anzahl von Messpunkten der mittlere Schalldruck ermittelt und die abgestrahlte Schallleistung berechnet. Für eine Umfangsgeschwindigkeit von $u = 50\,\mathrm{m/s}$ ist diese $L_{w,50} = 70$ dB oder $P_{50} = 1 \cdot 10^{-5}\mathrm{W}$.

Auf Grund des hohen Exponenten $\beta = 5$ der Umfangsgeschwindigkeit darf man auch für diesen Schallerzeuger von einer im Wesentlichen nur auf dem Scheibenmantel erzeugten Schallleistung ausgehen und die Wirkung der Seitenflächen dagegen vernachlässigen. Nimmt man weiterhin, wie nach Gl. (2.1) an, dass die erzeugte Schallleistung von jedem Scheibenelement zu gleichen Teilen von inkohärentem Rauschen erzeugt wird, so kann diese Leistung auf die Mantelfläche der Scheibe (hier: $S_M = 0,154\ \mathrm{m}^2$) bezogen werden. Es ergab sich daraus ein unbewertetes $\gamma_{50} \approx 9 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{W/m^2}$ bzw. $\gamma_{340} \approx 1 \cdot 10^{0}\ \mathrm{W/m^2}$. In anderen Teilen der Veröffentli-

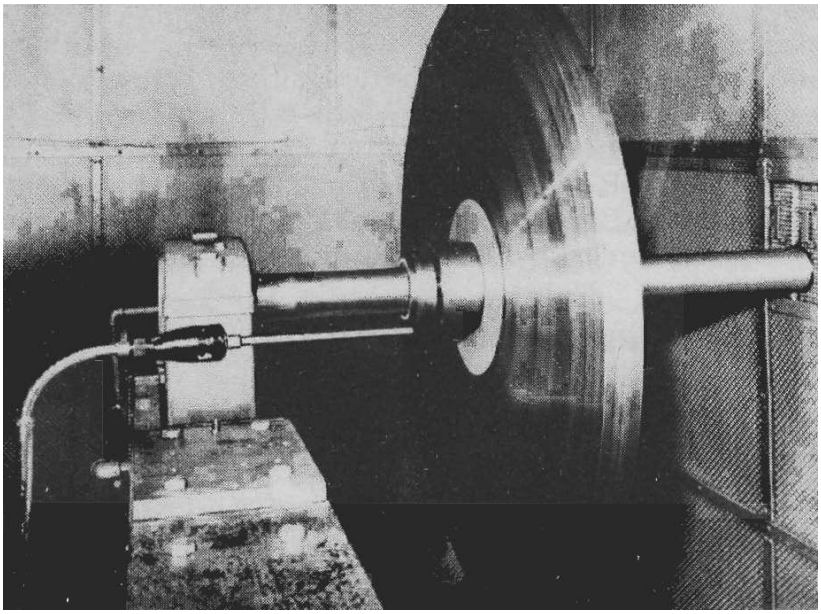

Bild 2.9: Geräuschmessung an einer rotierenden Scheibe mit Durchmesser D= 1400 mm und einer axialen Breite b= 70 mm nach [24]

chung ist durch Berechnung des Gesamtpegels aus den vorliegenden Spektren ein leicht niedrigerer Wert zu entnehmen. Bei Verrechnung aller angegebenen Emissionswerte der rotierenden Scheibe ergibt sich ein mittleres $\overline{\gamma_{340}} \approx 7 \cdot 10^{-1}$ W/m^2 oder $L_{\gamma,340} = 118$ dB.

Um eine gewisse Allgemeingültigkeit dieser Ergebnisse zu belegen, wurden für den Übergang einer glatten Scheibe zu glatten Zylindern auch weitere Objekte durch Vergrößerung der Scheibenbreite und Verringerung des Durchmessers untersucht. Es zeigte sich, dass im Rahmen der Messungenauigkeit die aufgestellte Beziehung zusammen mit den $\overline{\gamma}$-Werten auch für rotierende „glatte“ zylindrische Körper gut anwendbar ist.

2.1.3 Messungen an umlaufenden Rotoren elektrischer Maschinen

In dem Bericht [24] werden Gesetzmäßigkeiten zur Geräuschbildung frei rotierender Läufer eines größeren Asynchronmotors vorgestellt. Die Läufer unterscheiden sich dabei vom glatten Zylinder durch eine „rauhere“ Oberfläche. Im Bild 2.11 links

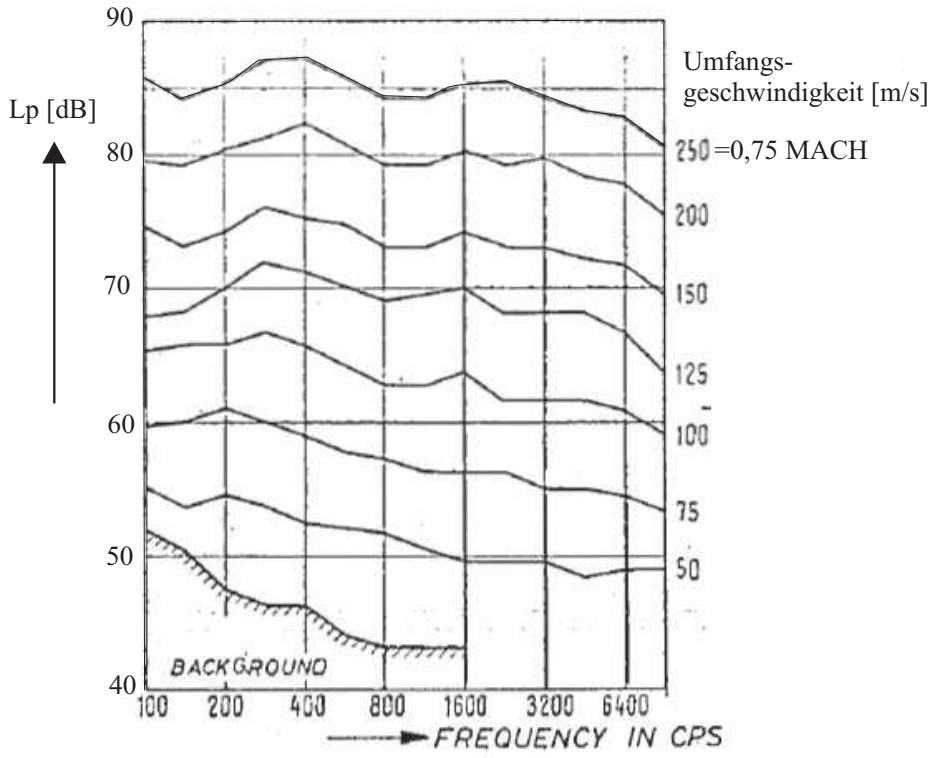

Bild 2.10: Schalldruckpegelspektren einer rotierenden Scheibe nach [24] gemessen an einer einzelnen Messposition in 1 m Abstand 45° zur Achse

ist ein solcher Läufer frei rotierend, rechts, in einem modellierten Ständermodell montiert abgebildet. Das Spektrum eines frei rotierenden Läufers ist ein breitbandiges Rauschen mit einem Maximum bei einer Oktavsiebanalyse im Bereich von 1 bis 3 kHz (Bild 2.12). Weitere Untersuchungen mit einer Schmalbandanalyse ergaben, dass das erkennbare Maximum aus zwei benachbarten Maxima besteht, die recht genau auf der gleichen Frequenz verharren und nur durch eine relative Veränderung ihrer Pegelwerte im Oktavspektrum eine Frequenzverschiebung erscheinen lassen.

Als akustische Messgröße wurde in einem Abstand von 2 m der unbewertete Schalldruckpegel gemessen. Der Geschwindigkeitsexponent für die unbewertete Schallleistung des frei rotierenden Läufers liegt bei $\beta = 5,5$ und ändert sich nur geringfügig, wenn der Läufer mit einem Mantel umgeben wird. Die spezifische Schallleistung wurde mit $\gamma_{50} \approx 1 \cdot 10^{-2}$ W/m^2 ermittelt. Daraus folgt $\gamma_{340} \approx 3,8 \cdot 10^2$ W/m^2 oder als Pegel dargestellt $L_{\gamma,340} = 146$ dB. Diese Werte wurden für weitere Rotoren

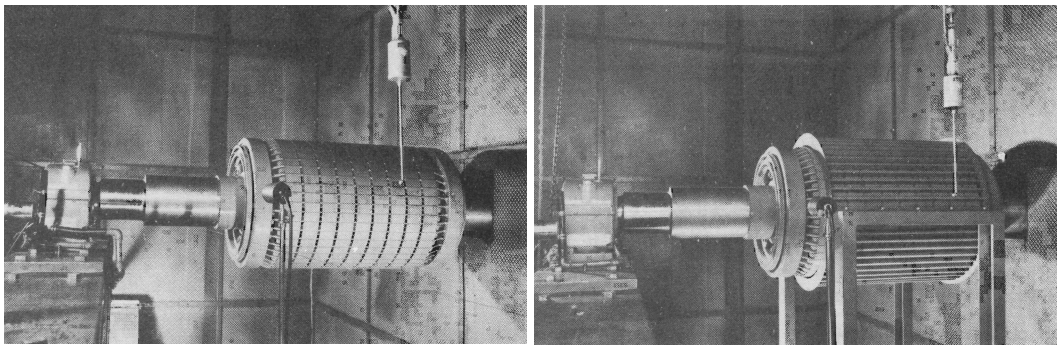

Bild 2.11: Geräuschmessung am Läufer eines Asynchronmotors fei rotierend und im Ständermodell [24]

Tabelle 2.1: Übersichtstabelle historischer Rückblick

	$\gamma_{R,50}$ $[\mathrm{W/m^2}]$	$\gamma_{R,340}$ $[\mathrm{W/m^2}]$	β	$L_{\gamma,340}$ [dB]	γ_F [dB]
rotierende Scheiben u. Zylinder [26]	$\approx 2 \cdot 10^{-5}$	$\approx 7 \cdot 10^{-1}$	5,0	118	-
Motorläufer [24], unbewertet	$\approx 1 \cdot 10^{-2}$	$\approx 3,8 \cdot 10^{2}$	5,5	146	-
Radiallüfter [23], B-bewertet	$\approx 8 \cdot 10^{-2}$	$\approx 3,9 \cdot 10^{3}$	5,5	156	0..7

elektrischer Maschinen unterschiedliche Größe durch spätere Messungen bestätigt.

Tabelle 2.1 zeigt abschließend einen Überblick über die ermittelten Größen, die nach aufsteigenden γ-Werten sortiert sind.

2.2 Aktueller Stand der Forschung

2.2.1 Aerodynamische Schallentstehung

Eine grundlegende Theorie zur aerodynamischen Schallentstehung wurde von Lighthill [57] vorgelegt und u.a. von Ffowcs Williams und Hawkings weiterentwickelt. Dieser Theorie liegt eine inhomogene Wellengleichung zugrunde, die aus den Grundgleichungen der Strömungsmechanik hergeleitet ist. Bei der Ableitung wurden keine wesentlichen Einschränkungen getroffen, so dass alle wesentlichen strömungsmechanischen und akustischen Vorgänge eingeschlossen sind. Eine eingehende Beschreibung dieser Theorie lässt sich zum Beispiel im Forschungsheft

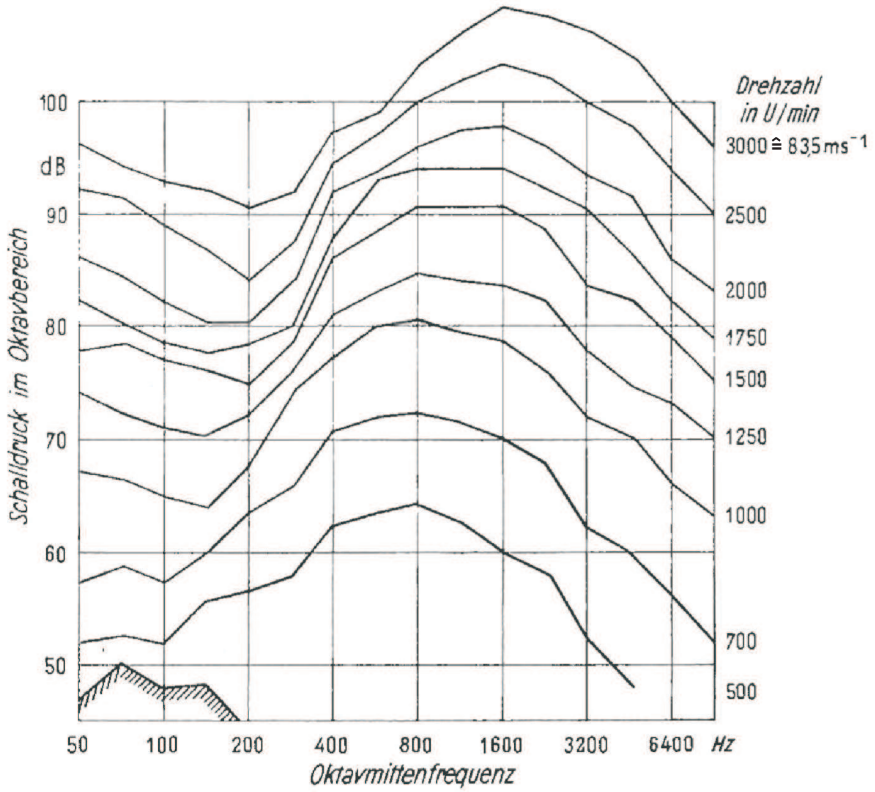

Bild 2.12: Schalldruck-Oktavspektrum eines frei rotierenden Kurzschluss-Läufers eines Elektromotors im Messabstand von 2 m bei Variation der Drehzahl [24]

[51] von Költzsch finden. Dabei wird ferner beschrieben, wie mit der inhomogenen Wellengleichung eine formale Analogie, die so genannte Lighthill´sche Analogie, zwischen der Wellengleichung der klassischen Akustik und einer allgemeinen Fluidströmung (mit nichtlinearen Gliedern, Turbulenz, usw.) hergestellt werden kann. In der inhomogenen Wellengleichung tauchen zusätzlich zur üblichen Wellengleichung der Akustik auch Quellterme auf, welche als akustische Elementarstrahler gedeutet werden können.

Diese Quellterme lassen sich aufteilen in Monopol-, Dipol- und Quadrupolquellen. Dabei ist die Modellvorstellung für eine **Monopolquelle** die bekannte atmende Kugel, die in radialer Richtung phasengleich um die Ruhelage schwingt. Die Monopolquelle entsteht durch eine zeitliche Änderung des Massezuflusses bzw. -abflusses in einem Fluid und bei Verdrängung eines Fluids durch feste Körper.
Dipolquellen entstehen durch zeitlich veränderliche Kräfte, die von außen auf

die Strömung aufgeprägt oder durch die Strömung an festen Berandungen bzw. umströmten Körpern produziert werden. Ein Modell hierfür ist eine schwingende starre Kugel.
Quadrupolquellen entstehen in Strömungen durch zeitlich veränderliche Reynolds-, Scher- und Normalspannungen. Quadrupolquellen kommen in turbulenten Strömungen, entfernt von Berandungen, vor. Ein physikalisches Modell für die Quadrupolquelle ist die Deformation einer Kugel ohne Massen- und Schwerpunktsänderung, wobei man sich diese Kugel als Modell für einen Turbulenzzustand vorstellen kann [51].

2.2.2 Technische Schallquellen

Die von Lighthill und weiteren Autoren erarbeiteten Grundbeziehungen erfordern für eine Bestimmung der zentralen Geräuschemissionsgröße, der Schallleistung, konkreter technischer Schallquellen weitere Entwicklungen. Gefragt ist dabei die Generierung aerodynamischer Geräusche durch in einem Gas, meist in Luft, bewegter Festkörper sowie die Geräusche, welche durch Mischen von Gasströmen unterschiedlicher Geschwindigkeiten entstehen.
Die nachfolgende Diskussion des derzeitigen Entwicklungsstandes beschränkt sich auf den zuerst genannten Schallerzeugungsmechanismus.

Dieser Entwicklungsstand ist aufgrund fehlender exakter analytischer Vorhersageverfahren überwiegend durch halbempirische oder empirische Ansätze gekennzeichnet [67]. Typisches Beispiel hierfür ist das Berechnungsverfahren für den von Windkraftanlagen generierter Schall nach Lowson [59], der eine einfach zu handhabende Gleichung für das Schalldruckterzspektrum in einem einzelnen Feldpunkt angibt. Dazu werden Messergebnisse an einem NACA 0012 Profil von Brooks et al. [10] zur Beschreibung des Geräuschs und theoretische und experimentelle Untersuchungen von Amiet [5] zur Beschreibung der Schallentstehung durch Anströmturbulenzen verwendet. Von Wittstock [77] wurde das Modell von Lowson [59] implementiert. Die daraus gewonnenen spektralen Vorhersagen stimmen mit den Messergebnissen nur bedingt überein. Kritisch anzumerken ist zu diesem Verfahren von Lowson [59], dass die Messungen [10] nur an einem einzigen Profil bei zwar verschiedenen Anstellwinkeln, aber nur gering variierter Mach-, Reynolds- und Strouhalzahl durchgeführt wurden, trotzdem aber unabhängig von Profilform, Ähnlichkeitskennzahlen und Anstellwinkeln angewendet werden. Insbeson-

dere wurden nicht die für die Schallemission insgesamt maßgebende Schallleistung, sondern lediglich Schalldrücke in einigen speziell ausgewählten Feldpunkten, häufig auch unter nicht exakt definierten Umgebungsbedingungen, gemessen. Auch weitere Vorhersagegleichungen betreffen meist nur einzelne, sehr speziell ausgewählte Positionen von Schalldruckdaten.

Um zu möglichst allgemeingültigen Aussagen über aerodynamisch erzeugten Schall und Möglichkeiten seiner Beeinflussung zu kommen, bedarf es daher weiterer Untersuchungen, die auf die Bestimmung der physikalisch korrekten Emissionsgröße, der Schallleistung, abzielen. Die Schallleistung erlaubt dann auch eine umgebungsunabhängige Quantifizierung der Schallgenerierung und somit eine optimale Vergleichbarkeit mit anderen Untersuchungen experimenteller, numerischer oder analytischer Art.

Das Buch von Lips [58] vermittelt einen guten Überblick über den gegenwärtigen Stand der Akustik zahlreicher praktischer, technischer Schallquellen, größtenteils allerdings eingeschränkt auf Strömungsmaschinen und Strömungsanlagen. Dazu gehören insbesondere die in einem eigenen ausführlichen Kapitel abgehandelten Ventilatoren, deren Geräuschemission anhand der VDI-Richtlinien VDI 2081 [73] und VDI 3731, Blatt 2 [74], beispielhaft für eine heute übliche Vorgehensweise beschrieben und erläutert wird. Im Gegensatz zu der überwiegenden Zahl entsprechender früherer Publikationen, bei denen Schalldrücke einzelner Feldpunkte betrachtet werden, ist in der Arbeit von Lips, beziehungsweise in den VDI-Richtlinien die Geräuschemission bereits durch die generierten Schallleistungen - als bewertete Gesamtpegel und teilweise auch spektral - dargestellt. Parameter der Schallleistungsdarstellungen eines Ventilators sind dabei dessen Geometrie sowie verschiedene Betriebsparamter wie Drehzahl/Umfangsgeschwindigkeit und insbesondere aber auch sehr lüfterspezifische Größen wie der erzeugte Volumenstrom $\dot{V}$ und die Gesamtdruckdifferenz Δp_t, wobei diese Größen außerdem meist für einen Betriebspunkt optimalen Ventilator-Wirkungsgrads verstanden werden.

Lips selbst beurteilt diese Darstellung als „orientierendes Abschätzungsverfahren“ mit einer Toleranz von ± 4 dB und weist dabei aber auch auf gelegentlich massive Abweichungen gegenüber gemessenen Daten hin. Wegen der für die Schallleistungsbeschreibung hierbei sehr ventilatorspezifisch gewählten Parameter ergeben sich hieraus nur sehr wenige Hinweise für ein übergeordnetes Verständnis der Geräuschgenerierung von in Gasen bewegten Festkörpern.

Auf die damit ausgesprochene allgemeine Kritik wie auch auf die empirischen Grundlagen der relevanten VDI-Beschreibung soll nachfolgend noch etwas näher eingegangen werden.

Für Radialventilatoren mit rückwärtsgekrümmten Schaufeln, Trommelläufern sowie Axialventilatoren mit Nachleitrad ließen sich die in VDI 3731 gesammelten Messdaten darstellen durch

$$L_W = C_0 + 10lg\left\{\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\frac{\Delta p_t}{\Delta p_{t,o}}\frac{1}{\eta_{tL}}\right\} + 15lg\left\{\frac{u_2}{a}\right\} \tag{2.5}$$

Dabei sind L_W die aufgrund der folgenden Parameter generierten, A-bewerteten Schallleistungen, $\dot{V}$ der Volumenstrom, Δp_t der Differenzdruck, u_2 die Umfangsgeschwindigkeit, a die Schallgeschwindigkeit sowie $\dot{V}_0 = 1\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{s}}$ und $\Delta p_{t,o} = 1\mathrm{Pa}$ die Bezugswerte. Die Konstante C_0 wird je nach „Bauart“ mit Werten zwischen 85 und 90 dB beschrieben.

Der Formel liegen empirische Untersuchungen von Messungen der A-bewerteten Ausblaskanalgesamtschallleistung an insgesamt 132 Ventilatoren sowie bei 72 Ventilatoren auch deren Geräuschspektren zugrunde. Die Messdaten sind, wie bereits erwähnt, aber bezogen auf einen aus rein strömungstechnischer Sicht optimalen Betriebszustand, dem des rein aerodynamisch optimalen Wirkungsgrades. Schließlich lassen die betreffenden VDI-Richtlinien und die zugehörigen Literaturnachweise Fragen zu den der Datensammlung zugrunde liegenden Schallleistungsmessverfahren und zu den Messumgebungen offen.
Auf den ersten Blick lässt die Gleichung (2.5) ferner eine irreführende Zunahme der generierten Schallleistung mit der 1,5-ten Potenz der Lüfterumfangsgeschwindigkeit erwarten. Eine weiterführende Analyse beseitigt aber diesen Widerspruch zum betreffenden allgemeinen Erkenntnisstand weitgehend, nachdem eine diesbezügliche Abhängigkeit mit der 5. bis 6. Potenz zu erwarten ist. Das in Gleichung (2.5) erhaltene Produkt $\dot{V} \cdot \Delta p_t$ erfasst nämlich zusätzlich die Umfangsgeschwindigkeit u_2 mit einer angenommenen Abhängigkeit $\dot{V} \sim u_2^1$ und $\Delta p_t \sim u_2^2$, so dass zusammen mit dem explizit angegebenen Term von $u_2^{1,5}$ sich resultierend immerhin ein Exponent von 4,5 für die Umfangsgeschwindigkeit ergibt. Dieses teilweise „Verstecken“ der Potenz der Umfangsgeschwindigkeit in lüfterspezifischen Größen, die auch noch einen optimalen Wirkungsgrad zugeordnet sind, erschwert das Erkennen physikalischer Zusammenhänge sowie von Hinweisen auf zweckmäßige pri-

märe Lärmminderungen.
Durch den festen Bezug der Gleichung (2.5) auf den optimalen aerodynamischen Wirkungsgrad ist eine Trennung in einen Rotations- und Förderanteil nachträglich nicht möglich, zumal ein verschwindender Volumenstrom $\dot{V} = 0$ danach zu einem $L_W \rightarrow -\infty$ dB führen würde. Aber auch die durch eine Verschiebung des Volumenstroms vom optimalen Wert $\dot{V}_{op}$ um $\pm 50\%$ ermittelten Pegeländerungen der Schallleistung werden durch die gleiche Erhöhung für beide Verschiebungsrichtungen um bis zu 9 dB, bei offen gelassener Δp_t-Änderung dargestellt ([58], Bild 5.6), die sich nicht mit an anderen Stellen publizierten Ergebnissen decken. Erkenntnisse älterer Veröffentlichungen wie z.B. [23] [24] sind demgegenüber zusammenfassend stärker auf das physikalische Verständnis von in Luft bewegten Festkörpern gerichtet, die auch schon tiefere Einblicke in das betreffende Phänomen gewähren als die durch die betreffenden VDI-Richtlinien ermittelte spezielle Messdaten-Statistik.

Költzsch behandelt in [51] aerodynamische Schallentstehungsmechanismen an Strömungsmaschinen ausgehend von den einleitend ausführlich erläuterten theoretischen Grundlagen insbesondere des Lighthill´schen Konzepts. Dabei werden die theoretischen Grundlagen und Berechnungsmöglichkeiten der Schallleistung von durchströmten Schaufelgittern und frei und in Zylindern laufenden Rotoren beschrieben sowie auch Quellmechanismen des Wirbellärms und Ähnlichkeitsgesetzte behandelt.
Der aerodynamische Lärm von Strömungsmaschinen ist durch ein breitbandiges Spektrum gekennzeichnet, dem im Allgemeinen Komponenten mit diskreten Frequenzen überlagert sind. Der Schallentstehung liegen die drei Modellstrahler Monopol, Dipol und Quadrupol zugrunde. Vergleicht man diese drei Strahler hinsichtlich der von ihnen abgestrahlten Schallenergie, dann ist die Dipolquelle der im Allgemeinen intensivste Strahler, die Monopolquelle ist, infolge ihrer guten Strahlungseigenschaften, erst bei sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten von Interesse, während die Schallabstrahlung der Quadrupolquellen gegenüber den anderen beiden Quelltypen meist vernachlässigt werden kann. Deshalb wurde bei Költzsch die wesentliche Quelle dieses Strömungsgeräuschs, der Dipolmechanismus, schwerpunktmäßig betrachtet, zuerst für ein Schallfeld, das aus stationären Schaufelkräften einer sich drehenden Strömungsmaschine entsteht, bei der Schub- und Tangentialkräfte als zeitunabhängig vorausgesetzt worden sind, dann für periodisch zeitveränderliche Schaufelkräfte infolge von Wechselwirkungen zwischen

Lauf- und Leiträdern. Darauf aufbauend werden stochastisch zeitveränderliche Schaufelkräfte betrachtet. Dies ist nötig, da turbulente Strömungsvorgänge in der Anströmung der Schaufel, in der Grenzschicht an der Schaufel und in der Abströmung der Schaufel auftreten.
Die Theorien werden für spezielle Effekte angewendet und erweitert. Die Schallentstehung durch Dipolquellen bei der Wechselwirkung zwischen Stator und Rotor in Strömungsmaschinen wird mathematisch beschrieben, und statistische Schwankungen werden mit einbezogen. Möglichkeiten für eine praktische Abschätzung der Schallleistung der tonalen Komponenten werden angegeben. Költzsch mahnt dabei zur Vorsicht, da diese Gleichungen eine stark begrenzte Gültigkeit besitzen. Die Unsicherheit der Ergebnisse wird als relativ groß beschrieben.
Bei dem breitbandigen Wirbellärm, der durch stochastische Wechselkräfte am umströmten Körper, induziert durch turbulente Strömungsvorgange, entsteht, werden Proportionalitäten zwischen der Schallleistung und den Maschinenparametern für die Schallentstehungsmechanismen turbulente Anströmung, turbulente Grenzschicht auf den Schaufeln und turbulenter Nachlauf entwickelt. Diese Proportionalitäten führen mit empirischen Konstanten zu den so genannten Lüfter- bzw. Wirbellärmgleichungen, die für praktische Abschätzungen mit einem Streubereich von ca. ±5 dB eingesetzt werden können. Als Parameter gehen im Wesentlichen der Differenzdruck, der Volumenstrom, der Durchmesser und in einem Fall die Umfangsgeschwindigkeit mit der 6. Potenz ein.

2.2.3 Untersuchungen an quer angeströmten Kreiszylindern

Die aerodynamischen Geräuscherzeugungsmechanismen wurden in der Vergangenheit mehrfach an den geometrisch einfachen, quer angeströmten Kreiszylindern untersucht z.B. [7, 12, 14, 18–20, 28, 43, 56, 60, 65, 71, 78]. Einerseits sind dabei bereits wesentliche, in der Praxis interessierende Schallerzeugungsmechanismen zu beobachten wie eine Wirbelablösung, das Auftreffen einer Anströmturbulenz auf einen Festkörper oder die Wechselwirkung einer Grenzschicht mit einer Festkörperoberfläche. Ferner liefert die einfache Kreiszylindergeometrie eine überschaubare Zahl von Messparametern, wodurch eine systematische Auswertung wesentlich erleichtert ist.

Wird vorausgesetzt, dass die Schallleistung quer angeströmter Kreiszylinder durch eine monofrequente Punkt- bzw. Linienkraft $\tilde{F}$ mit der Frequenz f_s und somit durch eine Punkt- bzw. Liniendipolanordnung modelliert werden kann, so berechnet sich die abgestrahlte Schallleistung bei der „Hiebtonfrequenz“ (siehe z.B. Blake [7]) zu

$$P = \frac{\pi}{12} \frac{\rho}{c^3} \mathrm{St}_S^2 \, C_L^2 \, U^6 \, L^2 \tag{2.6}$$

mit der Zylinderlänge L, dem Zylinderdurchmesser D, der Dichte ρ des Strömungsmediums, der Schallgeschwindigkeit c, der Anströmgeschwindigkeit U, der Strouhalzahl St_S, der auf Anströmgeschwindigkeit und Zylinderdurchmesser bezogenen Frequenz f_S

$$\mathrm{St}_S = \frac{f_S D}{U} \approx 0,2 = \mathrm{const} \tag{2.7}$$

und dem Auftriebskoeffizienten C_L mit der Widerstandskraft $\tilde{F}$ ([7] S.229)

$$C_L = \frac{\tilde{F}}{\frac{1}{2} \rho \, U^2 \, D \, L}. \tag{2.8}$$

Aus den bisherigen Versuchen ist bekannt, dass die Strouhalzahl, bei der die Hiebton-Wirbelablösung erfolgt, in einem weiten Bereich von $10^2 < \mathrm{Re} < 10^5$ nahezu unabhängig von der Reynoldszahl Re bei ca. 0,2 liegt. Zu nennen sind hierzu insbesondere die Publikationen [68] und [18]. Mit der gleichen Frequenz der Ablösung entsteht daraus eine periodische Zirkulationsänderung, welche nach Kutta-Zukovskij eine Auftriebskraft am umströmten Zylinder zur Folge hat, die physikalische Ursache für den Hiebton.

Die Reynoldszahl ist die wichtigste Ähnlichkeitskennzahl für die Umströmung eines Kreiszylinders und bekanntlich definiert durch die Gleichung

$$\mathrm{Re} = \frac{U D \rho}{\mu}. \tag{2.9}$$

Dabei ist U die Anströmgeschwindigkeit, μ die dynamische Viskosität und ρ die Dichte des Strömungsmediums. Aus dem Wert der Reynoldszahl lässt sich auf die Art der Umströmung schließen. Dabei unterscheidet man das symmetrische,

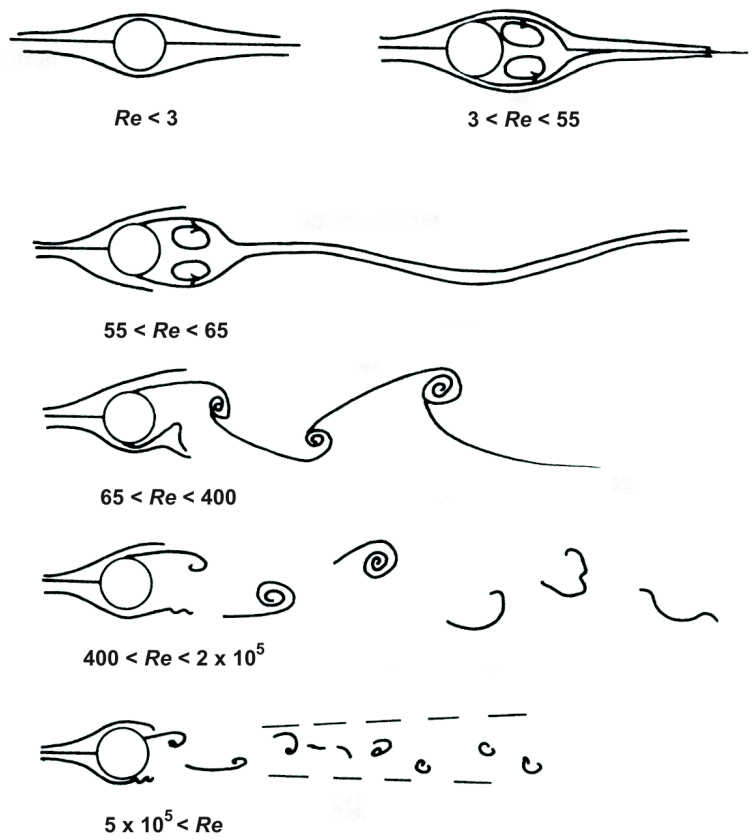

Bild 2.13: Zylinderumströmung bei verschiedenen Reynoldszahlen Re bezogen auf den Zylinderdurchmesser (nach [7] S.223) bei nicht turbulenter Anströmung

das stabile, das instabile und das überkritsche Re-Gebiet. Die Bereiche sind nicht scharf abgegrenzt, es bestehen vielmehr Übergangszonen.

Unter der Annahme nicht turbulenter Anströmung bildet sich bis zu einer Reynoldszahl Re von etwa 40 ein so genannter **symmetrischen Bereich** aus. Es wird hier im Nachlauf ($4 < \mathrm{Re} < 55$) ein symmetrisches Wirbelpaar gebildet, welches keine Wechselkräfte auf die Oberfläche induziert und sich nicht stromabwärts bewegt.

Im **stabilen Bereich** ($55 < \mathrm{Re} < 200$) wird die Wirbelformation asymmetrisch. Eine Ablösung von Wirbeln tritt abwechselnd auf jeder Seite des Zylinders auf. Die Wirbel bewegen sich stromabwärts, zerfallen infolge der Zähigkeit des Strömungsmediums aber erst in großer Entfernung hinter dem Zylinder. Man erhält in der Nähe des Zylinders ein stabiles Wirbelfeld, die so genannte Kármán´sche Wirbelstraße.

Zwischen Re = 200 und Re = 400 existiert ein Übergangsgebiet, in dem die stabile Form der Wirbelstraße von einer bestimmten Stelle hinter dem Zylinder an durch nieder- und hochfrequente Schwankungen gestört ist. Diese Schwankungen, auch als Turbulenz bezeichnet, erscheinen erst bei Reynoldszahlen, bei denen sich die Wirbelstraße im Nachlauf vollständig ausgebildet hat, und verschieben sich mit wachsender Reynoldszahl in Richtung auf den Zylinder.

Im **instabilen Gebiet** ($400 < \mathrm{Re} < 10^5$) ist die Grenzschicht des Zylinders immer noch laminar, aber die Wirbel sind jetzt schon vor der Ablösung vom Zylinder von nieder- und hochfrequenten Störungen begleitet. Das Strömungsfeld in diesem Bereich wird dadurch gekennzeichnet, dass die periodische Anordnung der freien Einzelwirbel von turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen überlagert ist, die im weiteren Verlauf zu einem schnellen Verfall der Wirbel führen. Dabei vergrößert sich die Straße im Sinne einer turbulenten Strömung stromabwärts ständig, während gleichzeitig die Zirkulation der Einzelwirbel abnimmt. Mit wachsender Reynoldszahl verstärken sich die nieder- und hochfrequenten Schwankungen in den abgelösten Wirbeln immer mehr und bewirken einen raschen Zerfall der Einzelwirbel, außerdem bewegt sich der Beginn der Nachlaufturbulenz immer weiter in Richtung auf den Zylinder. Oberhalb von $\mathrm{Re} = 10^5$ beginnt die Grenzschicht des Zylinders turbulent zu werden. Bei der kritischen Reynoldszahl $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^5$ hat der Einsatzpunkt für die Nachlaufturbulenz den Ablösepunkt am Zylinder erreicht [71].

Im **überkritischen Bereich** ($\mathrm{Re} > 3 \cdot 10^5$) wird die Strömung an und hinter dem Zylinder vollständig turbulent. Jedoch selbst in diesem Gebiet konnten mehrere Autoren (z.B. [69], [80]) eine periodische Wirbelablösung beobachten.

Falls die Anströmung turbulent ist, kann es zu Verschiebungen der in Tabelle 2.2 beschriebenen Reynoldszahlbereiche zu kleineren Re kommen. Das Ausmaß der Turbulenz wird üblicherweise durch die Turbulenzintensität

$$\mathrm{Tu} = \frac{\tilde{u}^2}{U^2} \tag{2.10}$$

beschrieben, wobei $\tilde{u}$ der Effektivwert des Schwankunganteils der Anströmgeschwindigkeit und U die mittlere Anströmgeschwindigkeit ist.

Eine wichtige weitere Kenngröße der Schallabstrahlung ist die Hemholtzzahl He. Sie gibt das Verhältnis von Strahlerabmessung zur abgestrahlten Wellenlänge an.

Für quer angeströmte Kreiszylindern sind zwei dieser Verhältnisse denkbar. Zum einen das Verhältnis die des Zylinderdurchmessers D zur abgestrahlten Luftschallwellenlänge λ

$$\mathrm{He_D} = \frac{D}{\lambda}, \tag{2.11}$$

zum anderen der Zylinderlänge L zur Luftschallwellenlänge λ

$$\mathrm{He_L} = \frac{L}{\lambda}. \tag{2.12}$$

Die Helmholtzzahl beinhaltet aber mehr als nur ein Verhältnis zweier Längen. In der Strömungsmechanik stellen Ähnlichkeitskennzahlen immer Verhältnisse von Kraftwirkungen dar. So auch in diesem Fall. Das Verhältnis von Trägheitskraft und Druckkraft führt in dimensionsanalytischer Darstellung zur Helmholtzzahl [52].

Reynoldszahlbereich	Strömungsbereich	Strömungscharakteristik
$\mathrm{Re} \rightarrow 0$	schleichende Strömung	stationär, kein Nachlauf
3 - 4 $<$ Re $<$ 30 - 40	Wirbelpaar im Nachlauf	stationär, Ablösung symmetrisch
30 - 40 $<$ Re $<$ 80 - 90	Einsetzen der Kármán´schen Wirbelstraße	laminar, Nachlauf instabil
80 - 90 $<$ Re $<$ 150 - 300	Kármán´sche Wirbelstraße	Kármán´sche Wirbelstraße turbulenter Nachlauf
150 - 300 $<$ Re $<$ $10^5 - 1,3 \cdot 10^5$	unterkritscher Bereich	laminarer Nah-Nachlauf mit Wirbelstraßeninstabilität
$10^5 - 1,3 \cdot 10^5 <$ Re $< 3,5 \cdot 10^6$	kritischer Bereich	laminare Ablösung, turbulentes Anlegen, turbulente Ablösung, turbulenter Nachlauf
$3,5 \cdot 10^6 <$ Re	überkritischer Bereich	turbulente Ablösung

Tabelle 2.2: Zylinderumströmung, charakterisiert anhand der Reynoldszahl nach [70] bei nicht turbulenter Anströmung

Gl. (2.6) wird zur Abschätzung der Schallleistung quer angeströmter Kreiszylinder bei über die Zylinderlänge gleichphasiger Ablösung häufig verwendet. Falls

die Wirbelablösung allerdings nicht gleichphasig über die gesamte Zylinderlänge erfolgt, tritt anstelle der Gl. (2.6)

$$P = \frac{\pi}{12}\frac{\rho}{c^3}\mathrm{St}_s^2 C_L^2 U^6 L 2\Lambda, \tag{2.13}$$

wobei Λ die Korrelationslänge der Wirbelablösung entlang der Zylinderachse beschreibt, siehe z.B. [7].

Gl. (2.6) und Gl. (2.13) waren Ausgangspunkt verschiedener Untersuchungen, die in zwei wesentliche Gruppen eingeteilt werden können:

Ergebnisse experimenteller Untersuchungen, die am angeströmten Einzelstab in einem **Strömungskanal** durchgeführt wurden, erschienen von Etkin et al. [18], Davis und Pan [14], Gerrard [20], Leehey und Hanson [56], Revell et al. [65], Fujita und Sagawa [19]. Dieser Versuchsanordnung liegen definierte Strömungsgeschwindigkeiten und geringe Turbulenzgrade in der Anströmung zugrunde, wodurch im ruhenden System eine einfache Erfassung des Strömungsfeldes ermöglicht ist. Um die für die akustische Emission relevante Schallleistung zu erhalten, müsste sich die Messanordnung in einem Hallraum befinden oder das Schallfeld auf einer Hüllfläche im Freifeld erfasst werden. Diese Bedingungen wurden bei den vorgenannten Untersuchungen sämtlich nicht erfüllt. Gemessen wurde der umgebungsbeeinflusste Schalldruck in einem einzelnen (Fujita und Sagawa [19], Leehey und Hanson [56]) oder auch in mehreren speziell ausgewählten Feldpunkten (Davis und Pan [14]). In anderen Fällen wurden die akustischen Umgebungsbedingungen nicht näher spezifiziert (Gerrard [20]) oder erscheinen für definierte akustische Messungen ungeeignet (Etkin et al. [18]).

Experimentelle Ergebnisse sind auch für eine weitere Versuchsanordnung, den **Rundlauf**, bekannt. Bei diesen Experimenten sind die akustischen Umgebungsbedingungen meist gut definiert (Hallraum: Hübner [28], reflexionsarmer Raum: Holle [43], Stüber [71]), jedoch wurden die nur schwierig zu messenden Anströmbedingungen nicht untersucht. Dies ist jedoch erforderlich, da sich jeder Zylinder im Nachlauf eines vorhergehenden Zylinders befindet und die Halterung der Zylinder, seien es Scheiben oder Balken, die Strömung beeinflusst. Bei Rundlaufuntersuchungen wurden von einigen Autoren auch nur Schalldrücke in einem Feldpunkt gemessen [43], und in anderen Fällen wurden im Freifeld die Schalldrücke an drei Punkten gemessen und unter Annahme einer Dipolcharakteristik in eine Schall-

leistung umgerechnet [71], aber auch die räumlich gemittelten Schalldrücke im Hallfeld bestimmt und daraus die normgerechte Schallleistung ermittelt [28].

Eine eingehende Untersuchung von Gl.(2.13) von Leehey und Hanson [56], bei der die Komponenten Korrelationslänge, Auftriebskraftkoeffizient C_L sowie der Schalldruck in einem Aufpunkt im Frei- und Fernfeld gemessen wurden, bezog sich nur auf einen äußerst gering überdeckten Reynoldsbereich (4000 - 6450) und auf eine nur geringe Anströmturbulenz (Tu $\approx 0,04$ %). Dies führt zwar zu einer sehr großen Korrelationslänge und einer stabilen Wirbelablösung, ist aber auf viele praktische Anwendungen kaum übertragbar. Außerdem wurde hierbei die spektrale Verteilung der Schallleistung nicht betrachtet.

Mit deutlich höheren Turbulenzgraden wurde bei Davis und Pan [14] gearbeitet. Dabei wurde ein Zylinder von einer Düse turbulent angeblasen. Die Strömungsgeschwindigkeit und auch der Turbulenzgrad wurden jedoch nicht gemessen, zudem war der Zylinderdurchmesser zum Teil größer als der Düsendurchmesser, so dass die Geschwindigkeitsverteilung in der Zylinderebene nicht gleichmäßig anzunehmen war. Im Gegensatz zu den im nächsten Abschnitt 2.3 näher beschriebenen Untersuchungen von Wittstock [78] führte die Arbeit von Davis und Pan [14] auch nicht zu einem universellen Spektrum der Schallleistung als Funktion der Strouhalzahl.

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass über die Schallgenerierung am quer angeströmten Kreiszylinder trotz einer Vielzahl bisheriger Arbeiten und der geometrisch simplen Anordnung nur sehr lückenhafte Erkenntnisse über die Generierung der Schallleistung, ihre spektrale Verteilung und die wichtigsten Einflussgrößen vorliegen, wie auch von Cox et al. [12] festgestellt wurde („Although extensive experimental studies have been performed on circular cylinder flows ..., many questions about the physical processes that occur still exist...“). Dort war ferner auch der von einem quer angeströmten Kreiszylinder in einem Freifeld verursachte Schalldruck bei der Ablösefrequenz numerisch berechnet worden. Die dabei erhaltenen Daten konnten dann aber nur mit Ergebnissen aus Experimenten bei einer einzigen Reynoldszahl verglichen werden, da weitere experimentelle Ergebnisse in der Literatur nicht auffindbar waren.

2.3 Untersuchungen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen

Im Rahmen der Dissertation von Wittstock [39] [78] wurden bereits umfangreiche Messungen in einer Versuchsanlage durchgeführt, die eine exakte normgemäße [46] Schallleistungsbestimmung umlaufender Zylinderstäbe gestattet. Dabei wurden Zylindergeometrie, Anströmmachzahl und erstmalig auch die Luftdichte variiert.

Da die normativen Messbedingungen durch die Luftdichtevariation von den bei Atmosphärendruck vorliegenden Norm-Gegebenheiten z.T. wesentlich abweichen, musste zuerst die Anwendbarkeit des Hallraummessverfahrens unter diesen geänderten Bedingungen untersucht werden [40]. Vor allem das Absorptionsvermögen hängt stark von den Gaseigenschaften ab. Im Wesentlichen tragen drei Effekte zur Schallabsorption bei: die Luftabsorption, die unvollständige Reflexion an den Raumbegrenzungsflächen und die Absorption durch eine akustische Grenzschicht. Es konnte unter Verwendung von Arbeiten von Almgren [3, 4] und Bass et al. [6] ein Rechenmodell für das Gesamtabsorptionsvermögen aufgestellt werden, das durch Nachhallzeitmessung bestätigt wurde [40].

Durch die starke Zunahme des Absorptionsvermögens mit der Verringerung der Gasdichte erschien es zweifelhaft, ob sich überhaupt noch ein diffuses Schallfeld im Messraum ausbildet. Diese Zweifel konnten jedoch durch die Messung der räumlichen Standardabweichung der Schalldruckpegel, die ein Maß für die Diffusität ist, ausgeräumt werden [40]. Damit war insgesamt sichergestellt, dass das Hallraumverfahren eine Schallleistungsbestimmung oberhalb der für die Raumabmessungen bei Normaldruck üblichen Grenze von über 400 Hz mit einer auch für die anstehende Messaufgabe akzeptierbaren Messunsicherheit im angestrebten Bereich statischer Drücke von 1 kPa bis 100 kPa gestattet.

Um den Einfluss unterschiedlicher Gasdrücke auch auf das Übertragungsverhalten der Mikrofone zu erfassen, wurde dabei deren Frequenzgang mittels eines elektrostatischen Kalibriergitters bei allen verwendeten Luftdichten bestimmt.

Die Strömungsmessungen wurden schließlich mit einer Splitfilmsonde durchgeführt, die in Strömungskanälen bei allen untersuchten Luftdichten kalibriert waren. Bei den Messungen wurde die Sonde auf einem Pfad parallel zu den Zylindern automatisch traversiert und der Turbulenzgrad und die Anströmgeschwindigkeit ermittelt.

Als Ergebnis der Messungen lagen zu jeder untersuchten Zylinder-Konstellation ein Schallleistungsterzspektrum und ein zugehöriger Satz der Einflussgrößen Machzahl, Turbulenzintensität, Zylinderlänge, -durchmesser, -anzahl und Luftdichte vor. Für die weiteren Auswertung wurden dann zunächst die Schallleistungsterzspektren $L_{W,1/3}$ in eine spektrale Leistungsdichte pro Zylinder

$$L_{Wf} = L_{W,1/3} - 10\mathrm{lg}\left(\frac{B}{1\mathrm{Hz}}\right)\mathrm{dB} - 10\mathrm{lg}\left(Z\right)\mathrm{dB} \tag{2.14}$$

umgerechnet, wobei sich dieser Wert als Funktionswert der jeweiligen Terzmittenfrequenz f versteht und B die Bandbreite eines Terzbandes in Hertz ist, Z die Anzahl der Zylinder. Der Untersuchungsbereich umfasste dabei die Ähnlichkeitsbereiche 0,03<St<20 und 0,03<Ma<0,3.

Für diese große Vielfalt der untersuchten Parameterkombinationen ergab sich ein sehr systematischer Frequenzverlauf der Schallleistung. Dominiert wurde das Spektrum für sämtliche genannten Parameterkombinationen, also auch für die verschiedenen Luftdichten, von einem ausgeprägten Maximum bei $\mathrm{St} = 0,2$, dessen Breite mit steigender Turbulenzintensität anwächst und dessen Höhe relativ zum restlichen Spektrum mit steigender Turbulenzintensität abnimmt. Zu beiden Seiten des Maximums fallen die Spektren nach [78] kontinuierlich ab. Diese für die Schallabstrahlung von angeströmten Zylindern typischen Phänomen wird bekanntlich unter dem Begriff Hiebton („aeolian tone“) zusammengefasst.

Die Schallleistungsdichte L_{Wf} wurde durch einen Ansatz beschrieben, bei dem Proportionalität zu dem Produkt der Einflussgrößen Luftdichte ρ, Machzahl Ma, Turbulenzintensität Tu, Zylinderdurchmesser D und Zylinderlänge L, jeweils versehen mit einem bestimmten Exponenten $ex_\rho, ex_M, ex_T, ex_L$ bzw. ex_D, angenommen werden konnte:

$$P_f = C\left(\frac{\mathrm{Ma}}{\mathrm{Ma}_0}\right)^{ex_M}\left(\frac{\mathrm{Tu}}{\mathrm{Tu}_0}\right)^{ex_T}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{ex_\rho}\left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D}\left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L} \tag{2.15}$$

Sowohl die vorkommenden Exponenten als auch die Konstante C waren dabei spektral zu ermitteln[2]. Die Exponenten zeigten eine relativ große Streuung, was

[2]nach Gleichung 2.13 ist aber auch ein weiterer Faktor $\left(\left(\frac{c}{c_{\mathrm{Luft}}}\right)^{ex_c}\right)$ für die Quantifizierung des Einflusses der Schallgeschwindigkeit auf die Schallemission denkbar, der in den früheren Untersuchungen des ITSM allerdings nicht betrachtet wurde und der nun Gegenstand der hier vorliegenden Weiterführung mit Hilfe nicht luftförmiger Gase ist.

u.a. auf die im Vergleich zu den untersuchten Effekten (Änderung der Turbulenzintensität um wenige Prozent) sowie durch die größere Unsicherheit der akustischen Messungen von bis zu ±3 dB erklärt werden konnte. Durch Mittelung aller bei gleicher Strouhalzahl ermittelten Exponenten konnte jedoch ein statistisch gut abgesicherter Mittelwert (Tabelle 2.3) nebst zugehörigen Vertrauensbereich berechnet werden. Diese mittleren Exponenten verhalten sich bei $\mathrm{St} = 0,2$, also im Bereich des Hiebtons, prinzipiell anders als im Bereich außerhalb davon. Die Ursache hierfür liegt in den jeweils unterschiedlichen Schallerzeugungsmechanismen. Bei $\mathrm{St} = 0,2$ wird unter den vorliegenden Randbedingungen der Schall wie bekannt durch eine periodische Wirbelablösung erzeugt, bei den anderen Strouhalzahlen wird der Schall durch Wechselwirkungen der Anströmturbulenz mit dem Zylinder verursacht. Abgesehen von dieser Unterscheidung zwischen diesen beiden Bereichen war keine nennenswerte Abhängigkeit der Exponenten von der Strouhalzahl oder von den jeweils anderen Einflussgrößen feststellbar.

	$\overline{ex_\rho}$	$\overline{ex_M}$	$\overline{ex_T}$	$\overline{ex_D}$	$\overline{ex_L}$
$\mathrm{St} \approx 0,2$	1,4	3,7	0,5	3,1	0,9
$\mathrm{St} \neq 0,2$	0,7	4,9	2,0	2,0...2,8	0,6

Tabelle 2.3: Exponenten für die Abhängigkeit der Schallleistungsdichte von der Luftdichte ρ, der Machzahl Ma, der Turbulenzintensität Tu, dem Zylinderdurchmesser D und der Zylinderlänge L

2.4 Zusammenfassung der Defizite im Kenntnissstand und Zielsetzung der vorliegenden Arbeit

Die bisher untersuchten Festkörper, die durch ihre Bewegung in einem Gas Schall erzeugen, lassen sich zusammenfassend in zwei unterschiedliche Gruppen einteilen.

Zum einen wurden Festkörper betrachtet, die durch ihre spezielle Geometrie bestimmte aerodynamische Aufgaben zu erfüllen haben, bestimmte Strömungen und/oder Drücke erzeugen sollen. Bei diesen Strömungsmaschinen/Strömungsanlagen ist die Schallgenerierung eine lästige „Nebenwirkung“, deren Minderung primär nur unter Wahrung ihrer aerodynamischen Hauptfunktion möglich ist. Damit besteht für diese Objekte eine sehr enge und sehr spezielle

Kopplung von aerodynamischen Kenngrößen und den Schallerzeugungsparametern. Die in der Literatur hierzu bekannt gemachten Untersuchungsergebnisse stellen deshalb die generierte Schallleistung dieser Gruppe von Schallerzeugern im Wesentlichen durch deren aerodynamischen Zielgrößen dar, beispielsweise für Ventilatoren durch die von diesen erzeugten statischen Drücke, geförderten Massen, aerodynamischer Leistungen, wobei die eigentliche akustische Verursachung nicht oder nur in einem geometrie-speziellen, engen Bereich zu physikalischen Aussagen führt. Ferner sind hierbei die auf Messstatistiken beruhenden Aussagen häufig auch durch unklare oder unzureichende Angaben zu den angewandten Messverfahren insbesondere für die Schallleistungsbestimmung gekennzeichnet.

Bei der zweiten Gruppe, über die in der Literatur berichtet wird, geht es um in Gas bewegte Festkörper, die keine oder nur untergeordnete aerodynamische Aufgaben zu erfüllen haben, wie die Geräuschgenerierung bewegter Maschinenbauelemente, Rotoren, Reifen oder Karosserien von Fahrzeugen. Der physikalische Schallerzeugungsmechanismus steht im Zentrum des Interesses mit der Notwendigkeit, die hierfür im Kern wesentlichen Parameter zu erkennen. Verständlicherweise liegen diesen Untersuchungen zum einen relativ einfachen Gebilde zugrunde, wie der Rundlauf von Stäben, die auch einer theoretischen Validierung zugänglich sind und anderseits wirklichkeitsnahe Maschinenelemente, wie oben beispielsweise aufgeführt. Zusammenfassend muss allerdings auch für die Untersuchungen dieser zweiten Gruppe von Schallquellen festgestellt werden, dass die nach neueren Erkenntnissen [78] zur Beurteilung der generierten Schallleistung erforderlichen Parameter und Randbedingungen häufig unvollständig untersucht oder angegeben sind.

Die Arbeit von Wittstock [78] kann demgegenüber als an einem zwar einfachen, aber analytisch validierbaren Geräuscherzeugungsmechanismus von in Luft bewegten Kreiszylinder als relativ vollständig und in einem weiten Bereich von Ähnlichkeitskennzahlen durchgeführte Untersuchung gewertet werden, bei dem zudem auch das Verfahren zur Schallleistungsbestimmung unstrittig ist.

Das Ziel der vorgelegten Arbeit ist es, diese Untersuchungen in Helium-Luft-Gemischen fortzuführen und damit einen weiteren Parameter, die bis zu drei mal so große Schallgeschwindigkeit c, in die Betrachtung miteinzubeziehen. Die sich dadurch ergebende Erweiterung des Bereichs der untersuchten Ähnlichkeitsziffern gegenüber der Arbeit [78] ist in Tabelle 2.4 wiedergegeben.

	Ma	Re	St	He
Wittstock [78]	$0,05 \ldots 0,4$	$3000 \ldots 3,6 \cdot 10^5$	$0,0085 \ldots 51$	$0,0035 \ldots 2,3$
Erweiterung	$0,01 \ldots 0,4$	$400 \ldots 3,6 \cdot 10^5$	$0,001 \ldots 51$	$0,00015 \ldots 2,3$

Tabelle 2.4: Erweiterung des Ähnlichkeitsziffernbereich der Machzahl Ma, Reynoldszahl Re, Strouhalzahl St, Hemholtzzahl He durch Austausch von Luft ([78]) gegen Helium

Die Quantifizierung des Einflusses der Schallgeschwindigkeit auf die Schallgenerierung erfordert die Konstanz der weiteren Messparameter, so auch der Dichte des Mediums. Da Helium bei Normaldruck nicht nur eine andere Schallgeschwindigkeit, sondern auch eine andere Dichte als Luft bei Normaldruck besitzt, müssen für die Bestimmung des alleinigen Einflusses der Schallgeschwindigkeit die von Wittstock [78] durchgeführten Messungen bei Unterdruck zur Auswertung mit herangezogen werden.

3 Zur Messunsicherheit

3.1 Einleitung

Die vorgelegten Untersuchungen zur Schallemission umlaufender Kreiszylinder sind überwiegend experimenteller Natur, so dass die Endergebnisse kritisch bezüglich ihrer Messunsicherheit zu bewertet sind. Für die Angabe von Messunsicherheiten aller Art wurden vor einiger Zeit international gültige Regeln durch den Leitfaden „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) [49] veröffentlicht. Speziell zu der Hauptmessgröße dieser Arbeit, der Schallleistung, gibt es bereits in dem ISO-Standard des Hallfeldverfahrens [46] Angaben über die Gesamt-Messunsicherheit, ausgedrückt durch die Vergleichsstandardabweichung. Die in GUM darüber hinaus bestehende Forderung nach Zerlegung der Gesamtmessunsicherheit in die durch verschiedene Verursachungen entstehenden Teilkomponenten bleibt in dem ISO-Standard [46] aber unbeantwortet. Wohl gibt es für einige Schallleistungsmessverfahren bereits seit längerem einige Publikationen zu dieser Fehleranalyse, über die hier in Abschnitt 3.3 berichtet wird.

Die Grundlagen dieser Regeln bzw. Analysen sollen zunächst beschrieben und danach konkret auf die vorliegende Arbeit angewandt werden. Der Abschnitt 3.2 ist dabei größtenteils zunächst die wörtliche Übersetzung der GUM-Bestimmungen.

3.2 Messunsicherheitsbetrachtungen nach dem „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM)

1977 erkannte die welthöchste Aufsichtsbehörde der Metrologie, die „Comité International des Poids et Mesures (CIPM)“, den Mangel von Richtlinien für eine übereinstimmende Angabe der Messunsicherheit. Daraufhin beauftragte sie das „Bureau International de Poids et Mesures (BIPM)“, sich dem Problem in Zusam-

menarbeit mit den nationalen Normungsinstituten zu widmen und einen Vorschlag zur Lösung zu machen. Die Aufgabe, einen detaillierten Leitfaden zu erstellen, der auf diesen Vorschlägen basiert, wurde von CIPM an die „International Organization of Standardization (ISO)“ weitergegeben, da nur ISO die durch eine breite Interessenlage gekennzeichneten Bedürfnisse von Industrie und Wirtschaft berücksichtigen konnte.

Im Leitfaden „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) werden Regeln eingeführt, nach denen Messunsicherheiten auszuwerten und auszudrücken sind. Dabei wird der Gesamtfehler in mehrere Teilfehler aufgeteilt. Während aktuelle Messnormen nur die Gesamtunsicherheit angeben, fordert GUM Aussagen über die Größe der Teilfehler und deren Unsicherheiten. Ziel des Leitfadens ist es, durch eine einheitliche Vorgehensweise bei der Ermittlung und Angabe von Messunsicherheiten den internationalen Vergleich von Messergebnissen zu ermöglichen. Die Absicht dieses Leitfadens [49] ist

- vollständige Informationen darüber zu liefern, wie man zu Unsicherheitsaussagen kommt,
- eine Grundlage für den internationalen Vergleich von Messergebnissen bereitzustellen.

Die Hauptaussagen des Vorschlags INC-1 (1980) sind [49]:

Aussage I:
Die Unsicherheit eines Ergebnisses besteht im Allgemeinen aus mehreren Komponenten, die in zwei Kategorien, je nach dem wie ihr Zahlenwert bestimmt wurde, eingeteilt werden können:

1. solche, die durch statistische Methoden berechnet wurden (Typ A),
2. solche, die mit anderen Mitteln als der statistischen Analyse ermittelt wurden (Typ B). Das wäre der Fall, wenn der Meßwert und die zugehörige Messunsicherheit bekannt sind oder aus der messtechnischen Erfahrung eine bestimmte Verteilung angenommen werden kann.

Beide Auswertemethoden basieren auf Wahrscheinlichkeitsverteilungen.

Aussage II:
Eine Einteilung in die Typen A oder B und der vorher verwendeten Einordnung

in „zufällige“ und „systematische“ Unsicherheiten ist nicht immer so einfach möglich. Der Ausdruck „systematische Unsicherheit“ kann in die Irre führen und sollte vermieden werden.
Die Elemente des **Typs A** zeichnen sich durch die geschätze Varianz s_i^2 (oder die geschätzte „Standardabweichung“ s_i) und die Anzahl der Freiheitsgrade v_i aus.
Die Elemente des **Typs B** sollten sich durch die Größen u_j^2 auszeichnen, die als Näherung zu den entsprechenden Varianzen betrachtet werden können, deren Existenz angenommen wird. Die Größen u_j^2 können wie Varianzen und u_j wie Standardabweichungen behandelt werden.

Aussage III:
Die Unsicherheit einer Korrektur für einen bekannte systematische Auswirkung darf in einigen Fällen durch eine Beurteilung nach Typ A oder in anderen Fällen nach Typ B ermittelt werden ebenso wie die zufällige Auswirkung durch eine Unsicherheitsbeschreibung.

Aussage IV:
Jeder detaillierte Unsicherheitsbericht sollte eine vollständige Liste der Komponenten mit jeweils einer Angabe, wie deren Zahlenwert bestimmt wurde, beinhalten. Die kombinierte Unsicherheit und deren Komponenten sollte in Form von „Standardabweichungen“ angegeben werden.

Definitionen
Die **„kombinierte Standardabweichung“** ist als die Standardabweichung eines Messergebnisses definiert, wenn das Ergebnis von der positiven Quadratwurzel der Summe der Terme ermittelt wurde. Die Terme der Summe sind die Varianzen oder die Kovarianzen der Größen, die je nach dem gewichtet werden, wie das Messergebnis durch die Veränderung der Größen beeinflusst wird.

Die **erweiterte Unsicherheit** ist die Größe, die die Werteverteilung um das Messergebnis mit einer festgelegten Wahrscheinlichkeit von meist 95% umfasst.

3.3 Anwendung auf die vorliegende Arbeit

Die Fehleranalyse einer Schallleistungsbestimmung stellt in Sinne von GUM die betreffende Gesamtmessunsicherhheit Δ_{tot} durch Teilmessunsicherheitskomponen-

ten Δ_i dar, die von Hübner 1978 erstmalig [27] sowie von diesem Autor in weiteren Veröffentlichungen ([34], [31], [35], [41]) für die Bestimmung der Schallleistung nach dem Hüllflächen-Freifeldverfahren publiziert wurden:

$$\Delta_{tot} = \Delta_0 \cdot \Delta_1 \cdot \Delta_2 \cdot \Delta_3 \cdot \Delta_4. \tag{3.1}$$

Δ_0 erfasst die Änderung der Geräuschemission als Folge eines ungenau eingestellten Betriebzustandes (Drehzahl der Kreiszylinder im Rundlauf, meteorologische Bedingungen), der von einem Soll-Betriebszustand abweicht.

$$\Delta_0 = \frac{P_{Bez,integral}}{P_{tatsaechlich,integral}} \tag{3.2}$$

mit $P_{Bez,integral}$ der eigentlichen Zielgröße der Schallleistungsmessung und $P_{tatsaechlich,integral}$ der integralen Schallleistung einer bei zu ungenau eingestellten Betriebsbedingungen durchgeführten Messung.

Δ_1 bezeichnet den Nahfeldfehler, der allerdings nur beim Schalldruckhüllflächenverfahren für die Schallleistung relevant ist [35], [27], [37], [38].

$$\Delta_1 = \frac{P_{tatsaechlich,integral}}{\breve{P}_{tatsaechlich,integral}} \tag{3.3}$$

mit $\breve{P}_{tatsaechlich,integral}$ der angenäherten Schallleistung durch Schalldruckmessung.

Δ_2 quantifiziert die Unsicherheit, die durch eine zu geringe Anzahl von Messpunkten bei der Bestimmung des für die Schallleistung zu ermittelten Mittelwertes der Messgröße, Schalldruckeffektivwertquadrat oder Flächennormalkomponente der Schallintensität verwendet wird.

$$\Delta_2 = \frac{\breve{P}_{tatsaechlich,integral}}{\breve{P}_{tatsaechlich,diskret}} \tag{3.4}$$

mit $\breve{P}_{tatsaechlich,diskret}$ der ermittelten Schallleistung durch eine diskret verteilte endliche Anzahl von Messpunkten.

Δ_3 erfassen die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung von Korrekturen mit denen Abweichungen, von in den Messvorschriften festgelegten Messbedingun-

gen, wie ideales Freifeld und genau bestimmte äquivalente Absorptionsfläche, richtig gestellt werden sollen („Umgebungskorrektur-Fehler“).

$$\Delta_3 = \frac{\breve{P}^{RAR}_{tatsaechlich,diskret}}{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret}} \tag{3.5}$$

mit P^{RAR} der Schallleistung in einem reflexionsarmen Raum und P^{GR} der Schallleistung ermittelt in einem gewöhnlichen Raum.

Δ_4 , der eigentliche Messfehler, fasst Abweichungen zusammen, die durch die Handhabung der Messvorschrift durch den Messenden, sowie Toleranzen des Messgerätesystems verursacht werden. Die personenbedingten Abweichungen bei der Messdurchführung entstehen unter anderem durch nicht genaue Einhaltung von Messpunktanzahl und Mikrofonpositionen, unkorrekte Messdatenablesung und durch unsachgemäße Wahl der Zeitintegration [35].

$$\Delta_4 = \frac{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret}}{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret,mess}} \tag{3.6}$$

mit $\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret,mess}$ der ermittelten Schallleistung unter Messbedingungen und den zuvor genannten Fehlern.

Der durch die Gleichung 3.1 beschriebene Gesamtfehler kann durch Ersetzen der Teilfehler Δ_i mit den beschriebenen Verhältnissen durch die Gleichung

$$\Delta_{tot} = \frac{P_{Bez,integral}}{P_{tatsaechlich,integral}} \cdot \frac{P_{tatsaechlich,integral}}{\breve{P}_{tatsaechlich,integral}} \cdot \frac{\breve{P}_{tatsaechlich,integral}}{\breve{P}_{tatsaechlich,diskret}} \cdot \frac{\breve{P}^{RAR}_{tatsaechlich,diskret}}{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret}} \cdot \frac{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret}}{\breve{P}^{GR,korrigiert}_{tatsaechlich,diskret,mess}} \tag{3.7}$$

detaillierter ausgedrückt werden. So dass am Ende der Fehler durch das Verhaltnis von wahrer zu fehlerbehafteter Schallleistung beschrieben ist.

$$\Delta_{tot} = \frac{P_{Bez,integral}}{\breve{P}^{GR,integral}_{tatsaechlich,integral}} \tag{3.8}$$

3.4 Quantitative Betrachtung der Messunsicherheit

Bei der Bestimmung der für die Arbeit relevanten akustischen Messgröße, für die von den umlaufenden Kreiszylindern emittierten Schallleistung, wurden zwei verschiedene Messverfahren angewendet: Zum einen das Hallraumverfahren nach ISO 3741 [46], zum anderen ISO 9614 [48], welches das Hüllflächenverfahren nach der Schallintensitätsmethode beschreibt. Da der Messraum aufgrund seines geringen Volumens den Anforderungen von ISO 3741 für eine Hallfeldmessung unterhalb der in diesem Standard festgelegten unteren Grenzfrequenz nicht entspricht, musste der Messraum mit einer Referenzschallquelle kalibriert werden, wozu diese zuvor im Freifeld nach ISO 9614 vermessen wurde[1].

Es stellt sich also auch die Frage, welche Messunsicherheiten nach Gleichung (3.1) beiden Messverfahren gemeinsam sind, in welchen sie sich unterscheiden und wie der Gesamtfehler Δ_{tot} in beiden Anwendungsfällen zu bestimmen ist. Dazu werden im folgenden die einzelnen Teilfehler nach Gleichung (3.1) betrachtet und möglichst auch bereits quantitative Aussagen hierzu getroffen.

3.4.1 Schallemissions-Konstanzfehler Δ_0

Δ_0 beschreibt, wie zuvor erwähnt, Abweichungen in der Geräuschemission der umlaufenden Kreiszylinder, insbesondere verursacht durch fehlerhaftes Einstellen eines Soll-Betriebszustandes und durch im Verlauf der Messungen eingetretene verschiedene meteorologische Bedingungen.
Diese Abweichungen vom Soll-Betriebszustand können sich bei der Messung der Schallleistung im Hallraum durch Drehzahleinstellungen der umlaufenden Profile ergeben, die den Drehzahlvorgaben nicht genau entsprechen. Wird eine Referenzschallquelle zum Vergleich der Schallleistung dieser Quelle unter Freifeld- und Hallraumbedingungen verwendet, so können sowohl durch etwas veränderte Drehzahlen und auch durch unterschiedliche meteorologische Bedingungen Unterschiede auftreten, insbesondere falls, wie bei den vorliegenden Untersuchungen, diese sich über einen längeren Zeitraum erstrecken.

[1] Detaillierte Angaben zum Messraum und zum Vorgehen bei der Kalibrierung werden ab Kapitel 5.3 vermittelt.

Die Schwankung der Schallleistung der Referenzschallquelle ist bei einer Schwankung des Spannungsnetzes von ±10% mit < 0,2 dB [9] angegeben. Nach IEC 38/DIN IEC 60038 gilt ein Toleranzbereich von -10% und +6% für das Stromnetz in Deutschland. Der maximalen Fehler aufgrund des Betriebszustandes der Referenzschallquelle kann also realistisch mit 0,2 dB über das gesamte Spektrum angenommen werden. Eine weitere Messunsicherheit bei dem Betrieb der aerodynamischen Referenzschallquelle im Minihallraum könnte ferner durch mögliche Rückwirkungen der erzeugten Luftströmungen auf die Schallquelle entstehen.

Die von Schallquellen emittierte Luftschallleistung hängt von den meteorologischen Umgebungsbedingungen am Messort ab, von aktuell vorliegenden statischen Luftdruck B, der Temperatur Θ und im geringen Maße von der relativen Luftfeuchte. Um Schallleistungen, die unter verschiedenen Umgebungsbedingungen gemessen wurden miteinander vergleichen zu können, wurden für die ISO Schallleistungsstandards der 3740er und 9614er Serien meteorologische Normbedingungen mit $B_\mathrm{N} = 101,325$ kPa und $\Theta_\mathrm{N} = 23°\mathrm{C}$ festgelegt, auf die eine unter $(B;\Theta)$-Bedingungen ermittelte Schallleistung umzurechnen ist. Eine solche Umrechnung führt zunächst einmal zu Fehlern sofern die B und Θ nicht genau bestimmt wurden.

Unsicherheiten ergeben sich aber auch noch durch das Phänomen, dass diese Umrechnung von dem jeweiligen Geräuscherzeugungsmechanismus abhängig ist und dementsprechend durch unterschiedliche Gesetzmäßigkeiten zu erfolgen hat. Diese Umrechnung auf den meteorologischen Normzustand erfolgt mit einer Korrektur K durch

$$L_W\left(B_N;\Theta_N\right) = L_W\left(B;\Theta\right) + K \tag{3.9}$$

wobei für unterschiedliche Geräuscherzeugungsmechanismen der Publikation Hübner [32] folgende Darstellungen der Korrektur K entnommen werden können.

- **Die Schallabstrahlung der für die Kalibrierung des Messraums verwendeten Kolbenmembran zeigt**:

– für tiefe Frequenzen entsprechend $\lambda/D > 1$ mit $D = 0,11\,\mathrm{m}$ und damit für $f < 3045$ Hz mit

$$P \sim \frac{\rho}{c} \tag{3.10}$$

liegt das Verhalten einer Monopolcharakteristik vor. Dem entspricht eine Umrechnungsbeziehung

$$K_{01} = -10 \cdot \lg\frac{B}{B_\mathrm{N}} + 15 \cdot \lg\frac{T}{T_\mathrm{N}}\,[\mathrm{dB}] \tag{3.11}$$

– für höhere Frequenzen, $f > 3045$ Hz ist

$$P \sim \rho c \tag{3.12}$$

was zu einer Umrechnung

$$K_{02} = -10 \cdot \lg\frac{B}{B_\mathrm{N}} + 5 \cdot \lg\frac{T}{T_\mathrm{N}}\,[\mathrm{dB}] \tag{3.13}$$

führt.

- Für die der Hauptuntersuchung zugrundeliegende **aerodynamische Schallquellen** hat man von einer Mischung von Dipol- und Quadrupolquellen auszugehen. Für erstere ist

$$P \sim \frac{\rho}{c^3} \tag{3.14}$$

und damit

$$K_{03} = -10 \cdot \lg\frac{B}{B_\mathrm{N}} + 25 \cdot \lg\frac{T}{T_\mathrm{N}}\,[\mathrm{dB}] \tag{3.15}$$

und für reine Quadrupolquellen ist die Schallleistung

$$P \sim \frac{\rho}{c^5} \tag{3.16}$$

und damit

$$K_{04} = -10 \cdot \lg\frac{B}{B_\mathrm{N}} + 35 \cdot \lg\frac{T}{T_\mathrm{N}}\,[\mathrm{dB}] \tag{3.17}$$

Tabelle 3.1: Versuchsprogram zur Bestimmung der Wiederholabweichungen

Zylinderkonfiguration	Z2D10L200	Z2D40L200
statischer Druck p_s [mbar]	100, 1000	100, 1000
Drehzahl n [1/min]	3000, 4500, 6000	3000, 4500, 6000
Anzahl Messungen je Konfiguration	10	10

Eine fehlerhafte Bestimmung des statischen Drucks B wirkt sich damit für sämtliche Geräuscherzeugungsmechanismen gleichartig aus und führt beispielsweise mit einer Schwankung von 5%, was auch der durchschnittlichen meteorologischen Schwankung entspricht, zu einer Messunsicherheitskomponente von nur 0,2 dB. Kritischer ist der Einfluss der Temperatur, besonders für aerodynamisch erzeugte Geräusche. Betrachtet man eine Temperaturänderung von 20°C auf 30°C, so ergibt sich für einen Dipolstrahlers nach Gleichung 3.15 eine Änderung der emittierten Schallleistung von 4,4 dB[2].

Zur Abschätzung des Teilfehlers Δ_0 im Minihallraum wurden ferner zusätzliche Messungen unter bei Wiederholbedingungen durchgeführt. Es wurden die Schalldruckpegel an sechs Mikrofonpositionen von zwei verschiedenen Zylinderkonfigurationen bei zwei verschiedenen statischen Drücken und drei verschiedenen Drehzahlen jeweils zehn mal in Luft im Minihallraum gemessen. Daraus ergeben sich insgesamt 10 Versuchskonfigurationen. Vor jeder Messung wurden die jeweilige Drehzahl neu eingestellt.
Die Dichte des Mediums entspricht im einem Fall der der Umgebungsluft, im zweiten Fall, ungefähr der wie sie bei einer Verwendung von reinem Helium vorzufinden wäre (100 mbar, siehe auch Tabelle 3.1).

Um die Wiederhol-Messunsicherheit, die durch das Einstellen des Betriebszustandes bedingt ist, zu ermitteln, wurde zuerst der mittlere Schalldruckpegel (MLn) jeder einzelnen Messung (n) im Hallraum ermittelt. Im nächsten Schritt wurden dann für jeweils eine Konfiguration die Standardabweichungen (sMML) der mittleren Schalldruckpegel (MLn) im Minihallraum der 10 Messreihen einer Versuchskonfiguration bestimmt. Aus den resultierenden zehn Standardabweichungen wurde dann der Mittelwert und ein 95%-Vertrauensintervall über alle Konfigura-

[2]Bei technischen Schallquellen, deren Schallemission sich aus aerodynamischen Geräuschen und abgestrahlten Körperschall zu verschiedenen Teilen zusammensetzt, wird in den derzeitigen Normen [46], wie in [32] diskutiert, für die meteorologische Abhängigkeit $P \sim \left(\frac{\rho c}{(\rho c)_0}\right)^a$ eine „mittlere Gesetzmäßigkeit“ mit einem von $a = 1,5$ angenommen.

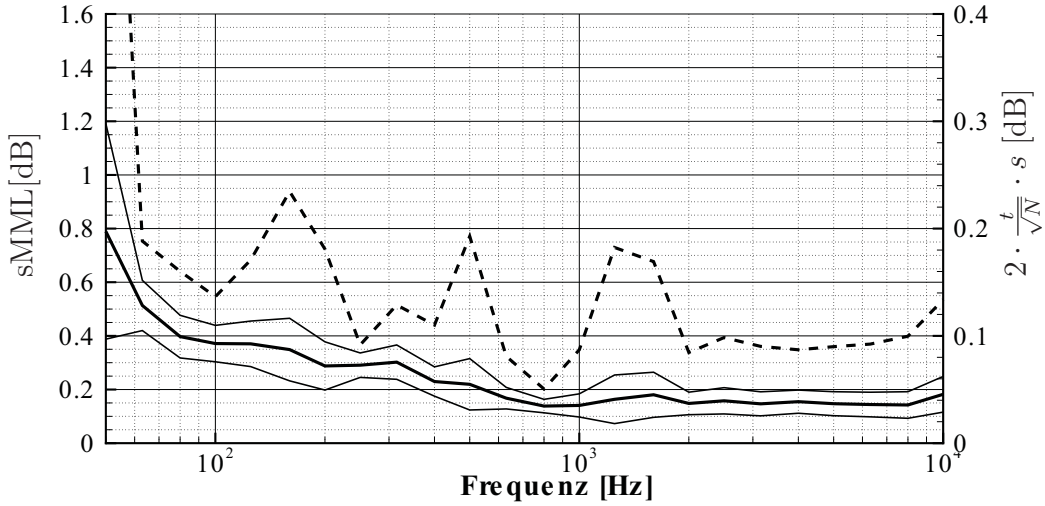

Bild 3.1: *durchgezogene Linien:* Mittelwert der Standardabweichungen (sMML) und die zugehörige Standardabweichung zur Bestimmung des Teilmessunsicherheit zur Einstellung des Betriebzustandes in Luft, *gestrichelte Linie:* $2 \cdot \frac{t}{\sqrt{N}} \cdot s$ [dB]

tionen berechnet. Bild 3.1 zeigt den Mittelwert der Pegel-Standardabweichungen spektral. In einem weiten Frequenzbereich ist somit dieser Wert mit einer 95%-igen Sicherheit kleiner als 0,5 dB. Nur bei den Frequenzen 50 und 63 Hz wird diese Grenze überschritten. Daraus lässt sich nun eine obere Vertrauensgrenze nach $\overline{x} + \frac{t}{\sqrt{N}} \cdot s$ zum Vertrauensniveau 95% berechnen. Es wurden dabei sechs Messpunkte verwendet. Auf der zweiten y-Achse ist gestrichelt in Bild 3.1 die Spanne des Vertrauensintervalls des Anteil $\frac{t}{\sqrt{N}} \cdot s$ dargestellt. Es stellt sich eine Obergrenze für den Teilfehler ein, die bis zu 63 Hz herab kleiner als 0,25 dB ist.

3.4.2 Nahfeldfehler Δ_1

Der Nahfeldfehler Δ_1 ist im Freifeld durch das Verhältnis von physikalisch exakt durch Schallintensitätsmessung definierter Schallleistung zur angenäherten durch $\widetilde{p}^2$-Messungen bestimmten Schallleistung erklärt. Da die Schallleistung der Referenzschallquelle in einem Freifeld durch Schallintensitätsmessungen ermittelt wurde, kann dabei von einem Nahfeldfehler grundsätzlich abgesehen werden [35], [38].

3.4.3 Endlichkeitsfehler Δ_2

Dieser Teilfehler beschreibt den Fehler, der durch eine angestrebte höchst zugelassene Messunsicherheit zu geringe Anzahl von Messpunkten bei den akustischen Messungen entsteht. Dieser Teilfehler ist sowohl für Messungen nach dem Hüllflächenverfahren im Freifeld im Vorfeld der Kalibrierung und auch zur Bestimmung der Emission der umlaufenden Kreiszylinder im Messraum zu berücksichtigen.
Zuerst wird der Fehler durch eine bestimmte endliche Anzahl N von Messpunkten bei der Ermittlung der Schallleistung der Referenzschallquelle mit dem Schallintensitätshüllflächenverfahren betrachtet. Die Messung wurde nach ISO 9614 [48] auf einer Halbkugel mit 10 Messpunkten durchgeführt. Aus den Einzelmessungen $L_{n,i}$ wird zunächst der Pegel der mittleren flächennormalen Schallintensitätskomponente auf der Hüllfläche nach

$$\overline{L_{I,n}} = 10 \cdot \lg \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{10} 10^{0,1 \cdot L_{i,n}} \right) \text{ dB} \tag{3.18}$$

bestimmt und unter den bekannten Voraussetzungen der Höchstwert ΔL der zweiseitigen Vertrauensbereichsbegrenzung ermittelt

$$\Delta L = -10 \cdot \lg \left(1 - \frac{F_{4,p}}{\sqrt{N}} t_{1-\alpha,N} \right) \text{ dB}. \tag{3.19}$$

Dabei ist $F_{4,I}$ der Variationskoeffizient, gebildet für die auf der Messfläche festgestellten Streuung der gemessenen, zeitlich gemittelten Schallintensitätskomponmente $\overline{I_n}^t$, N der Anzahl der Messpunkte und $t_{1-\alpha,N}$ dem Student-Parameter. Dieses ΔL liegt bei Annahme einer Normalverteilung mit 95%-iger Sicherheit unterhalb der in Bild 3.2 angegebenen spektralen Verteilung der durchgezogenen Linie.

Die gleiche Berechnung wird für die aerodynamische Referenzschallquelle im Messraum durchgeführt, wobei allerdings das $F_{4,I}$ durch F_{4,p^2}, dem entsprechenden Variationskoeffizienten der Schalldruckeffektivwertquadrate ersetzt wird. Dabei zeigt sich der Teilfehler der gestrichelten Linie in 3.2 für die Wahl von 6 Messpositionen. Der Fehler ist bei der Frequenz von 250 Hz, bei der die Wellenlänge der mittleren Kantenlänge entspricht, bis zu 12 dB sehr groß. Im Frequenzbereich höher als 300 Hz[3] ist der Fehler aber kleiner 1 dB. Im Messraum müssten also bei Verwendung

[3] Details hierzu in Kapitel 5.3

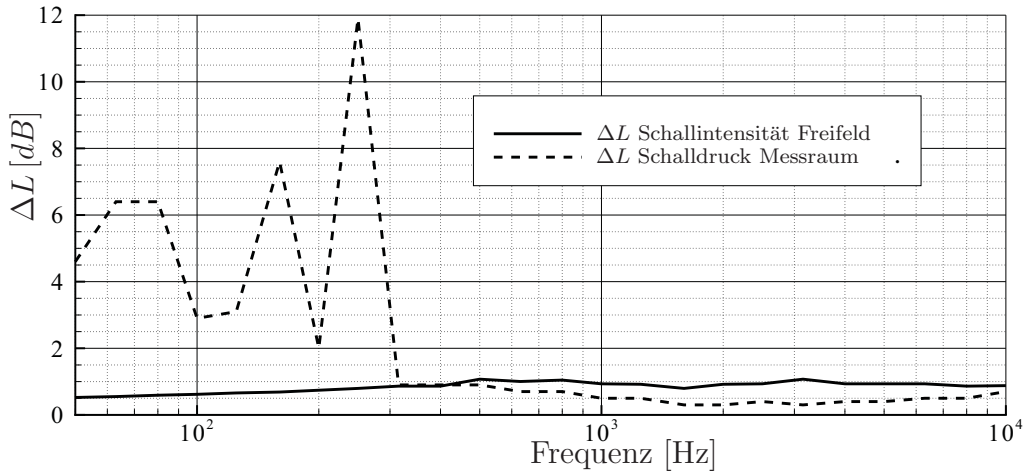

Bild 3.2: ΔL im Freifeld der aerodynamischen Referenzschallquelle mit $N = 10$ Messpunkte und ΔL nach Gl. 3.19 für Luft im Messraum mit $N = 6$ Messpositionen

der Gl. 3.19 für den Frequenzbereich unter 300 Hz wesentlich mehr Messpunkte verwendet werden, was allerdings zu der nachfolgend (Kapitel 5) geführten Diskussion über die Anwendbarkeit de Gleichung 3.19 in diesem Frequenz/Wellenbereich geführt hat.

Eine bessere Vergleichbarkeit der Messunsicherheiten der Schallemission der Kreiszylinder im Rundlauf bei verschiedenen Helium-Luft-Gasgemischen erhält man allerdings wegen der verschiedenen Schallgeschwindigkeiten durch eine Darstellung über den Wellenlängen.

Betrachtet man hierzu zuerst die Messunsicherheiten in Form des Variationskoeffizienten

$$F_{4,p^2} = \frac{1}{\overline{\tilde{p}^2}^V} \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\tilde{p}_i^2 - \overline{\tilde{p}^2}^V \right)^2} \tag{3.20}$$

bei verschiedenden Zylinderkonfigurationen für eine bestimmte Schallgeschwindigkeit, so zeigt sich ein klares Bild. Bei allen Drehzahlen wiederholen sich die großen Unsicherheiten bei Wellenlängen λ, die größer als 3 m sind und speziell bei Wellenlängen in Größe der Raumabmessungen ($\lambda = 1,5\mathrm{m}$). Die Lage der Abweichung ist unabhängig vom Helium-Luft-Mischungsverhältnis. Bild 3.3 zeigt exemplarisch den Variationskoeffizienten F_{4,p^2} der Zylinderkonfiguration $Z = 12$,

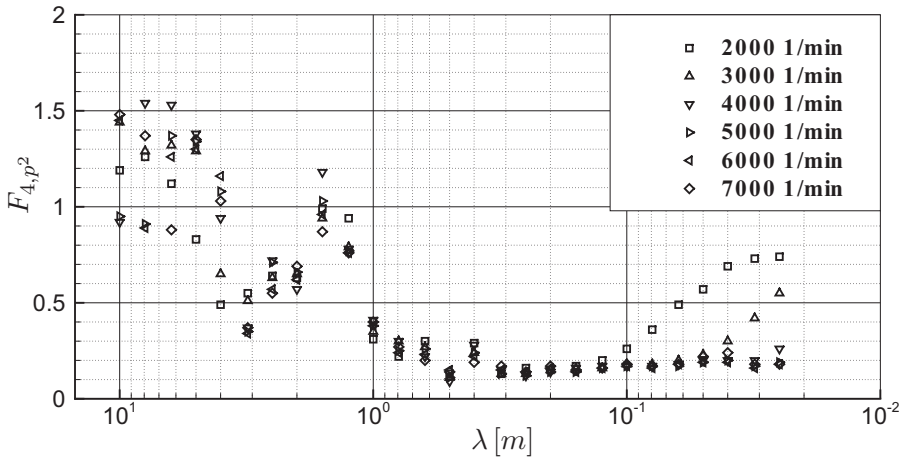

Bild 3.3: Variationskoeffizient F_{4,p^2} über der Wellenlänge bei $c = 500\text{m/s}$; $Z = 12$; $D = 40$; $H = 40$

$D = 40$, $H = 40$ bei einer Schallgeschwindigkeit von $c = 500\frac{m}{s}$ und Bild 3.4 zeigt die Standardabweichung[4]

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left(L_{pi} - L_p\right)^2 / \left(N - 1\right)} \tag{3.21}$$

für Messungen mit der Zylinderkonfiguration $Z = 12$, $D = 40$, $H = 40$ bei der gleichen Schallgeschwindigkeit.
Die höheren Unsicherheiten bei niedrigen Drehzahlen und kleinen Wellenlängen rühren von den Betriebsgeräuschen des Versuchstandes her, die bei diesen Umlaufgeschwindigkeiten noch signifikant sind (siehe auch Kapitel 8).

Tabelle 3.3) zeigt die Standardabweichungen der verschiedenen Zylinderkonfigurationen bei problematischen Schallwellenlängen λ>3m und $\lambda = V^{\frac{1}{3}}$.

3.4.4 Umgebungseinflusskorrekturfehler Δ_3

Umgebungskorrekturfehler Δ_3 sind sowohl bei den Freifeldmessungen zur Kalibrierung der Referenzschallquellen wie auch bei den Kalibrierungsmessungen im

[4]Für ein Schallfeld in einem Messraum des Volumens V bestehend aus stehenden Wellen ($\lambda > V^{\frac{1}{3}}$) ist eine statische Betrachtung der Messunsicherheit über die Gleichung 3.20 zunächst einmal grundsätzlich fragwürdiger. Die Verwendung des Variationskoeffizienten F_{4,p^2} aber in jedem Fall sinnvoller als die Standardabweichung s wie in Abschnitt A.2.1 auf den Seiten 160*ff* ausgeführt wird.

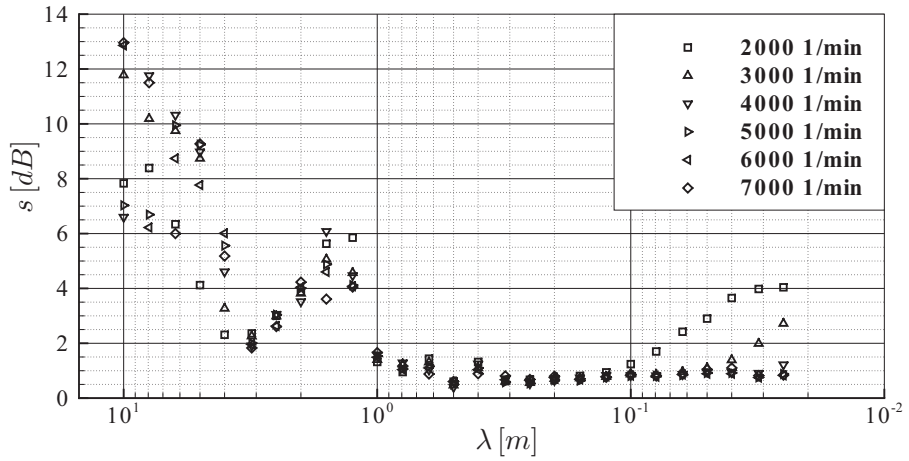

Bild 3.4: Standardabweichung s über der Wellenlänge bei $c = 500\text{m/s}$; $Z = 12$; $D = 40$; $H = 40$

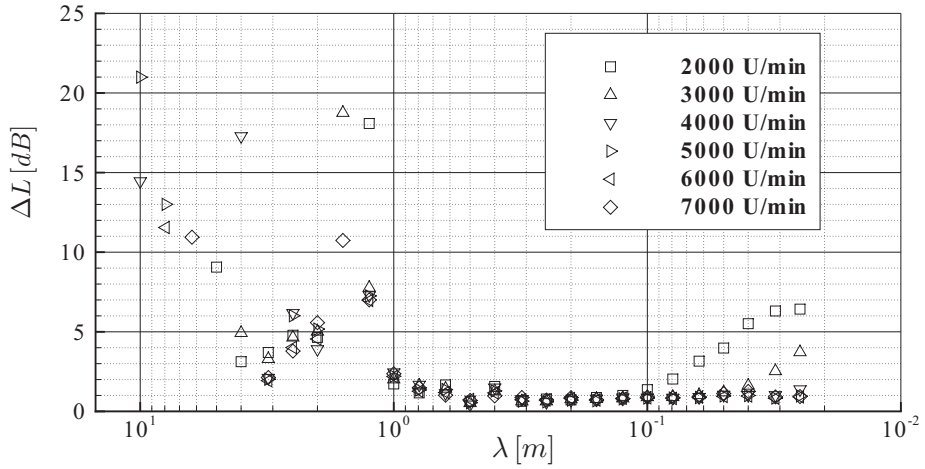

Bild 3.5: Vertrauensbereich ΔL für zweiseitigen Test, berechnet mit Gl. (3.19) $N = 6$ bei 95%-igen Vertrauensintervall über der Wellenlänge bei $c = 500\,\text{m/s}$; $Z = 12$; $D = 40$; $H = 40$

Tabelle 3.2: Standardabweichungen der verschiedenen Zylinderkonfigurationen bei problematischen Schallwellenlängen λ in Luft

Zylinderkonfiguration	s für λ>3m	s für $\lambda = V^{\frac{1}{3}}$
Z2 D15 H200	8...9	5...7
Z2 D10 H200	8...9	5...7
Z2 D40 H40	7...8	6...7
Z2 D40 H200	5...8	5...8
Z12 D3 H40	10...17	4...7
Z12 D40 H40	9...11	5...6

Tabelle 3.3: Variationskoeffizienten F_{4,p^2} der verschiedenen Zylinderkonfigurationen bei problematischen Schallwellenlängen λ in Luft

Zylinderkonfiguration	F_{4,p^2} für λ>3m	F_{4,p^2} für $\lambda = V^{\frac{1}{3}}$
Z2 D15 H200	1,7	1,1
Z2 D10 H200	1,7	1,0
Z2 D40 H40	1,3	1,1
Z2 D40 H200	1,4...1,8	0,9...1,1
Z12 D3 H40	1,1...1,4	0,7...1,0
Z12 D40 H40	1,0...1,3	0,8...1,0

Messraums relevant.
Da die Freifeldmessungen mit dem Schallintensitätsverfahren in einem reflektionsarmen Raum sehr niedrigen Fremdschallpegels ausgeführt werden, bedarf es keiner raumbedingten Korrektur und ein Fehler hierbei entfällt.
Nicht auszuschließen ist bei den Messungen der Referenzschallquellen im kleineren Messraum dessen ungewollte Rückwirkung auf deren Geräuschemission, die allerdings als eine Abweichung der Δ_0-Art einzugruppieren wäre.

3.4.5 Eigentlicher Messfehler Δ_4

Eine nicht adäquate Wahl der Messintegrationszeit kann zu einer Abweichung der Δ_4-Art führen. Allerdings liegen bei allen hier durchgeführten Messungen stationäre Signale vor, die mit einer Integrationszeit T von 10 Sekunden bei einer Messung in einem Terzbandbreite B über die bekannte Beziehung für ein 95%-Vertrauensniveau

$$\Delta_{p,T} \leq 10lg\left(1 + \frac{2}{\sqrt{BT}}\right). \tag{3.22}$$

für die niedrigste Terzmittenfrequenz von 50 Hz zu einer Abweichung von 0,7 dB, für die höchste von 20 kHz von 0,04 dB führt.

Die Anforderungen der IEC (International Electrotechnical Commission) der Klasse 1 werden von der eingesetzten Messtechnik erfüllt, somit sind weitere signifikante Einflüsse durch Komponenten dieser Teilmessunsicherheit auszuschließen.

4 Versuchsanlage, Untersuchungsobjekte und Parametervariation

4.1 Versuchsanlage

Die Untersuchungen der von Kreiszylindern im Rundlauf erzeugten Schallleistung wurden in der gleichen Versuchsanlage wie von Wittstock [78] am ITSM der Universität Stuttgart durchgefürt (Bild 4.1, 4.2). Diese besteht aus einer Druckkammer und dem darin befindlichen eigentlichen Messraum, in dem oberhalb der zugehörigen Grenzfrequenz die Schallleistung nach dem Hallraumverfahren bestimmt werden kann. Beide Räume lassen sich gleichzeitig auf einen Absolutdruck von 5 mbar evakuieren und können danach mit Helium oder einen beliebigen Helium-Luft-Gemisch befüllt werden. Nach einer Evakuierung auf 5 mbar ist eine Heliumvolumenkonzentrationen von 98% erreichbar.
Die gegenüberliegenden Wände des Messraumes sind aus Blei aufgebaut und gegeneinander nicht parallel. Der Raum hat eine mittlere Kantenlänge von 1,5 m, ein Volumen von 3,3 m^3 und eine Oberfläche von 13,4 m^2.

In den Messraum ragt abgedichtet durch die Druckkammer eine Spindel, die von außen durch einen schnelllaufenden Elektromotor angetrieben wird. An der Spindel innerhalb des Messraums ist der Versuchsträger installiert (Bild 4.3). Dieser besteht aus zwei Kreisscheiben und wird durch eine Klemmung an die Spindel reibschlüssig befestigt. Zwischen die Scheiben können je nach Versuch bis zu 12 Zylinder verschiedener Durchmesser zwischen 3 und 40 mm befestigt werden. Durch eine Variation des Abstandes der Scheiben in drei Stufen sind auch verschiedene Zylinderlängen möglich. Bild 4.3 zeigt auch eine Auswahl der verschiedenen Montagemöglichkeiten. Vor der Montage muss der Träger aufgrund der hohen Drehzahlen bis 9000 min^{-1} mit den montierten Untersuchungsgegenständen gewuchtet werden, auch um möglichst wenig durch diese Bewegungen verursachten Körperschall in den Messraum einzuleiten. Das Eigengeräusch des Versuchaufbaus im Inneren des Messraums wurde schon durch die von G.A. Sehrndt [40] durchge-

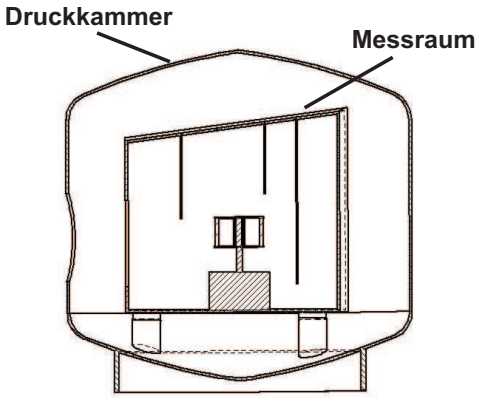

Bild 4.1: Schnittdarstellung des Messraums sowie der umgebenden Druckkammer

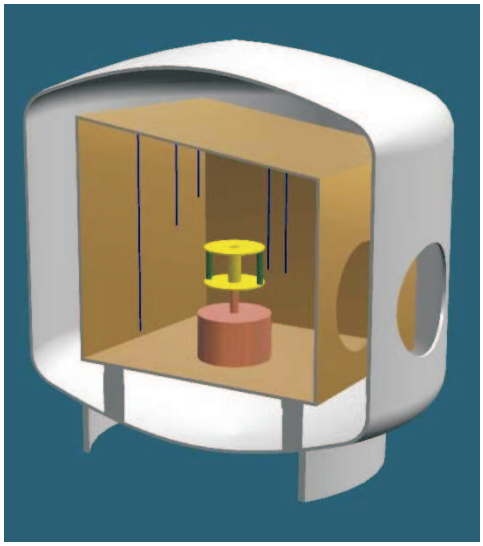

Bild 4.2: 3-dimensionale Darstellung von Druckkammer, Messraum und Versuchsträger

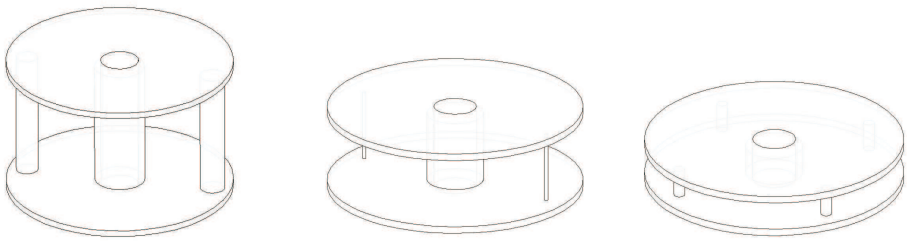

Bild 4.3: Versuchsträger mit verschiedenen Zylinderkonfigurationen *links* Zylinderlänge L 200 mm, Zylinderdurchmesser D 40 mm *mitte* L 100 mm, D 10 mm *rechts* L 40 mm, D 15 mm; Umlaufdurchmesser der Zylinder $2\ R\ =\ 0,3$ m. Die Gesamtheit der variierten Zylinderkonfigurationen ist durch die Tabelle 4.1 angegeben.

führte Konstruktion mit Hilfe verschiedener Maßnahmen minimiert. Die Spindel läuft so in einer 4-Flächen-Gleitlagerung und der Messraum steht im Druckbehälter auf schwingungsdämpfenden Elementen, der Motor ist torsionsschwingungsgedämpft angeflanscht und die gesamte Anlage zeichnet sich durch eine hohe Masse aus. Weitere Informationen sind in [44] zu finden.

4.2 Variation der Versuchsparameter

Die beschriebene Versuchsanlage ermöglicht Untersuchungen an umlaufenden Kreiszylindern bei gleichzeitiger Variation verschiedener anderer Versuchsparameter in weiten Parameterwertbereichen. Diese sind im einzelnen:

- die Drehzahl n im stufenlosen Bereich von 0 bis 9000 U/min und somit Umfangsgeschwindigkeiten 0 bis 140 m/s
- die Schallgeschwindigkeit c im Bereich von 340 bis 1020 m/s für verschiedene Helium-Luft-Gemische
- die Zylinderlänge L in den Schritten 40 mm, 100 mm und 200 mm
- der Zylinderdurchmesser D in den Schritten 3, 5, 10, 15 und 40 mm
- die Zylinderanzahl Z in den Schritten 2, 4 und 12

Dabei konnten die Parameter allerdings nicht beliebig kombiniert werden. Bei hohen Drehzahlen bestand aufgrund der hohen Fliehkräfte bei dünnen, langen Zylinder Bruchgefahr. Bei großer Zylinderzahl und großen Durchmessern und großer Zylinderlänge reicht die installierte Motorleistung nicht aus, um die Versuche bis zur Maximaldrehzahl durchzuführen.

Die Variation der Schallgeschwindigkeit wird, wie bereits erwähnt, durch fast vollständige Evakuierung der Versuchsanlage auf unter 5 mbar und darauf folgender Einblasung von Helium mit einer resultierenden Konzentration von 98% realisiert. Verschiedene Schallgeschwindigkeiten wurden dann durch teilweise Absaugung des Heliums oder des Helium-Luft-Gemisches und Ersetzung durch Luft eingestellt.

Im Vergleich zu den vohergehenden Untersuchungen von [78] (siehe auch Tabelle 4.1) kann durch den Einsatz von Helium der Ähnlichkeitskennzahlenbereich signifikant erweitert werden. Betrachtet man den Reynoldszahlbereich über der Machzahl ergibt sich Bild 4.4. Hierbei wurde als Strömungsgeschwindigkeit U zunächst die Luft zwischen den Scheiben als ruhend angenommen. Somit ist U die Rotationsgeschwindigkeit der Stäbe $\left(2 \cdot \pi R \frac{n}{60} \mathrm{ms}^{-1}\right)$. [1]

[1] In der Realität ist die Anströmgeschwindigkeit nach Messungen von Wittstock [78] insbesondere bei niedrigem Druck und großen Zylinderzahlen bis zu 60% kleiner als die Rotationsgeschwindigkeit.

Tabelle 4.1: Bereits Untersuchte Kombinationen von statischem Druck p_s, Zylinderlänge L, Zylinderdurchmesser D, Zylinderzahl Z und Drehzahlbereich $n_{min} - n_{max}$ [78]

			Drehzahlbereich $n_{min}/\left(1000\ min^{-1}\right) - n_{max}/\left(1000\ min^{-1}\right)$				
L [mm]	D [mm]	Z	$p_s \approx 1$ kPa	$p_s \approx 3$ kPa	$p_s \approx 10$ kPa	$p_s \approx 30$ kPa	$p_s \approx 100$ kPa
40	3	2	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	5	2	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	10	2	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	15	2	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	40	2	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	3	4	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	5	4	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	10	4	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9
40	15	4	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	40	4	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	3	12	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	5	12	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	10	12	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	15	12	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 8
40	40	12	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 9	1 - 7
100	3	2	1 - 4	1 - 4	1 - 4	1 - 4	1 - 4
100	5	2	1 - 4	1 - 4	1 - 4	1 - 4	1 - 4
100	10	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7
100	15	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7
100	40	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7
200	3	2	1 - 6	1 - 6	1 - 6	1 - 6	1 - 6
200	5	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7
200	10	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7
200	15	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 6
200	40	2	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 7	1 - 5

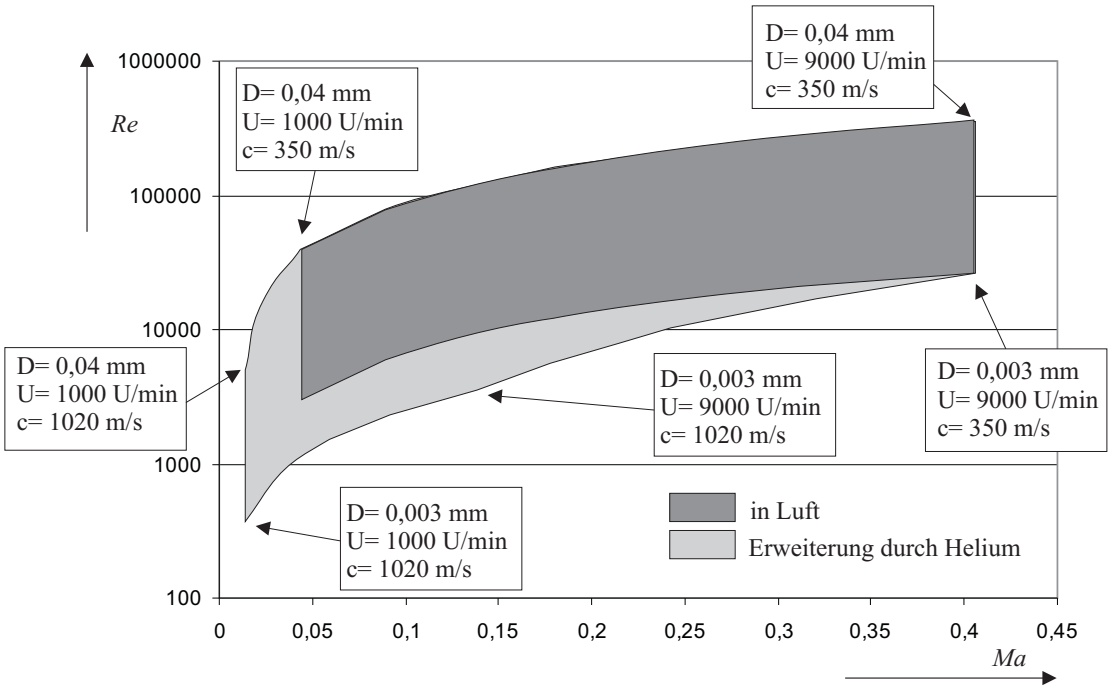

Bild 4.4: Reynolds- und Machzahlbereich der Versuchsanlage bei Verwendung von Helium-Luft-Gemischen; Machzahl berechnet aus Drehzahl bei stehender Umgebungsluft ($\mathrm{Ma} = \frac{2\pi R}{c}\frac{n}{60}$)

Die dunklere Fläche im Schaubild stellt den durch die Arbeit von [78] bereits abgedeckten Ähnlichkeitskennzahlenbereich durch Variation der Drehzahl zwischen 1000 und 9000 U/min und des Zylinderdurchmessers im angegebenen Bereich bei Verwendung von reiner Luft bei Umgebungsdruck dar. Dabei wurde für große Reynoldszahlen auch der kritische Bereich für $\mathrm{Re} > 10^5$ bereits gestreift, bei dem eine turbulente Strömungsablösung am Zylinder erfolgt. Die untere Grenze ist ohne Dichtevariation wie dargestellt $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^3$, falls man eine Absenkung des Luftdrucks auf 1 kPa miteinbezieht, wäre theoretisch eine Reynoldszahl von $\mathrm{Re} = 30$ möglich.

Der hellere Bereich beschreibt den für Umgebungsdruck erweiterten Bereich der Reynolds- und der Machzahl unter Einsatz von Helium. Eine Erweiterung wird im Bereich kleiner Mach- und Reynoldszahlen erzielt. Dabei ist bei einem Zylinderdurchmesser von $D = 3$ mm eine Reynoldszahl von $\mathrm{Re} = 390$ zu erreichen. Zur weiteren Ausdehnung der Reynoldszahl in den stabilen Bereich (siehe Kapitel 2.2.3) wäre auch hier eine Konfiguaration mit Helium bei niedrigeren absoluten Drücken denkbar.

Tabelle 4.2: Vergleich der Fluideigenschaften von Luft und Helium für gleiche Temperatur ($\Theta = 25°\mathrm{C}$) und gleichem statischen Druck ($p_s = 10^5\mathrm{Pa}$); K= Kompressionsmodul, R= spezifische Gaskonstante, κ= Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten

	ρ	K	μ	R	$\rho\, c$	$\frac{\rho}{\mu}$	c	κ
	$\mathrm{kg/m^3}$	$10^5/\mathrm{Pa}$	$10^{-5}\mathrm{Pa\ s}$	$\mathrm{J/(K\,kg)}$	$\mathrm{kg/(m^2\,s)}$	$10^4\mathrm{s/m^2}$	m/s	-
Luft	1,168	$1,4$	1,83	287,2	404	6,47	346	1,33
Helium	0,161	$1,66$	1,98	2077	164	0,83	1016	1,6
Helium / Luft	0,138	$1,186$	1,08	7,8	2,46	0,128	2,94	1,2

Tabelle 4.3: Vergleich der zugeordneten Ähnlichkeitskennziffern für $U = 100\mathrm{m\,s^{-1}}$; $D = 10\mathrm{mm}$; $L = 100\mathrm{mm}$; $f = 1\mathrm{kHz}$

	Re	Ma	St	He
Luft	$64,3 \cdot 10^3$	0,29	0,10	0,029
Helium	$8,4 \cdot 10^3$	0,098	0,10	0,0098
Verhältnis Helium zu Luft	$0,128$	0,338	1	0,338

Betrachtet man nur die mediumsabhängigen Parameter der Reynoldszahl, ρ und μ, so ergibt sich bei dem Quotienten $\frac{\rho}{\mu}$ zwischen Luft und Helium ein Faktor 7,8 (Tabelle 4.2). Dies bedeutet, dass sich die Reynoldszahl bei Einsatz von Helium im Vergleich zu Luft bei konstanter Zylinderkonfiguration um den Faktor $7,8 = 0,128^{-1}$ verringern lässt.

Eine zusätzliche Erweiterung des Ähnlichkeitszahlbereiches wird im Vergleich zu [78] (Bild 4.5 *schwarz*) bei Betrachtung der Helmholtzzahl deutlich, welche das Verhältnis von Strahlerabmessung zur abgestrahlten Wellenlänge angibt. Der Einsatz von Helium führt mit der Erhöhung der Schallgeschwindigkeit zu einer Vergrößerung der zu einer bestimmten Frequenz zugeordneten Wellenlänge auf das rund Dreifache. Da bei den Messungen mit Helium die geometrischen Abmessungen der Zylinderstäbe gegenüber [78] unverändert blieben, wird der Helmholtzzahlbereich durch den Einsatz von Helium zu kleineren Verhältnissen von Abmessungen zu Wellenlängen hin um den Faktor 3 erweitert (Bild 4.5 *grau*). Als kleinster $\mathrm{He_D}$-Wert ergibt sich dadurch $\mathrm{He_D} = \frac{D \cdot f}{c} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ bzw. für $\mathrm{He_L} = \frac{L \cdot f}{c} = 2,0 \cdot 10^{-3}$.

Die damit gegenüber frühreren Ergebnissen [78] mögliche Erweiterung zu kleineren Helmholtzahlen, zu großen Wellenlängen hin, lässt in den so neu erschlossenen He-Bereich einerseits ein verändertes Abstrahlverhalten erwarten, verursacht aber

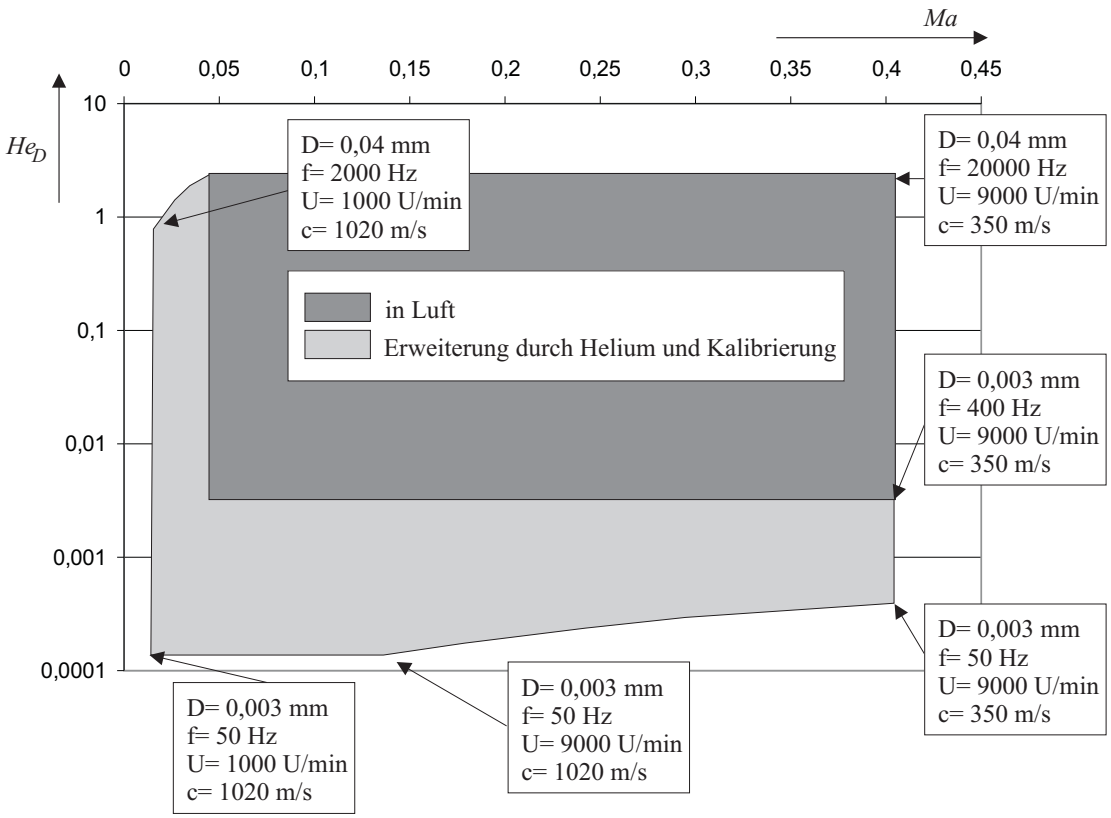

Bild 4.5: Helmholtz (He_D)- und Machzahlbereich der Versuchsanlage bei Verwendung von Helium-Luft-Gemischen (Wittstock *schwarz*) und Erweiterung des Frequenzbereiches durch Kalibrierung des Hallraumes (*grau*); Machzahl berechnet aus Drehzahl bei stehender Umgebungsluft

wegen der auch unverändert bleibenden Abmessung des Messraums Probleme mit der unteren Grenzfrequenz für eine Messung der Schallleistung nach dem Hallraumverfahren, weshalb für diese tieferen Frequenzen eine Kalibrierung des Messraums nach dem Vergleichsschallquellenverfahren erforderlich wird (siehe Kapitel 5.4).

Für die Darstellung der Strouhalzahlen in Bild 4.6, wurde für den erreichbaren Bereich in Luft wie in [78] eine untere Grenzfrequenz von 400 Hz eingestzt (*schwarz*). Bei Annahme einer unteren Grenzfrequenz von 50 Hz und Einsatz von Helium erweitert sich der Strouhalzahlbereich wie mit der hellen Fläche dargestellt um eine Größenordnung von ca. 0,01 auf ca. 0,001. Auch der vorrangig interessierende Bereich, der Bereich des Hiebtons um $\mathrm{St} = 0,2$ bleibt dabei eingeschlossen.

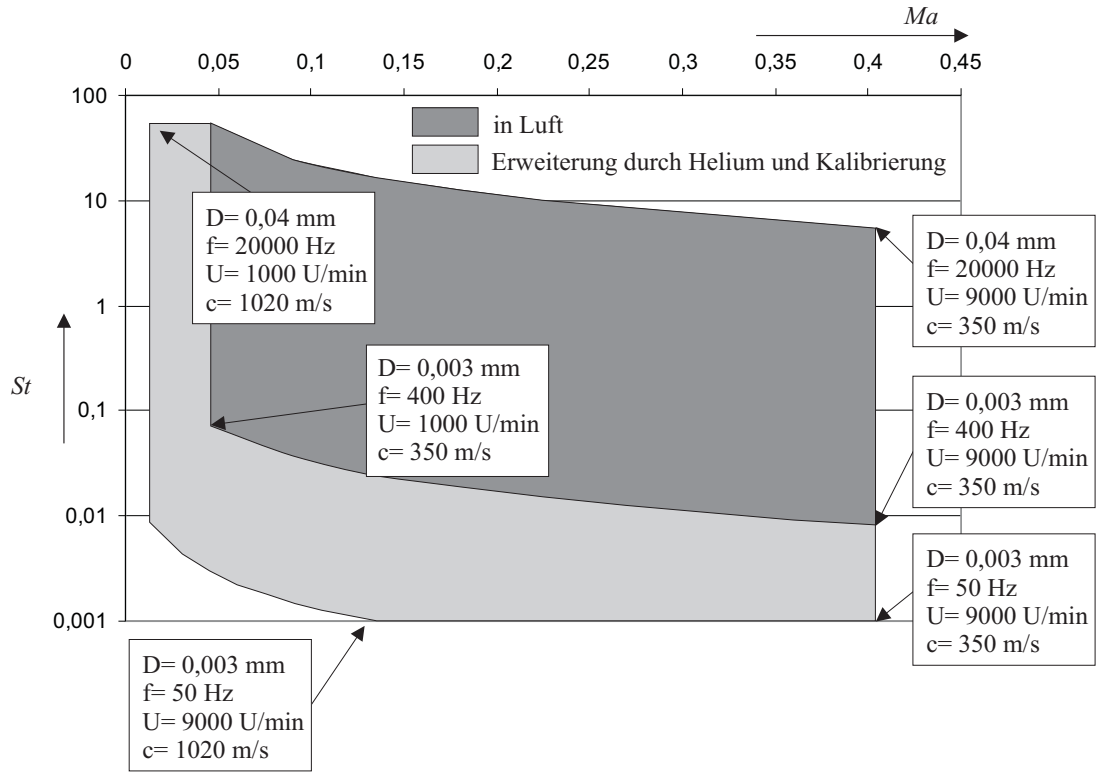

Bild 4.6: Strouhal- und Machzahlbereich der Versuchsanlage bei Verwendung von Helium-Luft-Gemischen und Erweiterung des Frequenzbereiches durch Kalibrierung des Hallraumes (*grau*) im Vergleich zu den Untersuchungen von Wittstock (*schwarz*)

	Ma	Re	St	He
Helium	$0,015 \ldots 0,4$	$400 \ldots 3,6 \cdot 10^5$	$0,001 \ldots 51$	$0,00015 \ldots 2,3$

Tabelle 4.6: Neuer Ähnlichkeitsziffernbereich der Machzahl Ma, Reynoldszahl Re, Strouhalzahl St und Hemholtzzahl He bei Verwendung von Helium

4.3 Erfassung der Betriebsdaten

Die Betriebsdaten sind im wesentlichen die Drehzahl n der umlaufenden Zylinderstäbe, der statische Druck p_s, die Temperatur T und die Geschwindigkeit des Schalls c im Gasgemisch. Die ersten drei Messgrößen werden über in der Messtechnik gängige Methoden bestimmt, die nachfolgend kurz beschrieben werden. Für die weiterhin erforderliche Bestimmung der Schallgeschwindigkeit c, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine spezielle Messmöglichkeit entwickelt.

Tabelle 4.4: Untersuchte Kombinationen von Schallgeschwindigkeit c, Zylinderlänge L, Zylinderdurchmesser D, Zylinderzahl Z und Drehzahl n; Teil 1

	Schallgeschwindigkeit c $[m/s]$					
	H= 40 mm	40	40	200	200	200
	D= 3 mm	40	40	10	15	40
n min^{-1}	Z= 12	12	2	2	2	2
1000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
1500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
2000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
2500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
3000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
3500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869

4.3.1 Drehzahl, Temperatur und statischer Druck

Die Drehzahl n des Drehstrommotors zum Antrieb des Versuchsträgers wird durch einen Frequenzumrichter geregelt. Dabei wird die Soll-Drehzahl über eine Computer-Schnittstelle digital vorgegeben und die Ist-Drehzahl zusätzlich über eine kalibrierte analoge Anzeige überwacht. Die Drehzahlsteuerung wurde durch eine Drehzahlbestimmung unter zu Hilfenahme eines Stroboskops direkt an der Welle überprüft. Die Abweichungen lagen unterhalb der mit dieser Messmethode erfassbaren Genauigkeit.

Die Temperatur T im Modellhallraum und in der Kalibrierumgebung wird mit einem Thermoelement erfasst, das aus einem Thermopaar aus Eisen/Kupfer-Nickel

Tabelle 4.5: Untersuchte Kombinationen von Schallgeschwindigkeit c, Zylinderlänge L, Zylinderdurchmesser D, Zylinderzahl Z und Drehzahl n; Teil 2

	Schallgeschwindigkeit c $[m/s]$					
	H= 40 mm	40	40	200	200	200
	D= 3 mm	40	40	10	15	40
n	Z= 12	12	2	2	2	2
4000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
4500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
5000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
5500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
6000	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	340; 487; 620; 743; 869
6500	340; 475; 603; 753; 850	340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	
7000		340; 500; 680; 800	340; 452; 564; 620; 739	340; 501; 611; 726; 813; 903	340; 444; 507; 627; 780; 885	

besteht und hat eine Empfindlichkeit von $50\mu\mathrm{V/C}^{\circ}$ hat. Der nachgeschalteten A/D-Wandler digitalisiert das Analogsignal mit einer Genauigkeit von 0,05%.

Der statische Druck p_{stat} wird mit einem elektrischen Druckaufnehmer überwacht. Der Fehler ist nach Datenblatt nicht größer als 0,6 %.

4.3.2 Schallgeschwindigkeit

Die Ermittlung der Schallgeschwindigkeit c ist für diese Arbeit wesentlich, da hiermit die für die Schallabstrahlung bei einer bestimmten Frequenz relevante Luftschallwellenlänge bestimmt ist. Die Genauigkeit der Erfassung der Schallgeschwindigkeit fließt mehrfach in die Berechnung der Ähnlichkeitskennzahlen ein.

4.3.3 Experimentelle Bestimmung der Schallgeschwindigkeit

Zur experimentellen Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im relevanten Gas bieten sich zwei hier verwendete Möglichkeiten an. Zum einen mit Hilfe der Laufzeit des Schalls über eine bekannte Strecke, zum anderen über die Messung der raumeigenen schallgeschwindigkeitsabhängigen Resonanzfrequenzen.

Bestimmung der Schallgeschwindigkeit durch Laufzeitmessung

Bei Laufzeitmessungen wird eine Sinusschwingung von einem Schallwandler ausgesendet und von einem, in einem bekannten Abstand s befindlichen Mikrofon empfangen. Um Störgeräusche des hörbaren Frequenzbereiches zu vermeiden wird im Allgemeinen hierzu ein Ultraschallsignal verwendet. Die Schallgeschwindigkeit c bestimmt sich, wie bekannt, aus Laufzeit t und Messstrecke s

$$c = \frac{s}{t}. \tag{4.1}$$

Eine Verwendung üblicher Ultraschallsensoren in Helium ist insoweit problematisch, da diese speziell für die Anforderungen in Luft ausgelegt sind. Die folgende Berechnung soll das Problem verdeutlichen.

Idealisiert man den Ultraschallsender als eine einer kreisförmige, eingebettet schwingende Membran, so berechnet sich die abgestrahlte Schallleistung nach [33]

$$P = \frac{\rho c}{2}\pi r^2 \tilde{v}_\mathrm{n}^2 \left[1 - \frac{J_1\left(2kr\right)}{kr}\right] = \rho c \pi r^2 \tilde{v}_\mathrm{n}^2 \sigma \tag{4.2}$$

Dabei ist J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung und r der Radius der Kolbenstrahlermembran, k die Wellenzahl, $\tilde{v}_\mathrm{n}$ der Effektivwert oberflächennormale Schwing-

schnelle, ρ die Dichte des Mediums und c die Schallgeschwindigkeit. Das Produkt ρc beschreibt schließlich die Schallkennimpedanz und σ den Schallabstrahlgrad.

Bild 4.7 zeigt die Schallkennimpedanz für Helium-Luft-Gemische verschiedener Konzentrationen. Die Schallkennimpedanz von reinem Helium ist um den Faktor 2,47 kleiner als für Luft.

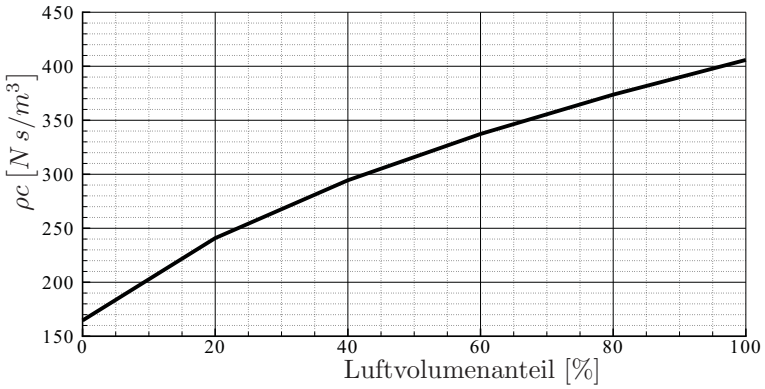

Bild 4.7: Schallkennimpedanz (ρc) für Helium-Luft-Gasgemische

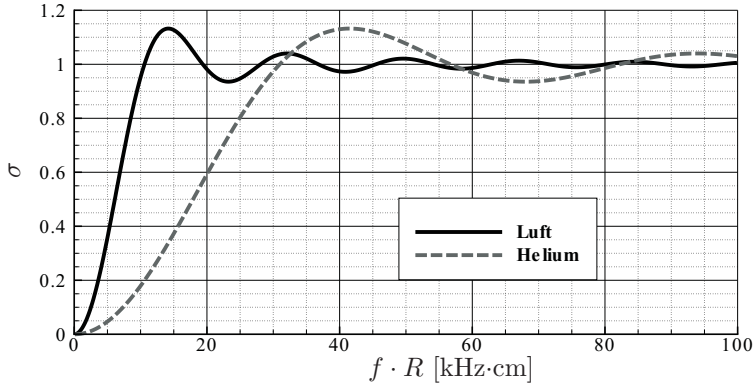

Bild 4.8: Schallabstrahlgrad σ über $f \cdot R$ in [kHz·cm]

Ferner hängt der Schallabstrahlgrad σ im Wesentlichen vom Verhältnis der abgestrahlten Wellenlänge λ zur Abmessung D der Membranfläche. Wegen den um den Faktor 3 größeren Schallgeschwindigkeit in Helium verkleinert sich das Verhältnis $\frac{D}{\lambda} = \frac{D \cdot f}{c}$ um diesen Faktor bei gleicher Abstrahlfrequenz f. Dies wirkt sich über Gleichung 4.2 in einer weiteren Verschlechterung der abgestrahlten Schallleistung über den in Helium verminderten Schallabstrahlgrad σ aus (Bild 4.8). Um den entgegen zu wirken müssten die Abmaße der Membranfläche vergrößert werden. Die meisten Ultraschallsensoren sind nun aber so ausgelegt, dass sie die Forderungen nach einer effektiven Schallabstrahlung nur in Luft erfüllen, zum Beispiel

mit einem $D \cdot f$-Produkt von etwa 26 kHz·cm. Einen solchen Wert erreicht man in Helium erst bei einer deutlich höheren Frequenz für den gleichen Membrandurchmesser oder entsprechend größeren Membrandurchmesser bei gleicher Frequenz.

Die Verwendung einer Ultraschallsensorik ist damit in Helium deutlich anspruchsvoller, als in Luft. Einen weiteren Einfluss auf die Schallausbreitung von Ultraschall könnte auch bei der Ausbreitungsabsorption bei den hohen Frequenzen durch Energiedissipation bestehen. Die Abnahme der Amplitude steht dabei im Allgemeinen im exponentiellen Zusammenhang zum Ausbreitungsweg x und zum Absorptionskoeffizienten α entsprechend

$$\frac{\hat{p}}{p_0} = e^{-\alpha x}. \tag{4.3}$$

Der Absorptionskoeffizient α setzt sich dabei aus α_v, der Schalldruckabnahme aufgrund von Reibungskräften und α_w einer durch Wärmeleitungseffekte benachbarter infinitesimaler Volumenelemente bestimmten Dämpfung zusammen:

$$\alpha = \alpha_v + \alpha_w \tag{4.4}$$

Dabei ist

$$\alpha_v = \frac{2\eta\varpi^2}{3\rho_0 c^3} \tag{4.5}$$

mit η die Viskositätskonstante des Mediums und ϖ der Kreisfrequenz.

Die Wärmeleitungseffekt resultiert aus der unterschiedlich starken Erwärmung der Volumenelemente durch unterschiedliche Komprimierung. Da die Wärmeleitung ein irreversibler Prozess ist führt auch dieser Wärmestrom zu einer „Einebnung“, also einer Dämpfung der Welle, wobei

$$\alpha_w = \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{\nu\varpi^2}{\rho_0 c_V c^3} \tag{4.6}$$

mit κ dem Adiabatenexponenten; ν der kinematischen Viskosität; c_V der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen. Beide Anteile wachsen mit dem Quadrat der Kreisfrequenz an [54].

Mit den entsprechenden Werten für Luft und Helium erhält man hiermit eine Dämpfung in der Größenordnung von 0,05 dB/m, die für Luft und Helium bei

Bild 4.9: Ultraschallwandler der Serie 600 von SensComp

einer Frequenz von 50 kHz vernachlässigbar klein sind. Die Absorption ist erst ab mehreren hundert Wellenlängen von Bedeutung.

Um dem Problem der geringeren Schallleistungsemission in Helium zu entgegenen, musste also ein Kolbenstrahler-Ultraschallwandler mit einem deutlich größeren Durchmesser verwendet werden, der aber auf dem freien Markt nicht verfügbar ist. Eine Lösung ergab sich aber mit dem Ultraschallwandler der Serie 600 von SensComp, der nach dem kapazitiven Prinzip arbeitet. Dieser hat einen Membrandurchmesser von 3 cm und wird mit einer Frequenz von 40 kHz betrieben (Bild 4.9). Die Inbetriebnahme erfolgt bei einer Vorspannung von 150 V und einer überlagerten Wechselspannung von 300V (p-p).

Zur Bestimmung der Laufzeit wird der Ultraschallsender mit einem Burst-Signal von 40 kHz mit mindestens 10 Schwingungen gespeist. Dieses wiederholt sich alle 100 ms. In einem bekannten Abstand empfängt ein zweiter Ultraschallsensor das Signal. Durch eine zeitgleiche Abtastung des Sende- und des Empfangssignals mittels eines Speicheroszilloskops kann die Laufzeit bestimmt werden. Da die durch die Membran des auf der Empfangsseite liegenden Sensors induzierte Spannung in der Größenordnung von wenigen mV liegt, lässt sich störendes Grundrauschen nicht ausschließen. Dieses wird durch eine Mittelwertbildung über mehrere Messvorgänge weitgehend reduziert. Bild 4.10 zeigt die Zeitrohdaten des Senders und des Empfängers in Luft. Die Amplitude des Empfangsignals wurde für eine bessere Visualisierung dem Signal des Senders angepasst. In diesem Fall beträgt die Laufzeit $1480\text{ms} - 136\text{ms} = 1344\text{ms}$, woraus sich bei einer Laufstrecke von 45,5 cm eine Schallgeschwindigkeit c bei den Umgebungsbedingungen von 338 m/s ergibt. Da der Anstieg der Amplitude des Empfangssignal ausreichend steil ist,

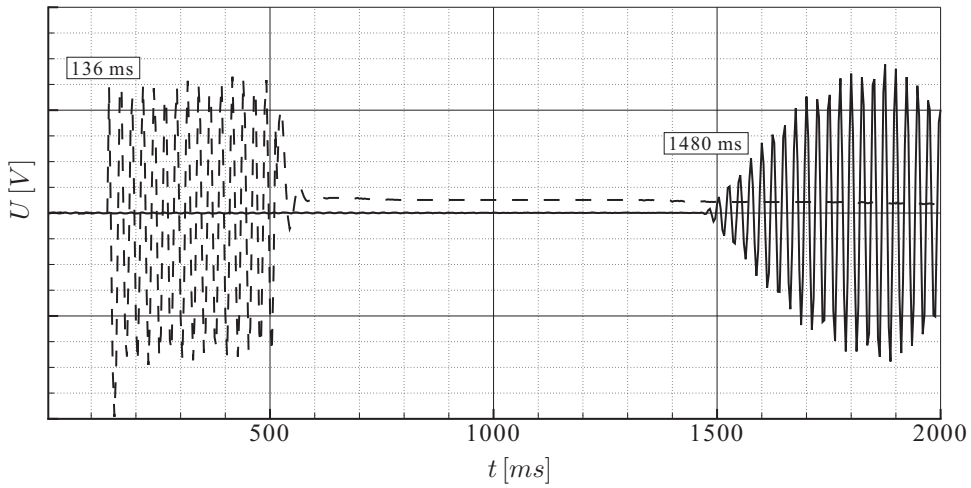

Bild 4.10: Zeitfunktion in Luft

kann die Laufzeit also eindeutig bestimmt werden und ist also schon in recht guter Übereinstimmung mit dem für reine Luft erwarteten Wert.

Um Messfehler gering zu halten, ist ein großer Abstand von Sender zu Empfänger ratsam. Dies steht aber im Konflikt zum Empfang des Signals bei Abstandsvergrößerung. Als Kompromiss zwischen Laufzeit und Signalstärke wurde ein Abstand von 45 cm gewählt. Die Zeitsignale für eine entsprechende Messung in Helium sind in Bild 4.11 dargestellt. Durch den flacheren Anstieg des Empfangssignals verbleibt eine gewisse Unsicherheit. Im gezeigten Fall ist die Unsicherheit maximal 20 ms, was bei einer Laufzeit von 540 bis 560 ms einem maximalen Fehler der Schallgeschwindigkeit von 3,5 % entspricht.

Bessere Resultate hätten sich mit einem Chirp-Signal erzielen lassen, welches aber in dieser Arbeit nicht umgesetzt werden konnte.

Bestimmung der Schallgeschwindigkeit über die Verschiebung von Resonanzfrequenzen

Die Schallgeschwindigkeit ist bei gegebener Frequenz direkt proportional zur Wellenlänge.

$$c = \lambda f \tag{4.7}$$

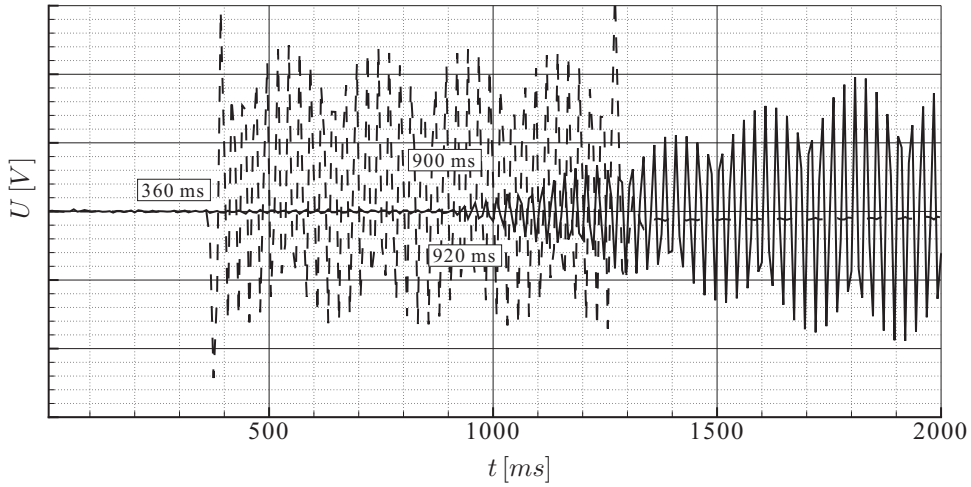

Bild 4.11: Zeitfunktion in Helium

In einem geschlossenen, gasgefüllten Raum besteht im Resonanzfall zwischen Raumabmessungen und Wellenlänge der anregenden Frequenz ein einfacher Zusammenhang, durch den mit Gl. 4.7 die Schallgeschwindigkeit c_{g} eines Helium-Luft-Gemisches bestimmt ist durch

$$c_{\mathrm{g}} = c_{\mathrm{Luft}} \frac{f_{\mathrm{Resonanz\ g}}}{f_{\mathrm{Resonanz\ Luft}}} \tag{4.8}$$

bestimmt werden.

Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im Hallraum für ein Gasgemisch wird an einem Beispiel veranschaulicht.

Die durchgezogene, hellere Kurve in Bild 4.12 zeigt die Resonanzkurve für Luft für den Messraum bei einer Temperatur von 22,8 °C und einer relativen Luftfeuchte von 45%. Eine charakteristische Resonanzfrequenz liegt bei 128,5 Hz, die einer Wellenlänge nach Gleichung 4.7 von $L = 2,6$ m bei einer Schallgeschwindigkeit von 346 m/s entspricht.

Die gestrichelte, dunklere Kurve ist die Resonanzkurve für ein Gasgemisch mit hohem Heliumanteil. Wie zu erkennen wurde die Resonanzkurve erwartungsgemäß zu höheren Frequenzen hin gestreckt. Dieselbe charakteristische Resonanz liegt jetzt bei 354 Hz. Nach Gleichung 4.8 ergibt sich über die Frequenzverhältnisse der Faktor 2,755 und daraus eine Schallgeschwindigkeit c_{Gemisch} von 953,2 m/s. Dies entspricht nach Gleichung A.17 einem Heliumanteil von 98%.

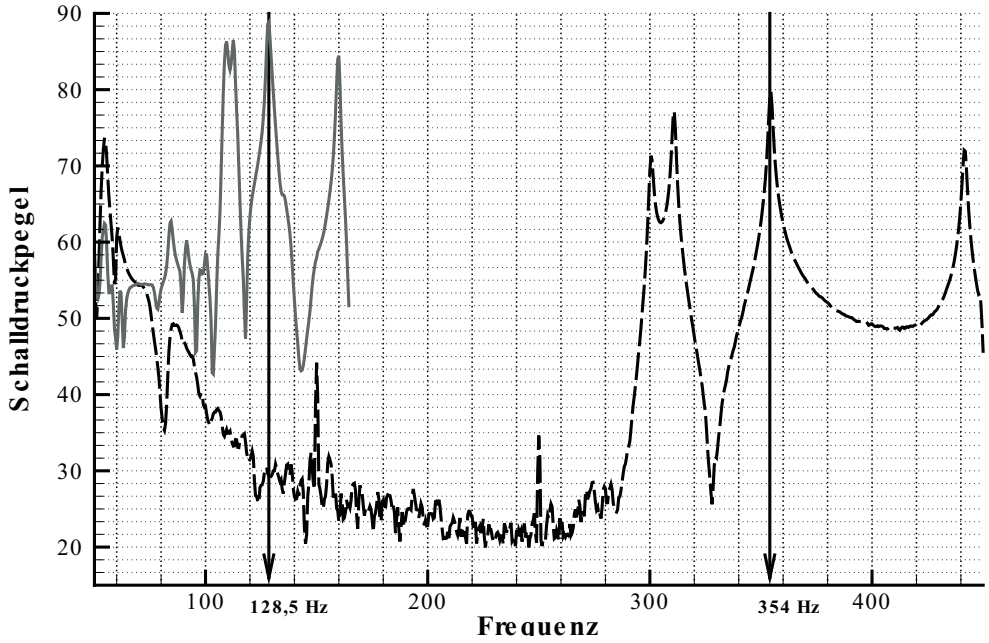

Bild 4.12: Resonanzkurve des Messraums in Luft und für ein Helium-Luft-Gemisch an einem ausgewählten Messpunkt

Die Resonanzfrequenz lässt sich mit diesem Verfahren auf ein halbes Hertz und damit die Schallgeschwindigkeit in Luft auf 4 m/s entsprechend einer Fehlerquote von 1% genau bestimmen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde deshalb die Schallgeschwindigkeit über die Resonanzfrequenz ermittelt.

4.4 Strömungsgrößen

Die gefragten Zusammenhänge zwischen Strömungsparametern und akustischen Größen machen gleichberechtigt auch Strömungsmessungen im Messraum erforderlich. Gegenstand der Messungen sind vor allem die Relativgeschwindigkeiten U senkrecht zur Zylinderachse und die zu dieser Relativgeschwindigkeit zugehörige Turbulenzintensität Tu. Beide Größen sind zur Beschreibung der im vorliegenden Fall dominierenden Schallerzeugungsmechanismen (Wirbelablösung und Auftreffen von Turbulenzballen auf den Zylinder) erforderlich.

Die Erfassung der Strömungsgrößen erfolgt nach dem Hitzdrahtprinzip. Zum einen mit einer gewöhnlichen Hitzdrahtsonde, zum anderen mit einer Splitfilmsonde. Die Splitfilmsonde erlaubt sowohl die Messung von zeitlich gemittelten Geschwindig-

keiten als auch von Schwankungsgeschwindigkeiten[2], wie sie bei einer turbulenten Anströmung zu erwarten sind [63]. Beide Sondentypen haben gegenüber pneumatischen Sonden den Vorteil, dass sie auch geringe Machzahlen bei niedrigen Dichten des Mediums erfassen können. Des Weiteren besitzen sie gute Frequenzeigenschaften, sodass auch instationäre Strömungen und Turbulenzen bis zu 40 kHz bei Splitfilmsonden und 150 kHz bei Hitzdrahtsonden unproblematisch messbar sind.

Bei Hitzdrahtsonden wird ein dünner Draht, welcher an zwei Probehaltern befestigt ist, mit einer Strömungsgeschwindigkeit U angeströmt. Durch den Stromfluss I durch den Draht wird dieser über seinen eigenen Widerstand R_ϖ erwärmt (I^2R_ϖ). Im stationären Zustand ist der Wärmeeintrag durch den elektrischen Strom gleich dem Wärmeverlust in die Umgebung, welcher hauptsächlich durch Konvektion stattfindet. Bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit U verändert sich auch der konvektive Wärmeübergangskoeffizient und somit die Hitzdrahttemperatur [16]. Durch die sofortige Nachregelung des Stromflusses durch den Draht wird dessen Temperatur konstant gehalten. Daraus folgt auch der Name des Messprinzips „Konstant-Temperatur-Anemometrie“ CTA. Der nachgeregelte Strom dient als Messgröße, die wiederum vom Anströmwinkel, von der Anströmgeschwindigkeit und von den Eigenschaften des Strömungsmediums abhängt [64].

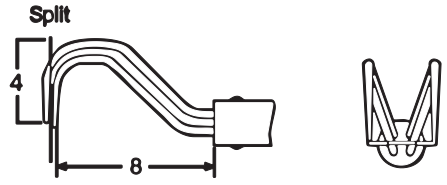

Bild 4.13: Splitfilmsonde mit Größenangabe in mm

Sieht man für jede Komponente des Geschwindigkeitsvektors einen eigenen Draht vor, so eignet sich eine solche Sonde sehr gut zur Erfassung der räumlichen Geschwindigkeit und ihrer Schwankungsgrößen. Zur Messung von 2-Dimensionalen Strömungen kommen entweder X-Sensoren, welche aus zwei in einem Winkel von 45° angeordneten Hitz-Drähten bestehen, oder Splitfilmsonden in Frage. Splitfilmsonden bestehen aus einem dickeren Quarz-Draht mit 200μm Durchmesser, auf welchen gegenüberliegend zwei Halbzylinder aus temperatursensitiven Nickel aufgedampft wurden [50]. Durch Messung der unterschiedlichen Wärmeübergänge der beiden Halbschalen durch die vorbeiströmende Luft ist es möglich die radiale und die tangentiale Geschwindigkeitskomponente voneinander zu separieren. Dabei gibt die Messbrücke für jede Halbschale ein Spannungssignal aus, die im folgenden U_1 und U_2 genannt werden.

[2]Messungen bis zu einer Frequenz von 150 kHz sind hiermit möglich.

In der Arbeit wurden sowohl eindimensionale Hitzdrahtsonden als auch (zweidimensionale) Splitfilmsonden verwendet. Splitfilmsonden haben gegenüber Hitzdrahtsonden den Vorteil, dass sie mechanisch stabiler und somit auch widerstandsfähiger gegen verschmutzte Luft sind. Auch besitzen sie eine kleinere räumliche Ausdehnung als die vergleichbaren 2-dimensionalen X-Sensoren. Von Nachteil ist der wesentlich höhere Preis.

5 Akustische und aerodynamische Messverfahren

5.1 Auswahl des akustischen Messverfahrens

Zur Ermittlung der Schallleistung von Schallquellen bieten sich, neben dem **Vergleichsschallquellenverfahren**, zwei prinzipiell unterschiedliche Verfahren an:

- Die **Hüllflächenverfahren**, bei denen die Schallleistung über die Schallintensität oder den Fernfeldschalldruck unter Freifeldbedingungen über eine die Quelle vollkommen einschließende Fläche integriert wird.
- Das **Hallraumverfahren**, bei dem der Volumenmittelwert der Schallenergiedichte in einem speziellen Messraum, einem normgemäßen Hallraum, ermittelt wird. Zusammen mit akustischen Raumeigenschaften wird dieser Wert in eine Schallleistung überführt.
  Dieses Messverfahren bietet sich für die Bestimmung der hier gefragten Schallleistung aerodynamischer Schallquellen bei Betrachtung des Einflusses der Gaseigenschaften besonders an.

5.2 Das Hallraumverfahren zur Schallleistungsbestimmung - allgemeine Grundlagen

Der bei diesen Untersuchungen verwendete Messraum ist bezogen auf den interessierenden Frequenz- bzw. Wellenlängenbereich außergewöhnlich klein, so dass zunächst auf die Bedingungen für Hallraummessverfahren näher eingegangen werden muss.

Die Bestimmung des Schallleistungspegel $L_{W,\mathrm{Hall}}$ einer Schallquelle nach dem Hallfeldverfahren ist durch ISO 3741 [46] mit einer bestimmten nach oben begrenzten Messunsicherheit geregelt. Es werden dabei alternativ zwei Verfahren angeboten:

1. Ein als **direkte Methode** bezeichnetes Verfahren, bei dem zusätzlich zur Messung des räumlichen Mittelwertes der Schalldruckeffektivwertquadrate die äquivalente Schallabsorptionsfläche des Hallraums benötigt wird und

2. ein **Vergleichsverfahren**, bei dem die gleichen Schalldruckeffektivwertmessungen durchzuführen sind, aber außerdem eine Referenzschallquelle mit bekannter Schallleistung Verwendung findet.

Das genormte direkte Verfahren ist, beginnend mit einer bei hinreichender Hallraumabmessung für Terz-Mittenfrequenzen von 100 Hz und bis 10000 Hz anwendbar. Bei Verwendung der Vergleichsmethode kann der Frequenzbereich für bestimmte Anwendungen bis zu einem Wert von 50 Hz ausgeweitet werden.

Für die Positionen der Mikrofone wird verlangt, dass diese im Bereich des eigentlichen, diffusen Hallfeldes positioniert sind und deshalb einen Mindestabstand $d_{\min}$ von der Schallquelle zum nächsten Mikrofon von

$$d_{\min} = D_1 \sqrt{\frac{V}{T_{\mathrm{Rev}}}} \tag{5.1}$$

einzuhalten haben. Bei Verwendung des Vergleichsverfahrens kann dieser Abstand nach Norm bis herab zu

$$d_{\min} = D_2 \cdot 10^{\frac{L_{W\mathrm{r}} - L_{\mathrm{pr}}}{20}} \tag{5.2}$$

zugelassen werden. Dabei ist:

D_1	-	0,08
D_2	-	0,4 (für Frequenzen unter 5000 Hz wird für 0,8 empfohlen)
V	-	das Hallraumvolumen in m^3
T_{Rev}	-	die Nachhallzeit in s
$L_{W\mathrm{r}}$	-	der bekannte Schallleistungspegel der Referenzschallquelle
$L_{P\mathrm{r}}$	-	der mittlere Schalldruckpegel der Referenzschallquelle im Hallraum

Zur Sicherstellung einer limitierten Messunsicherheit des räumlichen Mittelwertes der Schalldruckeffektivwertquadrate bzw. deren Pegelwerte schreibt ISO 3741 eine bestimmte Mindestzahl von Messpositionen vor, die sich aus der jeweils vorliegenden Schallfeldungleichförmigkeit wie folgt ergibt. Es wird zuerst eine Messung an

6 räumlich im Diffusbereich unregelmäßig verteilten Messpunkten durchgeführt und aus diesen Werten wird eine Standardabweichung s_{M} nach

$$s_{\mathrm{M}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{M}}} \left(L'_{pi(\mathrm{ST})} - L'_{p\mathrm{m}(\mathrm{ST})} \right)^2 / \left(N_{\mathrm{M}} - 1 \right)} \tag{5.3}$$

mit

$$L'_{p\mathrm{m}(\mathrm{ST})} = \frac{1}{N_{\mathrm{M}}} \sum_{i=1}^{6} \left(L'_{pi(\mathrm{ST})} \right) \tag{5.4}$$

berechnet. Darin ist $L'_{pi(\mathrm{ST})}$ der Schalldruckpegel an der i-ten Messposition, $L'_{p\mathrm{m}(\mathrm{ST})}$ der mittlere Schalldruckpegel von den 6 Mikrofonpositionen und N_M die Anzahl der Mikrofonpositionen. Überschreitet die Standardabweichung s_{M} nach Gleichung 5.3 den Wert 1,5 dB nicht, kann die Anzahl 6 beibehalten werden. Andernfalls muss die Zahl der Messpositionen je nach s_M-Wert entsprechend der in der Norm gegebenen Regel stufenweise auf bis zu 30 erhöht werden, wobei außerdem auch bei üblichen Hallraummessungen die Position der zu messenden Schallquelle zu verändern ist.

Ferner muss der Fremdgeräuschabstand

$$\Delta L_{pi} = L'_{pi(\mathrm{ST})} - L'_{pi(\mathrm{B})} \tag{5.5}$$

mit $L'_{pi(\mathrm{B})}$, dem Schalldruckpegel des Fremdgeräuschs an der i-ten Mikrofonposition, bestimmte Werte überschreiten. Bei Frequenzen von 200 Hz und niedriger und von Frequenzen 6300 Hz und höher werden mindest 6 dB und bei Frequenzen zwischen 250 Hz und 5000 Hz wird für diesen Abstand 10 dB verlangt. Die Schalldruckpegelwerte jeder Mikrofonposition i sind ferner zu korrigieren entsprechend

$$K_{1i} = -10 \lg \left(1 - 10^{-0{,}1 \Delta L_{pi}} \right) \mathrm{dB} \tag{5.6}$$

wobei dieser Betrag von den gemessenen Schalldruckpegeln abzuziehen ist.

Die Schwankungen der Umgebungstemperatur und der Luftfeuchtigkeit dürfen schließlich auch bestimmte Grenzen nicht überschreiten. Die Luftfeuchtigkeit φ ist auf Schwankungsbreiten von $\pm 3\%$ für $\varphi < 30\%$, von $30\% < \varphi < 50\%$ auf $\pm 5\%$

und für $\varphi > 50\%$ auf $\pm 10\%$ begrenzt. Für die Temperatur sind Abweichungen zwischen ± 1 °C und ± 5 °C zugelassen.

Das direkte Verfahren benutzt als Grundgleichung für die Bestimmung der Schallleistung

$$P = \frac{S \cdot [-\ln(1-\overline{\alpha})]}{4\rho_0 c} \cdot \overline{\tilde{p}^2}^V \tag{5.7}$$

und für $\overline{\alpha} << 0,2$ kann $-\ln(1-\overline{\alpha}) = \frac{\overline{\alpha}}{1} + \frac{\overline{\alpha^2}}{2} + \frac{\overline{\alpha^3}}{3} + \ldots \approx \overline{\alpha}$ genähert werden und ergibt damit die bekannte Beziehung

$$P = \frac{1}{4}\,\frac{S\,\overline{\alpha}}{\rho_0 c}\,\overline{\tilde{p}^2}^V = \frac{1}{4}\,\frac{A}{\rho_0 c}\,\overline{\tilde{p}^2}^V \tag{5.8}$$

mit

$$\overline{\tilde{p}^2}^V = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \tilde{p}_i^2 \tag{5.9}$$

und in der Pegeldarstellung

$$L_W = \overline{L_p}^V + 10\,\mathrm{lg}\frac{A}{\mathrm{m}^2} - 6\mathrm{dB} - 10\mathrm{lg}\frac{\rho_0 c}{400\frac{\mathrm{Ns}}{\mathrm{m}^3}} \tag{5.10}$$

mit

$$\overline{L_p}^V = 10\,\mathrm{lg}\left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{\tilde{p}_i^2}{p_0^2}\right] \tag{5.11}$$

Dabei sind im Einzelnen

S	-	die Messraumoberfläche
$\overline{\alpha}$	-	der mittlere Schallabsorptionsgrad für diffusen Schalleinfall
A	-	äquivalente Absorptionsfläche des Hallraums in m^2
$\rho_0 c$	-	die Schallkennimpedanz unter den meteorologischen Messbedingungen
$\overline{\tilde{p}^2}^V$	-	die über das Messvolumen und einen hinreichend langen Zeitraum gemittelten, und unter meteorologischen Messbedingungen erhaltenen Schalldruckeffektivwertquadrate

Die durch Gleichungen 5.7 bis 5.11 beschriebene Schallleistung P ist dementsprechend auch eine Schallleistung, die von der Schallquelle unter den bei der Messung

vorliegenden meteorologischen Bedingungen zu verstehen ist. Zu ihrer Berechnung auf meteorologischen Normbedingungen wird auf Gleichungen 5.28, 5.32 verwiesen.

Die **Herleitung** dieser Grundgleichung soll nachfolgend kurz mit ihren Annahmen wiedergegeben werden.

Wird eine Schallquelle zeitlich konstanter Schallleistung P zum Zeitpunkt t_0 in einem Hallraum eingeschaltet, so steigt die mittlere Schallenergiedichte w (Energie pro Volumeneinheit) gemäß

$$w = w_0 \left(1 - e^{\frac{t-t_0}{\tau}}\right) \quad t_0 \leq t \leq t_1 \tag{5.12}$$

an und erreicht bei $t = t_1$ approximativ den stationären Zustand mit einer Energiedichte w_0, so dass in diesem „eingeschwungenen Zustand“ (Bild 5.1)

$$\frac{\partial w}{\partial t} = 0 \tag{5.13}$$

ist. Während dieses Einschwingvorgangs gilt

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(V \cdot w\right) = P - P_{\text{abs}}. \tag{5.14}$$

Dabei ist $V \cdot w = E$, das Produkt von Schallenergiedichte und Raumvolumen, die Gesamtenergie, P die Schallleistung der Schallquelle und P_{abs} ist die von den Raumbegrenzungsflächen, und von dem im Hallraum befindlichen Gas, sowie von anderweitig dort vorhandene Gegenständen absorbierte Schallleistung.
Im stationären Zustand folgt aus Gl. 5.14 somit

$$P - P_{\text{abs}} = 0 \tag{5.15}$$

und

$$P = P_{\text{abs}}. \tag{5.16}$$

Das Hallfeldschallleistungsbestimmungsverfahren nutzt die zuletzt genannte Beziehung als Ergebnis zweier voneinander unabhängiger, gegenläufiger Phänomene des resultierenden stationären Zustandes. Die Schallquelle erzeugt einerseits durch ihre konstante Schallemission im Laufe der Zeit bei fehlender Absorption

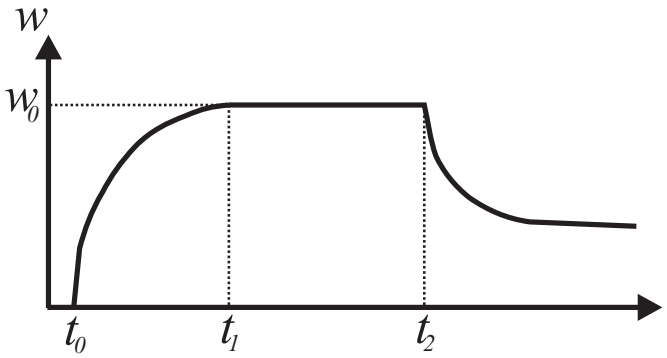

Bild 5.1: Einschwing- und Abklingverhalten

im geschlossenen Raum einen unendlich großen Schalldruck. Dem wirkt die Absorption synchron entgegen und lässt den mittleren Schalldruck im Raum nur bis zu einem durch das Maß dieser Absorption bestimmten endlich großen Wert ansteigen. Unter Verwendung von Gl. 5.16 bestimmt das Hallraumverfahren deshalb eigentlich nicht die Quellenschallleistung P selbst, sondern bestimmt P orientiert an dem synchron verlaufenden Absorptionseffekt das P_{abs}. Dem unendlichen Anwachsen des Schalldruckpegels bei fehlender Absorption steht für das Absorptionsphänomen der Vorgang, das Abklingen des Schalldruckes nach Abschalten der Schallquelle als Gegenpart gegenüber. Zur Bestimmung von P_{abs} wird deshalb der Abklingvorgang, also der Zustand der abgeschalteten Quelle, $P = 0$, betrachtet. Dieser in Bild 5.1 für die Zeitspanne $t \geq t_2$ dargestellte Abklingvorgang, ist durch

$$w = w_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{5.17}$$

beschrieben. Die Abklingkonstante τ ergibt sich aus der Zahl $\frac{c}{l_\mathrm{m}}$ der Reflexionen eines Schallstrahls innerhalb einer Sekunde, bei einer mittleren freien Weglänge l_m eines Schallstrahls und eines Reflexionskoeffizienten $(1 - \overline{\alpha})$ als

$$\tau = \frac{l_\mathrm{m}}{c \cdot (1 - \overline{\alpha})}, \tag{5.18}$$

so dass mit dem für verschiedene Raumkonfigurationen geltenden empirischen Wert $l_\mathrm{m} = 4 \cdot \frac{V}{S}$ schließlich

$$w = w_0(1 - \overline{\alpha})e^{\frac{(cS\ln(1-\overline{\alpha})}{4V} \cdot t)} \tag{5.19}$$

ist und für $P = 0$ über Gl. 5.14

$$P_{\text{abs}} = -V\frac{\partial w}{\partial t} \tag{5.20}$$

erhält man

$$P_{\text{abs}} = -\frac{cS\left[\ln\left(1-\overline{\alpha}\right)\right]}{4V} \cdot Vw \tag{5.21}$$

und schließlich mit der Energiedichte

$$w = \frac{1}{\rho c^2}\overline{\tilde{p}^2}^V \tag{5.22}$$

$$P_{\text{abs}} = \frac{S\left[\ln\left(1-\overline{\alpha}\right)\right]}{4\rho_0 c} \cdot \overline{\tilde{p}^2}^V = P \tag{5.23}$$

Unter Einbeziehung von m, der Dämpfungskonstante für die Schallausbreitung im Schallträgermediums des Gases, ergibt sich

$$P = V\frac{1}{\rho c^2}\overline{\tilde{p}^2}^V \left[\frac{c\,S}{4\,V}\,\ln(1-\overline{\alpha}) - mc\right]. \tag{5.24}$$

Die **äquivalente Absorptionsfläche** $A = \overline{\alpha} \cdot S \approx (-ln\left(1-\overline{\alpha}\right)) \cdot S$ ist für einen verwendeten (leeren) Hallraum entweder bekannt, muss in Anwesenheit der zu messenden Schallquelle wiederholt oder überhaupt neu bestimmt werden. Ein übliches Messverfahren hierfür ist die Bestimmung der Nachhallzeit T_{rev} des Messraumes.

Das Zeitintervall, in dem der mittlere Schalldruckeffektivwert auf den 10^{-6}-ten Teil des Anfangswerts, also um 60 dB, nach Abschalten einer stationären Quelle abgefallen ist, ist als Nachhallzeit definiert und erklärt durch:

$$T_{\text{rev}} = \frac{24\,\ln 10}{c}\frac{V}{A} \tag{5.25}$$

Entwickelt auf A, bietet die Gleichung auch die Möglichkeit zur Ermittlung des Absorptionsvermögens von Hallräumen, sofern die Zeit T_{rev} gemessen ist.

$$A = \frac{24\,\ln 10 \cdot V}{c \cdot T_{\text{rev}}} = \frac{55,26}{c \cdot T_{\text{rev}}} \cdot V\left[\text{m}^2\right] \tag{5.26}$$

Tabelle 5.1: Mindestvolumen eines Hallraums als Funktion des tiefsten interessierenden Frequenzbandes nach [46]

tiefstes interessierendes Terz-Frequenzband in Hz	Mindestvolumen des Hallraums in m^3
100	200
125	150
160	100
200 und höher	70

Ein **Hallraum**, sollte nach ISO 3741 eine hinreichende Größe relativ zu den interessierenden Luftschallwellenlängen und eine Gesamtschallabsorption besitzen, die klein genug ist, um ein hinreichendes Diffusfeld, ein Hallfeld für alle Frequenzbänder des interessierenden Frequenzbereiches ausbilden zu können. Das Mindest-Hallraumvolumen soll nach Norm so groß wie in Tabelle 5.1 angegeben sein. Zusätzlich ist gefordert, dass die Nachhallzeit T_{rev} in Sekunden in jedem Terz-Band ohne die Schallquelle im Raum größer ist als das Verhältnis von Hallraumvolumen V in m^3 zum gesamten Flächeninhalt S der Raumbegrenzungsflächen in m^2:

$$T_{\mathrm{rev}} > V/S \tag{5.27}$$

Im verwendeten Messraum hat der Quotient $V/S = 3,3/13,4$ einen Wert von $T_{\mathrm{rev}} = 0,24$ Sekunden.

Für Messräume deren Volumen kleiner als 70 m^3 ist oder größer als 300 m^3 (Tabelle 5.1), oder die Gleichung 5.27 nicht erfüllen, muss die Eignung nachgewiesen werden.

Die Schallleistungsmessnorm ISO 3741 gibt für die Schallleistungsbestimmung nach dem direkte Verfahren die gegenüber Gleichung 5.10 etwas modifizierte Beziehung:

$$L_{W,\mathrm{Hall}} = \overline{L_p}^V + \left\{ 10\,\lg\frac{A}{A_0} + K_{\mathrm{V}} + K_{\mathrm{W}} + C_1 + C_2 - 6\,\mathrm{dB} \right\} \tag{5.28}$$

an.
Dabei ist, wie schon zuvor erklärt, $\overline{L_p}^V$ der Pegel des räumlich gemittelten Effektivwert-Schalldruckquadrats und A die äquivalente Absorptionsfläche des Hallraums, zum Beispiel bestimmt durch die Gleichung 5.26.

Hinzugetreten ist aber die sogenannte Waterhouse-Korrektur K_{W}, durch die berücksichtigt wird, dass durch die Ausbildung von Interferenzmustern die Energiedichte in der Nähe der Wände von der Energiedichte an wandfernen Raumpunkten abweicht, wohl aber der Gesamtenergiegehalt für die Schallleistungsbestimmung aus dem Produkt von wandfernen diffuser Energiedichte und Gesamt-Raumvolumen berechnet wird. Die Waterhouse-Korrektur berechnet sich nach [76]

$$K_{\mathrm{W}} = 10 \lg \left(1 + \frac{S \cdot c}{8V \cdot f_{\mathrm{m}}} \right). \tag{5.29}$$

Der von Vorländer vorgeschlagene Korrekturfaktor K_{V} [75] berücksichtigt die Abweichungen zwischen Schallleistungspegeln aus Freifeld- und Diffusfeldmessungen bei mittleren und hohen Frequenzen.

$$K_{\mathrm{V}} = 4,34 \frac{A}{S}. \tag{5.30}$$

Durch die Terme C_1 und C_2 wird der unter gegebenen meteorologischen Bedingungen statischen Drucks p_s und Temperatur Θ für eine Schallleistung bestimmte Wert auf Normbedingungen umgerechnet [32]. C_1 führt den Normbezugswert $(\rho c)_0 = 400 \frac{\mathrm{Ns}}{\mathrm{m}^3}$ in die Schallkennimpedanz der meteorologischen Messbedingungen (p_{st}; 273+Θ) über, so dass die alleinige Verwendung des Terms C_1 überhaupt erst mal die Schallleistung unter meteorologischen Messbedingungen ergeben würde. Mit C_2 wird diese Schallleistung dann schließlich auf die meteorologischen Normalbedingungen (101,325 kPa; 23°C) umgerechnet und zwar unter Zugrundelegung einer aerodynamischen Dipolquelle [1]

$$C_1 = -10 \lg \left(\frac{p_{\mathrm{st}}}{p_{\mathrm{st},0}} \right) + 5 \lg \left(\frac{273 + \Theta}{T_0} \right) \tag{5.31}$$

und

$$C_2 = -10 \lg \left(\frac{p_{\mathrm{st}}}{p_{\mathrm{st},0}} \right) + 25 \lg \left(\frac{273 + \Theta}{T_1} \right). \tag{5.32}$$

[1] In ISO 3741 wird für C_2 bei der Temperaturabhängigkeit der Faktor 15, an Stelle von 25, als ein verschiedene Strahlertypen umfassender Mittelwert angegeben. Weiteres hierzu siehe Hübner [32]

Mit p_{st} dem statischen Druck im Hallraum während der Messzeit und $p_{\mathrm{st},0}$ mit $1,0135{\cdot}10^5$ Pa dem zugehörigen Bezugswert und $T_0 = 313,51$ K und $T_1 = 273,15+23,0 = 296,15$ K.

Das Vergleichsschallquellenverfahren ermittelt die Schallleistung $L_{W,Q}$ einer Quelle Q nach der Gleichung:

$$L_{W,Q} = L_{W,\mathrm{RSS}} + \left(\overline{L_{p,Q}} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}\right) + C_2 = \overline{L_{p,Q}}^{V} + \Delta_{\mathrm{Hall}} + C_2 \tag{5.33}$$

mit

$$\Delta_{\mathrm{Hall}} = L_{W,\mathrm{RSS}} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{V} \tag{5.34}$$

Dabei ist $L_{W,\mathrm{RSS}}$ der bekannte Schallleistungpegel einer Referenzschallquelle und $\overline{L_{p,Q}}$ sowie $\overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}$ sind die Pegel der energetischen Mittelwerte der im Messraum bestimmten Schalldrücke, einmal für die zu messende Schallquelle (Q) und das andere mal für die Referenzschallquelle mit Index (RSS). Dabei verstehen sich die Werte $L_{W,\mathrm{RSS}}$ und $L_{W,\mathrm{ST}}$ für die gleichen meteorologischen Messbedingungen (p_s, Θ), beziehungsweise sind mit der Korrektur C_2 jeweils auf die Normbedingung ($p_s = 1,0135 \cdot 10^5$ Pa; $\Theta = 23°\mathrm{C}$) umzurechnen.

5.3 Das Hallraumverfahren im Messraum

Zur Messung der Schallleistung bot sich der in [78] bereits verwendete Messraum des ITSM an, insbesondere wegen seiner Möglichkeit eines Gasaustauschs. Dessen mittlere Kantenlänge $L_{\mathrm{m}} = \sqrt[3]{V} = 1,49$ m führt allerdings durch die Forderung[2] von ISO 3741 [46] $L_m/\lambda > 3$ in Luft zu einer unteren Grenzfrequenz von 685 Hz und in Helium zu 2056 Hz. Die sich daraus ergebende Beschneidung des Messbereichs für Helium auf Frequenzen $f > 2$ kHz, $\lambda < 0,17$m, schließt damit nun aber für dieses Gas genau den Frequenzbereich aus, der - gegenüber den Untersuchungen in Luft - erweitert werden sollte, so dass die Möglichkeit einer Schallleistungsbestimmung für $\frac{L_{\mathrm{m}}}{\lambda} < 3$ mindestens bis zu einem Verhältnis $\frac{L_{\mathrm{m}}}{\lambda} = 1$ untersucht werden musste. Dies kann statt in Helium aber auch der Einfachheit halber in Luft für Frequenzen $f < 685$ Hz erfolgen.

[2] Diese Forderung ergibt sich durch Extrapolation der durch Tabelle 3 in [46] gegebenen Daten auf ein Volumen $V = 3,3\mathrm{m}^3$

Die damit gestellte Aufgabe ist aber auch für Hallfeldmessungen in Hallräumen üblicher Abmessungen von z.B. V=250 m^3 von Interesse, falls bei hierfür maßgebenden Kriterium $\frac{L_m}{\lambda} \geq 3$ Schallleistungen unter 160 Hz ermittelt werden sollen.

Die Anwendbarkeit des Hallraumverfahrens zur Schallleistungsbestimmung im benutzten Messraum wurde von Wittstock [78] für Messungen in Luft unter Normaldruck und auch unter reduzierten statischen Luftdrücken ausführlich untersucht und für Frequenzen oberhalb der der zuvor genannten unteren Grenzfrequenz von 685 Hz mit einer Klasse 1 Genauigkeit bestätigt. Auch den mit Abbildung 1 und 2 der dieser Frage für den betreffenden Messraum gewidmeten Untersuchungen, die anlässlich DAGA ´05 zur Diskussion gestellt und veröffentlicht [36] wurden, kann die Eignung des Hallraumverfahrens für den benutzen Messraum für Frequenzen in Luft über 600 Hz mit großer Verlässlichkeit als gesichert beurteilt werden, zumal auch die anschließende Prüfung verschiedener, einzelner ISO3741-Forderungen positiv verlaufen sind. Es ging dabei um die Einhaltung bestimmter Zahlenwerte oder Spannen für das Absorptionsvermögen des Messraums und höchstzulässige Standardabweichungen der Schalldruckpegel für die Messpositionen im Schallfeld.

Das Absorptionsvermögen des Messraums wurde aus gemessenen Nachhallzeiten gemäß Gleichung 5.26 bestimmt, und dabei das Schallfeld alternativ durch einen explodierenden Luftballon, ein Lautsprecherpaar und die in Kapitel A.2.1 beschriebene Schallquelle mit weißem Rauschen betriebene Schallquelle angeregt. Die Messungen erfolgten an drei Messpunkten im Raum. Aus der damit mit für die Gesamtwandung von $S = 13,4 m^2$ ermittelten Gesamt-Absorptionsfläche A ergibt sich ein mittlerer Absorptionskoeffizient $\overline{\alpha}$ von $A/S = \overline{\alpha}$.

Bild 5.3 zeigt den Mittelwert dieser Messungen für die drei Anregearten. [46] fordert, dass der Schallabsorptionskoeffizient der Wände des Hallraumes klein genug sein sollte, um ein ausreichend gutes Hallfeld zu gewährleisten. Auf der anderen Seite soll der Schallabsorptionskoeffizient für einen Hallraum unter der Frequenz f aber groß genug sein und zwar bis zu $\overline{\alpha} = 0,16$, um den Effekt von stehenden Wellen im Raum zu minimieren. Diese Frequenz berechnet sich aus

$$f = \frac{2000}{V^{1/3}} \tag{5.35}$$

und beträgt für den Messraum 1343 Hz.

Für Frequenzen oberhalb von f wird von der Norm [46] für einen Hallraum ein mittlerer Schallabsorptionskoeffizient $\overline{\alpha}$ verlangt, der den Wert 0,06 nicht überschreitet. Diese beiden Forderungen stehen, wie in Bild 5.3 zeigt, im Einklang hiermit. Allerdings wäre eine größere Absorption speziell bei den tieferen Frequenzen zur Unterdrückung der Raummoden von Vorteil gewesen.

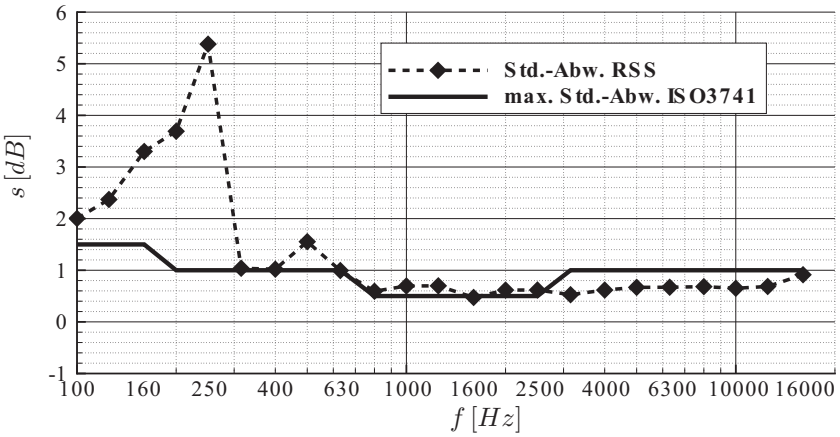

Bild 5.2: Standardabweichung des Schallfeldes nach Gl. 5.3, gemessen für 6 Messpositionen im Messraum mit der Referenzschallquelle und höchste zugelassene Standardabweichung nach Tabelle 5.2. Die sehr hohen Standardabweichungen für Frequenzen < 250 Hz werden in ihrer Relevanz auf die Messunsicherheit eingehend in Abschnitt A.2.1 diskutiert.

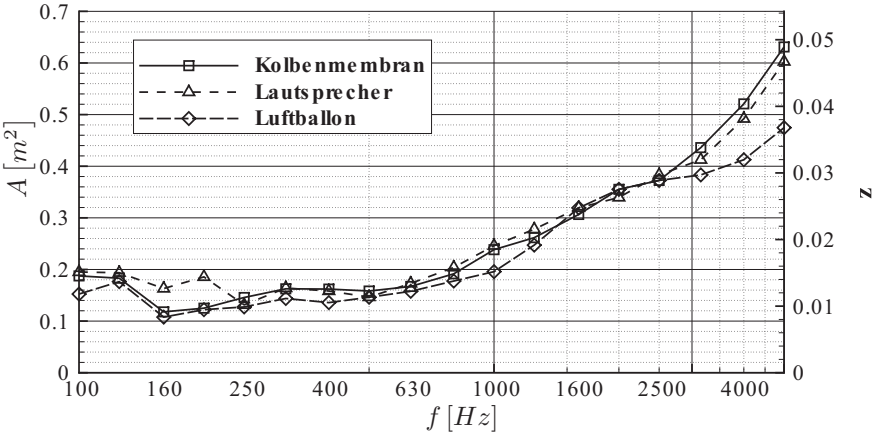

Bild 5.3: Gemessene äquivalente Absorptionsfläche im Messraum, Anregung: Luftballon, Kolbenmembran, Lautsprecher

Mit einem Raumvolumen von 3,3 m^3 liegt das Volumen des Hallraums weit unter den in Tabelle 5.1 geforderten Werten von 70 bis 300 m^3, so dass zunächst eine Eignungsprüfung anhand der Standardabweichungen nach Gleichung 5.3 durch-

Tabelle 5.2: höchste zugelassene Standardabweichung von $L_{p,i}$ nach [46]

Terz-Mittenfrequenz in Hz	höchste zugelassene Standardabweichung in dB
100 bis 160	1,5
200 bis 630	1,0
800 bis 2500	0,5
3150 bis 10000	1,0

zuführen war, wonach deren Werte die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte nicht überschreiten darf.

Die Eignung wurde mit einer aerodynamischen Referenzschallquelle vom Typ 4204 der Firma Brüel & Kjaer überprüft. Bild 5.2 zeigt die gemessene Standardabweichung der Referenzschallquelle bei Verwendung von 6 Mikrofonpositionen und die in Tabelle 5.2 höchste zugelassene Standardabweichung. Ab einer Frequenz von 630 Hz ist die Forderung gut erfüllt.

Speziell im Bereich der Raumeigenfrequenz von 250 Hz, die mit einer Wellenlänge von ca. 1,4 m der mittleren Raumkantenlänge entspricht, und deren Vielfachen, bei 500 Hz und 1000 Hz, übersteigt[3] die ermittelte Standardabweichung die von ISO höchstens hierfür zugelassenen Werte.

Betrachtet man den Frequenzgang des Messraums bei tiefen Frequenzen in Luft an einer Mikrofonposition (Bild 5.4), so sind mehrere Raumresonanzen zu beobachten. Die unterste Resonanz liegt bei 56 Hz. Harmonische dieser Frequenz zeigen sich erwartungsgemäß etwa bei 113 Hz und 169 Hz. Weitere Resonanzen sind bei 130 Hz und 206 Hz zu finden. Mit steigender Frequenz nach 300 Hz sinkt die Pegelüberhöhung und die Dichte der Eigenfrequenzen nimmt deutlich zu.

Aufgrund der für Frequenzen unter 600 Hz nicht erfüllten Eignungsprüfung und den speziell bei den für diese Arbeit interessanten Bereich tieferer Frequenzen wird der Testraum, wie im Folgenden beschrieben, für die Schallleistungsbestimmung kalibriert.

[3] Die sehr hohen Standardabweichungen für Frequenzen < 250 Hz werden in ihrer Relevanz auf die Messunsicherheit eingehend in Abschnitt A.2.1 diskutiert.

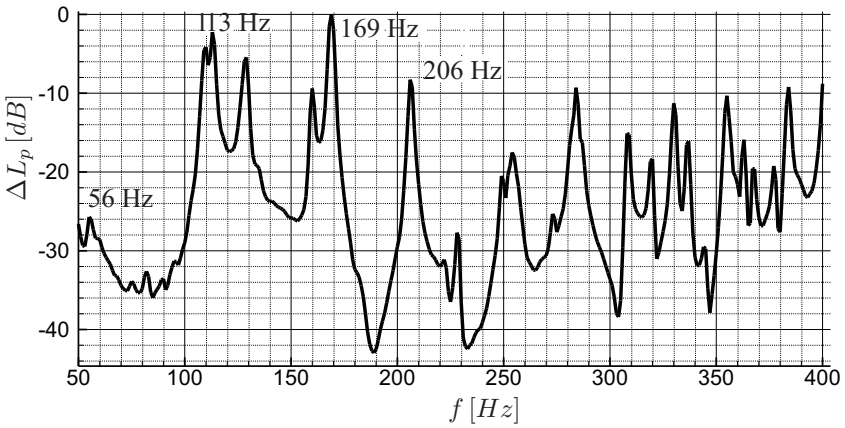

Bild 5.4: Frequenzgang des Messraums für den unteren Frequenzbereich bei Anregung mit einem Sinussweep mittels eines Lautsprechers und Aufzeichnung des Maximalpegels an einer Mikrofonposition

5.4 Kalibrierung des Messraums

Die Kalibrierung des Messraums für den Frequenzbereich unterhalb der zuvor für Luft ermittelten Hallfeldgrenzfrequenz, hier als „Subhallfeldbereich“ bezeichnet, erfolgt in folgenden Schritten:

- Zuerst werden zwei Referenzschallquellen für das nachfolgende Vergleichsschallquellenverfahren vorbereitet, indem deren Schallleistung $L_{W,\mathrm{RSS}}$ unter (Halb-) Freifeldbedingungen zuerst nach dem Hüllflächen-Intensitätsverfahren sowie auch mit dem Schalldruckhüllflächenverfahren in Luft direkt ermittelt wird. Die Schallquellen sind eine Referenzschallquelle der Firma Brüel & Kjaer und eine Kolbenmembran. Für letztere wird außerdem die abgestrahlte Luftschallleistung $L_{W,\mathrm{RSS}}$ aus der Messung der oberflächennormalen Körperschallkomponente der Membran rechnerisch mit Hilfe der Direkten Finiten Elemente Methode (DFEM) sowie einer weiteren analytischen Beziehung bestimmt und mit den Ergebnissen der direkten Luftschall-Intensitäts/Schalldruckmessung vergleichend gegenübergestellt.

- Die eigentliche Kalibrierung des Messraums erfolgt dann mit diesen beiden Schallquellen, wie auch von ISO 3741 [46] für den Subhallfeldbereich empfohlen, durch das Vergleichsschallquellenverfahren. Hierzu wird der Pegel der örtlichen Mittel der Schalldruckeffektivwertquadrate $\overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{\mathrm{V}}$ für beide Schallquellen im Messraum ermittelt und über den von dem später zu

messenden Quellen ebenfalls zu ermittelten entsprechende Pegel der mittleren Quellen-Schalldruckeffektivwertquadrate $\overline{L_{p,\mathrm{Q}}}^{V}$ der zu messenden Schallquelle mit Hilfe der Beziehung (Gln. 5.30; 5.34)

$$L_{W,\mathrm{Q}} = L_{W,\mathrm{RSS}} + \left(\overline{L_{p,\mathrm{Q}}}^{V} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{V}\right) + C_2 \tag{5.36}$$

zum Schallleistungspegel $L_{W,\mathrm{Q}}$ dieser zu messenden Schallquelle verarbeitet. Die Differenz

$$\Delta_{\mathrm{Hall}} = L_{W,\mathrm{RSS}} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{V} \tag{5.37}$$

ist dabei der gesuchte Korrekturfaktor, um den mittleren Schalldruckpegel der zu messenden Quellen $\overline{L_{p,\mathrm{Q}}}^{V}$ im Subhallfeld-Bereich in die Schallleistung $L_{W,\mathrm{Q}}$ zu überführen:

$$L_{W,\mathrm{Q}} = \overline{L_{p,\mathrm{Q}}}^{V} + \Delta_{\mathrm{Hall}} + C_2 \tag{5.38}$$

- Schließlich gilt es auch die Messungen der Schallleistung im Messraum für beliebige Helium-Luft-Gasgemische quantitative abzusichern. Bezug hierfür ist der für Luft mit der Kolbenmembran im Messraum bereits ermittelte Pegel der Schalldruckeffektivwertquadrate $\overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{V}$. Dazu wird für die gleichen Schwingungswerte der Kolbenmembran nun aber für das in Frage kommende Helium-Luft-Gemische der entsprechende Mittelwert $\overline{L_{p,\mathrm{Lu/He,RSS}}}^{V}$ ermittelt. Die Differenzen

$$\Delta_{\mathrm{He/Lu}} = \overline{L_{p,\mathrm{Luft,RSS}}}^{V} - \overline{L_{p,\mathrm{Lu/He,RSS}}}^{V} \tag{5.39}$$

führen dann zu den von der Kolbenmembran[4] für die Helium-Luft-Gemische abgestrahlten kalibrierten Schallleistungen

$$L_{W,\mathrm{Lu/He,RSS}} = L_{W,\mathrm{Luft,RSS}} + \Delta_{\mathrm{He/Lu}} \tag{5.40}$$

[4]Die Differenz $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$ ließ sich ferner anhand der für die Schallabstrahlung einer Kolbenmembran geltenden Gesetzmäßigkeit überprüfen (s. Anhang A.2.1, Gl. A.23)

und die Schallleistung einer Schallquelle $L_{W,\mathrm{Q,Lu/He}}$ im Messraum für ein bestimmtes Helium-Luft-Gemisch ist dann nach dem Vergleichschallquellenverfahren bestimt durch

$$L_{W,\mathrm{Q,Lu/He}} = L_{W,\mathrm{Lu/He,RSS}} + \left(\overline{L_{p,\mathrm{Lu/He,Q}}}^{V} - \overline{L_{p,\mathrm{Lu/He,RSS}}}^{V}\right) \tag{5.41}$$

- Der zu tieferen Frequenzen hin interessierende Frequenzbereich sollte, wie bereits erwähnt, für Terzmittenfrequenzen f_m mindest noch Verhältnisse von mittlerer Raumkantenlänge L_m zu Wellenlänge λ mit $\frac{L_\mathrm{m}}{\lambda} \approx 1$ erfassen, sich aber möglichst mit $\frac{L_\mathrm{m}}{\lambda} \approx 0,25$ auch noch bis in das Druckkammerfeld des Messraums erstrecken. Dieses Programm entspricht unteren Frequenzgrenzen

  - in Luft $f_\mathrm{m} = 230$ Hz bzw $f_\mathrm{m} = 59$ Hz
  - in reinem Helium von $f_\mathrm{m} = 680$ Hz bzw. $f_\mathrm{m} = 170$ Hz

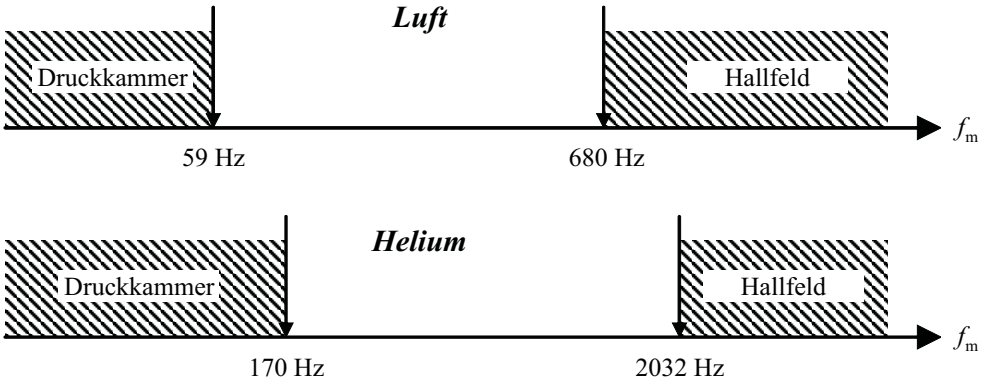

Bild 5.5: Frequenzbereichsabschnitte des Messraums, dargestellt als Funktion von Terzmittenfrequenzen f_m

Der Anhang A vermittelt die Einzelheiten zur Durchführung der Kalibrierung des Messraums.

5.4.1 Vergleich des Messraumschalldruckfeldes mit der Gesetzmäßigkeit einer Druckkammer

Der durch eine Kolbenmembran der Oberfläche S_K in einer Druckkammer des Volumens V_{DK} erzeugte Schalldruckpegel berechnet sich für ein Pistonfon ([36], [42] S. 59) durch:

$$L_{p,\mathrm{DK}} = 20 \lg \left\{ \kappa \cdot p_{\mathrm{stat}} \cdot \frac{S_{\mathrm{K}}}{V_{\mathrm{DK}}} \cdot \frac{\tilde{v}_{\mathrm{k}}}{2\pi f_{\mathrm{m}}} \cdot \frac{1}{p_0} \right\} \tag{5.42}$$

wobei ferner κ das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten 1,4 für Luft, p_{stat} der statische Luftdruck, sowie $\tilde{v}_{\mathrm{k}}$ die über die Kolbenmembranfläche gemittelte flächennormale Schnelle als Effektivwert ist.

Voraussetzung für das Vorhandensein eines Druckkammer-Schallfeldes ist nach [42] ein Verhältnis von mittlerer Kantenlänge des Raumes L_{m} zu Wellenlänge λ kleiner 0,25.

$$\frac{L_m}{\lambda} < 0,25 \tag{5.43}$$

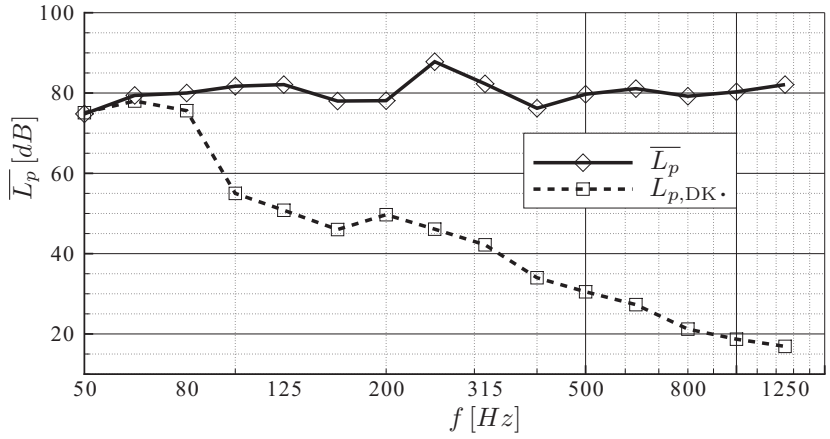

Bild 5.6: Im Hallraum gemessener mittlerer Schalldruckpegel $\overline{L_p}$ im Vergleich zum berechneten Schalldruckpegel $L_{p,\mathrm{DK}}$ nach Druckkammergesetzmäßigkeit für Luft

Vergleicht man den nach der Druckkammergesetzmäßigkeit berechneten Schalldruckpegel entsprechend Gl. 5.42 mit dem im Hallraum für Luft gemessenen mittleren $\overline{L_p}$-Werten, so nähern sich die Schalldruckpegel-Werte mit abnehmender

Frequenz sehr gut aneinander an, sofern $f < 67$ Hz, also tatsächlich $L_\mathrm{m}/\lambda < 0,25$ ist, wie Bild 5.6 zeigt. Damit ist die für Pistonfone allgemein angegebene diesbezügliche Relation auch für Räume mit absolut größerem Volumen bestätigt und wie zu erwarten nur vom Verhältnis der Raumabmessungen zur Schallwellenlänge abhängig.

5.4.2 Kalibrierung des Messraums für Helium-Luft-Gasgemische

Die Kalibrierung des Messraums für Helium-Luft-Gemische erfolgt mit der aerodynamischen Referenzschallquelle in einem Frequenzbereich von 50 Hz bis 1500 Hz. Dabei wird die Differenz des mittleren Schalldruckpegels $\overline{L_{p,\mathrm{RSS,Luft}}}^V$ im Messraum mit Luft zum mittleren Schalldruckpegel des Helium-Luft-Gasgemischen $\overline{L_{p,\mathrm{RSS,He/Lu-Gemisch}}}^V$ bestimmt und als Korrektur $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ nach Gl. 5.39 eingeführt. Einzelheiten sind in Anhang A.2.4 wiedergegeben.

5.5 Einflüsse durch Bewegung der Schallquelle

Durch die Bewegung einer Schallquelle verändert sich die spektrale Verteilung der Schallleistung durch den Doppler-Effekt.

Bei erster Betrachtung scheint die Relativbewegung nicht so bedeutsam zu sein, da es sich lediglich um eine Koordinaten-Transformation handeln könnte. Schließt man bei der Betrachtung neben der sich bewegenden Schallquelle auch das umgebende Medium, die Schalldruckempfänger und die Wände des Hallraums mit ein, erkennt man, dass die Relativbewegung nicht durch eine einfache Koordinatentransformation abgetan werden kann, da diese die Quelle zwar in Ruhe versetzt, aber den Rest in Bewegung belässt.

Da sich die wesentlichen Schallquellen des sich durch das Medium bewegenden Zylinders auf dessen Oberfläche befinden, genannt seinen hier die zeitlich veränderlichen Kräfte zwischen Fluid und der Zylinderoberfläche, erfahren diese Schallquellen eine Relativbewegung zu dem System. Das zuvor beschriebene Problem ist also auch für die Schallleistungsbestimmung von Bedeutung.

Andere durch den bewegten Zylinder erzeugten Schallquellen wie z.B. die Quadruquellen im turbulenten Nachlauf, haben eine geringere Bedeutung für die erzeugte Schallleistung, da unter anderem ihre Geschwindigkeit relativ zum unbewegten System wesentlich geringer und im allgemein nicht quantifizierbar ist. Diese Quellen werden im folgenden nicht betrachtet.

Wittstock [78] vermerkte bereits, dass bei dieser Versuchsanordnung weiterhin unberücksichtigt bleibt, "dass die Zylinder nicht frei im Raum stehen, sondern zwischen zwei Scheiben eingespannt sind, was eine allseitig gleichmäßige Schallabstrahlung verhindert und dass die für die weiteren Betrachtungen getroffene Annahme einer punktförmigen Schallquelle nur für tiefe Frequenzen gilt."

5.5.1 Frequenzverschiebung des emittierten Schalldrucks

Nimmt man an, dass sich der Beobachtungspunkt in der Bewegungsbahn vor der Schallquelle befindet, so ergibt sich für die beobachtete Frequenz nach [61] S. 724:

$$\varpi_1 = \frac{\varpi_0}{1 - \mathrm{Ma}}. \tag{5.44}$$

Dabei ist ϖ_0 die von der Quelle abgestrahlte, ϖ_1 die am Beobachtungspunkt empfangene Frequenz und Ma die Machzahl der bewegten Schallquelle. Wenn der Beobachtungspunkt hinter der Schallquelle ist, ergibt sich analog für die empfangene Frequenz:

$$\varpi_1 = \frac{\varpi_0}{1 + \mathrm{Ma}}. \tag{5.45}$$

Im hier relevanten Fall, wenn sich der Beobachtungspunkt nicht auf der Bahn der Schallquelle befindet, variiert die beobachtete Frequenz innerhalb der durch 5.44 und 5.45 angegebenen Schranken. Wenn die Quelle sich am Beobachter vorbei bewegt verändert sich der Winkel zwischen den beiden in den Grenzen von 0 und π.

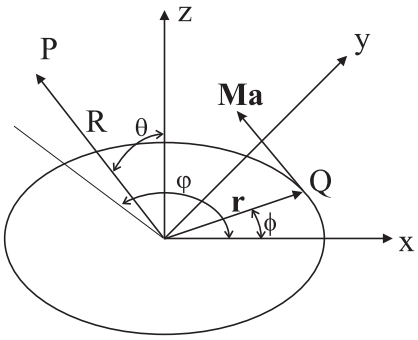

Bild 5.7: Geometriemodell

Die Frequenz bleibt konstant, wenn sich die Quelle auf den Beobachter zu bewegt und springt erst dann auf einen neuen Wert, wenn die Quelle den Beobachter passiert. Eine darauf folgende Bewegung in die entgegen gesetzte Richtung, wie sie bei der hier betrachteten Rotation stattfindet ist durch die Bereich $\pi \leq \theta \leq 2\pi$ definiert. Für die Frequenzverschiebung ergibt sich damit:

$$\varpi_1 = \frac{\varpi_0}{1 - \mathrm{Ma}\ cos\Theta}. \tag{5.46}$$

Diese Formel ist weitläufig als Doppler-Formel bekannt [17].

Durch Betrachtung der geometrischen Verhältnisse in Bild 5.5.1 ergibt sich für die Rotation der Quelle Q um den Koordinatenursprung mit der Machzahl der Rotation Ma_{rot}, das Verhältnis zwischen der im Punkt P wahrgenommenen Frequenz ϖ und der emittierten Frequenz ϖ_0:“

$$\frac{\varpi}{\varpi_0} = \left[1 - |Ma_{rot}| \left(\frac{\left(\frac{y}{r} - \sin\phi\right)\cos\phi - \left(\frac{x}{r} - \cos\phi\right)\sin\phi}{\sqrt{\left(\frac{x}{r} - \cos\phi\right)^2 + \left(\frac{y}{r} - \sin\phi\right)^2 + \left(\frac{z}{r}\right)^2}} \right)\right]^{-1}. \tag{5.47}$$

Bild 5.8 zeigt die maximale Frequenzverschiebung $\frac{\varpi}{\varpi_0}$ für $\frac{r}{R} = 10$. Bild 5.9 die Frequenzverschiebung über dem Drehwinkel bei verschiedenen Parametern (Vergleiche hierzu Wittstock [78].

5.5.2 Veränderung der Schallleistung

Die Änderung der Schallleistung der Kreiszylinder im Umlauf hängt (([78] S.67ff, [61] S.732ff) in erster Linie von der Machzahl der Quelle und vom Quelltyp ab. Es werden Monopole, longitudinale und transversale Dipole unterschieden. Dabei ist die Änderung der Schallleistung besonders bei longitudinalen Dipolen (LD)

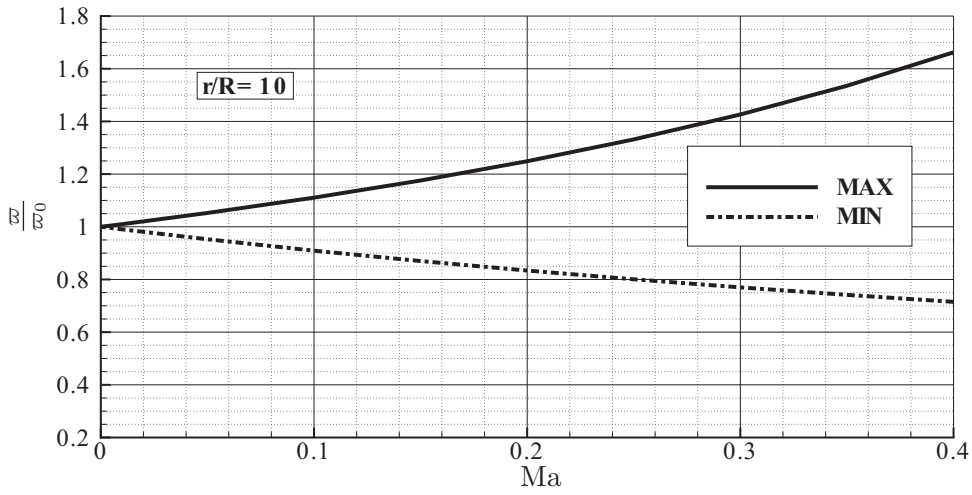

Bild 5.8: Maximale Frequenzverschiebungen für den Abstand r/R= 10 des emittierten Schalldrucks für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten

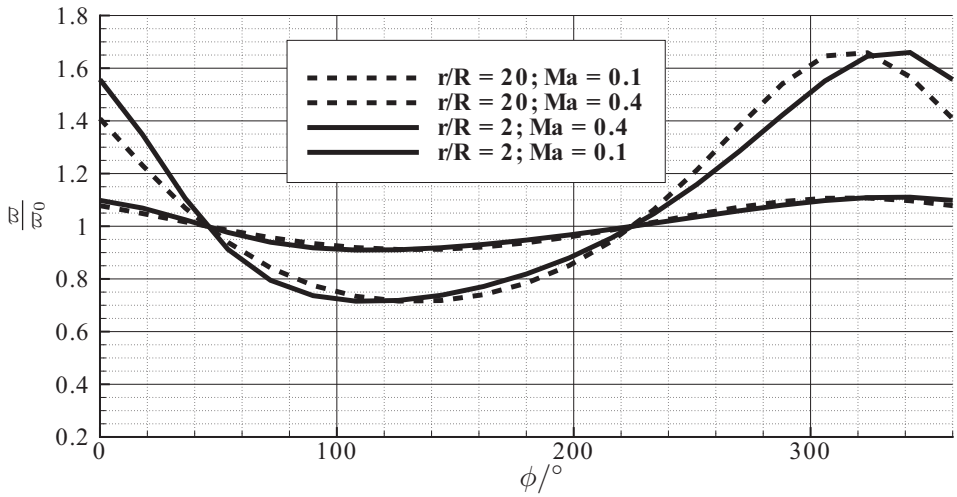

Bild 5.9: Frequenzverschiebung des emittierten Schalldrucks für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten und relative Abstände zur Quelle

augenscheinlich. Diese steigt mit der Anströmgeschwindigkeit an und beträgt bei einer Machzahl von Ma = 0, 4 2,5 dB.

$$\frac{P_{\mathrm{LD,bew}}}{P_{\mathrm{D,Ruhe}}} = \frac{3}{2}\frac{1}{|\mathrm{Ma_{rot}}|^3}\left[\log\left(\frac{1+|\mathrm{Ma_{rot}}|}{1-|\mathrm{Ma_{rot}}|}\right) + \frac{2|\mathrm{Ma_{rot}}|\,(2|\mathrm{Ma_{rot}}|^2-1)}{(1-|\mathrm{Ma_{rot}}|^2)^2}\right] \tag{5.48}$$

Bei einem Monopol ist die Änderung maximal 1,5 dB.

$$\frac{P_{\mathrm{Mon,bew}}}{P_{\mathrm{Mon,Ruhe}}} = \frac{1}{(1-|\mathrm{Ma_{rot}}|^2)^2} \tag{5.49}$$

Über die spektrale Verteilung der Veränderung der Schallleistung lässt sich sagen, dass die Bandbreite eines bandbegrenztes Rauschens mit der Machzahl der Quelle zunimmt und dessen Breite bei der hier interessierenden Machzahl von 0,4 ungefähr die Breite einer Oktave hat.

Wie in [78] berichtet, können keine Korrekturen an den gemessenen Schallleistungsspektren vorgenommen werden, da die genaue Ausrichtung der verschiedenen Elementarstrahler nicht bekannt ist. Desweiteren kann eine monofrequente Quelle wie in den Ausführungen von Wittstock angenommen, nicht erwartet werden. Es ist dadurch mit einer Ungenauigkeit der Quellen-Schallleistung im untersuchten Parameterbereich von bis zu 1,5 dB und einer Verschmierung des Schallleistungsspektrums zu rechnen.

5.6 Kalibrierung der Mikrofone und der Strömungsmesssonde

5.6.1 Kalibrierumgebung

Die Füllung des Druckkammervolumens mit ca. 9,6 m^3 Helium ist recht teuer und nur mit hohem Zeitaufwand realisierbar, deshalb wurde im Rahmen der Dissertation eine Möglichkeit geschaffen, die Mikrofone und die Strömungsmesstechnik in einer kleineren abgeschlossenen Umgebung mit einem Volumen von 0,22 m^3 zu kalibrieren. Diese für die Untersuchungen angefertigte Kalibrierumgebung besteht im wesentlichen aus einer Grundplatte mit Kabeldurchführung, auf welcher die Kalibriereinrichtungen installiert sind, und einer Glocke die diese nach außen hermetisch abriegelt (Bild 5.10).

Die eingeschlossene Luft kann durch eine Vakuumpumpe auf bis zu 5 mbar abgesaugt werden und durch Einblasen eines anderen Mediums ersetzt werden. Die Dichtheit der Kuppel ist so gut, dass nach einer Füllung mit Helium auf Umgebungsdruck kein messbarer Austausch mit der Umgebung stattfindet.

Zu den Kalibriereinrichtungen gehören eine Mikrofonhalterung zur Kalibrierung des Mikrofons mit einer elektrostatischen Anregeelektrode, einem Gebläse zur Strömungssondenkalibrierung und einer Möglichkeit zur Einstellung des Anströmwinkels γ der Strömungssonde.

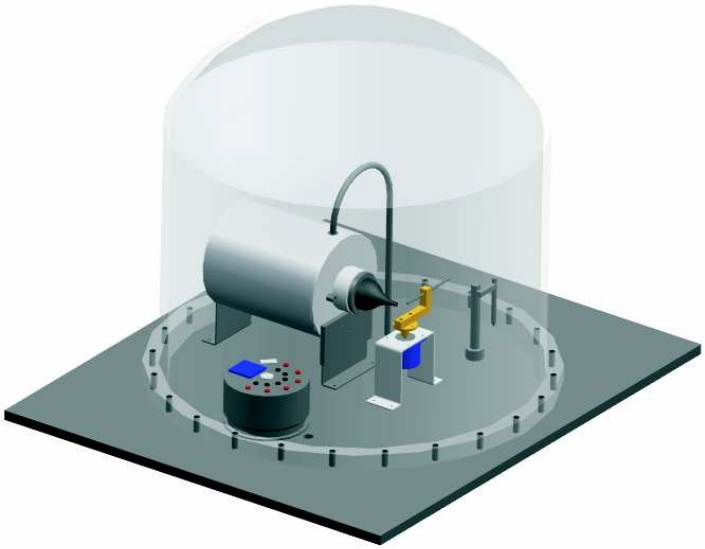

Bild 5.10: Ansicht des Kalibrieraufbaus für Mikrofone und Strömungssonden durch eine transparent dargestellte Kuppel

5.6.2 Kalibrierung der Mikrofone

Bei einer Luftschallmessungen mit einem Mikrofon in Helium, ändert sich die Kinetik der Mikrofonmembran im Vergleich zur normalen Luftatmosphäre.
Die Kenngrößen, die diesen Unterschied herbeiführen, sind:

- unterhalb der Resonanz, die Steifigkeit des Gases in dem Hohlraum
- bei der Resonanz, die Viskosität des Gases zwischen Membran und Rückplatte
- über der Resonanz, die Trägheit des Gases zwischen Membran und Rückplatte.

Um diese Effekte quantitativ zu erfassen, ist eine Kalibrierung in Abhängigkeit von Helium-Luft-Mischungsverhältnissen und der Frequenz erforderlich. Der Einfluss der Steifigkeit des Gases im Hohlraum auf die Kinematik unterhalb der Resonanz kann außer Acht gelassen werden, da der Einfluss nur sehr gering ist.

Als mediumunabhängiges Verfahren bietet sich eine Kalibrierung mit einer elektrostatischen Anregeelektrode an. Dabei wird, wie bekannt, die starre und elektrisch leitende gelochte Platte der Elektrode in einem geringen Abstand parallel zur Mikrofonmembran angeordnet. Diese bildet dann zusammen mit der Mikrofonmembran, deren äußere Oberfläche ebenfalls elektrisch leitend sein muss, einen Kondensator. Eine an den Platten des Kondensators angelegte Spannung, beaufschlagt die Anregeelektrode die Membran über ihre ganze Fläche mit der Kraft F.

$$F = -\frac{\varepsilon_{\text{gas}}\, S_{\text{act}}}{2\, d^2} U^2 \tag{5.50}$$

wobei
ε_{gas} = Dielektrische Konstante des Gases zwischen dem elektrostatischen Gitter und der Mikrofon-Membran (F/m)
S_{act} = Effektive Fläche des elektrostatischen Gitters über der Mikrofon-Membran (m^2)
d = Effektiver Abstand des elektrostatischen Gitters und der Mikrofon-Membran (m)
U = Spannung zwischen dem elektrostatischen Gitter und der Mikrofon-Membran (U)

Für die elektrostatische Anziehungskraft ist die Genauigkeit des Gitterabstandes d zur Membran sehr kritisch, weshalb eine absolute Kalibrierung problematisch und die Methode nur für relative Messungen und für die Frequenzantwortbestimmung brauchbar ist.

Die Kurven, die man durch die Kalibrierung mit dem elektrostatischen Gitter erhält, stellen die Mikrofon-Druckantwort über einen großen Frequenzbereich dar. Durch Hinzuaddieren der relevanten Korrekturterme zu den Kurven erhält man die korrigierte Schalldruckantwort des Mikrofons. Bei tiefen Frequenzen berücksichtigt die Methode den Einfluss der Druckausgleichsbohrung nicht. Die Methode sollte aus diesem Grund nicht für Frequenzen tiefer als das fünffache der unteren Grenzfrequenz der Mikrofone verwendet werden. Einzelheiten zur Durchführung der Mikrofonkalibrierung sind im Anhang A.3 wiedergegeben.

5.6.3 Kalibrierung der Strömungssonden

In Ermangelung eines relevanten Ausdrucks für den Wärmeübergang am Hitzdraht und Heissfilm war für alle Hitzdraht- und Heissfilmsonden eine direkte Kalibrie-

rung erforderlich. Die Kalibrierung bringt die gemessenen Spannungen der Messbrücke in einen direkten Zusammenhang der Anströmgeschwindigkeit und ggf. dem Anströmwinkel. Die Kalibrierung der Sonden erfolgte in der in 5.6.1 bereits beschriebenen Kalibrierumgebung. Dabei erzeugt das Gebläse einen turbulenten Gasfreistrahl mit bekannten Ausströmgeschwindigkeit bei bekannter Helium-Luft-Zusammensetzungen. Der bei der Kalibrierung von Splitfimsonden benötigte Anströmwinkeln ist durch den Verstellservo klar definiert.

Die Ausströmgeschwindigkeit aus einer Düse kann durch die Zugrundelegung der Verhältnisse von isentropen Expansionsströmungen berechnet werden. Diese sind bei Ausströmvorgängen aus Druckbehältern zu beobachten. Die Anströmgeschwindigkeit wird dabei vernachlässigt. Der Austrittsquerschnitt bildet dabei den engsten Strömungsquerschnitt. Wird eine stationäre isentrope Strömung vorausgesetzt, kann die Ausströmgeschwindigkeit durch Verwendung der Kontinuitätsbedingung, der Euler-Gleichung ohne Massenkräfte sowie der Isentropie berechnet werden [82].

Einzelheiten zur Durchführung Srömungsmesssonden-Kalibrierung sind in Anhang A.4 zusammengefasst.

6 Strömungsmessungen

Voraussetzung für die Beschreibung der von den umlaufenden Zylinder verursachten Schallleistungsspektren durch die Ähnlichkeitskennziffern Ma, Re und Tu ist insbesondere eine Zuordnung des Phänomens zu den relativen Anströmgeschwindigkeiten sowie den Turbulenzintensitäten. In einem weiteren Auswertungsschritt wird die Frequenzskala der Spektren in eine Strouhal- oder Helmholtzskala überführt (siehe Formeln (2.7), (2.9), (2.10)).

Desweiteren werden neben den für die Auswertung erforderlichen Strömungsgrößen auch Zeitverläufe der Strömungsmessung betrachtet.

Da eine Erfassung der Anströmgeschwindigkeit der Zylindern direkt vor diesem mitrotierendem System Schwierigkeiten mit sich bringt, wurden die Strömungsmessungen ortsfest wie in Bild 6.1 dargestellt im „ruhenden System“ durchgeführt und durch wie folgt beschrieben in eine Anströmgeschwindigkeit umgerechnet.

Wie in der Arbeit von Wittstock [78] wird die Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Zylinderachse nach Betrag (u_{mess}) und Richtung (Winkel γ) gemessen. Die axiale Komponente u_{ax}, die nicht zur Schallerzeugung beiträgt, ist vom Betrag

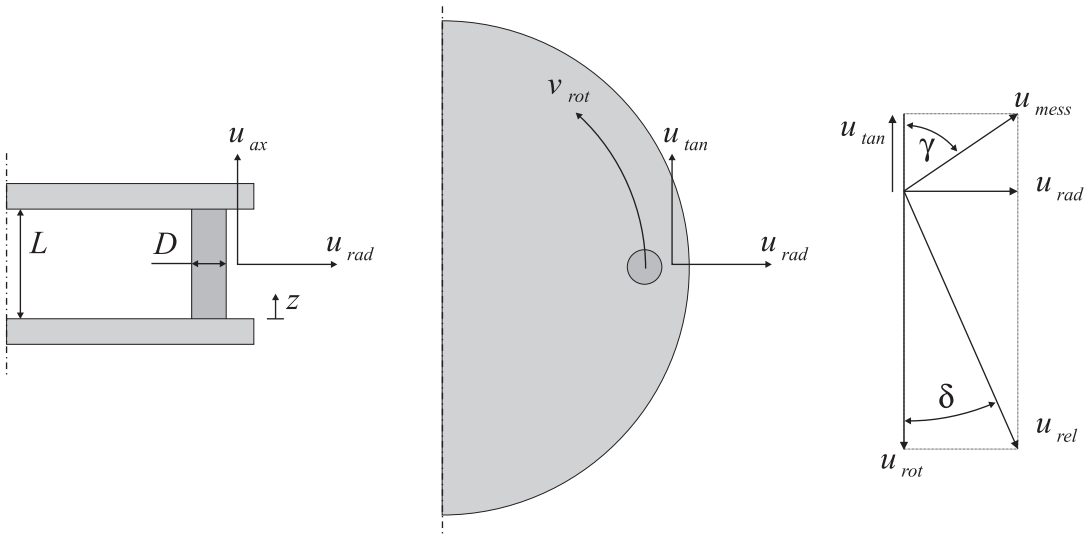

Bild 6.1: Auftretende Strömungsgeschwindigkeiten und Winkel am Rotor

her vernachlässigbar. Aufgrund der bekannten Drehzahl und der Geometrie des Versuchsträgers kann die Geschwindigkeit der Zylinder (v_{rot}) berechnet werden und daraus die interessierende Relativegeschwindigkeit im bewegten Bezugssystem u_{rel}.

Die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten u_{tan} und u_{rad} lassen sich aus den Kalibriergrößen Nickwinkel γ und dem mit der Strömungssonde gemessenen Gesamtwert der Geschwindigkeit u_{mess} wie folgt bestimmen:

$$u_{\mathrm{tan}} = u_{\mathrm{mess}} \cos \gamma \tag{6.1}$$

$$u_{\mathrm{rad}} = u_{\mathrm{mess}} \sin \gamma \tag{6.2}$$

Über Einzelheiten zur Strömungsmessung wird durch den Anhang A.5 berichtet.

6.1 Messaufbau und -ablauf

Die Strömungsgrößen sind über die Zylinderlänge nicht konstant. Deshalb wurden diese zunächst entlang der Zylinderachse an 6 bis 11 Messpunkten gemessen und daraus Mittelwerte gebildet. Die Splitfilmsonde wurde hierzu entlang der Zylinder traversiert. Die Messpunkte hatten einen zueinander äquidistanten Abstand.

Grafik 6.2 zeigt den beschriebenen Aufbau. Der radiale Abstand D des Hitzdrahtes zur Zylinderoberfläche wurde auf 5 mm festgelegt, um eine Gefährdung der Sonde durch sich durchbiegende Zylinder bei höheren Geschwindigkeiten auszuschließen.

An jedem Messpunkt wurden die Zeitsignale der Ausgangsspannungen der beiden Messbrücken mit einer oberen Grenzfrequenz von 12,8 kHz digitalisiert. Aus diesen Zeitsignalen wurde über Interpolationen im Kalibrierfeld für jeden der über 250000 Messpunkte in einem Zeitverlauf die Strömungsgeschwindigkeiten $u_{\mathrm{mess}}(z,t)$ und der Strömungswinkel $\gamma(z,t)$ im lokalen System berechnet. Aus den Formeln 6.1 und 6.2 ergaben sich dann im lokalen System die tagentiale Strömungsgeschwindigkeit $u_{\mathrm{tan}}(z,t)$ und die radiale Strömungsgeschwindigkeit $u_{\mathrm{rad}}(z,t)$ (siehe auch Bild 6.1).

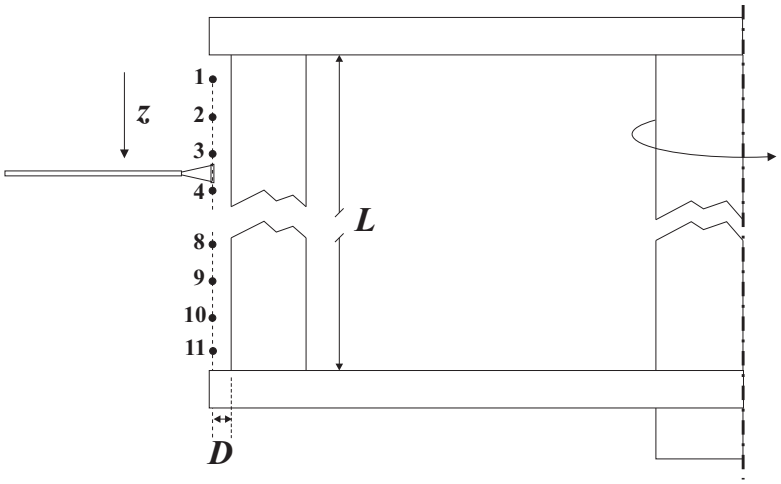

Bild 6.2: Messpositionen der Splitfilmsonde bei den Strömungsmessungen; L Länge Messpfad; D Messabstand zum Zylinderrand (D= 5 mm)

Unter Einbezug der Rotationsgeschwindigkeit der Zylinder v_{rot} aus

$$v_{\mathrm{rot}} = \frac{n \cdot 2\pi r}{60} \tag{6.3}$$

mit dem Radius r der Zylinderbahn und der Drehzahl n je Minute des Versuchsträgers erhält man über die Formel

$$u_{\mathrm{rel}}(z,t) = \sqrt{\left(v_{\mathrm{rot}} - u_{\tan}(z,t)\right)^2 + u_{\mathrm{rad}}^2(z,t)} \tag{6.4}$$

die auf den Zylinder wirkende lokale Relativgeschwindigkeit u_{rel} zum Zeitpunkt t, also die Anströmgeschwindigkeit. Als letzte relevante Strömungsgröße wird der momentane Anströmwinkel $\delta(z,t)$ schließlich aus der Formel

$$\delta(z,t) = \arctan\frac{u_{\mathrm{rad}}(z,t)}{v_{\mathrm{rot}} - u_{\tan}(z,t)} \tag{6.5}$$

ermittelt.

In einem nächsten Schritt werden aus den gemessenen Zeitverläufen (z,t) der jeweilige zeitliche Mittelwert $\left(\bar{z}\right)^T$ gebildet und die Turbulenzintensität nach

$$Tu = \frac{\sigma}{\overline{u_{\mathrm{rel}}(z)}^T} \tag{6.6}$$

mit

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1}\sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\left(u_{\mathrm{rel},i} - \overline{u_{\mathrm{rel}}\left(z\right)}^{T}\right)^{2}} \tag{6.7}$$

bestimmt. Aus diesen Profilverläufen über die Zylinderlänge wird in einer weiteren über die Zylinderlänge durchgeführten Mittelung die für die betreffende Zylinderkonfiguration und das relevante Helium-Luft-Gemisch gefragte Relativgeschwindigkeit U und die Turbulenzintensität berechnet. Die entsprechenden Machzahlen zu den Strömungsgrößen werden unter Einbezug der jeweiligen Schallgeschwindigkeit bestimmt.

Die Strömungssonde ist, um die Messung zu ermöglichen, etwas seitlich zur Zylindermitte versetzt. Trotzdem ist die Anströmturbulenz mit ausreichender Genauigkeit erfassbar, da davon auszugehen ist, dass die räumliche Ausdehnung der Wirbel größer ist, als der Zylinderdurchmesser.

In Anhang A.4 wird auf die Kalibrierung der Strömungssonden in Luft und in Helium/Luft-Gemischen eingegangen und in Anhang A.5 werden Ergebnisse zu den Messungen an den Zylindern im Rundlauf in Luft und bei verschiedenen Helium/Luft-Gemischen vorgestellt.

7 Akustische Messungen

Der in den Testraum von den umlaufenden Zylindern abgestrahlte Luftschall wird an sechs Messpositionen als Schalldruckpegel erfasst und daraus ein mittlerer Schalldruckpegel $\overline{L_p}$ berechnet. Ein Beeinflussung der Luftströmung auf die akustische Messung wurde verhindert, indem die Mikrofone so positioniert wurden, dass ein direktes Anströmen nicht möglich war.
Der mittlere Schalldruckpegel wird dann für Frequenzen $f > 1250$ Hz über die Hallraumformel direkt in die Schallleistung $L_{W,1/3}$ überführt. Für Messungen in Luft-Helium-Gemischen müssen die Korrekturen $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$ und Δ_{Mik} addiert werden.

$$L_{W,1/3} = L_{W,\mathrm{Hall}} + \Delta_{\mathrm{He/Lu}} + \Delta_{\mathrm{Mik}} \tag{7.1}$$

mit

$\overline{L_p}$	-	mittlerer Schalldruckpegel im Mini-Hallraum
Δ_{Hall}	-	Hallraumkorrektur aus Referenzschallquelle (siehe Kapitel A.2.2)
$\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$	-	Korrekturwert für den Heliumeinfluss (siehe Kapitel 5.4.2)
Δ_{Mik}	-	Mikrofonkorrektur (siehe Kapitel A.3)
$L_{W,\mathrm{Hall}}$	-	Schallleistung nach der Hallraumverfahren (siehe Kapitel 5.2)

Im „Subhallfeldbereich“ $f \leq 1250$ Hz wird der mittlere Schalldruckpegel über die in Kapitel 5.4 beschriebene Korrektur Δ_{Hall} zusammen mit den Korrekturen $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$ und Δ_{Mik} in eine Schallleistung überführt.

$$L_{W,1/3} = \overline{L_p} + \Delta_{\mathrm{Hall}} + \Delta_{\mathrm{He/Lu}} + \Delta_{\mathrm{Mik}} \tag{7.2}$$

Für die darauf folgenden Auswertungen wurden nur Schallleistungswerte der rotierenden Zylinder übernommen, wenn der im Messraum festgestellte Variationskoeffizient $F_{4,p}$ der Schalldruckpegel kleiner 1 ist und bei einer bestimmten Konfiguration eine Differenz von mindestens 10 dB zwischen dem zuvor ermittelten Grundgeräusch des Versuchstandes und der eigentlichen Messungen lag. Als

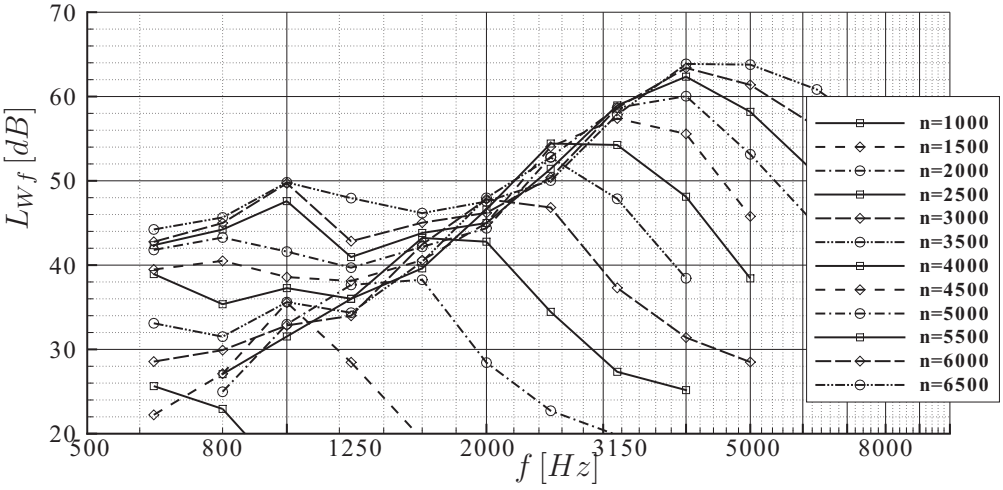

Bild 7.1: Schallleistungsdichte L_{Wf} nach Gl. 2.14 für die Zylinderkonfiguration Z12 D3 H40

Grundgeräusch ist dabei die Geräuschentwicklung des Versuchstandes mit Versuchsträger, also den Kreisscheiben, ohne eingebaute Zylinder zu verstehen. Dieser geforderte 10 dB Abstand wird bei der Hiebtonfrequenz schon bei sehr kleinen Anströmgeschwindigkeiten $U < 10\,\mathrm{m/s}$ erreicht. Breitbandig tritt dies erst bei einer Anströmgeschwindigkeiten $U > 30\,\mathrm{m/s}$ ein.

Zusätzlich wird um den verschiedenen Bandbreiten der Terzen Rechnung zu tragen eine spektrale Leistungsdichte eingeführt und die Ergebnisse auf einen Zylinder Z normiert. Dafür wird vorrausgesetzt, dass die Schallleistungen der einzelnen Zylinder nicht miteinander korreliert sind. Aufgrund der hohen Anströmturbulenzen und der ausschließlich strömungsinduzierten Schallerzeugung, kann man diese Annahme treffen. Die Leistungsdichte L_{Wf} berechnet sich nach:

$$L_{Wf} = L_{W,1/3} - 10\mathrm{lg}\left(\frac{B}{1\mathrm{Hz}}\right)\mathrm{dB} - 10\mathrm{lg}\,(Z)\,\mathrm{dB} \tag{7.3}$$

Bild 7.1 zeigt die Leistungsdichte L_{Wf} der Zylinderkonfiguration Z12 D3 H40 dargestellt über der Frequenz. Die mit der Drehzahl ansteigende Hiebtonfrequenz ist deutlich zu erkennen.

8 Aeroakustische Auswertungen

8.1 Einleitung

Das Geräuschspektrum eines angeströmten Zylinders umfasst neben dem durch turbulente Anströmung generierten breitbandigen Rauschanteil eine dominante, durch periodische Wirbelablösung erzeugte tonale Komponente, den Hiebton. Diese tonale Komponente liegt für Luft, wie aus der Literatur bekannt, nahezu unabhängig von der Reynoldszahl bei der Strouhalzahl $\mathrm{St} \approx 0,2$

$$\mathrm{St} = \frac{f \cdot D}{U} \tag{8.1}$$

und auch für verschiedene Gasgemische Helium/Luft konnte, wie durch Bild 8.1 exemplarisch dargestellt, gezeigt werden, dass das Hiebtonmaximum auch für die hier untersuchten Gasgemische etwa bei $\mathrm{St} = 0,2$ verharrt und die Versuche von Wittstock [78] zeigten ebenfalls ein von der Luftdichte dabei unabhängig bei $\mathrm{St} = 0,2$ liegendes Maximum.

Diese speziell für die umlaufenden Zylinderstäbe damit festgestellten Phänomene und der allgemeine Bezug der Strouhalzahl auf Geometrie und insbesondere auch auf Strömungsgrößen macht die Strouhalskalierung für die Darstellung aeroakustischer Zusammenhänge besonders geeignet und wird deshalb im Weiteren bevorzugt als dimensionslose Frequenzskala verwendet.

Eine weitere dimensionslose Darstellung der Frequenzskala kann für die umlaufenden Zylinderstäbe durch eine Helmholtzzahl He_D oder He_L erfolgen, die im wesentlichen eine geometrische Größe, hier die Zylinderlänge L oder die Zylinderdicke D, zur Luftschallwellenlänge λ mit $\mathrm{He_L} = \frac{2\pi}{2}\frac{\mathrm{L}}{\lambda}$ bzw. $\mathrm{He_D} = \frac{2\pi}{2}\frac{\mathrm{D}}{\lambda}$ ins Verhältnis setzt, wodurch sich die Frequenztransformation

$$\mathrm{He_L} = \frac{L}{2c} \cdot 2 \cdot \pi f \text{ bzw. } \mathrm{He_D} = \frac{D}{2c} \cdot 2 \cdot \pi f \tag{8.2}$$

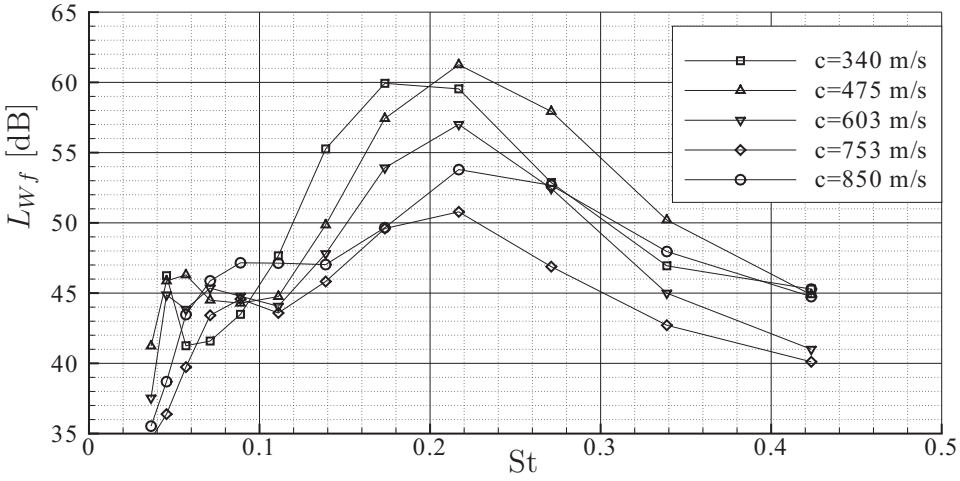

Bild 8.1: Spektrale Schallleistungsdichte für verschiedene Helium-Luft-Gemische, beschrieben durch unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten c bei Anströmgeschwindigkeit $U = 60\,\mathrm{m/s}$ und Z=12, D=3 mm, H= 40

ergibt. Diese Frequenzdarstellung bezieht danach zwar nicht das Strömungsgeschehen mit ein, steht durch ihr Verhältnis von geometrischer Objektgröße (L, D) zur Luftschallwellenlänge λ aber dafür in einem unmittelbaren Zusammenhang zu den Gesetzen der Schallabstrahlung.

In Bild 8.1 wurde bereits die spektrale Schallleistungsdichte P_f verwendet, die als Schallleistung P je 1 Hz Bandbreite und bezogen auf einen Zylinder definiert ist durch

$$P_f = \frac{\partial P}{\partial f} \cdot \frac{1}{Z} \approx \frac{\Delta P}{\Delta f} \cdot \frac{1}{Z} \tag{8.3}$$

und als Pegel im folgenden durch

$$L_{Wf} = 10\mathrm{lg}\frac{P_f}{P_0}\mathrm{dB} \tag{8.4}$$

mit $P_0 = 10^{-12}$ W gekennzeichnet wird.

Die Gesamtschallleistung P mit

$$P = \int P_f \cdot \mathrm{d}f \tag{8.5}$$

stellt sich in der Strouhal-Skalierung über Gl. 8.1 und $f = \frac{U}{D} \cdot \mathrm{St}$ dann dar als

$$P = \frac{U}{D} \int P_f \cdot \mathrm{d\,St}. \tag{8.6}$$

Ziel der Untersuchung ist, unter Hinweis auf Kapitel 2.3 eine Beschreibung von P_f durch einen Produktansatz von Potenzen relevanter Einflussparameter zu erarbeiten:

$$P_f = C \left(\frac{U}{U_0}\right)^{ex_U} \left(\frac{c}{c_0}\right)^{ex_c} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L} \tag{8.7}$$

und die Gesamtschallleistung bezogen auf einen Zylinder über Gl. 8.1-8.6 dementsprechend darzustellen als

$$P = \frac{U_0}{D_0} \left(\frac{U}{U_0}\right)^{ex_U+1} \left(\frac{D}{D_0}\right)^{ex_D-1} \int C \cdot \left(\frac{c}{c_0}\right)^{ex_c} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{ex_L} \mathrm{d\,St} \tag{8.8}$$

letzteres allerdings nur unter der Voraussetzung, dass ex_U und ex_D nicht von Strouhal signifikant abhängen.

Im Vergleich zu der Arbeit von Wittstock [78] ist der Versuchsparameter c hinzu gekommen. Aufgrund der in Kapitel 6.1 genannten Probleme bei den Strömungsmessungen konnte nicht allen Spektren auch ein Turbulenzgrad zugeordnet werden, so dass dessen Einfluss in dem Ansatz 8.7 somit unberücksichtigt ist. Von Wittstock [78] wurde aber erkannt, dass bei $\mathrm{St} = 0,2$ die Turbulenzintensität nur einen geringen Einfluss auf die Schallemission hat. Außerhalb des Hiebtonfrequenzbereichs muss allerdings mit einem größeren Einfluss entsprechend $P \sim \mathrm{Tu}^2$ gerechnet werden.

8.2 Zur Ermittlung der Exponenten

Die Aufgabe nach Gl. 8.7 besteht im Wesentlichen somit darin, zunächst einmal die Exponenten ex_U, ex_c, ex_D und ex_L zu ermitteln.

Hierzu wird von der Variation nur jeweils einer der vier Einflussgrößen U, c, D, L der Gl. 8.7, also bei Konstanthaltung der jeweils restlichen drei Größen, ausge-

gangen. Bezeichnet man die jeweils variierte Größe übergeordnet als G - wobei G dann entweder U, c, D oder L ist - so folgt aus 8.7

$$L_{Wf} = 10\, ex_G \cdot \lg G + C_1 \tag{8.9}$$

und der gesuchte Exponent ex_G lässt sich als Anstieg dieser im logarithmischen Maße beschriebenen Geraden z.B. mit Hilfe einer linearen Regression[1] ermitteln:

$$ex_G = \frac{N \sum_{i=1}^{N} \lg(G_i)\, L_{Wf,i} - \sum_{i=1}^{N} \lg(G_i) \sum_{i=1}^{N} L_{Wf,i}}{10 \left\{ N \sum_{i=1}^{N} [\lg(G_i)]^2 - \left(\sum_{i=1}^{N} \lg(G_i) \right)^2 \right\}} \tag{8.10}$$

Für diese Berechnungen liegt ein weites Feld von experimentell ermittelter relevanter Daten vor, die durch Tabelle 4.4/4.5, Kapitel 4.2 beschrieben sind. Diese werden zur Ermittlung der Exponenten ex_G in ihrer Gesamtheit oder in wesentlichen Abschnitten, wie in den Tabellen 8.1, 8.2, 8.3, 8.4 und 8.5 zusammengestellt, verwendet und dabei durch zusammenfassende Kurzbezeichnungen beschrieben.

Tabelle 8.1: Gesamtheit der Zylindergeometrie-Kombinationen: **Kurzbezeichnung l**

l	D [mm]	L [mm]	Z
1	10	200	2
2	15	200	2
3	40	200	2
4	40	40	2
5	3	40	12
6	40	40	12

Tabelle 8.2: Untermenge von Zylindergeometrie-Kombinationen; D-Variation: **Kurzbezeichnung** l^D

l^D (l)	D [mm]	L [mm]	Z
1 (1..2..3)	10..15..40	200	2
2 (5..6)	3..40	40	12

[1] Wobei die Variation der Einflussgröße G durch N Daten G_i ausgedrückt ist.

Tabelle 8.3: Untermenge von Zylindergeometrie-Kombinationen; L-Variation: **Kurzbezeichnung** $\mathrm{l^L}$

$\mathrm{l^L}$ (l)	D [mm]	L [mm]	Z
1 (4..3)	40	40..200	2

Tabelle 8.4: Variation der Heliumkonzentration: **Kurzbezeichnung m**

m	Anteil Helium in %
1	0
2	Zwischengröße 1
3	Zwischengröße 2
4	Zwischengröße 3
5	≈ 100

Tabelle 8.5: Variation der Anströmgeschwindigkeit: **Kurzbezeichnung n**

n	Anströmgeschwindigkeit
1	$U_{\max}$
2	U_3
3	U_2
4	U_1
5	$U_{\min}$

Durch die hier eingeführten Kurzbezeichnungen ist die einzelne Messung der Schallleistung L_{Wf} im Messraum für eine bestimmte Kombination der Einflussgrößen beschreiben durch

$$(l; m; n) \tag{8.11}$$

und Mittelwerte der Exponenten ex_G, erstellt über eine bestimmte Einflussgrößengruppen sind durch

$$\overline{ex_G}^X \text{ mit } X = l; m \text{ oder } n \tag{8.12}$$

dargestellt.

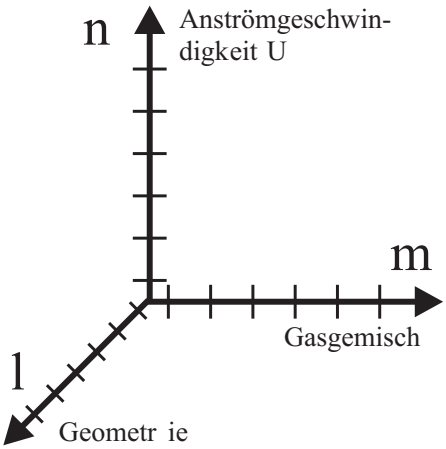

Bild 8.2: Kurzkennzeichnung der durchgeführten Parametervariationen

Die Streuung von ex_G wird für den 95%-Vertrauensbereich

$$\overline{ex_U} - \frac{t_{1-\alpha,N}}{\sqrt{N}} s \leq \overline{ex_U} \leq \overline{ex_U} + \frac{t_{1-\alpha,N}}{\sqrt{N}} s \tag{8.13}$$

mit der Streuungsstandardabweichung s und dem zum 95%-Vertrauensniveau sowie zur N-Stichprobenanzahl gehörenden Studentparameters erklärt. Da diese statistische Beurteilung eine größere Zahl N von Daten voraussetzt, ist eine Beschreibung des Streubereichs durch eine Ergebniseinhüllende mit

$$ex_G|_{\min} \leq \overline{ex_G} \leq ex_G|_{\max} \tag{8.14}$$

bei kleineren Untersuchungsumfang-N ehrlicher.

In **Anhang A.6** ist das Vorgehen zur Bestimmung des Exponenten detaillierter beschrieben und zu den jeweiligen Endergebnissen verarbeitet.

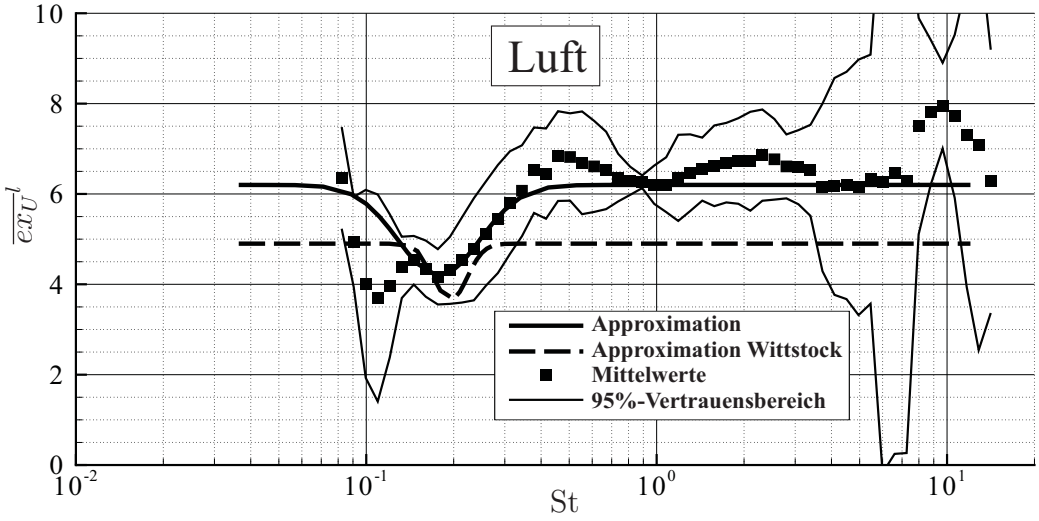

Bild 8.3: Über alle Konfigurationen gemittelter Exponent $\overline{ex_U}^l$ in Abhängigkeit der Strouhalzahl bei der Schallgeschwindigkeit $c = 340\,\mathrm{m/s}$, $m = 1$ mit *Approximation* und *95%-Vertrauensbereich* im Vergleich zu der der entsprechenden *Approximation* von *Wittstock*

8.3 Ergebnisse zur Darstellung der Schallleistung durch die Einflussgrößen

8.4 Abhängigkeit der Schallleistung von der Anströmgeschwindigkeit ex_U

Mittelwerte des Exponenten $\overline{ex_U}$ bei verschiedenen Zylinderdurchmessern, Helium-Luft-Mischungsverhältnissen und Zylinderzahlen aufgetragen über der Strouhalzahl werden nachfolgend untersucht. Zunächst bei der festen Schallgeschwindigkeit von $c = 340\,\mathrm{m/s}$, $m = 1$ (Bild 8.3).

Des Weiteren wurde dabei auch der 95%-Vertrauensbereich nach

$$\overline{ex_U}^l - \frac{t_{1-\alpha,N}}{\sqrt{N}} s \leq \overline{ex_U}^l \leq \overline{ex_U}^l + \frac{t_{1-\alpha,N}}{\sqrt{N}} s \tag{8.15}$$

mit der empirischen Standardabweichung s und dem zugehörigen Student-Parameter $t_{1-\alpha,N}$ berechnet. Der Exponent liegt im untersuchten Strouhalbereich im wesentlichen zwischen 4 und 7. Der große Vertrauensbereich bei höheren

Strouhalzahlen ist durch eine geringere Datenmenge erklärbar. Der $\overline{ex_U}^l$-Verlauf besitzt ein Minimum bei St $= 0,2$ mit einem Wert des Anströmexponenten von etwa 4. Die Messungen von Wittstock [78] und anderen Autoren (Holle [43], Gerrard [20]) werden damit im wesentlichen bestätigt. Für den breitbandigen Bereich liegt der Exponent allerdings mit 6,1 deutlich über dem von Wittstock ermittelten Wert von 4,9.
Von Wittstock wurden die Schallleistungsspektren vor der Bestimmung der Exponenten vom Einfluss der Turbulenz bereinigt. Er fand dabei heraus, dass der Einfluss der Anströmturbulenz im Bereich St $\neq 0,2$ mit einem Exponenten $ex_{\mathrm{Tu}} \approx 2$ quantitativ beschrieben werden kann. Bei den vorgestellten Ergebnissen wurde eine solche Korrektur nicht vorgenommen. Da aber mit einer größeren Zylinderanströmgeschwindigkeit auch die Anströmturbulenz ansteigt (siehe auch Bild A.45) ist somit hier ein größeres ex_U im Vergleich zu den Untersuchungen von Wittstock zu erwarten.
Bei St $\approx 0,2$ war der Exponent $ex_{\mathrm{Tu}} < 0,5$, somit zeigen sich zwischen den beiden Approximationen dort viel geringere Unterschiede.

Der Mittelwert des Exponenten $\overline{ex_U}^l$ kann in der Untermenge für Luft und ausgewerteten Frequenzen größer 500 Hz des untersuchten Strouhalbereich auf der Grundlage der ermittelten Untersuchungsergebnisse durch

$$\overline{ex_U}^l = 5,4 - 1,4e^{-80\cdot(0,69+\lg(St))^2} \tag{8.16}$$

angenähert werden.

Die Betrachtung des kompletten Datenraums, also für Schallgeschwindigkeiten der Gasgemische zwischen 340 und 900 m/s und Frequenzen ab 50 Hz, zeigt Bild 8.4. Das Minimum des Exponenten verschiebt sich auf St $= 0,1$. Die absoluten Werte des Exponenten liegen breitbandig bei 5,2. Der Exponent liegt damit auch bei Helium-Luft-Gasgemischen in einem Bereich, in dem Dipolquellmechanismen überwiegen. Der Bereich für Quadrupol-Quellglieder, für den $ex_U \approx 7$ gelten sollte, wird nicht erreicht. Der Mittelwert des Exponenten kann im gesamten untersuchten Strouhalbereich, also bei allen untersuchten Gasgemischen und Frequenzen ab 50 Hz, durch

$$\overline{\overline{ex_U}^l}^m = 5,2 - 1,1e^{-35\cdot(0,95+\lg(St))^2} \tag{8.17}$$

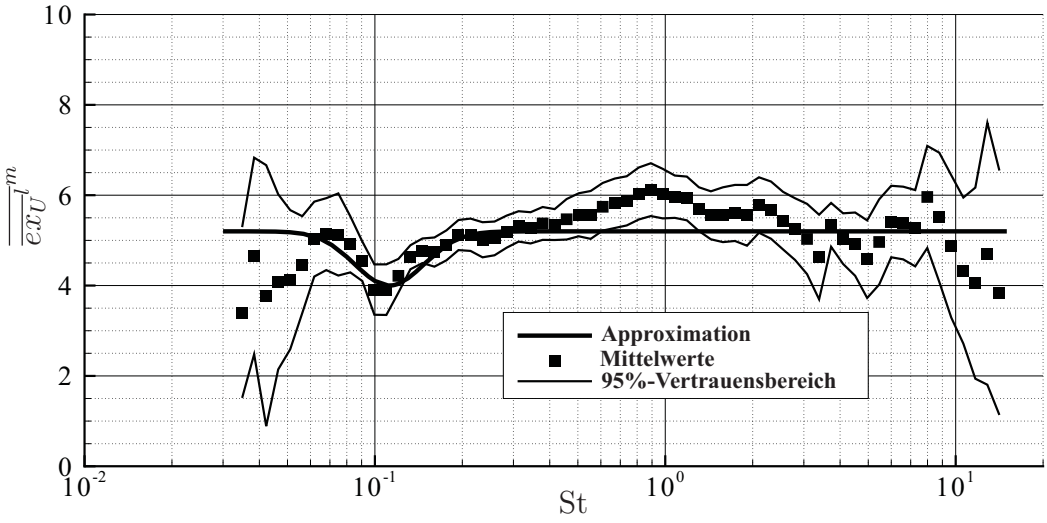

Bild 8.4: Über alle Konfigurationen und Helium-Luft-Gasgemische gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_U}^l}^m$ und Frequenzen ab 50 Hz in Abhängigkeit der Strouhalzahl mit Approximation und 95%-Vertrauensbereich

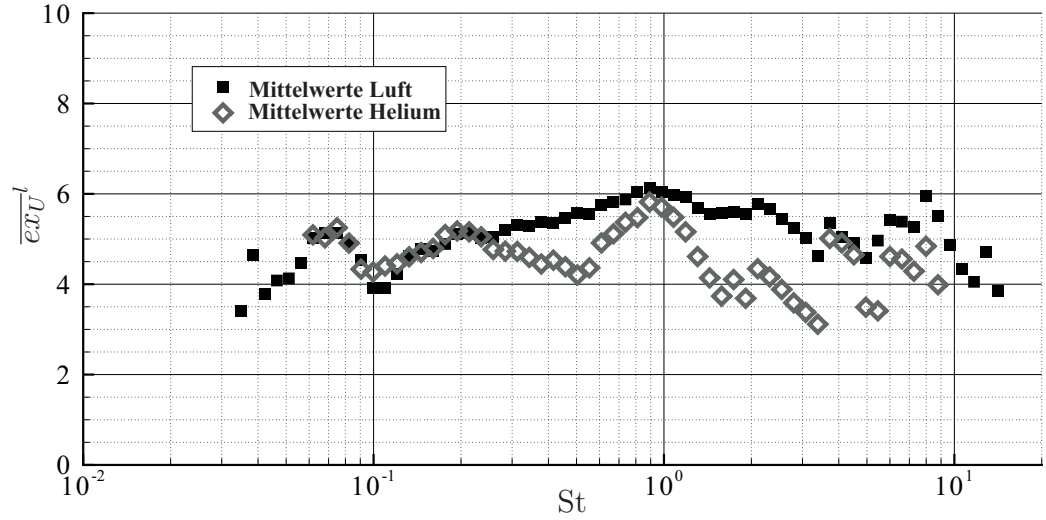

Bild 8.5: Vergleich des über alle Versuchskonfigurationen gemittelten Exponenten $\overline{ex_U}^l$ in Abhängigkeit der Strouhalzahl in Helium und Luft

angenähert werden.

Der Vergleich des Exponenten $\overline{ex_U}^l$ für Luft (m=1) und Helium (m=5) ist in Bild 8.5 dargestellt. Für Strouhalzahlen $\mathrm{St} < 0,3$ stellt sich ein fast identischer Verlauf ein. Für Strouhalzahlen oberhalb dieses Bereichs ist der Exponent für Helium tendenziell kleiner als für Luft.

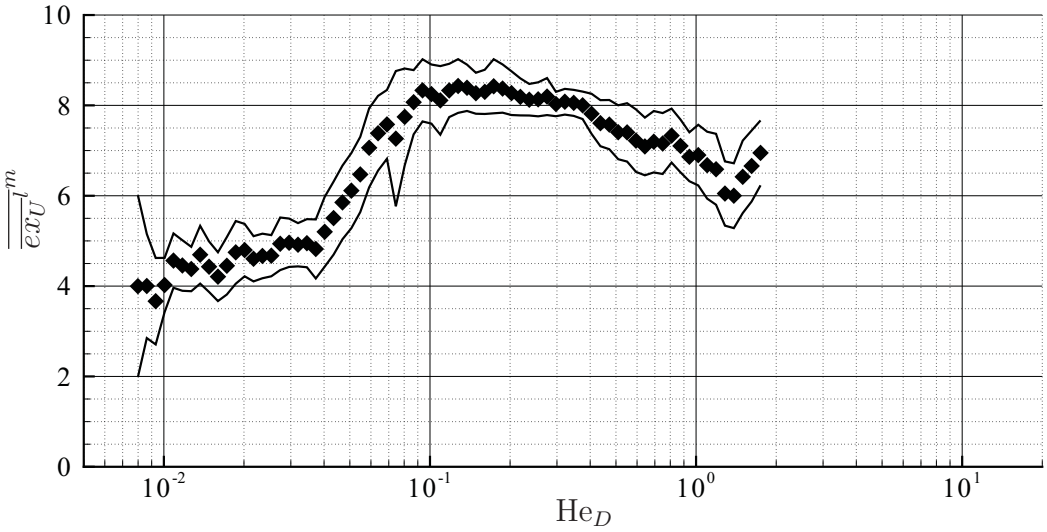

Bild 8.6: Über alle untersuchten Konfigurationen und verwendeten Helium-Luft-Gasgemische sowie Anströmgeschwindigkeiten gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_U}^l}^m$ in Abhängigkeit der Helmholtzzahl bezogen auf den Zylinderdurchmesser D mit 95%-Vertrauensbereich

Eine weitere Möglichkeit der Darstellung des Einflusses der Anströmgeschwindigkeit auf die Schallleistung ist der über die Auftragung über die Helmholtzzahl. Hier kann die abgestrahlte Luftschallwellenlänge λ zum einen auf den Zylinderdurchmesser D

$$\mathrm{He}_D = \frac{1}{2}k \cdot D = \pi D/\lambda \tag{8.18}$$

oder auf die Zylinderlänge L

$$\mathrm{He}_L = \frac{1}{2}k \cdot L = \pi L/\lambda \tag{8.19}$$

bezogen werden. Die betreffenden Auswertungen lassen für die Darstellungen über He_D und He_L (Bild 8.6 und 8.7) eine deutliche Abhängigkeit des Exponenten von der Helmholtzzahl erkennen, wonach der Exponent erwartungsgemäß mit wachsender He-Zahl entsprechend einer besseren Abstrahlung deutlich ansteigt.

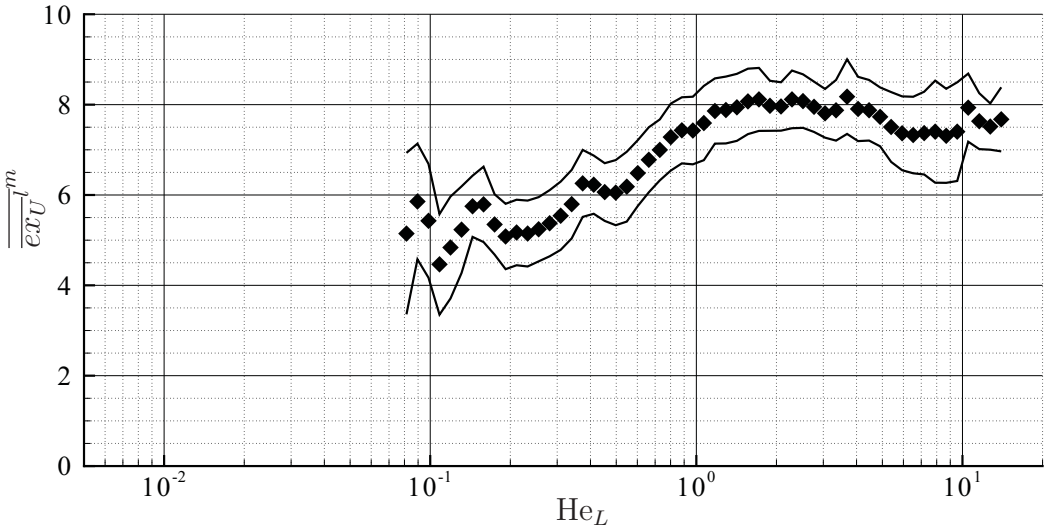

Bild 8.7: Über alle untersuchten Konfigurationen und verwendeten Helium-Luft-Gasgemisch sowie Anströmgeschwindigkeiten gemittelter Exponent $\overline{ex_U}^{l^m}$ in Abhängigkeit der Helmholtzzahl bezogen auf die Zylinderlänge L mit 95%-Vertrauensbereich

8.5 Abhängigkeit der Schallleistung vom Zylinderdurchmesser ex_D

In einem weiteren Untersuchungsschritt werden die Versuchsdaten zunächst auf ein festes Raster von Schallgeschwindigkeiten interpoliert, um Vergleiche der Schallemission bei einer bestimmten konstanten Schallgeschwindigkeit zu ermöglichen.

Auf Basis der Versuche zu Z12 H40 D3/40 und Z2 H200 D10/15/40 wird der Exponent ex_D für einen Satz Helium-Luft-Gasgemische und Anströmgeschwindigkeiten ermittelt.

Betrachtet man die Abhängigkeit des über die Konfigurationen Z12 H40 D3/40 und Z2 H200 D10/15/40 (l^D), die Helium-Luft-Gasgemischstufen (m) und Anströmgeschwindigkeiten (n) gemittelten Exponenten von der Strouhalzahl, so fällt besonders das Minimum bei der Hiebtonfrequenz St $\approx 0,2$ auf. Der Exponent $\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D m}$ liegt hier[2] bei 0,5 und sind somit wesentlich kleiner (vergleiche hierzu auch Bild A.53) als bei den Untersuchungen von Wittstock [78], der in diesem Be-

[2]Das entspricht in etwa auch der dafür bekannten Gl. 8.20 in Strouhal-Darstellung bei der Hiebtonfreuquenz

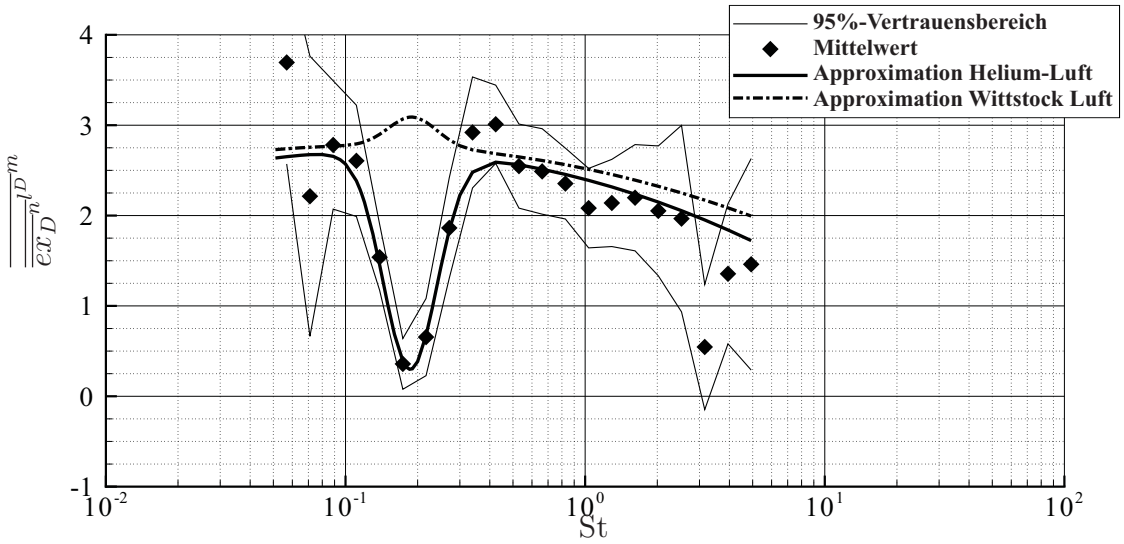

Bild 8.8: Über die Versuchskonfigurationen Z12 H40 D3/40 ($l^D = 1$) und Z2 H200 D10/15/40 ($l^D = 2$) und die verwendeten Helium-Luft-Gasgemische (m) sowie Anströmgeschwindigkeiten (n) gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D m}$ in Abhängigkeit der Strouhalzahl mit Approximation und 95%-Vertrauensbereich

reich einen Wert von 3 ermittelt hat. Außerhalb der Wirbelablösefrequenz ist die Zunahme der Schallleistungsdichte dann wieder proportional zur dritten Potenz des Zylinderdurchmessers, was den Erwartungen, wenn die räumliche Ausdehnung der Turbulenz größer als der Zylinderduchmesser ist entspricht. Auch nach Formel

$$P = \frac{\pi}{12}\,\frac{\rho}{c^3}\,\mathrm{St}_S^2\,C_L^2\,U^6\,L^2 \tag{8.20}$$

wäre bei $\mathrm{St} = 0,2$ ein ex_D-Exponent von 0 zu erwarten.

Es ergibt sich ein Verlauf für $\overline{ex_D}$, der durch die Formel

$$\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D m} = 2,4 - 2,7 \cdot e^{-40\cdot(0,73+\lg(\mathrm{St}))^2} - 1,2\lg\mathrm{St} - 0,6\lg\mathrm{St}^2 \tag{8.21}$$

approximiert werden kann.

Mittelwert über Strouhal: $\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D m\,\mathrm{St}} = 1,9 \pm 0,4$

8.6 Abhängigkeit der Schallleistung von der Zylinderlänge ex_L

Es wird nun der Einfluss der Zylinderlänge auf die Schallleistung untersucht.

Die Auswertung zum Einfluss der Zylinderlänge auf die von den Kreiszylindern im Umlauf emmitierte Schallleistung erfolgt anhand der Versuchskonfigurationen Z2 D40 H40/H200 (l = 3; l = 4) bei verschiedenen Helium-Luft-Gasgemischen und Anströmgeschwindigkeiten.

Untersuchungen [43] zeigten, dass solange die Wirbelablösung von einem Zylinder gleichphasig erfolgt, also bei Zylinderlängen, die kleiner sind als die Korrelationslänge theoretisch $P \approx L^2$ gilt. Für Zylinderlängen, die größer sind als die Korrelationslänge gilt $P \approx L$. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten, mit einem ex_L von ungefähr 1,5 bei St = 0, 2 (Bild 8.9) liegen genau im Übergangsbereich zwischen diesen beiden Werten. Es sind also je nach Versuchsparameter gleichphasige und gegenphasige Ablösungen zu erwarten.

Desweiteren scheint der größere Exponent im Vergleich zu Wittstock auch plausibel, da durch die Zylinderkonfiguration von einer kleineren Anströmturbulenz auszugehen ist. Bei Wittstock lag der Exponent bei der Hiebtonfrequenz, aufgrund einer höheren Anströmturbulenz durch höhere Zylinderzahlen bei 0,9.

Zu größeren Strouhalzahlen hin fällt der Exponent wie auch von Wittstock beobachtet auf Werte um 0,6 ab. Ein Wert von 2 wäre nur zu erwarten, wenn die gesamte Zylinderlänge gleichzeitig der Geschwindigkeitsschwankung ausgesetzt wird. Dies ist bei Frequenzen oberhalb der Wirbelablösefrequenz nicht zu erwarten.

Numerisch wird der Verlauf durch die Formel

$$\overline{\overline{ex_L}^n}^m = 0,6 - 0,8e^{-5\cdot(0,7+\lg(\mathrm{St}))^2}. \tag{8.22}$$

beschrieben.

Mittelwert über St: $\overline{\overline{\overline{ex_L}^n}^m}^{\mathrm{St}} = 0,6 \ \pm 0,4$

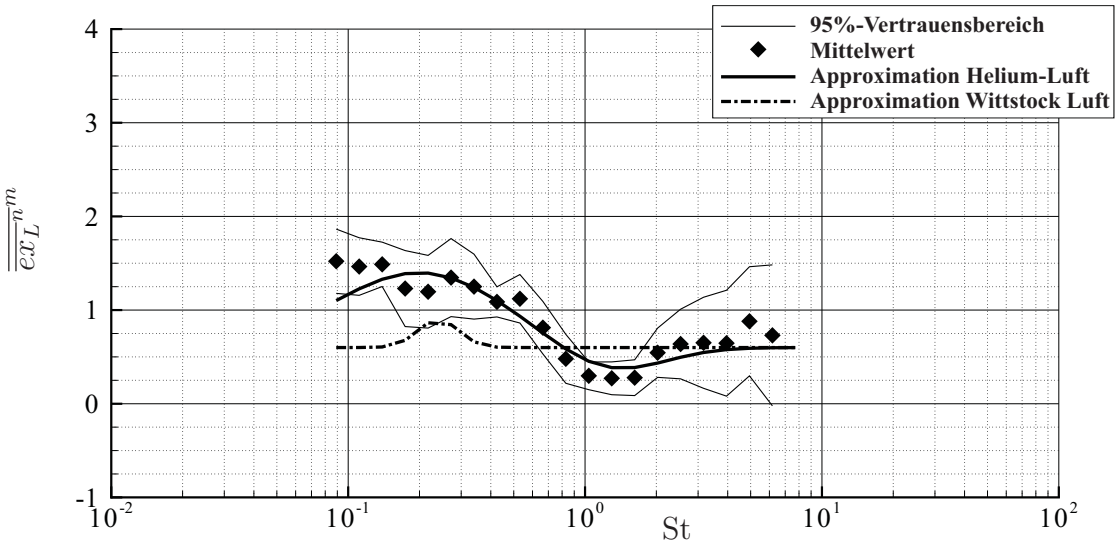

Bild 8.9: Über die Helium-Luft-Gasgemische und Anströmgeschwindigkeiten gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_L}^n}^m$ in Abhängigkeit der Strouhalzahl mit Approximation und 95%-Vertrauensbereich aus Z2 D40 H40/H200

8.7 Abhängigkeit der Schallleistung von der Schallgeschwindigkeit ex_c

Zur Auswertung des Einflusses der Schallgeschwindigkeit c auf die spektrale Schallleistungsdichte sollten Schallleistungspegel identischer Zylinderkonfigurationen bei sich ändernden Schallgeschwindigkeiten c aber bei sich nicht ändernder Dichte verwendet werden. Dazu können Daten aus früheren Untersuchungen von Wittstock [78] herangezogen werden, bei denen allein die Dichte, bei gleicher Zylinderkonfiguration variiert wurde. Dazu müssen allerdings die Daten auf ein gemeinsames Strouhal-Raster interpoliert werden.

Die von Wittstock ermittelten Schallleistungsdichten $L_{Wf\,\text{Wittsock Luft}}$ bei gleicher Versuchskonfiguration wurden mit denen in dieser Arbeit ermittelten $L_{Wf\,\text{Hupfeld Luft}}$ verglichen. Da die Werte von Wittstock nur korrigiert um den Einfluss der Turbulenz vorliegen, war dieser wieder herauszurechnen.

Bei der Ermittlung der Differenz $L_{Wf\,\text{Wittsock Luft}} - L_{Wf\,\text{Hupfeld Luft}}$ stellten sich allerdings auch einige nicht zu vernachlässigende Abweichungen heraus. Durchschnittlich liegen Sie in der Größenordnung von 2,5 dB. Diese Werte sind Untergrenzen für die Unsicherheiten bei der nun damit durchgeführte Berechnung der Abhän-

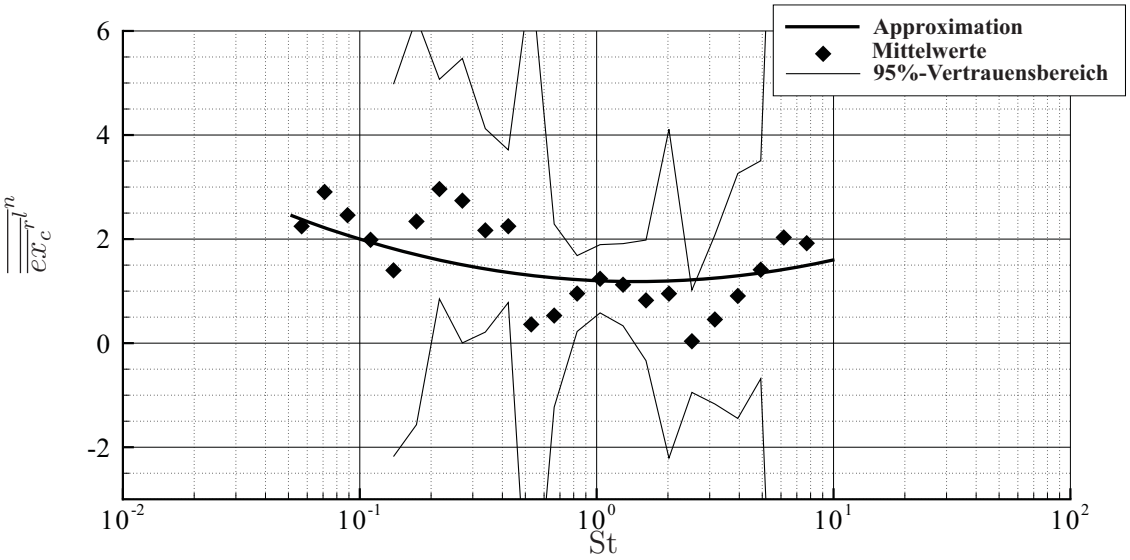

Bild 8.10: Über alle Konfigurationen aus Tabelle 4.4 und 4.5 (l) und Anströmgeschwindigkeiten (n) bei Gasdichten (r) gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_c}^{r}}^{l}{}^{n}$ in Abhängigkeit der Strouhalzahl mit Approximation und 95%-Vertrauensbereich

gigkeit der Schallleistung von der Schallgeschwindigkeit, insbesondere da bei den Messungen von Wittstock bei Unterdruck höhere Unsicherheiten ausgewiesen wurden.

Die Exponenten $\overline{ex_c}$ wurden für alle in Tabelle 4.4 und 4.5 aufgeführten Versuchskonfigurationen bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten durch den jeweiligen Paarvergleich bei konstanter Dichte der Messdaten bestimmt.

Betrachtet man den Verlauf der über alle Paarvergleiche gemittelten Exponenten in Abhängigkeit der Strouhalzahl, so lässt sich keine systematische Abhängigkeit von der Strouhalzahl erkennen (Bild 8.10). Auch ist der Vertrauenbereich sehr groß und sprunghaft.

Verwendet man die zuvor ermittelte Abweichung $L_{Wf\,\text{Wittsock Luft}} - L_{Wf\,\text{Hupfeld Luft}}$ der Messwerte in Luft bei Normaldruck als Korrektur für die Auswertung bei reduzierter Dichte des Mediums so stellt sich der in Bild 8.11 gezeigte Verlauf dar. Einfluss hat die Korrektur insbesondere bei $\text{St} < 1$. Der Verlauf wird insgesamt flacher. Bei $\text{St} = 0,2$ ist kein besonderes Verhalten zu sehen.

In [79] wurde auch der Einfluss der Temperatur, und somit über den Zusammenhang $c = \sqrt{\kappa R_L T}$ deren Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit und Schallleistung von aerodynamischen Referenzschallquellen untersucht. Dabei wurde ein Expo-

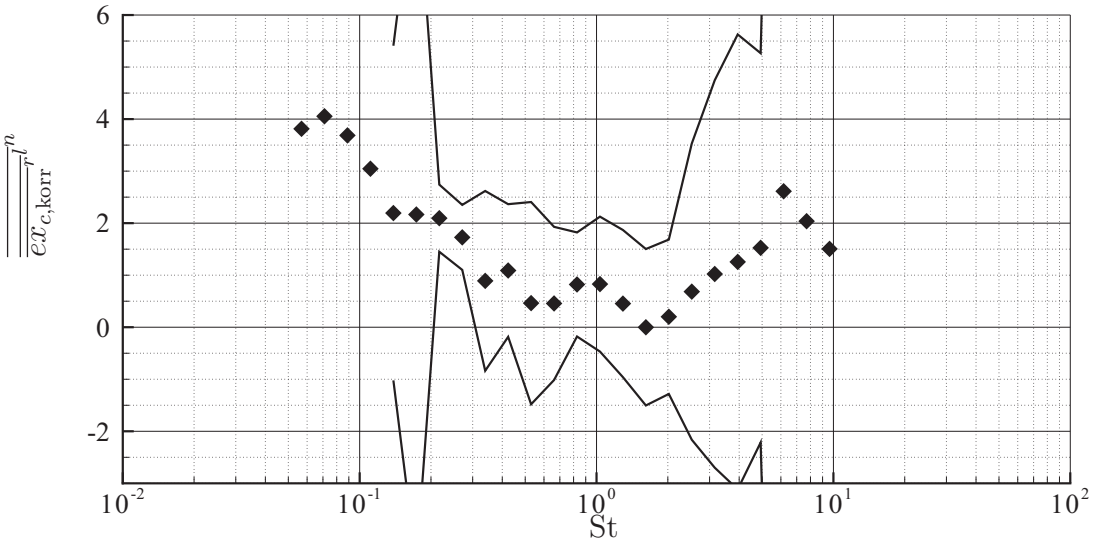

Bild 8.11: Über alle Konfigurationen aus Tabelle 4.4 und 4.5 (l) und Anströmgeschwindigkeiten (n) bei Gasdichten (r) gemittelter Exponent $\overline{\overline{ex_{c,\mathrm{korr}}}^{r}}^{l}{}^{n}$ aus den korrigierten Daten in Abhängigkeit der Strouhalzahl und 95%-Vertrauensbereich

nent $\overline{ex_c} \approx -3$ ermittelt. In diesen Untersuchungen wurde aber nur die Temperatur in einem engen Maß variiert. Eine Veränderung des Trägermediums fand nicht statt.

8.8 Zusammenfassung zur Abhängigkeit der Exponenten ex_U, ex_D, ex_L von der Gaszusammensetzung

Die in Anhang A.6 detaillierter durchgeführten Auswertungen führten auch zu direkten Aussagen über die Heliumkonzentration-Abhängkeit von m der in der Überschrift genannten Exponenten, die in A.6 durch Tabelle A.17 zusammengefasst sind. Zusammen mit dem zugehörigen 95% Vertrauensbereich stellen sich die Ergebnisse wie folgt dar

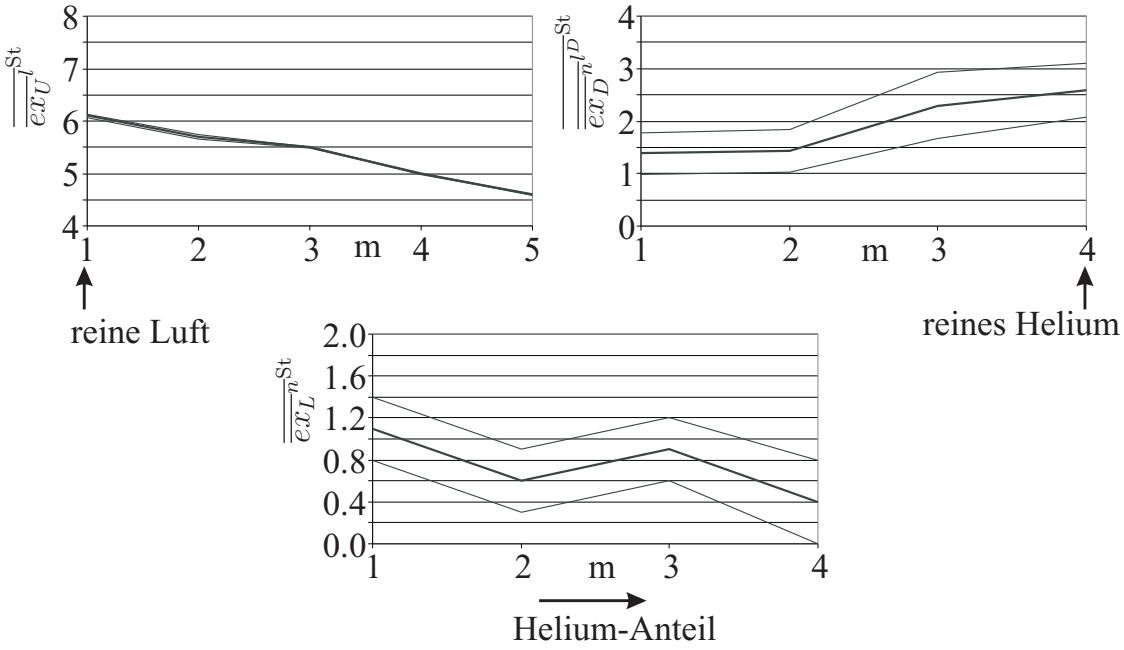

Bild 8.12: Übersicht zur m-Abhängigkeit

Mit zunehmender Heliumkonzentration m nimmt danach der Exponent $\overline{\overline{ex_U}^{l}}^{St}$ eindeutig ab, der Exponent $\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D St}$ eindeutig zu und der allerdings nur für einen Abmessungssprung bestimmte Exponent $\overline{\overline{ex_L}^{n}}^{St}$ zeigt mit relativ größeren Unsicherheit tendenziell abnehmendes Verhalten.

Die großen Unsicherheiten bei den Exponenten ex_L und ex_D deuten darauf hin, dass eine Mittelung über die Strouhalzahl in diesem FAll nicht sinnvoll ist. Eine spektrale Betrachtung ist angebracht (siehe Ergänzungen).

8.9 Ermittlung eines einheitlichen Leistungsdichtespektrums

Es wird wie in [78] ein auf die einzelne Zylinderzahl, also Z=1, normierter Schallleistungsdichtepegel $L_{Wf,1}$ mit Gl. 8.23 eingeführt.

$$\begin{aligned} L_{Wf,1} &= 10\,\lg\left(\frac{C}{P_{f0}}\right)\mathrm{dB} \\ &= L_{W,1/3} - 10\,\lg\left(\frac{B}{1\,\mathrm{Hz}}\right)\mathrm{dB} - 10\,\lg\,(Z)\,\mathrm{dB} - 10\,ex_U\,\lg\left(\frac{U}{U_0}\right)\mathrm{dB} \\ - \quad 10 \quad & ex_c\,\lg\left(\frac{c}{c_0}\right)\mathrm{dB} - 10\,ex_D\,\lg\left(\frac{D}{D_0}\right)\mathrm{dB} - 10\,ex_L\,\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)\mathrm{dB} \end{aligned} \quad (8.23)$$

Unter Einbezug sämtlicher in [78] erhaltenen relevanter Daten konnte Wittstock für die Darstellung dieser normierten Schallleistungsdichtespektren eine Punktwolke mit einem herausragenden Bereich um $\mathrm{St} = 0,2$ sowie eine zugehörige durch Mittelung gewonnene Approximation als Funktion der Strouhalzahl ermitteln. Im 0,2 Strouhalbereich war diese numerische Näherung der Punktwolke noch am genausten, deutlich größer aber außerhalb dieser Spanne ([78], Bild 6.32).

Bild 8.13 zeigt in gleicher Weise nun auch die durch diese Arbeit gewonnene entsprechende Punktwolke, die nun durch die Hinzunahme der verschiedenen Gasgemische auf einer noch größeren Parametervielfalt beruht. Darin ist zusätzlich die numerische Näherung aus [78] mit dargestellt.

Die Spanne in der 95% der Messwerte liegen ist nur unwesentlich größer, als die sich aus den von Wittstock erhaltenen Daten ergeben hatten.

Die normierte spektrale Leistungsdichte lässt sich für die in dieser Arbeit ermittelten Verläufe durch

$$L_{Wf,n} = 37e^{-28(0{,}72+\lg(\mathrm{St}))^2} + 10e^{-7(-0{,}1+\lg(\mathrm{St}))^2} - 7\,\lg\,(\mathrm{St}) + 5\,\lg\,(\mathrm{St})^2 - 95 \quad (8.24)$$

approximieren. Der erste Term modelliert die Ausprägung bei $\mathrm{St} = 0,2$, der zweite die bei $\mathrm{St} \approx 1$.

Bei den großen Streuungen eines solchen „einheitlichen“ Leistungsspektrum hätte sich damit bereits schon bei Wittstock die Frage gestellt nach dem praktischen Nutzen einer hierauf beruhenden Quantifizierung. Dabei ist offensichtlich diese

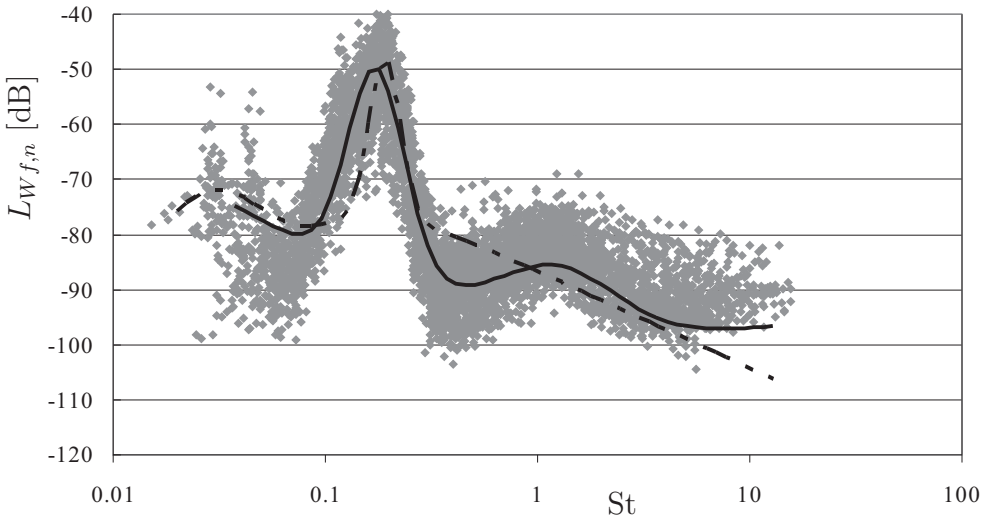

Bild 8.13: Normierte spektrale Schallleistungsdichte zusammen mit Approximation nach Formel 8.24 gekennzeichnet mit durchgezogener Kurve sowie gestrichelt hinzugefügt die numerische Approximation nach [78].

Streuung bei den Untersuchungen nicht durch zu große Messunsicherheiten, sondern durch die Einbeziehung einer großen, für den praktischen Nutzen wohl zu großen Vielfalt von Parametern bedingt. Für quantitative Aussagen erscheint es deshalb zweckmäßiger, die Beschreibung von Schallleistungsspektren für kleinere „Untermengen“ insbesondere auf kleinere Gruppen geometrischer Konfigurationen auszurichten.

A Ergänzungen

A.1 Schallgeschwindigkeit in Gasen

Die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{th} kleiner Druckstörungen ist bei konstanter Entropie s gegeben durch:

$$c_{th}^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}_{\mathrm{s=const}} \right) \tag{A.1}$$

Wird, wie im allgemeinen zulässig, eine isentrope Zustandsänderung zugrunde gelegt, so dass

$$p \cdot v^{\kappa} = \text{const.} \tag{A.2}$$

oder:

$$\frac{dp}{p} = \kappa \cdot \frac{d\rho}{\rho} \text{ und } \frac{dp}{d\rho} = \kappa \cdot \frac{p}{\rho} \tag{A.3}$$

womit sich die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{th} bekanntlich ergibt zu

$$c_{\mathrm{th}} = \sqrt{\kappa \cdot \frac{p}{\rho}} \tag{A.4}$$

oder mit der Gasgleichung:

$$c_{\mathrm{th}} = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T} \tag{A.5}$$

Der Adiabatenexponent κ als Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck c_{p} und konstantem Volumen c_{v} hat für trockene Luft bei 20°C und 1 bar den Wert κ=1,4, in reinem Helium ist κ=1,67 (Tabelle 4.2).

R, die spezifische Gaskonstante nimmt für Luft den Wert $R_L = 287\,\mathrm{J/\,(kgK)}$ und für Helium $R_H = 2077\,\mathrm{J/\,(kgK)}$ an.

Tabelle A.1: Schallgeschwindigkeit in trockener Luft und reinem Helium

	Schallgeschwindigkeit [m/s]	
Temperatur [°C]	Luft	Helium
0	331,3	972,4
5	334,3	981,2
10	337,3	990,0
15	340,3	998,7
20	343,2	1007,3
25	346,1	1015,9
30	349,0	1024,4
35	351,9	1032,8
40	354,7	1041,1

Tabelle A.1 stellt die Schallgeschwindigkeit in trockener Luft und in Helium in Abhängigkeit verschiedener Temperaturen dar.

Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft

Die Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft berechnet sich über

$$c_{\mathrm{fL}} = \sqrt{\kappa \cdot \frac{p_{\mathrm{abs}}}{\rho_{\mathrm{fL}}}}. \tag{A.6}$$

dabei ist ρ_{fL} die Dichte der feuchten Luft. Diese kann über die Gleichung [22]

$$\rho_{\mathrm{fL}} = \frac{1+x}{1+1,61 \cdot x} \cdot \frac{p_{\mathrm{G}}}{R \cdot T} \tag{A.7}$$

bestimmt werden. Der bisher noch unbekannte Wassergehalt x der feuchten Luft folgt aus der Formel

$$x = \frac{-0,622\varphi}{\varphi - \frac{p_{\mathrm{G}}}{p'}}. \tag{A.8}$$

Dabei ist φ die relative Feuchte der Luft, p_{G} der Gesamtdruck und p' der Sättigungsdruck bei dem sich ab einer bestimmten Temperatur T' kein Wasser mehr in der Luft lösen kann. Der Sättigungsdruck p' hängt wie bekannt von der Temperatur ab (siehe Tabelle A.2).

Tabelle A.2: Sättigungsdruck in Luft in Abhängigkeit der Temperatur

$T'[°C]$	p'	$T'[°C]$	p'
10	12,27	20	23,37
11	13,11	21	24,86
12	14,01	22	26,42
13	14,96	23	28,08
14	15,97	24	29,82
15	17,04	25	31,66
16	18,17	26	33,6
17	19,36	27	35,64
18	20,63	28	37,79
19	21,96	29	40,04
		30	42,42

Tabelle A.3: Schallgeschwindigkeiten in m/s in feuchter Luft; rF relative Feuchtigkeit.

rF	0	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1
0 °C	331,4	331,5	331,5	331,5	331,6	331,6	331,7	331,7	331,8
5 °C	334,4	334,5	334,6	334,6	334,7	334,7	334,8	334,9	335,0
10 °C	337,4	337,6	337,6	337,7	337,8	337,9	338,0	338,0	338,2
15 °C	340,4	340,6	340,7	340,8	340,9	341,0	341,2	341,3	341,5
20 °C	343,3	343,6	343,8	343,9	344,1	344,2	344,4	344,6	344,9
25 °C	346,2	346,6	346,9	347,1	347,3	347,5	347,7	347,9	348,4
30 °C	349,1	349,7	350,0	350,3	350,6	350,9	351,2	351,5	352,0
35 °C	352,0	352,8	353,1	353,5	353,9	354,3	354,7	355,1	355,9
40 °C	354,8	355,8	356,4	356,9	357,4	357,9	358,5	359,0	360,1

Die relative Feuchte wurde mit einem Hygrometer „hygrotest 6400“ der Firma „Testoterm“ gemessen. In Tabelle A.3 wurde die Schallgeschwindigkeit in Luft für verschiedene Temperaturen und relative Feuchten berechnet und dargestellt.

Schallgeschwindigkeit in Gasgemischen

Die Schallgeschwindigkeit in Gasgemischen berechnet sich über die Massenanteile der Gase [22], [55] [72].

Die Schallgeschwindigkeit in einem Gasgemisch lässt sich aus statischem Druck p, Volumen V, der Gaskonstanten R und der Temperatur T der Komponenten des Gasgemisches ermitteln.

Die Masse $m_{\mathrm{x/y}}$ des Gases x und y bestimmt sich durch

$$m_{\mathrm{x/y}} = \frac{p_{\mathrm{x/y}} \cdot V_{\mathrm{x/y}}}{R_{\mathrm{x/y}} \cdot T_{\mathrm{x/y}}}. \tag{A.9}$$

und die Gesamtmasse m_{g} des Gemisches ist damit

$$m_{\mathrm{g}} = m_{\mathrm{x}} + m_{\mathrm{y}} \tag{A.10}$$

und der Massenanteil $\xi_{\mathrm{x/y}}$ von Gas x bzw. y

$$\xi_{\mathrm{x/y}} = \frac{m_{\mathrm{x/y}}}{m_{\mathrm{g}}}. \tag{A.11}$$

Die spezifische Wärmekapazitäten c_{pg} bzw. c_{vg} des Gemisches folgen schließlich aus

$$c_{pg} = \xi_{\mathrm{x}} \cdot c_{p\mathrm{x}} + \xi_{\mathrm{y}} \cdot c_{p\mathrm{y}} \tag{A.12}$$

und

$$c_{vg} = \xi_{\mathrm{x}} \cdot c_{v\mathrm{x}} + \xi_{\mathrm{y}} \cdot c_{v\mathrm{y}} \tag{A.13}$$

und damit der Adiabatenkoeffizient des Gemisches ist

$$\kappa_{\mathrm{g}} = \frac{c_{pg}}{c_{vg}}. \tag{A.14}$$

Die spezifische Gaskonstante R_{g} des Gemisches folgt mit

$$R_{\mathrm{g}} = \Sigma(\xi_{\mathrm{x/y}} \cdot R_{\mathrm{x/y}}). \tag{A.15}$$

Aus den Ergebnissen der Gleichungen Gl.A.14 und Gl.A.15 und der Temperatur des Gemisches berechnet sich die Schallgeschwindigkeit des Gasgemisches c_{g}:

$$c_{\mathrm{g}} = \sqrt{\kappa_{\mathrm{g}} R_{\mathrm{g}} T_{\mathrm{g}}} \tag{A.16}$$

Setzt man die Formeln Gl. A.9 bis Gl. A.16 entsprechend ein, so folgt:

$$c_{\mathrm{g}} = \sqrt{\frac{\frac{X}{X+Y} \cdot c_{p\mathrm{x}} + \frac{Y}{X+Y} \cdot c_{p\mathrm{y}}}{\frac{X}{X+Y} \cdot c_{v\mathrm{x}} + \frac{Y}{X+Y} \cdot c_{v\mathrm{y}}} \cdot \left(\frac{X}{X+Y} \cdot R_{\mathrm{x}} + \frac{Y}{X+Y} \cdot R_{\mathrm{y}} \right) \cdot T_{\mathrm{g}}} \tag{A.17}$$

mit

$$X = \frac{p_{\mathrm{x}} \cdot V_{\mathrm{x}}}{R_{\mathrm{x}} \cdot T_{\mathrm{x}}} \tag{A.18}$$

und

$$Y = \frac{p_{\mathrm{y}} \cdot V_{\mathrm{y}}}{R_{\mathrm{y}} \cdot T_{\mathrm{y}}} \tag{A.19}$$

In dem Bild A.1 wird die Schallgeschwindigkeit des Gasgemisches Helium-Luft über dem Luftvolumenanteil bei einer Temperatur von 20°C dargestellt. Durch eine stetige Veränderung des Mischungsverhältnisses von Helium/Luft wird also ein Schallgeschwindigkeitsbereich von 340 m/s bis 1020 m/s abgedeckt. Um diese Schallgeschwindigkeiten in reiner Luft zu erreichen, müsste die Umgebungstemperatur zwischen 20°C und 2300°C liegen. Dies wäre für Untersuchungen an den umlaufenden Kreiszylindern allein schon von der Messtechnik nicht durchzuführen. Der Einsatz von Helium erlaubt damit eine wesentliche Erweiterung der Untersuchungsspanne.

Für eine Veränderung der Schallgeschwindigket ist neben dem Einsatz von Helium auch der Einsatz von Kohlenstoffdioxid denkbar, mit welchem die Schallgeschwindigkeit unter sonst praktikablen Messbedingungen gegenüber Luft sogar abgesenkt werden könnte und zwar bis auf 270 m/s. Dies entspräche im Vergleich zu Helium und der Arbeit von Wittstock nur einer geringen Erweiterung um den Faktor von ca. 1,3. Auch wäre damit der speziell interessierende Bereich von großen Wellenlängen im Vergleich zu den Objektabmessungen nicht abgedeckt.

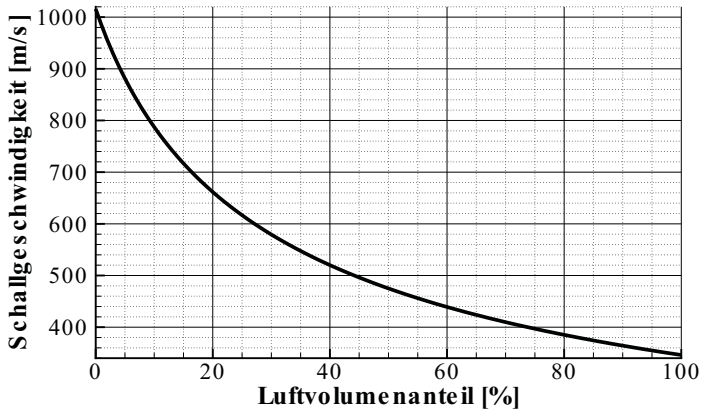

Bild A.1: Schallgeschwindigkeit in Helium-Luft-Gasgemischen bei statischem Druck $B = 10^5$ Pa, Temperatur $\Theta = 25°\mathrm{C}$

A.2 Kalibrierung des Messraums im „Subhallfeld-Bereich“

A.2.1 Kalibrierung der Kolbenmembran

Als eine Vergleichsschallquelle wird eine Kolbenmembran mit einer Membran in Form einer starren Kreisscheibe verwendet. Diese bietet den Vorteil, dass die experimentell ermittelten Werte der abgestrahlten Schallleistung auch durch Berechnung überprüft werden können. Die Messung der Schallleistungswerte dieser Vergleichsschallquelle erfolgt zunächst im Freifeld über einer reflektierenden Ebene.

Bild A.2 zeigt die verwendete Kolbenmembran in einer Schnittdarstellung und Bild A.3 in einer 3-dimensionale Darstellung. Sie besteht aus einem Zylinder, der unten durch eine massive kreisförmige Stahlplatte als Aufstandsfläche begrenzt ist. Im Inneren befindet sich ein elektrodynamischer Erreger, welcher die 3 mm Dicke Membranfläche aus Aluminium zu Schwingungen anregt. Durch die massive Ausführung des Aufbaus wird ein Mitschwingen des Mantelgehäuses weitgehend unterdrückt. Nach Messungen liegt der Beschleunigungspegel auf diesem Gehäuse 30 bis 40 dB unter dem Beschleunigungspegel der Membranfläche.

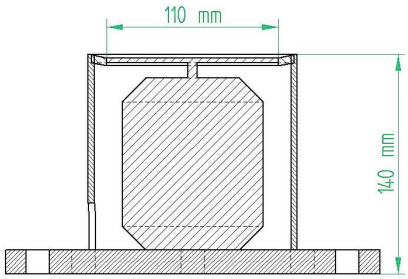

Bild A.2: Schnittdarstellung der Vergleichsschallquelle

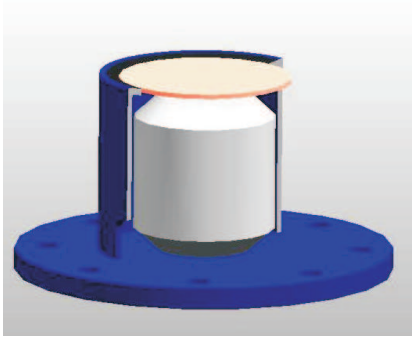

Bild A.3: 3-dimensionale Darstellung der Vergleichsschallquelle

Bestimmung der Schallleistung durch Luftschallmessungen nach einem Hüllflächenverfahren

Die Schallleistung der Kolbenmembran wurde nach dem Schalldruckquadrat-Hüllflächenverfahren (ISO 3745 [47]) und dem Schallintensitätshüllflächenverfahren (ISO 9614, Teil 1 [48]) über einer reflektierenden Ebene in Terzbändern in einem Frequenzbereich von 50 Hz bis 2500 Hz messtechnisch ermittelt. Beide Messungen wurden in einem Halbfreifeld-Messraum mit 20 Messpunkten auf einer Halbkugel des Durchmessers 3,0 m (Bild A.4) durchgeführt. Bei der Intensitätsmessung wurde bei Terzbändern größer 630 Hz von einem 50 mm Spacer auf einen 12 mm Spacer gewechselt.

Die Anregung der Kolbenmembran erfolgte mittels Oktavrauschen. Dabei wurden die Beschleunigungswerte der Kreisplatte für die jeweils zugehörigen 3 Terzbändern mit einem Beschleunigungsaufnehmer erfasst und als Referenzwert für alle weiteren Messungen und Berechnungen zur Schallabstrahlung der Kolbenmembran festgelegt. Die Referenzwerte für den Beschleunigungswert a_{Terz} für die Terzbändern sind in Tabelle A.4 angegeben.

Für das Schallintensitätshüllflächenverfahren nach ISO 9614 berechnet sich der Schallleistungspegel unter meteorologischen Messbedingungen $(p_s;\Theta)$ nach

$$L_{W,\mathrm{FF}} = L_{I_{\mathrm{n,m}}} + 10\,\mathrm{lg}\frac{S}{1\mathrm{m}^2} \tag{A.20}$$

Tabelle A.4: Referenzwerte der oberflächennormalen Schwingbeschleunigung der Vergleichsschallquelle am Referenzpunkt. Die Berechnung von $L_{a,\mathrm{Terz}}$ erfolgt nach der Formel $L_{a,\mathrm{Terz}} = 10\mathrm{lg}\frac{\tilde{a}_N^2}{\tilde{a}_0^2}$ [dB] mit $\tilde{a}_0 = 1{\cdot}10^{-9}\left[\mathrm{m/s^2}\right]$. Anregung durch terzgefiltertes Rauschen.

Frequenz [Hz]	$a_{\mathrm{Terz}}\ \left[\mathrm{m/s^2}\right]$	$L_{a,\mathrm{Terz}}$ [dB]
50	24,5	207,8
63	55	214,8
80	62	215,8
100	9,5	199,6
125	8,4	198,5
160	7,8	197,8
200	19,8	205,9
250	20	206
315	20,3	206,1
400	12	201,6
500	12,1	201,7
630	12,2	201,7
800	8,6	198,7
1000	8	198,1
1250	5,7	195,1

mit $L_{I_{\mathrm{n,m}}}$ dem Pegel der über die Hüllfläche S unter meteorologischen Messbedingungen ermittelten und gemittelten flächennormalen Schallintensität, S dem Flächeninhalt der Messfläche.

Für das Schalldruckhüllflächenverfahren nach Klasse 1 (precision) von ISO 3745 erhält man dieses Schallleistungspegel aus

$$L_{W,\mathrm{FF}} = L_{p\mathrm{m}} + 10\,\mathrm{lg}\frac{S}{1\mathrm{m}^2} + K_0 \tag{A.21}$$

wobei analog zum Schallintensitätsverfahren $L_{p\mathrm{m}}$ der Pegel der über S gemittelte Effektivwertquadrate des Schalldrucks und $K_0 = -10\mathrm{lg}\ \frac{(\rho c)_{\mathrm{mess}}}{400\frac{\mathrm{Ns}}{\mathrm{m}^3}}$ die schon mit Gl. 5.31 erklärte ρc-Korrektur C_1 ist.

Schalldrücke und Intensitäten wurden auf der halbkugelförmigen Messfläche des Radius R= 1,5 m unter Annahme einer kreissymmetrischen Abstrahlung der Kolbenmembran auf einem Viertelkreis mit 9 Messpunkten gemessen (siehe Bild A.4 links), denen bei der vorausgesetzten Symmetrie und einem Drehschnittwerts nach

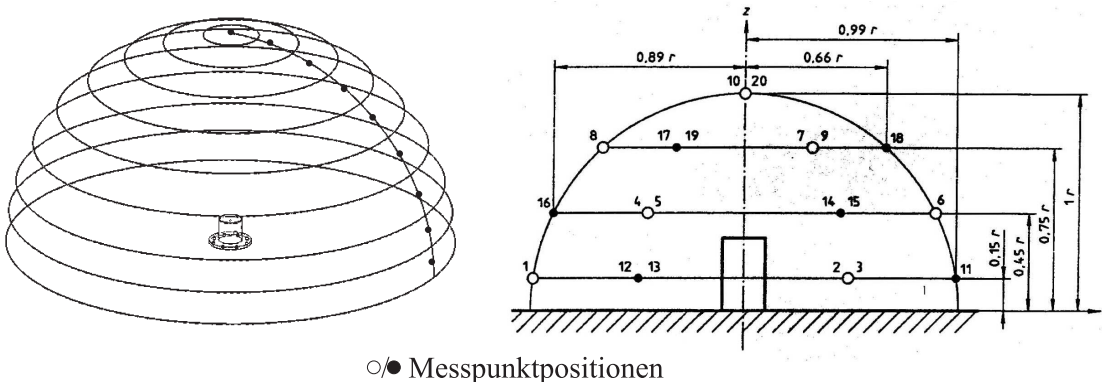

Bild A.4: Messpunktanordnungen zur Ermittlung der Schallleistung der Referenzschallquelle *links* : Viertelkreis *rechts* : Halbkugel

ISO von je 60° insgesamt $N = 49$ (N=8x6+1=49) Messpunkte auf der Gesamt-Halbkugel entsprechen. Die Messwerte wurden mit dem entsprechenden Messflächenanteil gewichtet und nach Gl. A.20 bzw. Gl. A.21 zu einer Schallleistung verrechnet. Bild A.4 zeigt rechts die Messpunktanordnung nach ISO 3745 auf einer Halbkugel mit 20 Messpunkten und links die Messpunktanordnung auf dem verwendeten Viertelkreis mit 9 Messpunkten und die zugeordneten Teilmessflächen.

Betrachtet man die Ergebnisse der vier mit verschiedenen Messgrößen ($\tilde{p}^2$; I_n) und unterschiedlichen Messpositionen erhaltenen Schallleistungen in Bild A.5, so ergibt sich eine maximale Abweichung der Schallleistungspegelwerte von 2,0 dB in einem Frequenzbereich von 63 bis 2000 Hz. Dabei liegen die wohl überwiegend durch den Nahfeldfehler bedingt erhöhten Ergebnisse der Schalldruckmessung mit einer maximalen Abweichung von 0,8 dB in diesem Frequenzbereich nur unwesentlich höher als die Intensitätsergebnisse. Der Betrag der Differenz des Hüllflächen-Mittelwertes der Schalldruckmessungen zu dem entsprechenden Mittelwert der Schallintensitätsmessungen liegt bei maximal 0,7 dB. Die darüber hinaus gehenden Unterschiede bis maximal 2,0 dB sind auf unterschiedlich angeordnete Messpositionen und Messpunktzahl zurückzuführen, wobei den mit 49 Schallintensitätsmessungen die größte Glaubhaftigkeit zugeordnet werden kann.

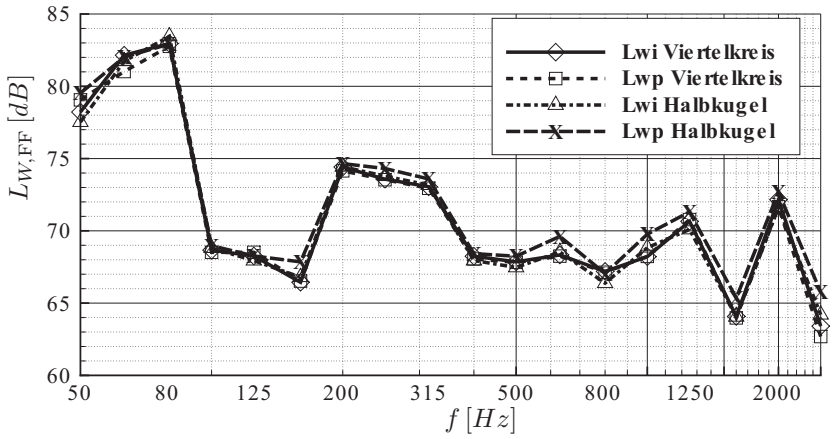

Bild A.5: Schallleistung der Kolbenmembran bei verschiedenen Messpunktanordnungen bei Schalldruck- und Schallintensitätsmessung

Bestimmung der Luftschallleistung aus Schnellemessungen auf der Kolbenmembranfläche

Die von der Kolbenmembran abgestrahlten Luftschallleistung wird zur Kontrolle der zuvor besprochenen entsprechenden Luftschallmessungen über Körperschallmessungen der flächennormalen Schnellekomponenten nochmals ermittelt. Bei tieferen Frequenzen, bei Frequenzen bei denen die Abmessungen der Schallquelle wesentlich kleiner sind als die Wellenlänge, kann unter der Voraussetzung eines starr eben eingebetteten Strahlers hiermit berrechneten Schallleistung der Verifikation dienen, auch wenn die Kolbenmembran gegenüber der vorausgesetzten idealen Einbettung um 14 cm vom Boden abgesetzt ist. Bei höheren Frequenzen sind Abweichungen zu erwarten.

Die Berechnung der abgestrahlten Luftschallleistung der Kolbenmembran wird nach zwei verschiedenen Ansätzen durchgeführt:

1. Die **DFEM** [29], [30], [66] berechnet die von einer eben eingebettet schwingenden Platte abgestrahlte Schallleistung durch ein Netz aus Elementarstrahlern das die Oberflächenschwingungen der Platte ersetzt. Dazu wird die Strahleroberfläche der Körperschallquelle diskretisiert und netzartig in N Teilflächenelemente ΔS_i zerlegt. In jedem Teilflächenelement der Strahleroberfläche wird in einem Punkt - dem Diskretisierungspunkt i, üblicherweise dem Mittelpunkt der Teilfläche - die für die Schallabstrahlung dieser Teilfläche repräsentative, flächennormale Komponente der Schwingschnelle

$\hat{v}_{\mathrm{n},i}$ durch Messung bestimmt und jedem Teilflächenelement der Schallfluss $\hat{q}_i = \hat{v}_{\mathrm{n},i}\Delta S_i$ zugeordnet.

Strahlt die Oberfläche der Körperschallquelle in einen Halbraum ab, so werden für die elementaren Ersatzstrahler Monopole verwendet, deren Einzelschallleistungen sich aus dem Teilflächen-Schallfluss $\hat{q}_i$ ergibt. Die abgestrahlte Gesamtschallleistung resultiert dann aus der Summe aller Teilflächenschallleistungen, sowie aller Wechselwirkungsleistungen der Monopole untereinander.

$$P = \frac{\rho c}{2\pi} k^2 \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v}_i^2}{2} \Delta S_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=i+1}^{N} \frac{\hat{v}_i \hat{v}_j}{2} \Delta S_i \Delta S_j \frac{\sin(k d_{ij})}{k d_{ij}} \cos(\varphi_{ij}) \right] \quad \text{(A.22)}$$

mit den folgenden Definitionen der verwendeten Formelzeichen:

ρ	-	mittlere Dichte des umgebenden gasförmigen Schallträgermediums
c	-	Schallgeschwindigkeit des umgebenden gasförmigen Schallträgermediums
$\hat{v}_{\mathrm{n},i}$	-	Amplitude der flächennormalen Komponente der Schwingschnelle $\hat{v}_n, i$ im Diskretisierungspunkt i
ΔS_i	-	dem Diskretisierungspunkt i zugeordneter Flächeninhalt
k	-	Wellenzahl
d_{ij}	-	Abstand zwischen Diskretiseirungspunkt i und Diskretisierungspunkt j
N	-	Anzahl der Diskretisierungspunkte
k	-	Wellenzahl
φ_{ij}	-	Phasendifferenz der Schwingschnelle v zwischen Monopol i und Monopol j

Bei dieser Berechnung kann auch durch unterschiedlich festgestellte Werte von φ und $\hat{v}_i$ eine angezeigte nicht starre Bewegung der Membran berücksichtigt werden.

2. Mit der **analytischen Lösung**. Diese Gleichung ist für Kolbenmembrane 0-ter Ordnung, also bei Annahme einer über die gesamte Strahleroberfläche konstanten flächennormalen Schnelle, und auch bei Einbettung in eine sehr große schallharten Wand bei sinusförmiger Anregung anwendbar.

$$P = \frac{\rho c}{2} \pi r^2 \tilde{v}_{\mathrm{n}}^2 \left[1 - \frac{J_1(2kr)}{kr} \right] \quad \text{(A.23)}$$

Dabei ist J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung und r der Radius der Kolbenstrahlermembran.

Um beurteilen zu können, bis zu welchen Frequenzbereich dieser Ansatz anwendbar ist, ist also die Verteilung der oberflächennormale Komponente der Schwingschnelle der Membran im relevanten Frequenzbereich zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde die Membranfläche an 49 diskreten Messpunkten mit einem Laservibrometer abgetastet und mit Schnelle und Phasenlage erfasst. Dabei wurden tonale Anregungen zwischen 50 Hz und 5000 Hz im Abstand von Terzmittenfrequenzen durchgeführt. Mit einem Beschleunigungsaufnehmer wurde an einem Referenzpunkt die Schwingamplitude nach Tabelle A.4 überwacht.

Die dem entsprechenden Messungen ergaben insbesondere über die so ermittelten Phasenlagen Aufschluss darüber, dass die Membran bis zu einer Frequenz von 1250 Hz mit der 0-ten Ordnung und für höhere Frequenzen mit der 1-ten Ordnung schwingt (Bild A.6).

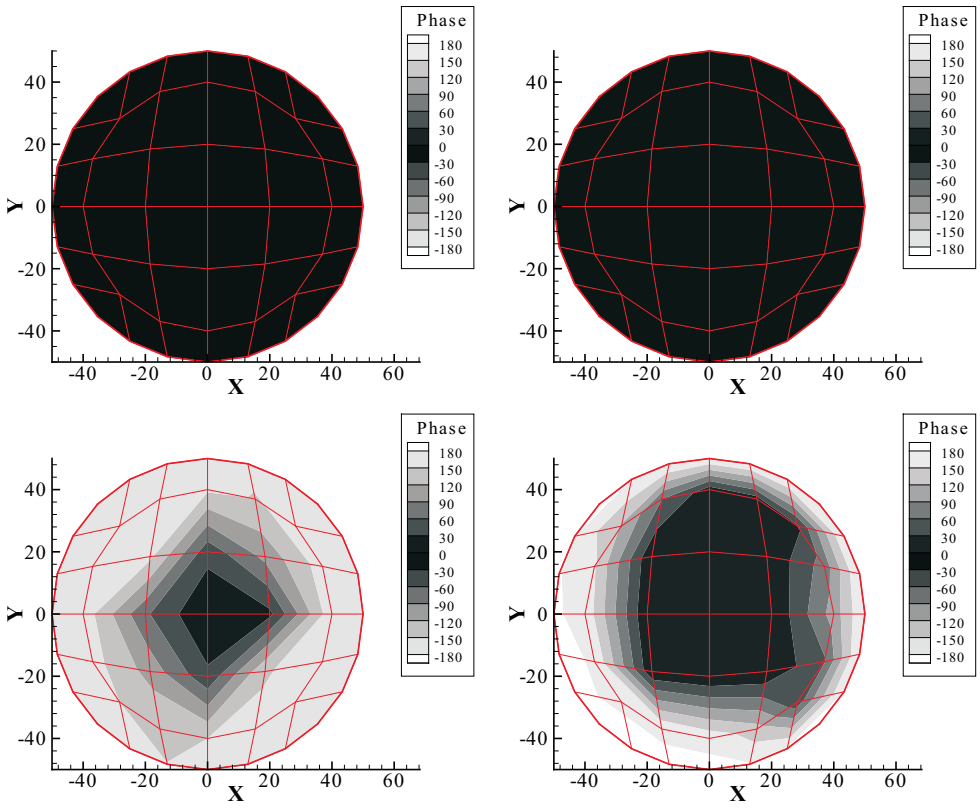

Bild A.6: Phasenlagen der oberflächennormalen Komponente der Schwingschnelle auf der Membran der Kolbenmembran bei den Frequenzen 200 Hz (*o. links*), 1250 Hz (*o. rechts*), 1600 Hz (*u. links*), 5000 Hz (*u. rechts*)

Die Verteilung der Effektivwertes der oberflächennormalen Komponente der Schwingschnelle ist in Bild A.7 für die Frequenzen 200 Hz, 1250 Hz, 1600 Hz und 5000 Hz beispielhaft dargestellt.

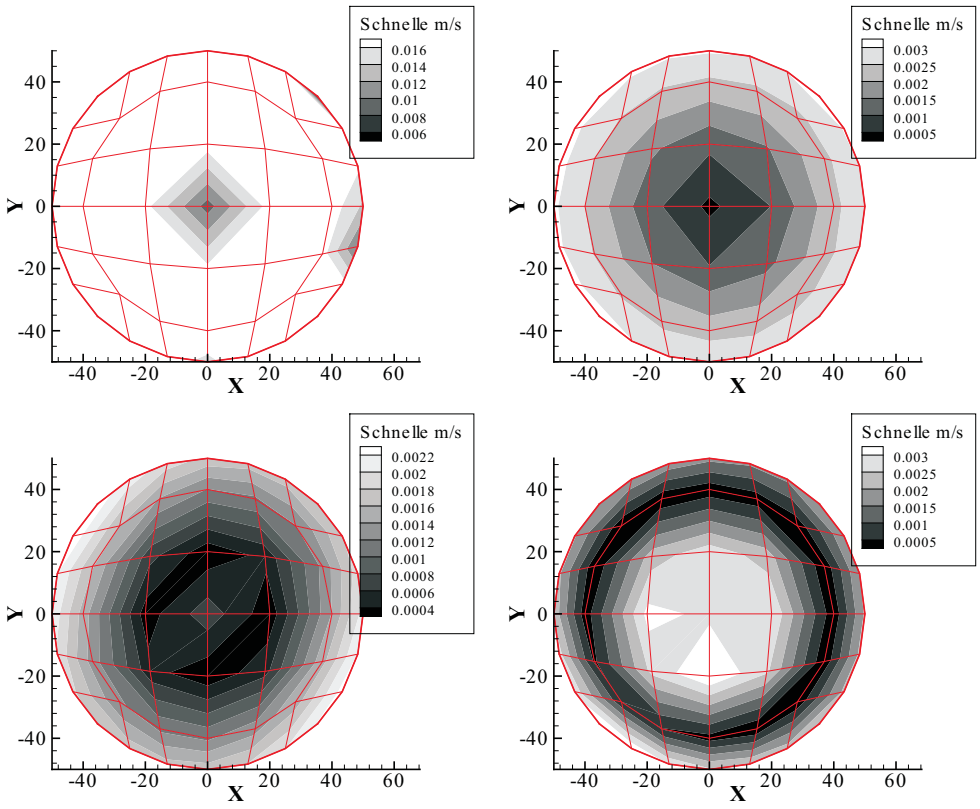

Bild A.7: Verteilung der oberflächennormale Komponente des Effektivwertes der Schwingschnelle auf der Membran der Referenzschallquelle bei den Frequenzen 200 Hz (*o. links*), 1250 Hz (*o. rechts*), 1600 Hz (*u. links*), 5000 Hz (*u. rechts*)

Zur eigentlichen Berechnung der Schallleistung mittels Gleichung A.22 und A.23 wurden weitere Messungen unter zu Hilfe nahme der Kolbenmembran mit einer konstanten, kontrollierten Anregung durchgeführt (wie in Tabelle A.4). Dabei wurde die oberflächennormale Komponente der Schnelle an 49 Messpunkten bei einer Sinusanregung mit den Frequenzen 50, 80, 100, 200 und 500 Hz und bei einer Rauschanregung bei den Terzmittelfrequenzen 50, 63, 80, 100, 125, 160, 200, 250, 315, 400 und 500 Hz ermittelt. Diese Werte wurden durch Aufzeichnung der Oberflächenbeschleunigung eines Referenzpunktes abgesichert.

Ein Vergleich der nach der DFEM (Gl. A.22) berechneten Schallleistungen mit den analytischen Lösungen (Gl. A.23) im Frequenzbereich bis 500 Hz ergab bei

Tabelle A.5: Differenz von gemessener Schallleistung aus der Intensität zur Schallleistung aus der analytischen Lösung

Frequenz [Hz]	$L_{W,I} - L_{W,\text{Bessel}}$ [dB] Rauschanregung	$L_{W,I} - L_{W,\text{Bessel}}$ [dB] Sinusanregung
90	-1,3	0,8
100	0,3	1,5
125	1,0	-
160	-0,3	-
200	0,1	0,9
250	-1,1	-

Rauschanregung sowie bei Sinusanregung nur die sehr kleine Abweichungen von maximal 0,14 dB aufgetreten (Bild A.8).

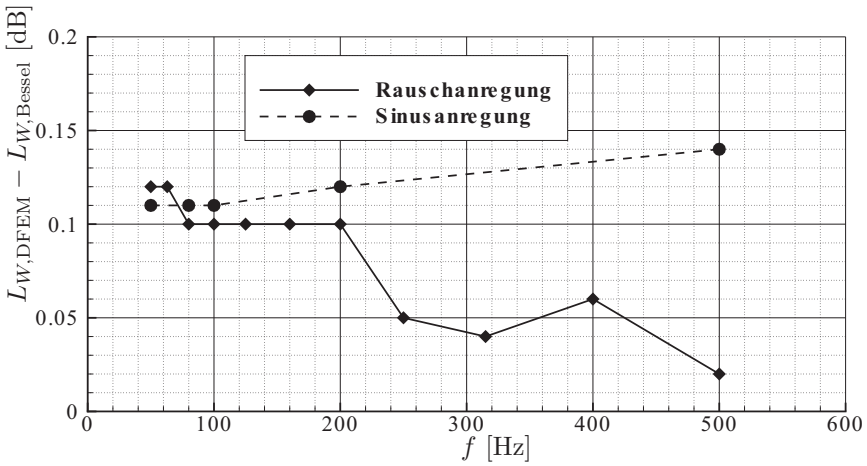

Bild A.8: Differenz der Schallleistungspegel aus der DFEM zur analytische Lösung nach Gl. A.23

Diese Übereinstimmung bestätigt die bei dem analytischen Ansatz bestehende Voraussetzung eines Nullstrahlers durch die DFEM, während aus dieser Übereinstimmung selbstverständlich nicht auf die Richtigkeit der beiden Rechnungen zugrunde liegenden Annahme eines eben eingebetteten Strahlers geschlossen werden kann.

Um die errechneten Schallleistungswerte aus der flächennormalen Schnelle validieren zu können, wurden diese mit den aus Schallintensitäts- und Schalldruckmessungen ermittelten Schallleistungen verglichen, wozu selbstverständlich die in Tabelle A.4 aufgeführten Referenzbeschleunigungen auf der Membran eingestellt

waren. Die Differenz der Schallleistungpegel aus den Luftschallmessungen zu den berechneten Schallleistungspegeln $L_{w,\text{gemessen}} - L_{w,\text{berechnet}}$ pendelt wie in Tabelle A.5 zusammengestellt betragsmäßig um ± 1 dB, womit der insbesondere die Kalibrierung für den gefragten Subhallfeldbereich als quantitativ hinreichend abgesichert betrachtet werden kann.

Störpegelbetrachtung

Vor den Messungen mit der Kolbenmembran im Hallraum wurde untersucht, ob die Schwingungen der Kolbenmembran-Vergleichsschallquelle durch dessen Standfläche in die Bleiwände des Hallraums eingeleitet werden und diese dadurch zu nennenswerten Fremdschallabstrahlungen anregt. Das logarithmierte Flächenverhältnis der Oberfläche des Hallraums S_{Hall} mit der Strahleroberfläche der Kolbenmembran S_{Kolb} beträgt:

$$L_S = 10\,\lg\frac{S_{\text{Hall}}}{S_{\text{Kolb}}} = \frac{13,4}{0,0112} = 30,8\,\text{dB} \tag{A.24}$$

Da die Beschleunigungspegel auf der Membran durchgehend um mindestens 45 dB größer waren als die auf den Hallraumwänden auch gemessenen Beschleunigungspegel, kann ein Einfluss der Wandschwingungen bei Anregung durch die Kolbenmembran auf die eigentlichen akustischen Messungen nach Gleichung 5.6 ausgeschlossen werden.

Kalibrierung des Messraums mit der Kolbenmembran

Der Messraums wurde durch Anwendung des Vergleichschallquellenverfahrens zum einen mit der Kolbenmembran als Vergleichsschallquelle (RSS) kalibriert. Die hierfür unter Freifeldbedingungen durch Schallintensitätsmessung bestimmte Schallleistung ist die Bezugsschallleistung $L_{W,\text{RSS,FF}}$ und $\overline{L_{p,\text{RSS,Hall}}}$ der im Messraum hiermit gemessene mittlere Schalldruckpegel des Kolbenmembranschallfeldes der Bezugswert. Führt man damit die Differenz $L_{W,\text{RSS,FF}} - \overline{L_{p,\text{RSS,Hall}}}^{V} = \Delta_{\text{Hall}}$ ein, so bestimmt sich mit der Vergleichschallquellenbeziehung der Gleichung 5.33 die Schallleistung einer Quelle Q nach $L_{W,\text{Q}} = L_{W,\text{RSS,FF}} + (\overline{L_{p,\text{Q,Hall}}} - \overline{L_{p,\text{RSS,Hall}}})$ oder aus $L_{W,\text{Q}} = \overline{L_{p,\text{Q,Hall}}} + \Delta_{\text{Hall}}$. Bild A.9 zeigt für den Frequenzbereich von 50 Hz bis 1250 Hz die an dem Pegel der örtlich im Messraum gemittelten Schalldruckef-

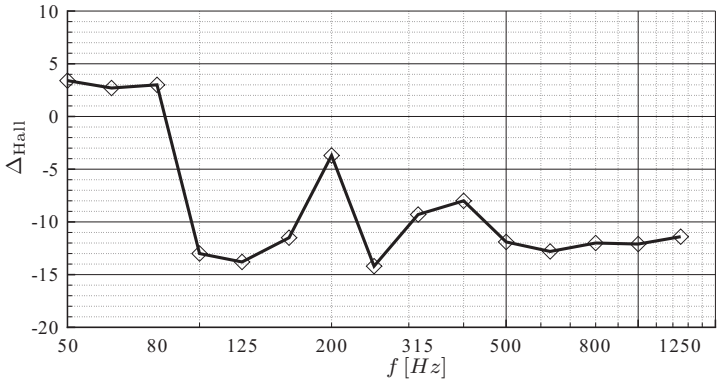

Bild A.9: Korrektur $L_{W,\mathrm{RSS,FF}} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS,Hall}}}^{V} = \Delta_{\mathrm{Hall}}$ nach dem Vergleichsschallquellenverfahren nach Gl. 5.33 mit der Kolbenmembran

fektivwertquadrate einer zu messenden Schallquelle anzubringende Korrektur Δ_{R} um den Schallleistungspegel dieser Quelle damit zu erhalten.

Zur Messunsicherheit der im Messraum örtlich gemittelten Schalldruckeffektivwertquadrate in Abhängigkeit von der Zahl der Mikrofonpositionen

Zur messtechnischen Ermittlung der Luftschallleistung einer Schallquelle nach dem Hallfeld-, nach dem Freifeld- oder dem Vergleichsschallquellenverfahren ist in jedem Fall der **Mittelwert** von an N-Positionen bestimmter Messgrößen, von Schalldruckeffektivwertquadraten oder Schallintensitäten zu bestimmen, dessen Unsicherheit damit wesentlich zur Messunsicherheit der gefragten Schallleistung beiträgt. In den diese Verfahren betreffenden Normen werden verschiedene Zusammenhänge angegeben, nach denen die zur Absicherung einer gegebenen Messunsicherheit erforderlichen Zahl N der Messpositionen zu bestimmen sind. Diese Regeln setzen zufällige Verteilungen der Einzelmesswerte voraus und bestimmen die gefragte Unsicherheit aus der Zahl N zusammen mit einem Streumaß der Einzelmesswerte, also mit Mitteln der Statistik. Das Streumaß ist dabei meist die in ISO 3741 angegebene Standardabweichung der gemessenen N Pegelwerte

$$s = \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1}\sum_{i=1}^{\mathrm{N}}\left(L_{p,i} - \overline{L}_p\right)^2} \text{ in dB} \tag{A.25}$$

oder der Variationskoeffizient in ISO 9614 [48]

$$F_{4,I} = \frac{1}{\overline{I_n}^2} \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum_{i=1}^{N} \left(I_{n,i} - \overline{I_n}^S \right)^2} \tag{A.26}$$

der analog für Schalldruckmessungen umgesetzt werden kann zu

$$F_{4,p^2} = \frac{1}{\overline{\tilde{p}^2}} \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\tilde{p}_i^2 - \overline{\tilde{p}^{2^V}} \right)^2}. \tag{A.27}$$

Für das Schalldruckhüllflächenverfahren (ISO 3744, 3745, 3746) wird die Streuung schließlich durch die Differenz der bei der Messung angetroffenen höchsten zur niedrigsten Messgrößenpegel definiert:

$$\Delta L_p = L_{p,\max} - L_{p,\min}. \tag{A.28}$$

Die Zahl N der zur Unterschreitung einer gegebenen Messunsicherheit u erforderlichen Messpositionen bestimmt sich dann in jedem Fall aus einer Beziehung

$$N = F\left(u, \text{Streumass}\right) \tag{A.29}$$

Für das genormte Schalldruckhüllflächenverfahren ist Gl. A.29 beispielsweise erklärt durch

$$N = \chi \cdot \Delta L_p, \tag{A.30}$$

wobei χ nach Messunsicherheitsklassen die Werte 0,5; 1,0 oder 2,0 annimmt.

Die standardisierte Schallintensitätsmessvorschrift [48] verwendet für die Bestimmung der für eine Messunsicherheitsschranke ΔL mindest erforderliche Zahl N von Messpunkten eine Relation, deren Schalldruck-Analogie beschrieben ist durch

$$N = C \cdot F_{4,p^2}^2 \tag{A.31}$$

mit

$$C = \left(\frac{t_{1-\alpha,N}}{1 - 10^{-0,1 \cdot \Delta L}} \right)^2 \tag{A.32}$$

wobei neben den bereits erklärten Größen $t_{1-\alpha,N}$ der Student-Parameter für den zweiseitigen Test ist, der beispielsweise für das Vertrauensniveau von 95% und ein $N = 6$ den Wert 2,57 und für $N = 12$ den Wert 2,2 hat.

Während im Hallfeldbereich sich „übliche“ Werte für s und N-Werten ergeben, überraschten zunächst hohe Werte für s und dementsprechend auch für N im „Subhallfeldbereich“. Dieser Auffälligkeit wurde nachgegangen und anlässlich DAGA 2005 [36] hierrüber berichtet. Der dafür vorgesehene Publikationsplatz reichte allerdings seinerzeit nur zu einer kurzen mündlichen Präsentation aus, weshalb das seinerzeit Mitgeteilte hier nachfolgend zusammengefasst und wiederholt wird.

Zwischen den in Bild 5.2 für den „Subhallfeldbereich“ ermittelten großen s-Werte und in Bild 5.4 festgestellten Raumresonanzen besteht offensichtlich ein enger Zusammenhang. Die großen s-Werte zeigen stehende Wellen an. Dabei stellt sich ferner die Frage, ob eine Standardabweichung nach Gl. A.25 bei einem solchen systematische Feldverteilung, für stehende Wellen, überhaupt als Indikator für die Messunsicherheit sinnvoll ist. Dies ist zu verneinen. Für eine exakt ausgebildet stehende Welle besteht keine Korrelation zwischen s und der zur Gewährleistung einer oberen Grenze der Messunsicherheit notwendigen Zahl N von Mikrofonpositionen, also zur Sicherung eines hinreichend guten Mittelwerts erforderlich ist. Beispielsweise lässt sich nämlich der Mittelwert für $\cos^2(x)$ von 0,5 (Bild A.10) für jedes äquidistant, auf eine Periode bezogene, gewählte N $\geq$ 3 exakt bestimmen (Bild A.11), unabhängig von s-Werten, die für eine solche Feldverteilung zwischen 0 dB und meist bis zu 40 dB, theoretisch bis ∞ dB schwanken, wie Bild A.12 zeigt.

Eine etwas bessere Korrelation im betrachteten Subhallfeldbereich lässt dagegen der mit ISO 9614 eingeführte und auf Schalldruckquadratmessungen angewandte Indikator F_{4,p^2} nach Gleichung A.27 als ein Variationskoeffizient erwarten, der mit der physikalischen Größe $\tilde{p}_i^2$ und damit nicht mit deren Pegelwerten arbeitet (Bild A.13) [36].

Gleichungen A.31, A.32 aufgelöst nach ΔL ergeben:

$$\Delta L = -10 \lg \left(1 - \frac{F_{4,p}}{\sqrt{\mathrm{N}}} t_{1-\alpha,\mathrm{N}} \right) . \tag{A.33}$$

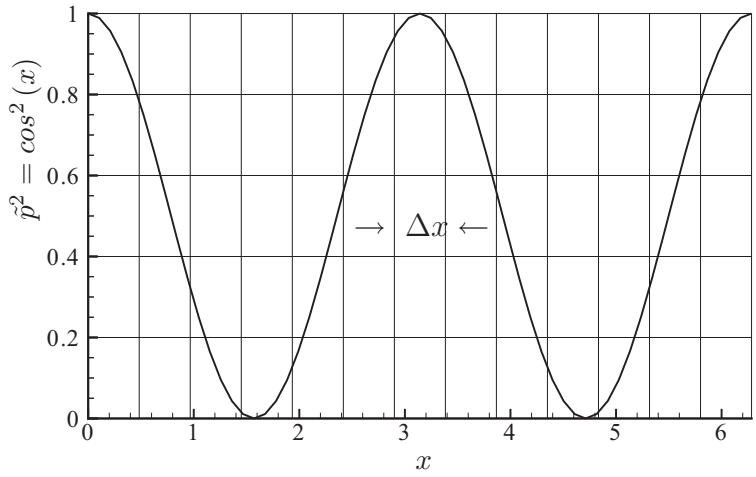

Bild A.10: Funktion $cos^2(x)$ mit Messpunkten des Abstandes Δx

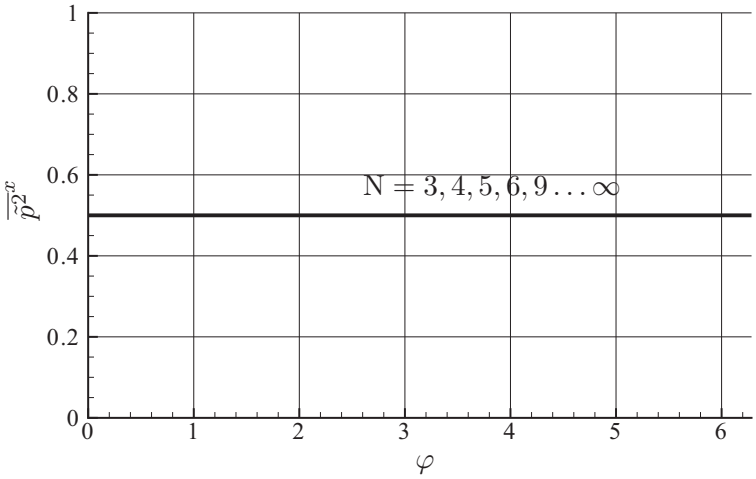

Bild A.11: Mittelwert von $cos^2(x)$ für verschiedene Messpunktzahlen je Wellenlänge

Bild A.15 zeigt für eine Messpunktzahl N von 6 bzw. 12 und mit dem zum beidseitigen Vertrauensniveau von 95% zugehörigen Student-Parameter den Verlauf des Messfehlers ΔL als Funktion vom Inhomogenitätsindikator $F_{4,p}$.

Im praktischen Fall einer Messung im Mini-Hallraum ergaben sich bei Anwendung von Gl. A.31 für eine Messung der $\tilde{p}_i^2$ aus 6 Positionen und Anregung durch die aerodynamische Referenzschallquelle im Messraum eine Verteilung des Inhomgenitätsindikators, wie in Bild A.16 dargestellt. Setzt man dann alle relevanten Werte in Gleichung A.33 ein, so erhält man die in Bild A.17 dargestellten ΔL-Werte.

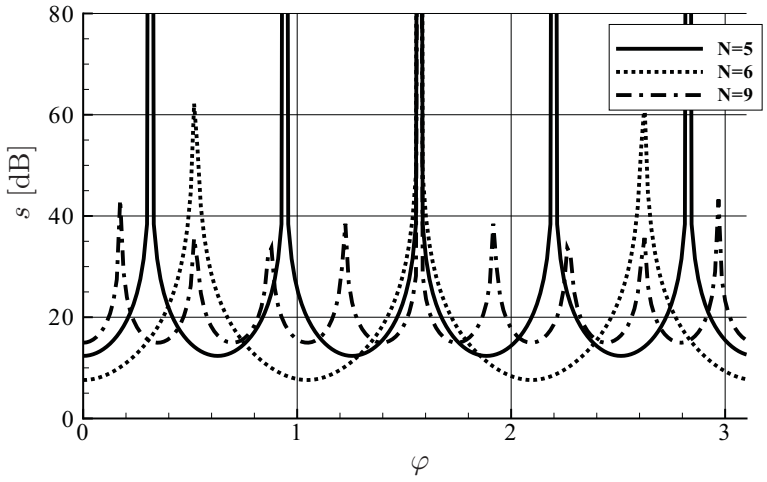

Bild A.12: ISO-Standardabweichung s nach Gleichung A.25 für Messpunktzahl $N = 5, 6, 9$

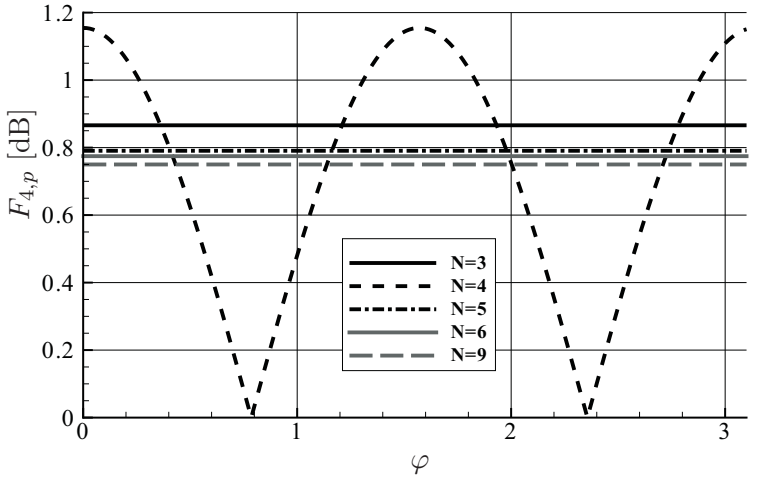

Bild A.13: Variationskoeffizient $F_{4,p}$ nach Gl. A.27 für N = 3,5,6,9 und 4

Zusammenfassend resultieren aus dieser Untersuchung über die Bestimmung der für eine Messunsicherheitsabsicherung notwendige Messpunktzahl im Subhallfeldbereich:

- Ein völlig unbrauchbares, sehr von der Zufälligkeit der Diskretisierungsrasterung abhängigen Verhalten ergibt sich mit dem Indikator ΔL_p nach Gl. A.28, A.29 für ein Feld stehender Wellen, wonach nach Gl. A.30 die für ein solches Feld N-Werte bis ∞ gefordert würden.

- Die von ISO 3741 verwendete Standardabweichung s der Pegelwerte als Streumaß ist im „Subhallfeldbereich“ auch weitgehend ungeeignet.

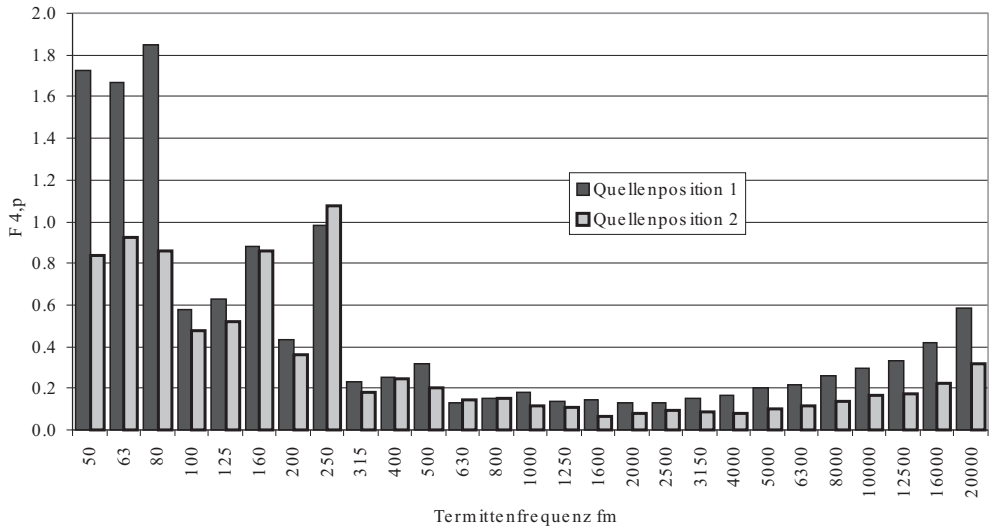

Bild A.14: F_{4,p^2} gemessen im Messraum für je eine Messpunktanzahl von $N = 6$ an zwei verschiedenen Quellenpositionen, Schallquelle: aerodynamische Referenzschallquelle

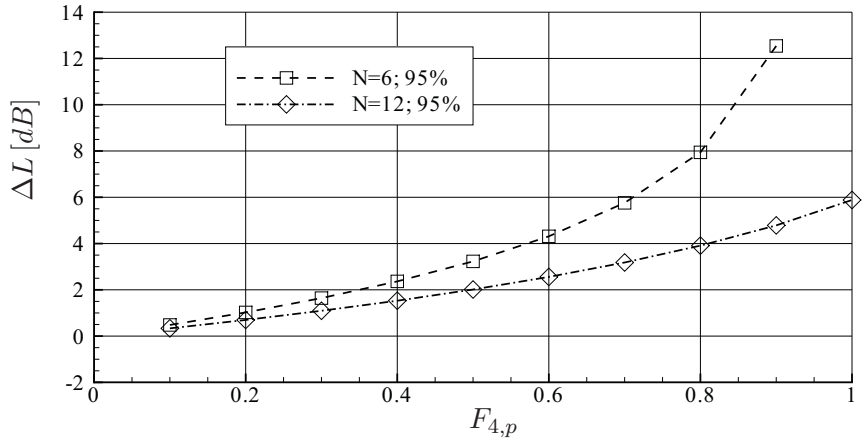

Bild A.15: ΔL aufgetragen über dem linearen Inhomogenitätsindikator $F_{4,p}$ für 95%-Vertrauensniveau und Messpunktanzahl N=6 und N=12

- Die Benutzung des linearen Variationskoeffizient $F_{4,p}$ ist in diesem Bereich zwar zur Messfehlerbestimmung realistischer, führt aber für die vorliegende Schallfeldsituation des Messraums im Subhallfeldbereich sehr wahrscheinlich auch zu überbestimmten N-Werten und zu zu großen Messunsicherheiten ΔL, wenn man die mit den Bildern A.10 und A.11 für stehende Wellen vermittelten Ergebnisse dem gegenüberstellt. Dafür spricht auch, dass mit der größeren Messpunktzahl N=30 nach Bild A.17 sich größere Messunsicherheiten ΔL ergeben als bei den Ergebnissen mit N=6. Die Messung mit N=30

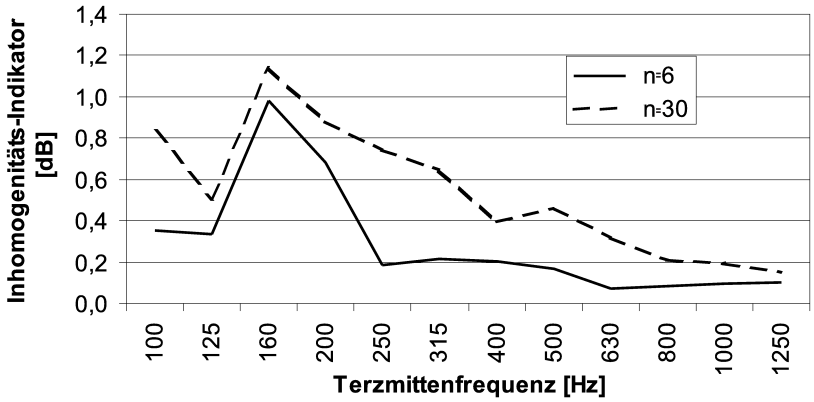

Bild A.16: liniearer Inhomogenitäts-Indikator $F_{4,p}$ bestimmt durch Messung für Messpunktanzahl N = 6 und N = 30

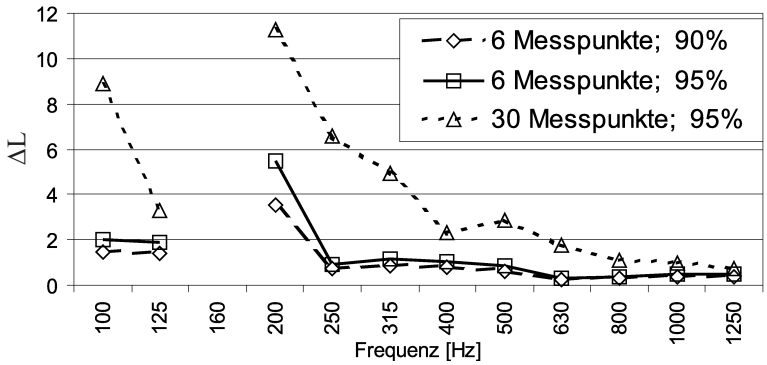

Bild A.17: ΔL für ein Vertrauensniveau von 90% und 95% bestimmt aus Messungen im Messraum und Verwendung der Gl. A.33

erhöht auch die Wahrscheinlichkeit der Verarbeitung von Knotenpunktwerten stehender Wellen bei der $F_{4,p}$-Ermittlung und führt damit zu größeren $F_{4,p}$ und dann fälschlich zu stark erhöhten ΔL-Werten.

A.2.2 Kalibrierung der aerodynamische Referenzschallquelle

Die zuvor beschriebene Kalibrierung mit der Kolbenmembran des Messraums ist durch eine Schallabstrahlung ausgezeichnet, der eine kontrollierte Amplitude des schwingenden Kolbens zu Grunde gelegt ist, die nicht wie bei einer aerodynami-

Bild A.18: Aerodynamische Referenzschallquelle Typ 4204 von B&K

schen Schallgenerierung, durch von Raumbegrenzungen beeeinflusste Strömung verändert werden könnte.

Die zuvor beschriebene Kalibrierung des Messraums durch die Kolbenmembran wird mit der aerodynamischen Referenzschallquelle Typ 4204 von B&K A.18 gleichermaßen wiederholt und die zuvor erklärte Differenz Δ_{Hall}

$$\Delta_{\mathrm{Hall}} = L_{W,\mathrm{RSS}} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS}}}^{V}, \tag{A.34}$$

nun mit dieser Schallquelle als Kalibrierwert zusammen mit Gl. 5.33, 5.35, 5.37 bestimmt (siehe auch Bild A.25).

A.2.3 Berücksichtigung meteorologischer Einflüsse

Da die Schallerzeugung umlaufender Kreiszylindern in Gasen, also die aerodynamische Schallerzeugung gefragt ist und diese durch unterschiedliche meteorologische Bedingungen, allgemein durch verschiedene statische Drücke und Temperaturen beeinflusst ist, werden diese Einflüsse abhängig von den jeweiligen Geräuscherzeugungsmechanismen zusammenfassend nachfolgend dargestellt. Hierzu wird auf die diesbezügliche Literatur [32] verwiesen.
Das Abstrahlverhalten eines Monopols wird durch eine Gesetzmäßigkeit

$$P \cong \left(\frac{\rho}{c}\right)^{1} \tag{A.35}$$

gekennzeichnet. Das einer Dipolquelle durch

$$P \cong \left(\frac{\rho}{c^3}\right) \tag{A.36}$$

und für Quadrupolquellen

$$P \cong \left(\frac{\rho}{c^5}\right). \tag{A.37}$$

Die zuvor behandelte Kolbenmembran besitzt im relevanten Subhallfeld-Bereich eine Monopolcharakteristik (siehe Bild A.6). Bei den zu untersuchenden aerodynamischen Geräuschquellen, den Kreiszylindern im Rundlauf, ist die Dipolquelle dominant.

Der zu einer bestimmten meteorologischen Randbedingungen (p_s; Θ) erhaltene Schallleistungspegel L_W wird auf den für meteorologische Normbedingungen ($B_N = 101,325$ kPa; $T_N = 273,16 + 23,6$ K) geltenden Norm-Schallleistungspegel $L_{W,N}$ wie folgt umgerechnet [32]:

$$L_{W,N} = L_{W,\text{Mess}} + C \tag{A.38}$$

für Monopolquellen:

$$C = -10\text{lg}\frac{B}{B_N} + 15\text{lg}\frac{T}{T_N} \tag{A.39}$$

für Diopolquellen:

$$C = -10\text{lg}\frac{B}{B_N} + 25\text{lg}\frac{T}{T_N} \tag{A.40}$$

für Quadrupolquellen:

$$C = -10\text{lg}\frac{B}{B_N} + 35\text{lg}\frac{T}{T_N} \tag{A.41}$$

A.2.4 Kalibrierung des Messraums für verschiedene Helium-Luft-Gemische

Zur Erläuterung der nachfolgend diskutierten Kalibrierkurven, verschiedener Gasgemische bzw. Schallgeschwindigkeiten wird zuerst der Frequenzgang des Schalldruckpegels im Messraums für verschiedene Helium-Luft-Gemische betrachtet.

Bild A.19 zeigt den Frequenzgang des Messraumes, angeregt mit einem Sinus-Sweep der Kolbenmembran für verschiedene Schallgeschwindigkeiten für Frequenzen von 50 Hz bis 450 Hz.

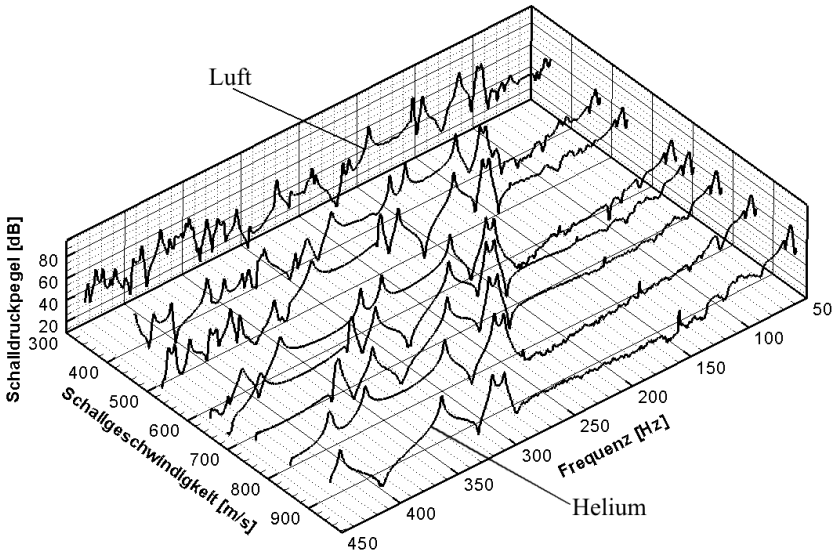

Bild A.19: Frequenzgang des Schalldruckpegels im Messraum für verschiedene Gasgemische, beschrieben durch die zugeghörigen Schallgeschwindigkeiten, Bandbreite der Messung: 0,5 Hz

Dabei steht die hinterste Kurve für den Frequenzgang in reiner Luft ($c \approx 340\text{m/s}$), die vorderste für fast reines Helium ($c = 954\text{m/s}$). Die Verschiebung der Resonanzfrequenzen hin zu höheren Frequenzen aufgrund der größeren Wellenlänge in Helium ist deutlich zu erkennen. Die erste Resonanz verschiebt sich so im Beispiel von ca. 110 Hz in Luft auf 300 Hz in Helium. Auffällig ist des weiteren der relativ konstant niedrige Pegel in Helium bei niedrigen Frequenzen, im Bereich von Wellenlänge zwischen 3,2 m und 6,4 m. Bezogen auf die mittlere Raumabmessung ergibt sich hierfür die Relation $0,25 < L_\text{m}/\lambda < 0,5$. Dieser Bereich liegt damit

oberhalb der Druckkammergesetzmäßigkeit bei $L_\mathrm{m}/\lambda = 0,25$ und unterhalb der ersten Resonanz bei $L_\mathrm{m}/\lambda = 0,5$.

Die bei konstanter Frequenz festgestellte Differenz $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ ist dabei für die verschiedenen Gemische bzw. Schallgeschwindigkeiten von den spektralen Werten des Spektrums in Luft abzuziehen:

$$\Delta_\mathrm{He/Lu} = \overline{L_{p,\mathrm{RSS,Luft}}}^{V} - \overline{L_{p,\mathrm{RSS,He/Lu-Gemisch}}}^{V} \tag{A.42}$$

Bild A.20 zeigt $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ für verschiedene Schallgeschwindigkeiten, bei absolut konstanter Bandbreite.

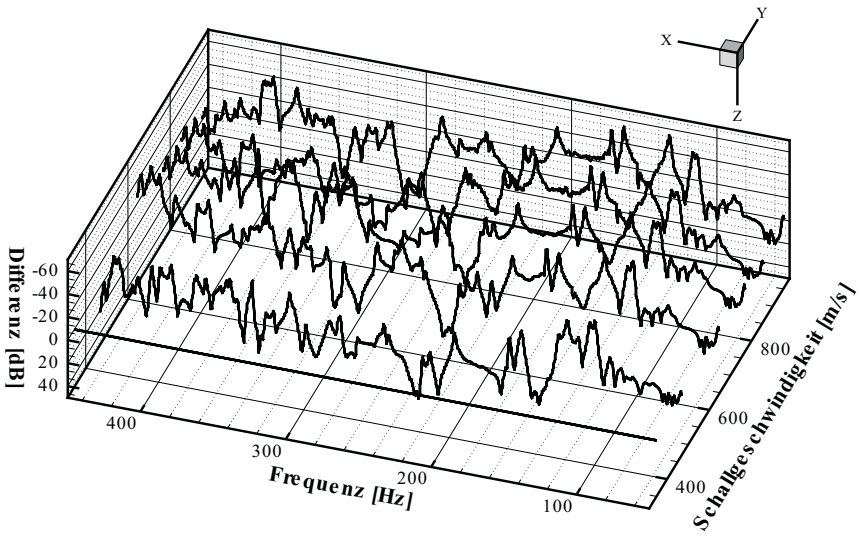

Bild A.20: Korrekturspektren $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ für verschiedenen Schallgeschwindigkeiten, Bandbreite der Messung: 0,5 Hz

Betrachtet man schließlich auch die in Terzbreite dargestellten $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ (Bild A.21), so erkennt man, dass das Maximum der Differenz sich bei Schallgeschwindigkeiten größer 670 m/s bei 125 Hz, bei niedrigeren Schallgeschwindigkeiten bei 100 Hz liegt. Für Frequenzen größer 250 Hz ist das Korrekturspektrum der $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ flacher, da es in diesem Bereich zu mehreren Überlagerungen von Maxima und Minima kommt, die durch die größer werdende Terbandbreite geglättet werden. Die $\Delta_\mathrm{He/Lu}$ steigen stetig zu höheren Frequenzen und Schallgeschwindigkeiten an.

Bild A.22 zeigt die Korrekturspektren bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten in Terzbandbreite.

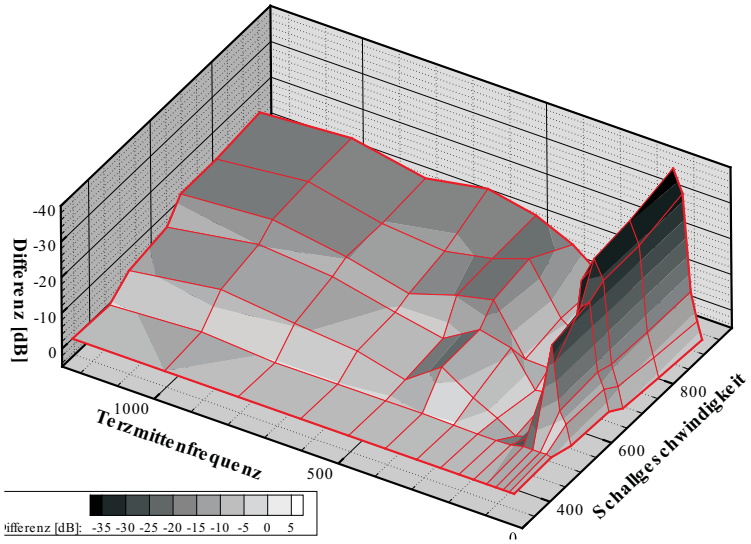

Bild A.21: Korrekturspektren $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$ für Helium-Luft-Gemische und Schallgeschwindigkeiten, Terzbandbreite

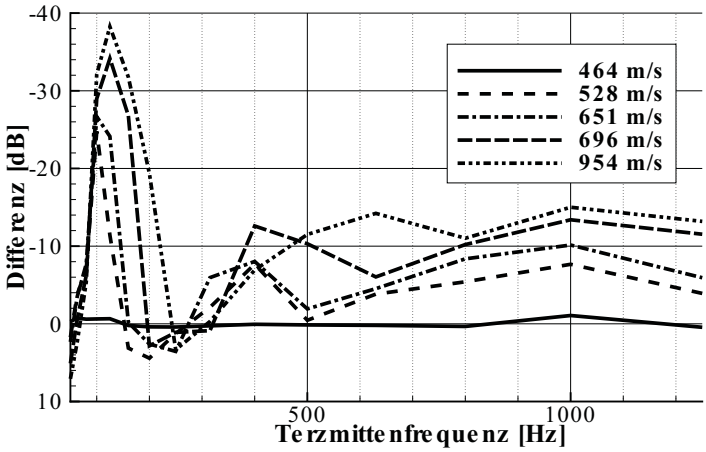

Bild A.22: Korrekturspektren $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$ für verschiedene Helium-Luft-Gemische bei Schallgeschwindigkeiten von 464 m/s, 528 m/s, 651 m/s, 696 m/s und 954 m/s in Terzbandbreite

Betrachtet man die Standardabweichungen und den Variationskoeffizienten der sechs Messpunkte der Messungen bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten, so zeigt sich eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Schallfeldungleichförmigkeitsindikatoren sind dort besonders groß, wo die Wellenlänge der Anregung gleich der mittleren Kantenlänge oder einem vielfachen ist. Bei einer Betrachtung über der Frequenz wäre diese Abhängigkeit damit aber auch nicht zu erkennen gewesen.

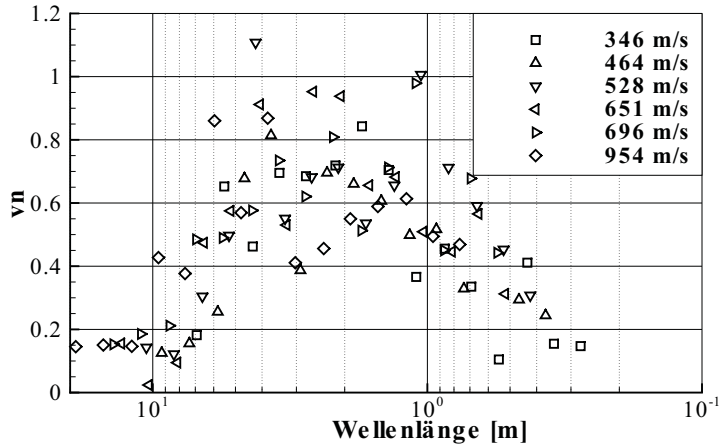

Bild A.23: Variationskoeffizient $v_n = F_{4,p^2} = \frac{1}{\overline{\tilde{p}^2}} \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum \left(\tilde{p}_i^2 - \overline{\tilde{p}^{2V}} \right)^2}$ der Schalldruckeffektivwertquadrate von 6 Messpositionen für verschiedene Helium-Luft-Gemische gekennzeichnet durch die zugeordnete Schallgeschwindigkeit, bei Anregung durch die aerodynamsiche Referenzschallquelle

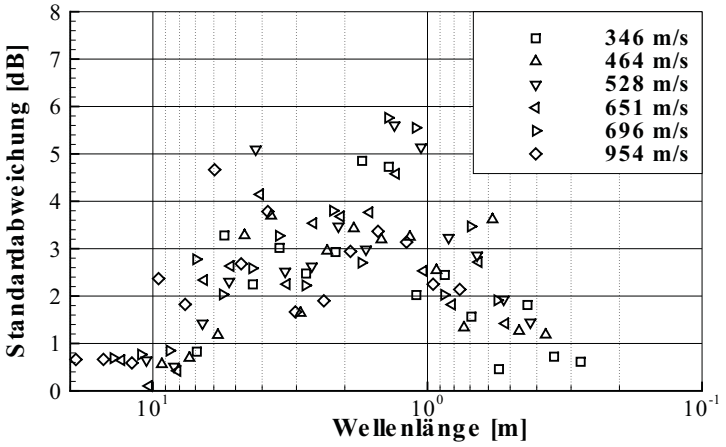

Bild A.24: Standardabweichung $s = \sqrt{\frac{1}{\mathrm{N}-1} \sum_{i=1}^{\mathrm{N}} \left(L_{p,i} - \overline{L}_p \right)^2}$ der Schalldruckpegel von 6 Messpositionen für verschiedene Helium-Luft-Gemische, bei Anregung durch die aerodynamsiche Referenzschallquelle

Die Schallabstrahlung der betrachteten Kolbenmembran ist im Bereich tiefer Frequenzen, für Wellenlänge λ groß gegenüber Kolbendurchmesser D, durch eine Monopolcharakteristik gekennzeichnet und im höheren Frequenzbereich proportional (ρc). Die Kalibrierung mit der Kolbenmembran lässt also für eine aerodnamische Schallquelle abweichende Ergebnisse erwarten.

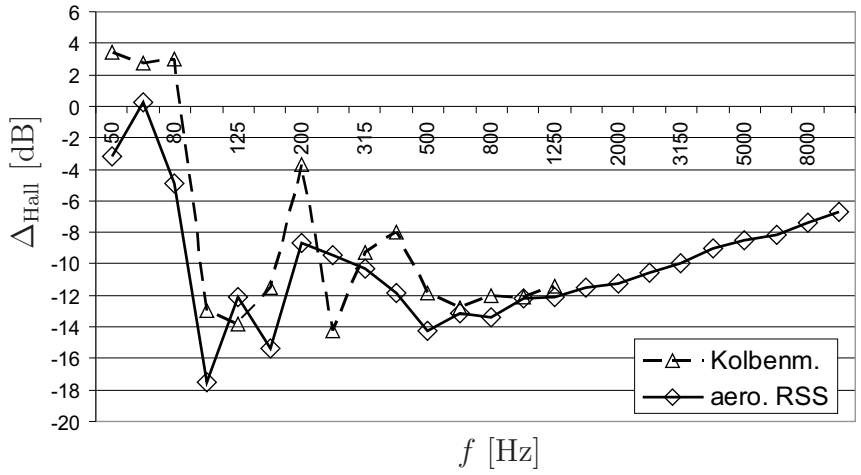

Bild A.25: Korrektur $\Delta_{\mathrm{Hall}} = L_{W,\mathrm{aero,FF}} - \overline{L_{p,\mathrm{aero,Hall}}}$ nach dem Vergleichsschallquellenverfahren nach Gl. 5.33 für die aerodynamische Referenzschallquelle und die Kolbenmembran

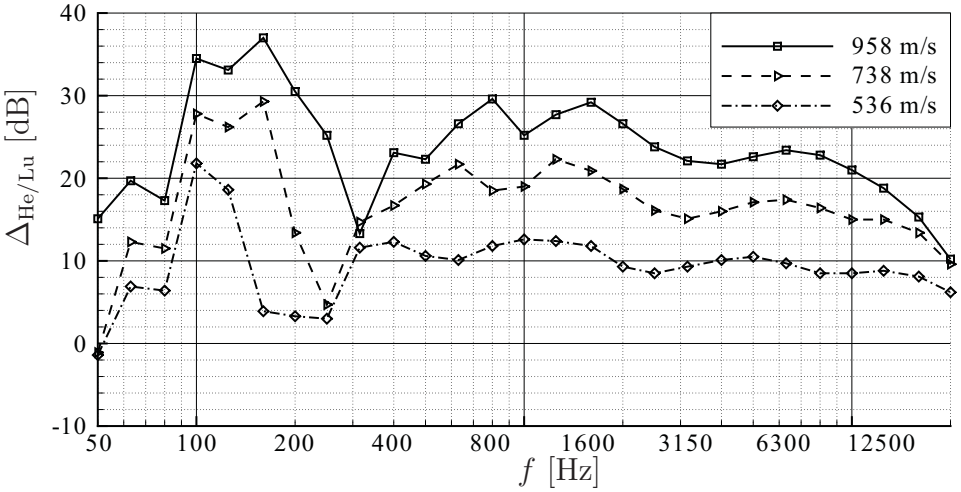

Bild A.26: Korrektur $\Delta_{\mathrm{He/Lu}} = \overline{L_{p,\mathrm{aero,Luft}}} - \overline{L_{p,\mathrm{aero,Helium}}}$ nach dem Vergleichsschallquellenverfahren nach Gl. 5.33 mit der aerodynamischen Referenzschallquelle in Helium für verschiedene Gasgemische bzw. verschiedene Schallgeschwindigkeiten

Für eine der vorliegende Aufgabe näher liegende Kalibrierung wurde deshalb diese auch mit einer aerodynamische Referenzschallquelle vom Typ 4204 der Firma Brüel & Kjaer durchgeführt (Bild A.18). Die Quelle besteht aus einen Zentrifugallüfter, der von einem Asynchronmotor angetrieben wird und dessen Drehzahl, wie auch kontrolliert unabhängig von der Last, also auch unabhängig von der Dichte des Mediums ist.

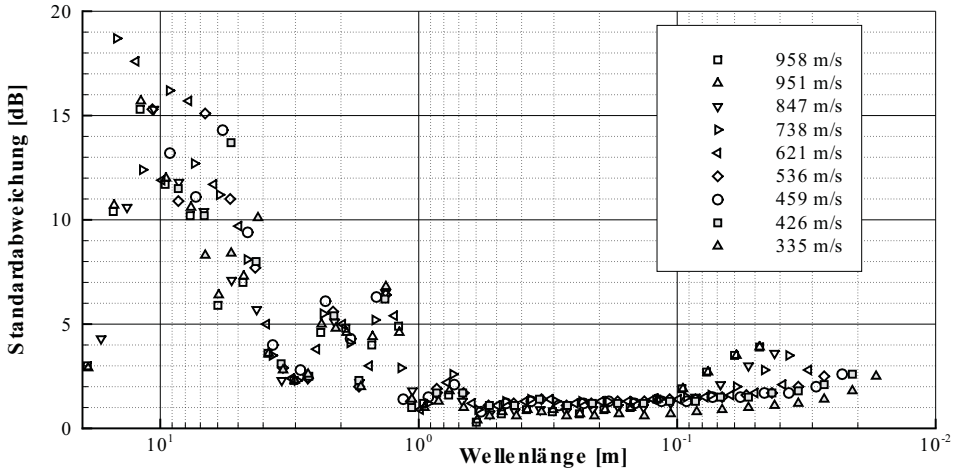

Bild A.27: Standardabweichung s nach Gl. A.25 der im Messraum bestimmten Schalldruckpegel an 6 Mikrofonpositionen bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten und Verwendung der aerodynamischen Referenzschallquelle. (Zum Nutzen der hohen s-Werte für die Messunsicehrheit wird auf die Diskussion von Abschnitt A.2.1 verwiesen)

Bild A.25 zeigt äquivalent zu Bild A.9 die Korrektur Δ_{Hall} für tiefe Frequenzen nach dem Vergleichsschallquellenverfahren. Die Korrektur ist für die aerodynamische Schallquelle sowie für die Kolbenmembran dargestellt. Durch die geringere Richtcharakteristik der aerodynamischen Referenzschallquelle im Vergleich zur Kolbenmembran sind die Schwankungen bei den Eigenfrequenzen des Testraums geringer. Dabei wurde die Schallleistung der aerodynamischen Referenzschallquelle zuvor unter Freifeldbedingungen mit dem Schallintensitätshüllflächenverfahren der Genauigkeitsklasse 1 ermittelt.

Letztendlich ist in Bild A.26 exemplarisch die Korrektur $\Delta_{\mathrm{He/Lu}}$, die die akustischen Eigenschaften von Helium in Abstrahlung und Übertragung beschreibt, für drei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten dargestellt. Bild A.27 zeigt die dazugehörigen Standardabweichungen s nach Gl. A.25 der im Schallfeld an 6 Mikrofonpositionen durchgeführten Einzelmessungen. Entspricht die Schallwellenlänge der mittleren Kantenlänge des Messraums von ca. 1,5 m so werden große s-Werte angezeigt, die aber wie zuvor festgestellt nicht notwendig auf größere Messunsicherheiten hinweisen.

A.2.5 Zusammenfassung zur Kalibrierung des Messraums im „Subhallfeldbereich“

Für die Kalibrierung des Messraums für Luft im „Subhallfeld-Bereich“, also in dem Frequenzbereich $f < 600$ Hz ist die Hallraumformel für den vorliegenden Messraum nicht anwendbar, insbesondere nicht für den dort angegebenen Zusammenhang zwischen tatsächlicher Messunsicherheit und zugeordneter Anzahl von Messpositionen.

Ein Kalibrierfaktor Δ_{Hall} wurde bestimmt, eine Umrechung des mittleren Schalldruckpegels des Messraums in eine Schallleistung ermöglicht.

Dieser Faktor wurde mit zwei in ihren Schallerzeugungsmechanismen unterschiedlichen Referenzschallquellen ermittelt. Zum einen mit einem Körperschallstrahler (Kapitel A.2.1), einer Kolbenmembran, zum anderen mit einer aerodynamischen Referenzschallquelle (Kapitel A.2.2). Aufgrund der Ähnlichkeit der Schallgenerierung zu den Kreiszylindern im Rundlauf wurde der mit der aerodynamischen Referenzschallquelle ermittelte Kalibrierfaktor für die weiteren Auswertungen verwendet.
In einem zweiten Schritt wurde eine Kalibrierung des Messraums für verschiedene Helium-Luft-Gemische vorgenommen (Kapitel A.2.4). Für diesen Kalibrierfaktor $\Delta_{\mathrm{He/Lu}} = \overline{L_{p,\mathrm{aero,Luft}}} - \overline{L_{p,\mathrm{aero,Helium}}}$ wurde die Differenz des mittleren Schalldruckpegels der aerodynamischen Referenzschallquelle in Luft, zu dem im zu kalibrierenden Helium-Luft-Gasgemischs über der Frequenz bestimmt.

Die Messunsicherheit im Subhallfeldbereich war in Kapitel A.2.1 Gegenstand eingehender Untersuchungen. Auslöser hierzu waren die großen Werte für die Standardabweichung der Schalldruckpegel im Messraum. Diese stehen in einem engen Zusammenhang mit den festgestellten Raumresonanzen, den den Raumabmessungen zugeordneten stehende Wellen.
Weiterreichende Untersuchungen ergaben, dass die Standardabweichung der Schalldruckpegel für stehende Wellen kein sinnvolles Maß für die Bestimmung einer zur Absicherung höchst zulässigen Messunsicherheiten notwendiger Zahl N von Messpunkten ist. Die Standardabweichung hängt, wie ein einfaches Beipsiel zeigt, für eine solche systematische Schallfeldverteilung sehr von der Zufälligkeit der Messpunkt-Diskretisierung an und kann unendlich große Werte annehmen, obwohl der Mittelwert $\overline{\tilde{p}^2}$ sich ab $N = 2$ präzise bestimmen lässt.

Eine bessere Korrelation zeigte sich bei Anwendung des Variationskoeffizienten, des Schalldruckeffektivwertquadrats, der ohne Pegelwerte arbeitet. Bei äquidistanter Messpunktverteilung ergibt sich unabhägig von der Lage der N Messpositionen auf der stehenden Welle ab $N > 4$ ein konstanter Wert, der mit einer größeren Anzahl N von Messpunkten auch geringfügig kleiner wird. Aber auch die hiermit auf einer statischen Grundlage für eine Messunsicherheitsschranke bestimmten N-Werte sind im Subhallfeldbereich sehr wahrscheinlich noch deutlich überbestimmt.

A.3 Zur Durchführung der Mikrofonkalibrierung in Helium-Luft-Gemischen

Die Kalibrierung eines Kondensatormikrofons mit Hilfe eines elektrostatischen Gitters bietet sich nicht nur im Medium Luft, sondern auch bei Vorliegen verschiedener Gase an. Das Verfahren soll zunächst kurz beschrieben und danach auf die spezielle Durchführung bei den Gasgemischen eingegangen werden.

Bild A.28 zeigt eine Prinzipskizze des bei der Kalibrierung mit dem elektrostatischen Gitters verwendeten Messaufbaus. An das elektrostatische Gitter und das Mikrofon wird eine von einem Frequenzgenerator erzeugte, verstärkte Spannung angelegt. Die Spannung soll aus einer Gleichspannung (DC) mit überlagerter Wechselspannung (AC) bestehen. Nach den Vorschlägen in der Norm [15] soll die DC-Spannung zwanzig mal höher sein, als die angebrachte AC-Spannung und die DC-Spannung soll bei einem Abstand d des Gitters von der Mikrofonmembran von 0,5 mm typischerweise bei 800 V liegen. Das bedeutet, dass die AC-Spannung 40 V nicht überschreiten darf.

Da am Institut keine Möglichkeit besteht, einer Gleichspannung eine Wechselspannung zu überlagern, wird zur Kalibrierung eine reine Wechselspannung mit 300 V verwendet. Bei der Kalibrierung ist dabei darauf zu achten, dass das Ausgangssignal des Mikrofons dann die doppelte Frequenz des Eingangssignals besitzt.

Der Frequenzgenerator gibt dabei einen Sinussweep von 42 Hz bis 760 Hz und einen von 686 Hz bis 11600 Hz ab [1]. Die Spannung ist auf 0,33 V eingestellt. Die Sweepdauer ist für den nieder- und für den hochfrequenten Bereich jeweils 62 s. Von dem Messsystem wird die Frequenzantwort als Campbelldiagramm, das

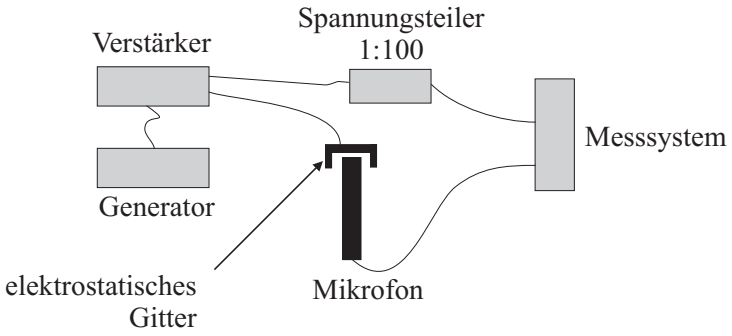

Bild A.28: Prinzipskizze des Messaufbaus mit elektrostatischem Gitter

Spannungssignal des Mikrofons und das um den Faktor 1:100 reduzierte Spannungssignal des Verstärkers über der Zeit aufgezeichnet.

Zur Sicherstellung der Kalibrierung ist der Frequenzgang des Spannungsteiler zuvor zu bestimmen. Dazu wird der Spannungsteiler direkt an den Frequenzgenerator angeschlossen und die Spannungspegel über der Frequenz aufgezeichnet (Bild A.31). Da der Sinusgenerator selbst auch ein nicht lineares Signal ausgibt (Bild A.29 und Bild A.30), ist das Signal des Generators von dem gemessenen Ausgangssignal abzuziehen. Man erhält somit die Übertragungsfunktion des Spannungsteilers $H_{\mathrm{U-Teiler}}$ (Bild A.32). Da die Abweichungen danach von einem linearen Verhalten nur um maximal 0,03 dB differieren, kann auf eine Spannungsteiler-Korrektur verzichtet werden.

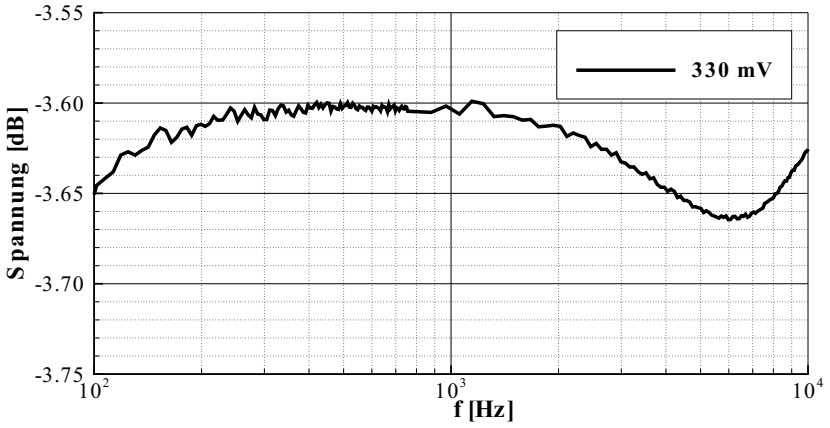

Bild A.29: Frequenzgang des Frequenzgenerators bei der Einstellung Sinussweep (330mVrms)

Als Bezugswert der Kalibrierung mit dem elektrostatischen Gitter, wird eine Absolutkalibrierung des Mikrofons mit einem Pistofon in Luft vorgenommen. Die

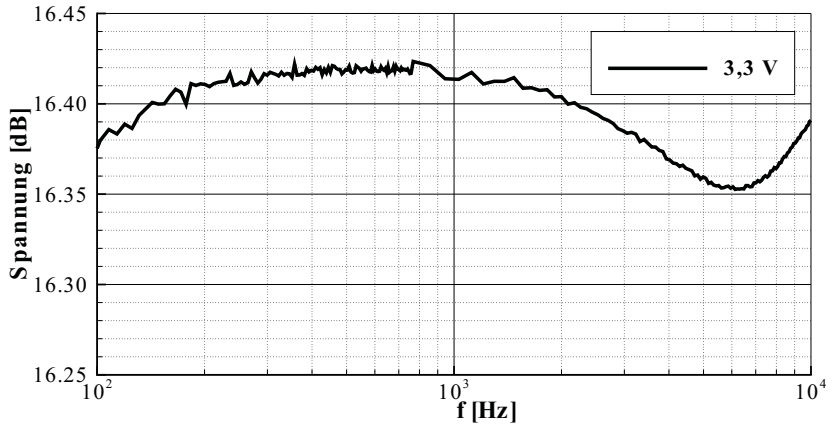

Bild A.30: Frequenzgang des Frequenzgenerators bei der Einstellung Sinussweep (3,3 Vrms)

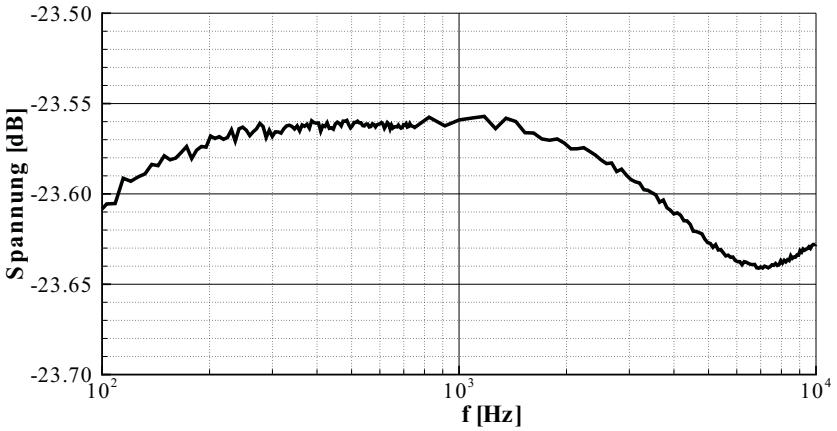

Bild A.31: Ausgangsspannung des Spannungsteilers bei der Einstellung Sinussweep (3,3 Vrms)

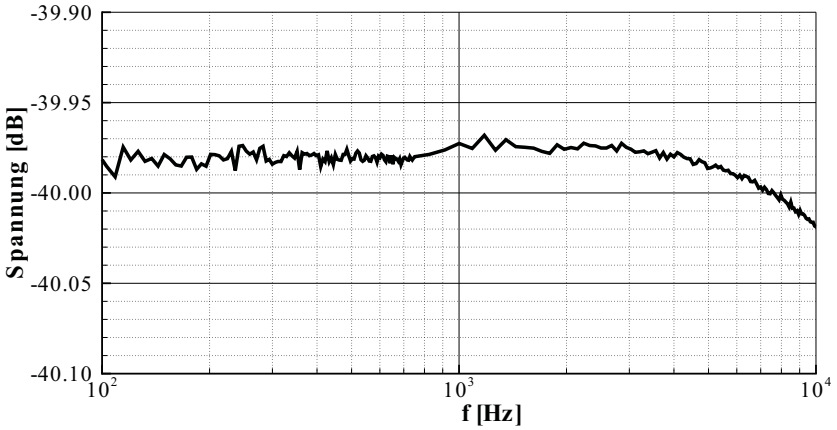

Bild A.32: Übertragungsfunktion des Spannungsteilers

Frequenz des Pistofons ist 250 Hz. Der atmosphärische Luftdruck wird zur Dokumentation mit aufgezeichnet.

Die Übertragungsfunktion $H_{\mathrm{Lu}}(f)$ des Mikrofons wird zuerst in Luft ermittelt. Dazu wird das Mikrofon über das elektrostatische Gitter mit einem Sinussweep in Luft unter Normaldruck angeregt. Dabei wird das um Faktor 100 reduzierte Spannungssignal des Verstärker $L_{\mathrm{U,U-Teiler}}(t)$ und das Spannungssignal des Mikrofon über der Zeit $L_{\mathrm{U,Mikro,Lu}}(t)$ und desweiteren die FFT vom Mikro über der Zeit als Campbell-Diagramm aufgezeichnet. Mit diesen Daten werden die zeitabhängigen Spannungssignale auf frequenzabhängige Signale $(L_{\mathrm{U,Mikro,Lu}}(f)/L_{\mathrm{U,Verstarker}}(f))$ umgerechnet. Das Spannungssignal vom Verstärker $L_{\mathrm{U,U-Teiler}}(f)$ wird konstant gehalten.

Da das Mikrofon in Luft bei 250 Hz und einem Pegel von 124 dB absolut kalibriert wurde, kann dieser Frequenz der Spannungspegel des Verstärkers $L_{\mathrm{U,Amp}}(250\mathrm{Hz})$ direkt einem Schalldruckpegel zugeordnet werden.

Der Frequenzgang des Mikrofon $L_{\mathrm{U,Mikro,Lu}}(f)$ wird mittels der Differenz $\triangle_{\mathrm{250Hz/Lu}}$ normiert.

$$\triangle_{\mathrm{250Hz/Lu}} = L_{\mathrm{U,Mik,Lu}}(250\mathrm{Hz}) - L_{\mathrm{U,U-Teiler}}(250\mathrm{Hz}) \tag{A.43}$$

Von dem Spannungspegel des Mikrofons bei 250Hz $L_{\mathrm{U,Mik,Luft}}$ wird der konstante Spannungspegel des Verstärkers $L_{U,U-Teiler}(f)$ subtrahiert. Daraus folgt die normierte Übertragungsfunktion des Mikrofons in Luft $H_{\mathrm{Lu}}(f)$.

$$H_{\mathrm{Lu}}(f) = L_{\mathrm{U,Mik,Lu}}(f) - L_{\mathrm{U,Amp}}(f) + \triangle_{\mathrm{250Hz/Lu}} \tag{A.44}$$

Als nächstes wird der Frequenzgang bzw. die Übertragungsfunktion des Mikrofons in **Helium** untersucht. Diese berechnet sich nach

$$H_{\mathrm{He}}(f) = L_{\mathrm{U,Mik,He}}(f) - L_{\mathrm{U,Amp}}(f) + \triangle_{\mathrm{250Hz/Lu}}. \tag{A.45}$$

Dieser Vorgang wird für mehrere verschiedene Heliumkonszentrationen wiederholt.

In dem Bild A.33 sind die Frequenzantworten eines kalibrierten Mikrofons vom Typ 4190 bei verschiedenen Heliumkonzentrationen dargestellt.

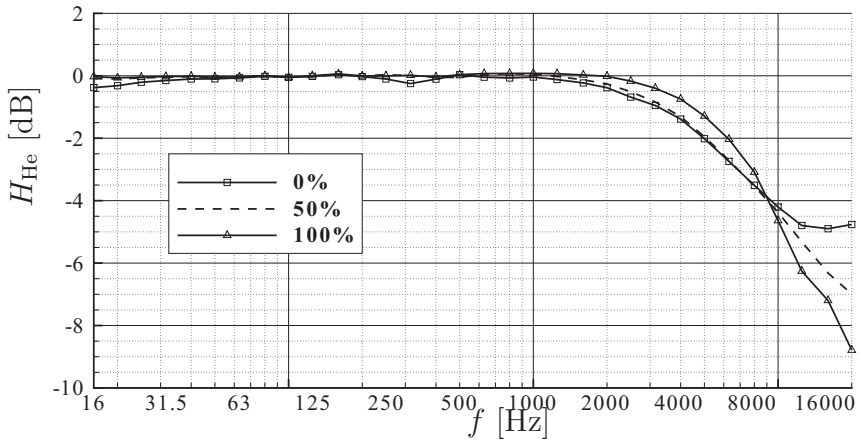

Bild A.33: Übertragungsfunktion H_{He} des Mikrofons vom Typ 4190, SN: 2455280 bei Anregung mit einer elektrostatischen Anregeelektrode bei verschiedenen Heliumkonzentrationen

Liegt an den Platten des vom Gitter und der Membran gebildeten Kondensators eine Spannung an, so ist die Anregeelektrode die Membran über ihre ganze Fläche mit der Kraft F beaufschlagt. Der entsprechende elektrostatisch erzeugte Druck p_{act} ergibt sich aus Gleichung A.46.

$$p_{act} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{gas}}}{2\,d^2} U^2 \tag{A.46}$$

Daraus folgt mit $U = \hat{u}\sin(\varpi t)$ und den zur Gleichung 5.50 erklärten Symbolen

$$p(t) = \frac{\varepsilon \hat{u}^2}{2\,d^2} \sin^2(\varpi t) \tag{A.47}$$

oder

$$p(t) = \frac{\varepsilon \hat{u}^2}{2\,d^2} - \frac{\varepsilon \hat{u}^2}{2\,d^2} cos(2\,\varpi t) \tag{A.48}$$

Diese Gleichung erfasst den statischen und den dynamischen Anteil, wobei als Schalldruck nur der dynamische Anteil (Wechselanteil) gemessen wird. Aus dem dynamischen Anteil folgt der Schalldruckeffektivwert:

$$\tilde{p}(t) = \frac{\varepsilon \tilde{u}^2}{2\,d^2} \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{A.49}$$

Quadriert und mit p_0^2 und u_0^4 erhält man

$$\frac{\tilde{p}^2(t,p_{stat})}{p_0^2} = \frac{\varepsilon^2 \tilde{u}^4(t,p_{stat})}{8\,d^4}\frac{u_0^4}{u_0^4\,p_0^2} \tag{A.50}$$

und schließlich

$$L_p(t,p_{stat}) = 10\lg\left(\frac{\tilde{p}^2(t,p_{stat})}{p_0^2}\right) dB \tag{A.51}$$

$$L_u(t,p_{stat}) = 10\lg\left(\frac{\tilde{u}^2(t,p_{stat})}{u_0^2}\right) dB \tag{A.52}$$

sowie mit Gleichung A.50

$$L_p(t,p_{\mathrm{stat}}) = 10\lg\left(\frac{\tilde{u}^4(t,p_{\mathrm{stat}})}{u_0^4}\right)\mathrm{dB} + 10\lg\left(\frac{\varepsilon^2}{8d^4}\frac{u_0^4}{p_0^2}\right)\mathrm{dB} \tag{A.53}$$

$$= 2L_u(t,p_{stat}) + A_1 \tag{A.54}$$

Betrachtet man A_1 bei einem konstanten Abstand d und mit $\varepsilon_{\mathrm{Luft}} = 1,00059$ und $\varepsilon_{\mathrm{Helium}} = 1,0055$ ergeben sich bei allen Mischungsverhältnissen Werte für A_1, die nicht weiter als 0,04 dB auseinanderliegen. A_1 kann also als konstant angenommen werden, wenn das elektrostatoische Gitter während des Mediumwechsels nicht von dem Mikrofon genommen wird und d somit sicher konstant bleibt.

Da spätere Messung mit relativ konstanter Bandbreite durchgeführt werden, müssen die so ermittelten Kalibrierwerte in absolut konstante Bandbreiten umgerechnet werden.

Die Berechnung der Terzwerte für weisses Rauschen folgt aus:

$$H(f_{\mathrm{m,Terz}}) = 10\lg\left(\frac{1}{B_{Terz}}\sum_{f_i=f_{u,Terz}}^{f_{0,Terz}} 10^{\frac{H(f_i)}{10dB}} B(f_i)\right) dB \tag{A.55}$$

$$f_0 = f_u K \tag{A.56}$$

$$K = 10^{\mathrm{vsweep}\Delta t} \tag{A.57}$$

$$B(f_i) = f_i\frac{K-1}{\sqrt{K}} \tag{A.58}$$

$$B_{Terz} = \sum_{f_i=f_{u,Terz}}^{f_{0,Terz}} B(f_i) \tag{A.59}$$

Freifeldkorrektur

Eine Kalibrierung mit der elektrostatischen Anregeelektrode kann bekanntlich die Beugungs- und Interferenz-Effekte, die an der Mikrofonmembran unter Frei- oder Diffusfeldbedingungen auftreten, nicht simulieren. Deshalb sind die mit der elektrostatischen Anregeelektrode ermitteltn Kalibrierwerte entsprechend zu korrigieren. Da die Mikrofone in einem Hallfeld eingesetzt werden sollen, ist die Freifeldkorrektur für zufälligen Schalleinfall durchzuführen. Diese Korrektur ist vom Mikrofontyp, vom Schalleinfall und dem verwendeten Medium abhängig. Die Freifeldkorrektur für das kalibrierte Mikrofon vom Typ 4190 für zufälligen Schalleinfall in Luft konnte dem entsprechenden Herstellerdatenblatt entnommen werden [8]. Die Korrekturwerte für das Medium Helium sind aus den Werten in Luft zu bestimmen. Unter der Annahme, dass die Beugungseffekte an der Mikrofonmembran hauptsächlich von dem Verhältnis Luftschallwellenlänge zu Abmessung der Mikrofonkapsel abhängen, wird, um die Freifeldkorrektur für Helium zu bestimmen die Freifeldkorrektur der Luft entsprechend dem Verhältnis $\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{\lambda_{\text{Helium}}} = 2,9$ umgerechnet.

$$\Delta_{\text{Mik}} = H + \Delta_{\text{FFK}} \tag{A.60}$$

Bild A.34 zeigt diese Freifeldkorrektur bei statistischem Schalleinfall in Luft und in Helium. Bild A.35 zeigt exemplarisch die Mikrofonantwort eines verwendeten Mikrofons bei diffusen Schalleinfall und verschiedenen Heliumkonzentrationen.

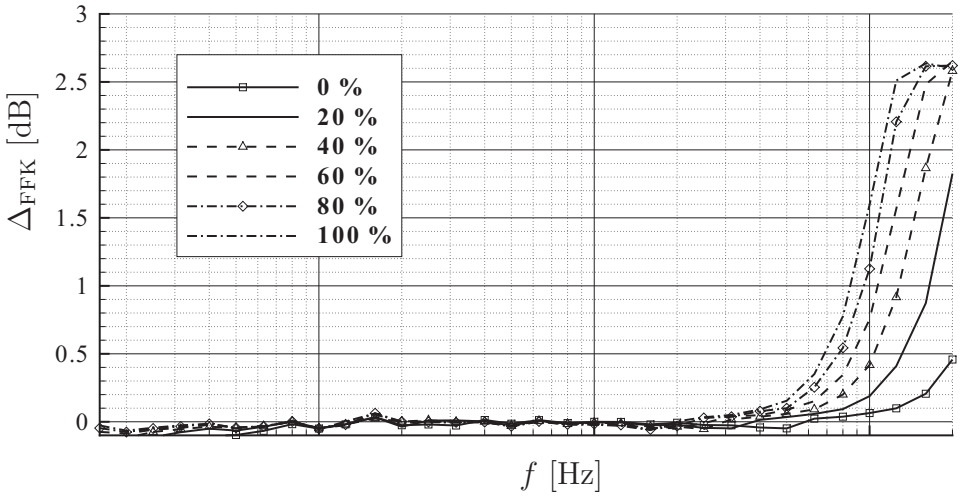

Bild A.34: Freifeldkorrektur bei statistischem Schalleinfall in Luft und in Helium verschiedener Heliumkonzentrationen

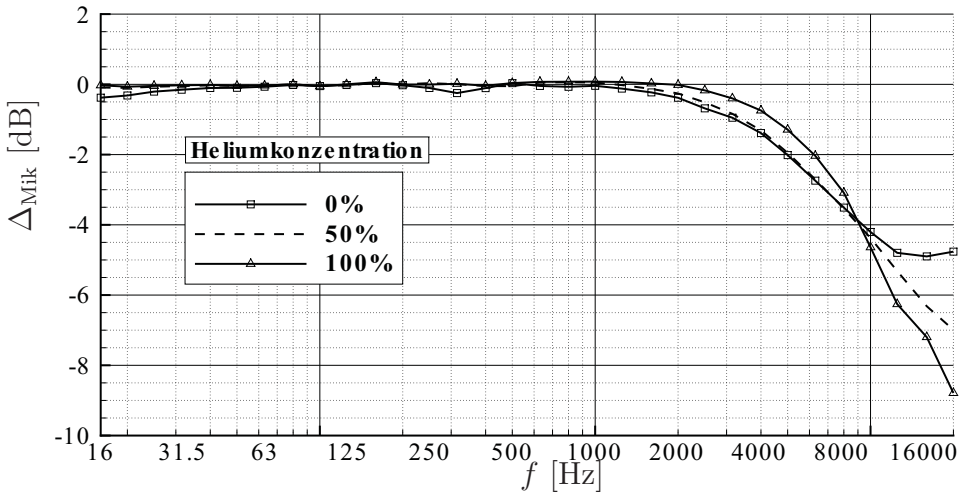

Bild A.35: Frequenzantwort Δ_{Mik} des Mikrofons vom Typ 4190, SN: 2455280 bei verschiedenen Heliumkonzentrationen

A.4 Zur Durchführung der Strömungsmessson-denkalibrierung in Helium-Luft-Gemischen

Die Durchführung von Strömungsmessungen in Gasgemischen verschiedner Zusammensetzung erfordert eine entsprechende Kalibrierung der betreffenden Messsonden. Hierzu werden nachfolgend die für eine derartige Aufgabe relevanten Grundgesetzmäßigkeiten kurz mitgeteilt und danach Angaben zur praktischen Durchführung dieser Kalibrierung vermittelt.

Der Massenstrom durch den von Stromlinien begrenzten Stromfaden ist nach der Kontinuitätsbedingung bei stationären Strömung konstant

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V} = \rho_1 w_1 A_1 = \rho_2 w_2 A_2 = \text{const.} \tag{A.61}$$

und mit dem Newtonschen Grundgesetz folgt aus dem Kräftegleichgewicht in Strömungsrichtung die Eulersche Differentialgleichung mit den hierzu bekannten Symbolen

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + w\frac{\partial w}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial s} - g\frac{\partial z}{\partial s} \tag{A.62}$$

woraus durch Integration längs des Stromfadens sich für inkompressible Strömungen die Bernoulli-Gleichung ergibt

$$\int_1^2 \frac{\partial w}{\partial t} ds + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{p_2 - p_1}{\rho} + g(z_2 - z_1) = 0. \tag{A.63}$$

Eine Integration führt damit zur Ausströmgeschwindigkeit aus der Düse bei Isentropie:

$$w_1 = \sqrt{2 \int_{p_1}^{p_0} \frac{dp}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)}. \tag{A.64}$$

p_0 ist der Druck vor der Düse, p_1 hinter der Düse und ausgrdrückt durch die Machzahl

$$\mathrm{Ma} = \frac{v_{\mathrm{St}}}{c} \tag{A.65}$$

erhält man als Ausströmgeschwindigkeit

$$\mathrm{Ma} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)}. \tag{A.66}$$

Die Empfindlichkeit dieser Messung hängt stark von einer möglichen Temperaturüberhöhung der Filme der Splitfilmsonde (siehe 4.4) ab. Da sich das Gebläse innerhalb einer geschlossenen Umgebung befindet (siehe Bild 5.10), der Gebläsemotor sich schnell erhitzt und kein direkter Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfinden kann, musste auch eine zusätzliche Kühlmöglichkeit geschaffen werden, um auch die Temperatur des Strömungsmediums konstant zu halten. Zur Kühlung wurde in die Ummantelung des Gebläses ein Kühlkreislauf integriert (Bild A.36).

Mit diesem Aufbau konnten bei einer Düsenaustrittsfläche von 60 mm^2 und einem Absolutdruck p_1 von 1000 mbar in der Kuppel Differenzdrücke p_{diff} in Luft von ca. 200 mbar, in Helium von ca. 55 mbar gemessen werden. Nach der umgestellten Gleichung A.67

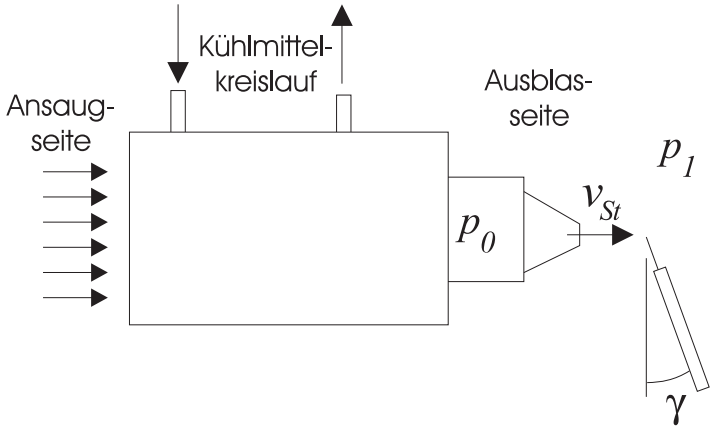

Bild A.36: Einbau der Sonde in die Kalibrierumgebung nach Bild 5.10

$$\mathrm{Ma} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1}\left(1 - \left(\frac{p_1}{p_1 + p_{\mathrm{diff}}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}. \tag{A.67}$$

entspricht dies einer maximal kalibrierbaren Machzahl in Luft von 0,5 und in Helium von 0,25.

Die Kalibrierung einer eindimensionalen Hitzdrahtsonde für die späteren Versuche ist relativ einfach. Die Anströmgeschwindigkeit ist bei verschiedenen Helium-Luft-Konzentrationen zu variieren und die Ausgangsspannung der Messbrücke aufzuzeichnen. Da dieses für diskrete Punkte geschieht, erhält man Kalibrierpunkte, die in ein Diagram eingetragen werden und mittels eines Polynoms 4. Ordnung, wie auch von [50] vorgeschlagen, in Kalibrierkurven überführt werden.

Bei Wittstock [78] wurden die Versuche im Messraum bei zuvor festgelegten Unterdruckstufen (100 kPa, 30 kPa, 10 kPa, 3 kPa, 1 kPa) durchgeführt. Ein genau gleiches Vorgehen ist bei den Untersuchungen in Helium nicht möglich, da die Schallgeschwindigkeit zwar präzise erfasst werden kann (siehe 4.3.3), aber ein reproduzierbares Einstellen bestimmter Heliumkonzentrationen durch Absaugen von Luft und Einlassen von Helium nicht möglich ist. Aus diesem Grund müssen die Kalibrierkurven für beliebige Schallgeschwindigkeiten bzw. Helium-Luft-Gemische aus den gemessenen Kalibrierkurven interpoliert werden (Bild A.37). Die Kurve

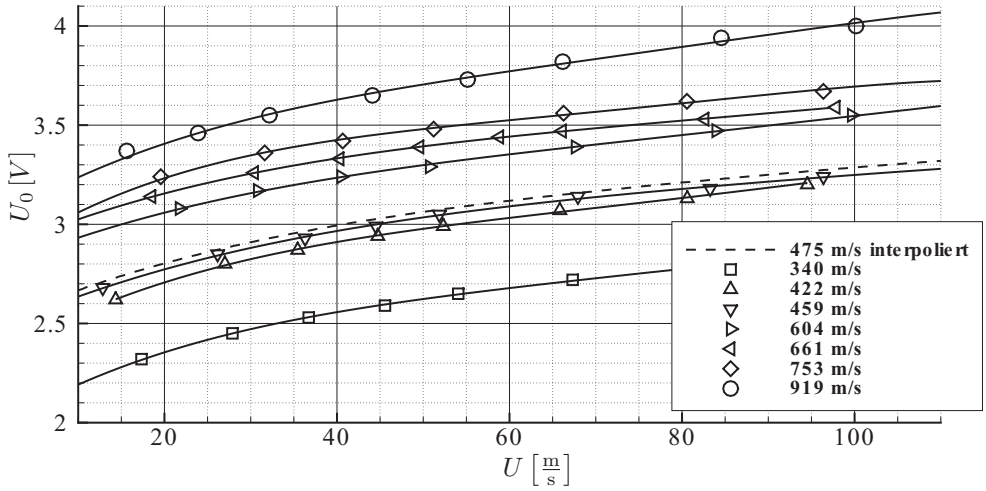

Bild A.37: Kalibrierpunkte einer eindimensionalen Hitzdrahtsonde bei unterschiedlichen Helium-Luft-Gemischen (Schallgeschwindigkeiten) und zugehörige Ausgleichspolynome 4. Grades; $c = 475$m/s interpoliert aus benachbarten Kalibrierkurven

der Schallgeschwindigkeit $c = 475$m/s zeigt exemplarisch eine solche interpolierte Kurve.

Aufgrund des höheren Wärmeleitkoeffizienten in Helium (0,144 $\frac{W}{m \cdot K}$) ist eine im Vergleich zu Luft (0,024 $\frac{W}{m \cdot K}$) höhere Ausgangsspannung zu erwarten (siehe auch Kapitel 6.1).

Für die Ermittlung der Kalibrierfelder der Splitfilmsonden (Messbrückenausgangsspannug U_2 aufgetragen über der Messbrückenaugangsspannung U_1) wie auch für die Messungen wurde um eine möglichst hohe Auflösung zu erhalten eine Filmtemperatur von $\vartheta = 250°$C gewählt. Durch die hohe Auflösung der Splitfilmsonde sind selbst Messungen bei einem hohen Heliumanteil und geringen Machzahlen möglich. Die Kalibrierfelder entstehen durch die Variation von Machzahl und Anströmwinkel bei verschiedenen Helium-Luft-Konzentrationen. Der Anströmwinkel γ wird zwischen -30° und + 30° variiert. Da die Winkeleinstellung mit einem Servomotor realisiert wird, reproduzieren sich bei Schrittweiten von einem Grad [11] die eingestellten Winkel sehr genau. Die Kalibrierung an sich erfolgt mit einer Schrittweite von 5°, da die Spannungswerte so noch nahe genug beieinander liegen um bei der Auswertung der Messungen geringe Interpolationsfehler zu begehen. Bild A.38 zeigt ein Kalibrierfeld einer Splitfilmsonde für ein Helium-Luft mit einer Schallgeschwindigkeit von $c = 600\,$m/s. Die Kalibrierpunkte geben jeweils die

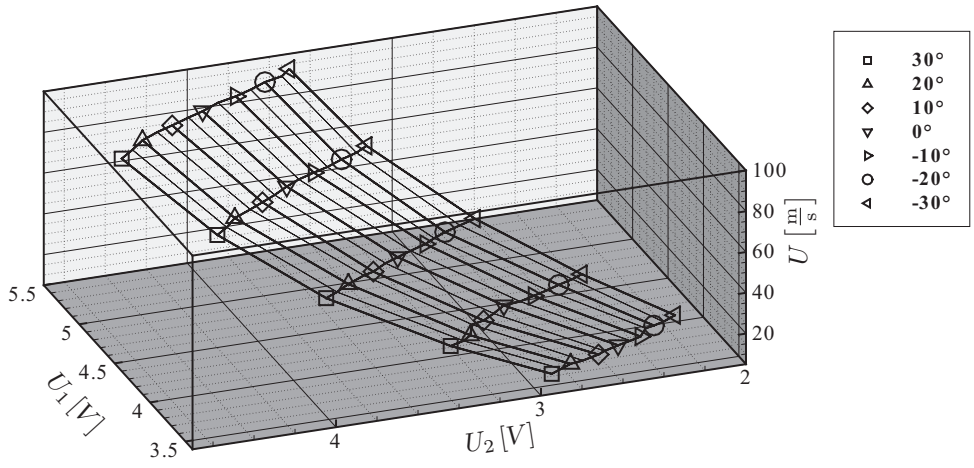

Bild A.38: Kalibrierfeld bei $c = 600\text{m/s}$

Messbrückenausgangsspannung U_1 und U_2 für einen Winkel und eine Machzahl an. Durch die Punkte wird wie in [50] empfohlen für einen konstanten Winkel ein Ausgleichspolynom vierten Grades gelegt. Dabei war darauf zu achten, dass der Abstand zwischen den Machzahlen höchstens so groß ist, dass es zu keinen Überschwingen des Polynoms kommt und bei der späteren Messung mit ausreichender Genauigkeit im Kalibrierfeld interpoliert werden kann.

Betrachtet man wie bei einer eindimensionalen Sonde (Bild A.37) nur eine Messbrückenausgangsspannung über der Strömungsgeschwindigkeit, so ergeben sich für eine Heliumkonzentration durch Variation des Anströmwinkels mehrere Kalibrierkurven. Eine Interpolation zwischen den Kalibrierwerten erfolgt wie bereits angeführt durch ein Polynom vierter Ordnung [50]. Bild A.39 zeigt das Ergebnis einer solchen Anwendung auf die Kalibrierwerte der Spannung U_1 für verschiedene Winkel in Luft.

Um ein Kalibrierfeld für beliebige Luft-Helium-Gasgemische zu erhalten, muss dieses wieder aus bestehenden Kalibrierkurven interpoliert werden. Dazu werden die Kalibrierkurven für einen konstanten Winkel bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten über der Anströmgeschwindigkeit aufgetragen (Bild A.40). Die Kurve von $c = 390\,\text{m/s}$ zeigt eine Interpolation aus den Werten der Kurven von $c = 341\,\text{m/s}$ und $c = 424\,\text{m/s}$. Die Interpolation erfolgt für alle 13 Anströmwinkel.
Für sehr kleine Ausströmgeschwindigkeiten konnte die Strömungssonde aufgrund einer sehr kleinen, nicht präzise zu erfassenden Druckdifferenz $p_0 - p_1$ nicht kalibriert werden. Die Spannungswerte wurden aus den niedrigsten zu messenden

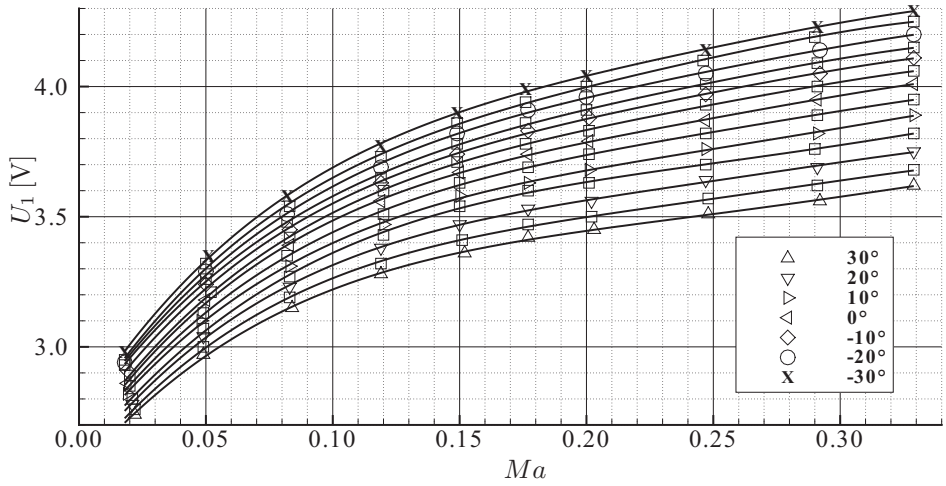

Bild A.39: Ausgleichspolynome 4-ten Grades durch die erfassten Kalibrierwerte der Spannung U_1 für verschiedene Anströmwinkel in Luft ($c = 340$m/s)

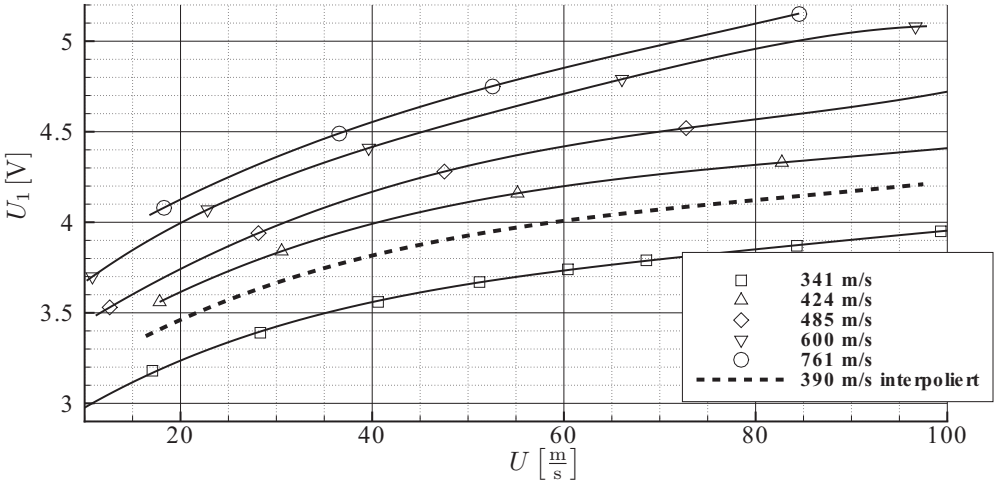

Bild A.40: Ausgleichspolynome 4-ten Grades durch die erfassten Kalibrierwerte der Spannung U1 bei verschiedenen gemessen Schallgeschwindigkeiten bei einem Anströmwinkel von 0° und ein Beispiel für eine interpolierte Kurve bei 390 m/s

Werten und den Werten im stehenden Medium interpoliert. Besonders bei der Turbulenzintensitätserfassung sind dabei größere Fehler zu erwarten, da das Medium ständig Bereiche mit niedriger Strömungsgeschwindigkeit durchläuft.

A.5 Weiteres zur Durchführung der Strömungsmessung

Die Kalibrierungen der Strömungsmesssonden in verschiedenen Helium-Luft-Gemischen (Anhang A.4) wurden bei Temperaturen von ca. 20°C durchgeführt wird. Da bei der Messung aber, abhängig von Drehzahl, statischem Druck, Zahl der Zylinder und Zylindergeometrie Temperaturen von bis zu 35°C auftreten, ist zunächst eine Umrechnung der Kalibrierdaten auf die höheren Temperaturen erforderlich, bzw. ist der durch die Temperaturveränderung sich gegenüber der 20°C-Kalibrierung entstehende Fehler abzuschätzen. Die dabei entsehende Änderung der Empfindlichkeit der Splitfilmsonden als Folge der Temperaturdifferenz zwischen Medium und Draht berechnet sich bei hier vorliegender konstanter Temperatur des Drahtes von $T_w = 523$ K mit Hilfe folgend genannter Gleichungen (siehe [62] und [13]):

$$\frac{U_{1/2}(T_{\mathrm{kal}})}{U_{1/2}(T_{\mathrm{mess}})} = 1 - \frac{T_{\mathrm{kal}} - T_{\mathrm{mess}}}{2(T_w - T_{\mathrm{kal}})} \tag{A.68}$$

oder

$$\frac{U_{1/2}(T_{\mathrm{kal}})}{U_{1/2}(T_{\mathrm{mess}})} = \sqrt{\frac{T_{\mathrm{w}} - T_{\mathrm{kal}}}{2(T_w - T_{\mathrm{mess}})}} \tag{A.69}$$

Daraus ergibt sich eine Fehlerabschätzung der relevanten Spannungsmessung durch:

$$\Delta U_{1/2} = \frac{U_{1/2}(T_{\mathrm{mess}}) - U_{1/2}(T_{\mathrm{kal}})}{U_{1/2}(T_{\mathrm{kal}})} = \frac{U_{1/2}(T_{\mathrm{mess}})}{U_{1/2}(T_{\mathrm{kal}})} - 1 \tag{A.70}$$

Danach ist der Fehler als Folge der hohen Drahttemperatur von 250°C gegenüber den in Betrieb auftretenden Temperaturen von unter 32°C gegenüber der Kalibriertemperatur von 20°C kleiner als 2,5% und damit vernachlässigbar (Bild A.41).

Eine Zuordnung von Strömungsgrößen zum Schallleistungsspektrum ließ sich für die Messung in reinem Helium aus folgenden Gründen nicht in der zunächst geplanten Weise durchführen:

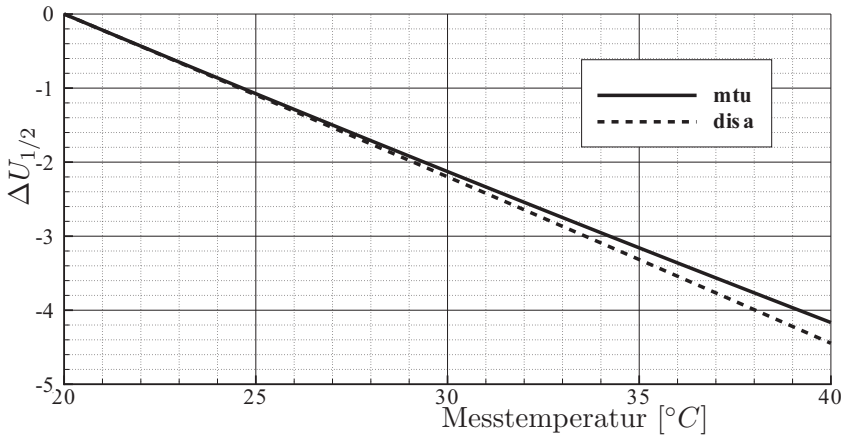

Bild A.41: Fehler der Splitfilmsonde bei Splitfilmtemepratur 250°C nach Formel A.68 (mtu [62]) und A.69 (disa [13]) bei einer Kalibriertemperatur von 20°C und einer Umgebungstemperatur bei der Messung nach Abzisse

- Der bessere Wärmeübergang in Helium und der dadurch verfahrensbedingte erhöhte elektrische Stromfluss durch den Film führt zu einer höheren Belastung der Splitfilmsonde und dadurch zu Ausfällen.

- Eine reduzierte Splitfilmtemperatur kann diese Belastung zwar senken, hat aber eine geringere Genauigkeit durch einen eingeschränkten Messbereich zur Folge.

- Da eine Kalibrierung der Sonde in den für Luft oder Dampf gängigen Kalibrierkanälen, augrund des dafür benötigten großen Menge an Helium, nicht durchführbar ist, erfolgte die Kalibrierung in einer abgeschlossenen Umgebung geringerem Volumens. Die zur Verfügung stehenden Verdichter und Druckmesstechnik (Kapitel 5.6.3) begrenzten den Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten nach unten, so dass die Kalibrierung für die noch niedriger gefragten Werte durch Interpolation der Ausgangsspannung zwischen der niedrigsten einstellbaren Strömungsgeschwindigkeit und der bei ruhenden Fluid erfolgte. Dies hat insbesondere bei der Erfassung der Turbulenz größere Messunsicherheiten zur Folge, da sich die Schwankungsgröße häufiger im Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten befindet.

Trotz dieser für bestimmte Bereiche aufgezeigten Probleme sind die betreffenden Daten, wie die folgenden Untersuchungen und Überlegungen zeigen, verwendbar. Die Zeitsignale der Messungen zeigen sowohl in Luft wie auch in Helium den

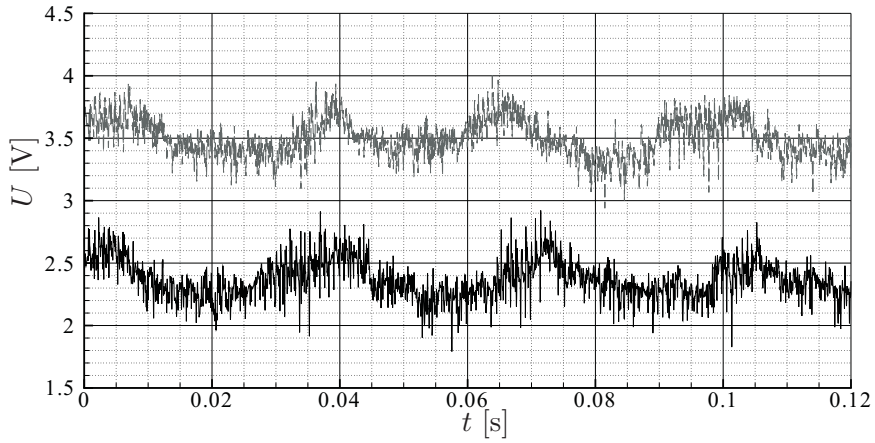

Bild A.42: Zeitsignale der Brückenausgangsspannung der Konfiguration Z12 D3 H40 bei einer Drehzahl von n= 6500 U/min (Umlaufdauer $T_{\mathrm{Ulauf}} = 0,0092$s) an der Zylindermitte bei c= 340 m/s *schwarz* und c= 850 m/s *grau*

für einen Rundlauf in abgeschlossener Umgebung typischen Verlauf. Das in Bild A.42 dargestellte Zeitsignal zeigt die Brückenausgangsspannung einer Konfiguration mit 12 Zylindern und einer Drehzahl von 6500 U/min, welches einer Rotationsfrequenz von $f_{\mathrm{rot}} = 108$ Hz entspricht. Deutlich ist die der Grundfrequenz überlagerte Turbulenz zu erkennen. Diese wird als Rotationsgeschwindigkeit der Luft zwischen den Scheiben definiert und liegt typischerweise [78] bei 25% der Rotationsgeschwindigkeit des Versuchsträgers. Man kann sie sich als eingefrorenes Turbulenzmuster vorstellen, welches an der Splitfilmsonde vorüber zieht und dort periodische Geschwindigkeitsänderungen verursacht. Dieser klare Bezug der Rotationsfrequenz zur Wirbeldurchgangsfrequenz wurde sowohl in Helium, sowie auch von Wittstock [78] bei Messungen in Luft mit reduzierter Luftdichte ermittelt. Neben dem dominanten zeitkonstanten Gleichanteil der Strömung ist diese Wirbeldurchgangsfreuquenz im Spektrum der Geschwindigkeitssignale deutlich zu erkennen. Desweiteren ist die Zylinderdurchgangsfrequenz deutlich auszumachen.

Die Strömungsgeschwindigkeitsänderungen an der Messsonde durch die vorbeirotierenden Zylinder mit der Durchgangsfrequenz werden von dem darauf folgenden Zylinder nicht als Anströmturbulenz wahrgenommen. Daher ist zu prüfen, ob dieser Anteil in die Berechnung der Anströmturbulenz übernommen werden darf.

Dieser Test wurde mit einen Bandpass-Sperrfilter der Zylinderdurchgangsfrequenz durchgeführt, wodurch sich kein wesentlicher Einfluss auf die Gesamtturbulenz

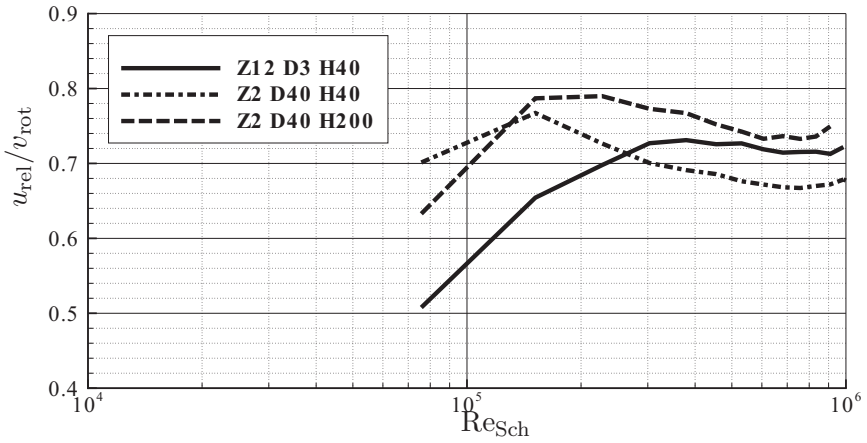

Bild A.43: $u_{\mathrm{rel}}/v_{\mathrm{rot}}$ verschiedener Zylinderkonfigurationen in Luft

einstellt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die ermittelte Turbulenzintensität die Anströmturbulenz repräsentiert.

Um die Messwerte weiter abzusichern, wurden die Ergebnisse der Strömungsmessung über der Reynoldszahl der Deckscheibenströmung $\mathrm{Re}_{\mathrm{Sch}}$ betrachtet.

$$\mathrm{Re}_{\mathrm{Sch}} = \frac{2\pi f_{\mathrm{rot}} R_{\mathrm{Sch}}^2 \rho}{\mu} \tag{A.71}$$

Dabei ist $\mathrm{Re}_{\mathrm{Sch}}$ der Deckscheibenradius.

Bild A.43 zeigt über die Zylinderlänge gemittelten Relativgeschwindigkeiten $\frac{u_{\mathrm{rel}}}{v_{\mathrm{rot}}}$ (siehe auch Bild 6.1) in Luft verschiedener Zylinderkonfigurationen. Also das Verhältnis von Anströmgeschwindigkeit zur Rotationsgeschwindigkeit der Zylinder. Der Verlauf der Relativgeschwindigkeit über der Reynoldszahl der Deckscheibenströmung kann in zwei Bereiche eingeteilt werden. Zum einen ein Bereich mit einer ansteigenden Relativgeschwindigkeit, dem nach Durchlauf eines Maximums ein abfallender folgt.

Durch die mit zunehmender Reynoldszahl sinkenden Grenzschichtdicke wird weniger Luft von den Deckscheiben mitgenommen, $u_{\mathrm{rel}}/v_{\mathrm{rot}}$ steigt an. Das gilt aber nur so lange die Grenzschicht laminar ist. Nach dem Umschlag der Grenzschicht folgt ein abfallender Bereich. Dieser liegt bei den vorliegenden Messungen in Luft im Bereich von $2 \cdot 10^5 < \mathrm{Re}_{\mathrm{Sch}} < 4 \cdot 10^5$ und ist damit in Übereinstimmung mit Schlichting und Gersten [70], der für eine einzelne rotierende Scheibe einen Wert von $\mathrm{Re}_{\mathrm{Sch}} = 3 \cdot 10^5$ angibt. Bei Wittstock [78] lag dieser Umschlag bei leicht höheren Reynoldszahlen.

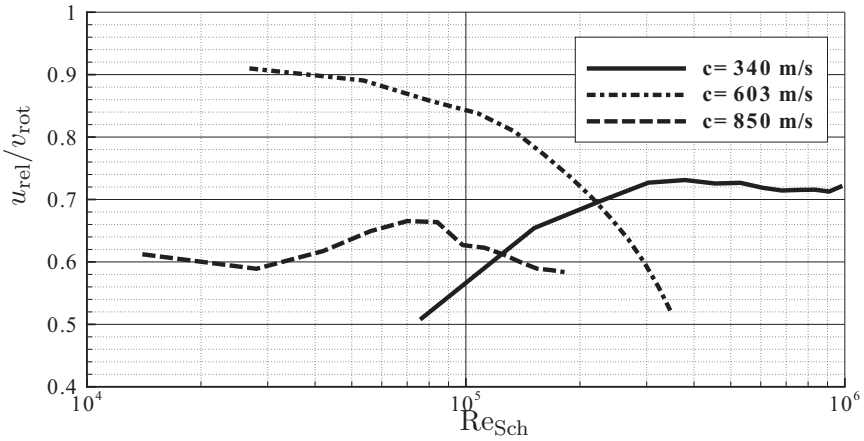

Bild A.44: $u_{\mathrm{rel}}/v_{\mathrm{rot}}$ der Zylinderkonfiguration Z12 D3 H40 bei verschiedenen Heliumkonzentrationen

Die Anströmgeschwindigkeit u_{rel} liegt bei einer maximalen Machzahl von Ma =0,35. Somit kann die Luft als nahezu inkompressibel betrachtet werden, da die Dichteänderung nach $\Delta\rho \cong \frac{\rho}{2} \cdot \frac{v^2}{a^2} \rightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho} \cong \frac{1}{2}\mathrm{Ma}^2$ [53] lediglich 6% beträgt.

Da die Turbulenzintensität eine Schwankungsgröße ist, ist diese von absoluten Kalibrierwerten relativ unabhängig. Ein Vergleich von über die Zylinderlänge gemittelten Turbulenzintensitäten kann auch in Helium durchgeführt werden. Betrachtet man in Bild A.45 den Verlauf der Turbulenzintensität in Luft so sind parallelen zum Verlauf der Relativgeschwindigkeit feststellbar. Dem fallenden Abschnitt der Turbulenzintensität kann die Abnahme der laminaren Grenzschichtdicke zugeordnet werden. Dem darauf folgenden Anstieg der Turbulenzintensität folgt dann die Zunahme der Relativgeschwindigkeit durch Umschlag zu einer turbulenten Grenzschicht. Dieser Zusammenhang war auch bei verschiedenen Heliumkonzentrationen zu beobachten.

A.6 Weiteres zu den aeroakustischen Auswertungen

Ermittlung der Einflussgrößen-Exponenten

In den folgenden Abschnitten wird detaillierter beschrieben, wie aus den gemessenen Schallleistungsspektren, den Geometrien und Strömungsgrößen der in Gasen

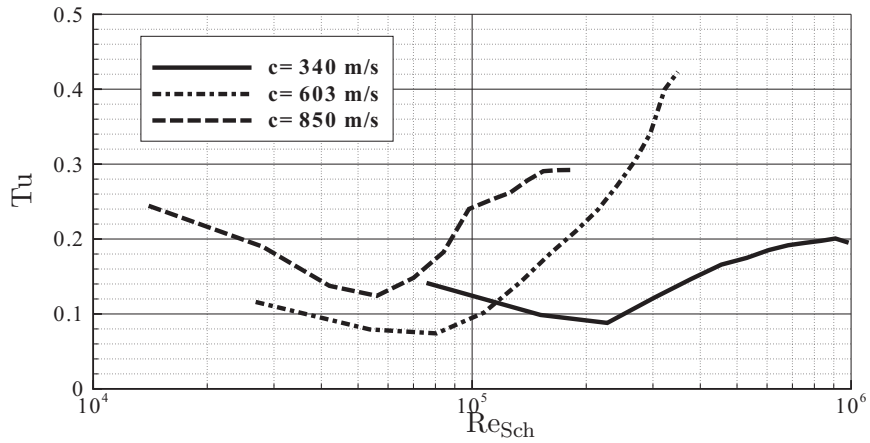

Bild A.45: Turbulenzintensität Tu der Konfiguratiom Z12 D3 H40 bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten c

umlaufenden Kreiszylinder, die mit Gl. 8.7 angesetzte Gesetzmäßigkeit für deren Schallleistungsgenerierung quantitativ beschrieben werden kann. Hierzu sind insbesondere die Exponenten dieses Produktansatzes zu ermitteln. Der verwendete Auswertegang ist grundsätzlich in Abschnitt 8.2 bereits beschrieben und soll nun aber im Einzelnen explizit dargestellt werden.

Exponent ex_U der Anströmgeschwindigkeit

Der für die Ermittlung dieses Exponenten angewandte schrittweise Ablauf wird durch Grafiken zusammen mit den zugeordneten Erläuterungen beschrieben. Diese ausführliche Ablaufbeschreibung steht aber auch analog für die Ermittlungsverfahren der übrigen Exponenten ex_c, ex_D und ex_L.

1. Ausgang für die ex_U-Bestimmung ist eine Schar von gemessenen Schallleistungsdichtespektren (Bild 1 von Bild A.46), deren Einzelkurven durch verschiedene Anströmgeschwindigkeiten U bzw. Rotationsgeschwindigkeiten v_{rot} oder Drehzahlen unterschieden sind. Insbesondere liegt dieser Kurvenschar nur eine ganz bestimmte Parameterkombination (l_i, m_i) zugrunde, die beispielhaft aus der großen Menge solcher gemessenen und durch Tabelle 8.1 und 8.4 beschriebener Kombinationen, ausgewählt wurde. Diese Kombination (l_i, m_i) ist hier in diesem Bild mit $l = 1$: $D = 10$ mm, $L = 200$ mm, $Z = 2$ sowie $m = 1$ mit Luft als Gas, also zusammengefasst als Parameterkombination gekennzeichnet durch (1,1).

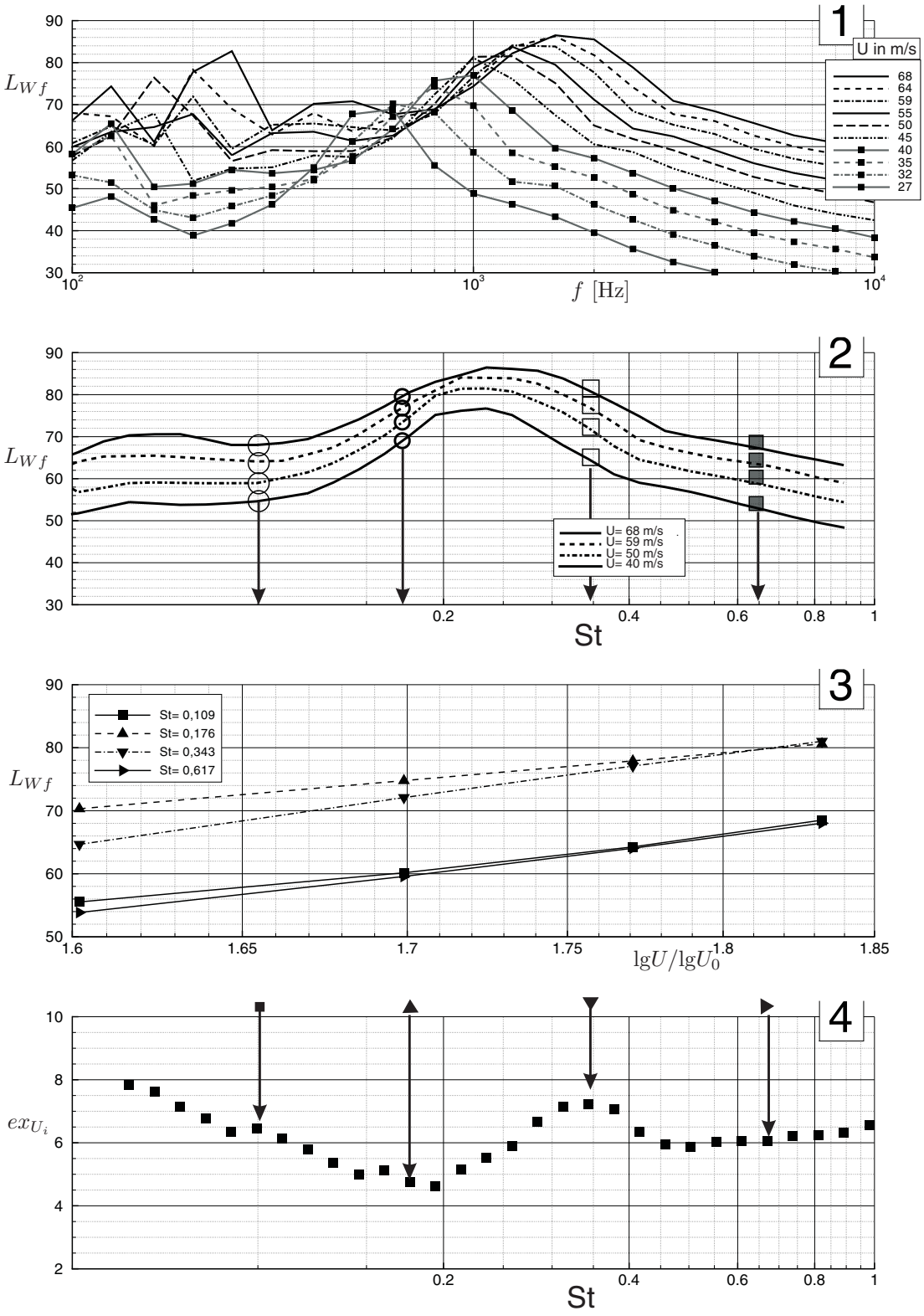

Bild A.46: Auswerteablauf beispielhaft für die Parameterkombination (l,m)=(1,1): $D = 10$ mm; $L = 200$ mm; $Z = 2$; Luft als Gas

2. Das zweite Bild von Bild A.46 wiederholt eine Auswahl von vier der Kurven vom ersten Bild A.46, stellt aber diese Schallleistungsdichtespektren nach Transformation der Frequenzskala auf eine dimensionslose Skalierung in Abhängigkeit von der Strouhalzahl dar. Die Beschränkung auf nur vier dieser Kurven dient der besseren Übersichtlichkeit für den weiteren Erklärungsablauf. Bei der eigentlichen Auswertung werden sämtliche Kurvenverläufe des ersten Bildes verarbeitet.

3. Zur Bestimmung von ex_U wird im nächsten Schritt nun für diese vier Kurven bei den durch Pfeile gekennzeichnete Strouhalzahlen die Bestimmung von ex_{U_i} nach Gln. 8.10 durchgeführt. Die dementsprechend zu diesen Strouhalzahlen ausgeführten Schnitte führen zu den im dritten Bild von Bild A.46 dargestellten vier Geraden, deren Anstieg die Exponenten ex_{U_i} sind, zugeordnet zu den vier Strouhalzahlen.

4. Diese ex_{U_i}-Werte sind im vierten Bild A.46 eingetragen und der darin auch dargestellte vollständige Kurvenzug von ex_{U_i} als Funktion der Strouhalzahl ist dann das Ergebnis wiederholter Durchführung der zuvor beschriebenen Auswertung für zahlreiche weitere Strouhalzahlen-Schnitte in einer feineren Diskretisierung.
   Mit dem vierten Bild A.46 liegt damit die Abhängigkeit von ex_{U_i} von Strouhal für die eine einzige Parameterkombination, hier also für (l_i, m_i)=(1,1) vor.

5. Nach Tabelle 8.1 von Abschnitt 8.2 gibt es von den wie in Bildern 1 und 2 von A.46 dargestellten Messdaten insgesamt 6x5=30 derartige Kurvenscharen für Parameterkombinationen (l_i, m_i) wie aus den Tabellen A.6 ersichtlich, so dass damit auch 30 wie im vierten Bild von A.46 dargestellte Verläufe von ex_{U_i} in Abhängigkeit der Strouhalzahl ermittelbar sind.

Tabelle A.6: Gesamtheit der Zylindergeometrie-Kombinationen: **Kurzbezeichnung l**, sowie Variation der Heliumkonzentration: **Kurzbezeichnung m**

l	D [mm]	L [mm]	Z
1	10	200	2
2	15	200	2
3	40	200	2
4	40	40	2
5	3	40	12
6	40	40	12

m	Anteil Helium in %
1	0
2	Zwischengröße 1
3	Zwischengröße 2
4	Zwischengröße 3
5	≈ 100

Auch zur besseren Übersichtlichkeit werden diese 30 ex_{U_i} Einzelkurven nicht in einem Bild, sondern gemittelt über die Geometriegruppenparameter l, also $\overline{ex_U}^l$ für die 5 verschiedenen Gasgemische dargestellt.
Die Bilder A.47 und zeigen die so erhaltenen Ergebnisse und zwar einmal zusammen den entsprechend Gln. 8.13 bestimmten 95% Vertauensbereichen und entsprechend Gl. 8.14 mit den zugehörigen Maximum/Minimum-Einhüllenden.

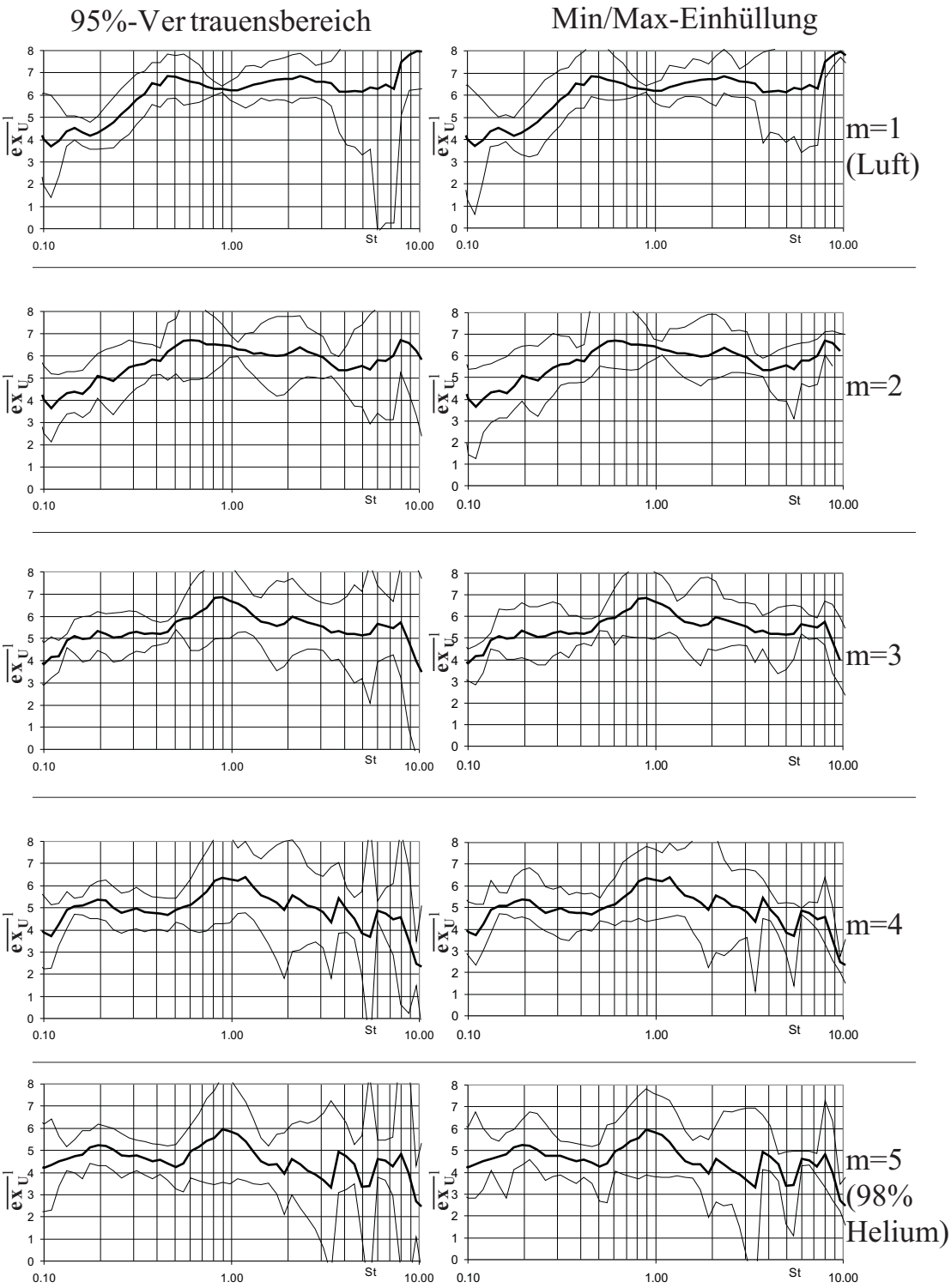

Bild A.47: Mittel $\overline{ex_U}^l$ für Gasgemische m=1 bis 5 mit Maximum/Minimum-Einhüllenden

6. Das Bild A.48 stellt schließlich die den unterschiedlichen Gasgemischen $m = 1$ bis 5 zugeordnete Mittelwerte $\overline{ex_U}^l$ in einem Bild dar. Diesem Bild ist die Tabelle A.7 hinzugefügt, die die hiermit über Strouhal gemittelten Exponenten angibt getrennt nach der Heliumkonzentration zusammen mit dem 95%-Vertrauensbereich.

7. Die Mittelung der $\overline{ex_U}^l$ über die Variation der fünf Gasgemische, also $\overline{\overline{ex_U}^l}^m$, führt schließlich zu Bild A.49 und

8. nach einer weiteren Mittelung über den gesamten Bereich der untersuchten Strouhalskalierung von St = 0.1 bis 10 erhält man schließlich den einen Wert $\overline{\overline{\overline{ex_U}^l}^m}^{\mathrm{St}}$ mit 95% Vertrauensbereich von $\overline{\overline{\overline{ex_U}^l}^m}^{\mathrm{St}} = 5,3 \pm 0,49$, zugeordnet zu Bild A.49

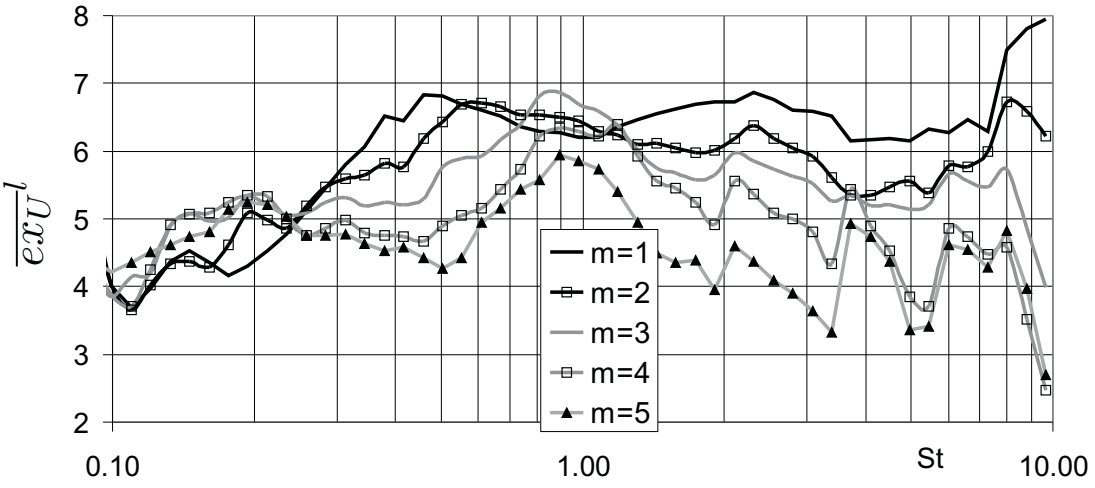

Bild A.48: Geometrisch gemittelte $\overline{ex_U}^l$ für verschiedene Gasgemische m=1 bis 5

Tabelle A.7: $\overline{\overline{ex_U}^l}^{\mathrm{St}}$ für verschiedene Gasgemische m=1 bis 5 im Bereich $0,1 < \mathrm{St} < 10$ mit 95%-Vertrauensbereich

m	$\overline{\overline{ex_U}^l}^{\mathrm{St}}$
1	6,1±0,03
2	5,7±0,04
3	5,5±0,01
4	5,0±0,01
5	4,6±0,01

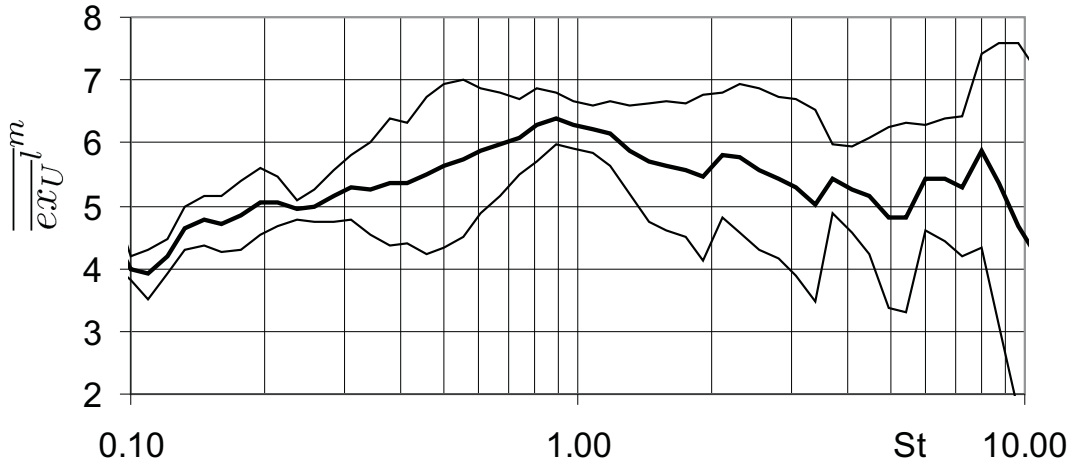

Bild A.49: Über Geometrie und Gasgemische gemittelte $\overline{\overline{ex_U}^l}^m$ mit 95%-Vertrauensbereich: $\overline{\overline{\overline{ex_U}^l}^m}^{\mathrm{St}} = 5,3 \pm 0,49$

Mittelungen der Exponenten ex_U und deren Darstellung führen zu Aussagen, bei denen zufällige, im Wesentlichen durch Messunsicherheiten verursachten Streuungen zumindest zu einem Teil ausgeglichen werden, und durch die damit die systematischen Gesetzmäßigkeiten, die Signifikanzen deutlicher erkennbar sind. Allerdings haben Mittlungsprozesse für die vorliegende Aufgabe auch verschiedene Grenzen. Das betrifft zum einen die Angabe von Mittelwerten von Ergebnissen verschiedener Gasgemische, also Mittelungen über m, da mit den Untersuchungen dieser Arbeit speziell ja der Einfluss dieser Gasvariation gefragt ist. Auch die Mittelung über die Strouhalzahl erscheint zunächst einmal nicht zwingend, da mit dem Ansatz 8.7 die Schallleistungsdichte eine spektral variierte Zielgröße ist und bei Wittstock [78] auch signifikante Unterschiede in den Zahlenwerten der Exponenten zwischen den Strouhalbereichen bei $\mathrm{St} \approx 0,2$ einerseits und für Strouhalzahlbereiche über- und unterhalb dieser Hiebtonfrequenz andererseits festgestellt wurden. Trotzdem erscheint, sofern die Schwankungen von $\overline{ex_G}^*$-Ergebnissen über St gering sind, auch eine zusätzliche Mittelung über der Frequenz/Strouhalbereich erlaubt und sinnvoll: $\overline{\overline{ex_G}^*}^{\mathrm{St}}$ zu bilden.

Exponent ex_D der Zylinderdicke

Der Ermittlung der Exponenten ex_D liegen gemessene Schallleistungsdichtespektren in Abhängigkeit verschiedener Zylinderdicken D, die zu jeweils fest gewählten Kombinationen von Zylinderlänge L, Zylinderzahl Z, Gasgemischen m und Anströmgeschwindigkeit n, also für zahlreiche feste (l^D, n, m)-Kombinationen vor. Diese führen zu Kurvenscharen wie in Bild A.50 für eine bestimmte (l^D, n, m)-Kombination dargestellt.

Aus der großen Zahl der durch Tabellen 4.4 und 4.5 bezeichneten Menge vorhandener Messergebnissen sind für die ex_D-Ermittlung die in den Tabellen A.8 dargestellten Parameter benutzt worden, nach denen durch Kombination insgesamt 2x5x5=50 solcher Kurvenscharen wie Bild A.50 zur Verfügung stehen. Der mit Bild A.50 dargestellten Schar D-differenzierter Schallleistungsspektren in Strouhalzahlskalierung liegt die feste Kombination von Zylinderlange $L = 200$ mm, Zylinderzahl $Z = 2$ und für die Anströmgschwindigkeit $U = 60$ m/s und Luft als Gas, also für (l^D, n, m)$_i$=(1, 2, 1) zugrunde.

Tabelle A.8: Untermenge von Zylindergeometrie-Kombinationen zur D-Variation: **Kurzbezeichnung** l^D, sowie Variation der Anströmgeschwindigkeit: **Kurzbezeichnung** n

l^D	D	L	Z
1	10...15...40	200	2
2	3...40	40	12

n	Anströmgeschwindigkeit
1	$U_{\max}$
2	U_3
3	U_2
4	U_1
5	$U_{\min}$

m	Anteil Helium in %
1	0
2	Zwischengröße 1
3	Zwischengröße 2
4	Zwischengröße 3
5	≈ 100

Desweiteren werden, wie zuvor zu ex_U beschrieben, von den aus in Bild A.50 durchgeführten verschiedenen Schnitten bei konstanten St-Zahlen die sich ergebenden Regressionsgeraden bestimmt und damit die zu allen vorhandenen (l^D, n, m)-Kombinationen zugehörigen

$$ex_{D,i}\ i = 1, \ldots, 50 \tag{A.72}$$

ermittelt.

Schließlich bieten sich auch für diesen Exponenten an, Mittelungen durchzuführen über

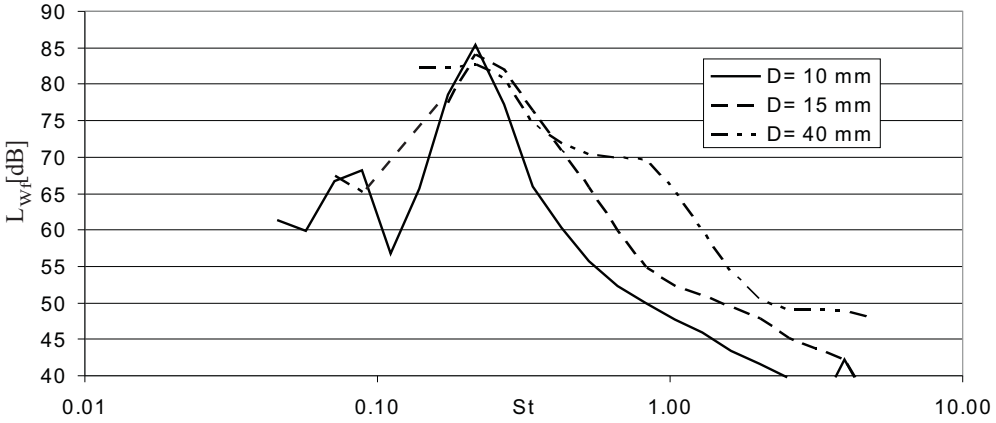

Bild A.50: Schallleistungsdichtespektrum für $L = 200$ mm bei $Z = 2$, Anströmgeschwindigkeit $U = 60$ m/s und $c = 796$ m/s; $(l_D,\ n,\ m)$=(1, 2, 5) in Abhängigkeit der Zylinderdicke

- Zylinderlänge und Zylinderzahl (l^D): $\overline{ex_D}^{l^D}$
- Anströmgeschwindigkeiten (n): $\overline{ex_D}^{n}$
- Gasgemische (m): $\overline{ex_D}^{m}$
- und über Strouhal: $\overline{\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D}}^{m}{}^{\mathrm{St}}$.

Unter Beachtung der im letzten Abschnitt von A.6 hierzu geführten Diskussion können auch Mittelungen über diese Mittel untereinander, wie z.B. für $\overline{\overline{ex_D}^{n}}^{l^D}$ wie in Bild A.51 und auch über den Strouhalzahl/Frequenzbereich sinnvollerweise ausgeführt werden. Dabei ist die Maximum/Minimum-Einhüllende der verwendeten Datenmenge dargestellt.

Die zugehörigen Hauptergebnisse werden direkt in Abschnitt 8.5 des Hauptteils der Arbeit teilweise nochmals wiedergegeben und insbesondere dort auch diskutiert.

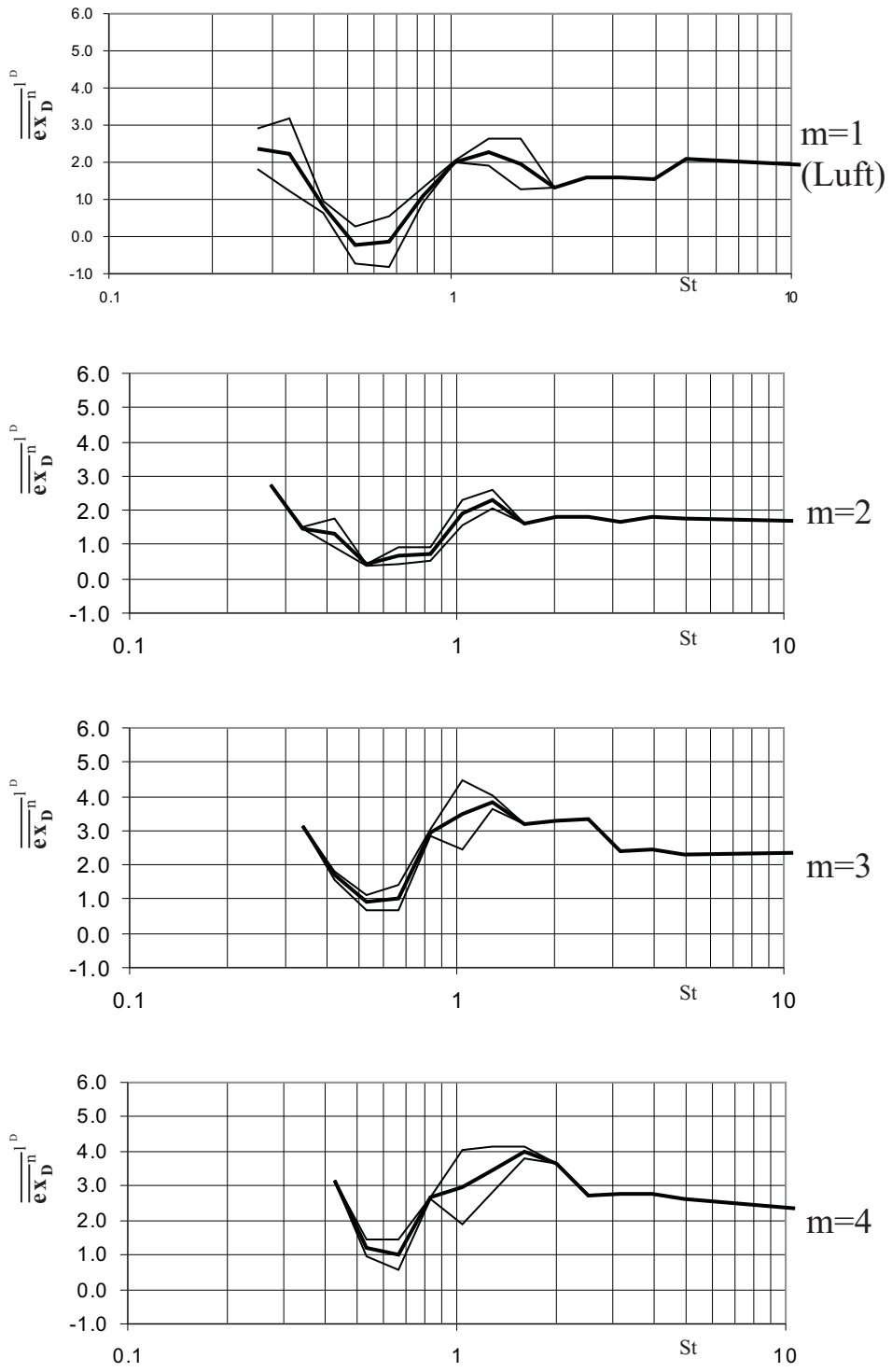

Bild A.51: Mittel $\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D}$ für Gasgemische m=1 bis 5 mit Maximum/Minimum-Einhüllenden

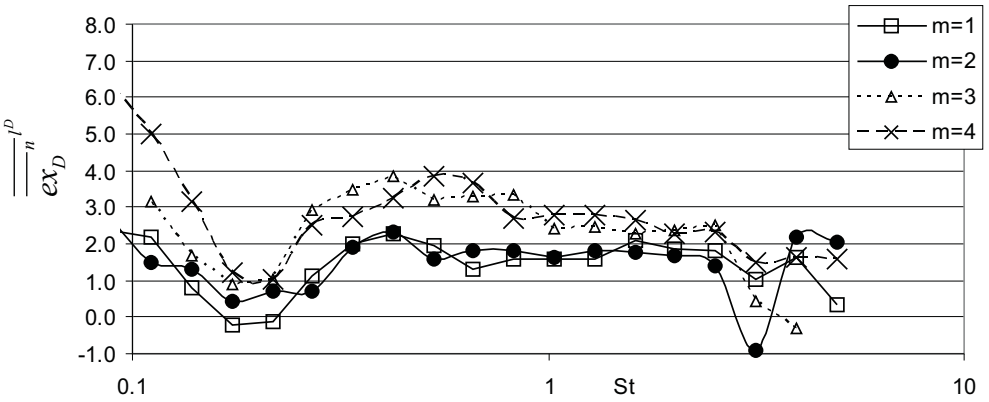

Bild A.52: Über Anströmgeschwindigkeiten (n) und Versuchskonfigurationen (l^D) gemittelte $\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D}$ dargestellt für verschiedene Gasgemische für m=1 bis m=4

Tabelle A.9: $\overline{\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D}}^{\mathrm{St}}$ für verschiedene Gasgemische m=1 bis 4 im Bereich $0,1 < \mathrm{St} < 5$ mit 95%-Vertrauensbereich

m	$\overline{\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D}}^{\mathrm{St}}$
1	1,38±0,39
2	1,43±0,40
3	2,29±0,63
4	2,59±0,52

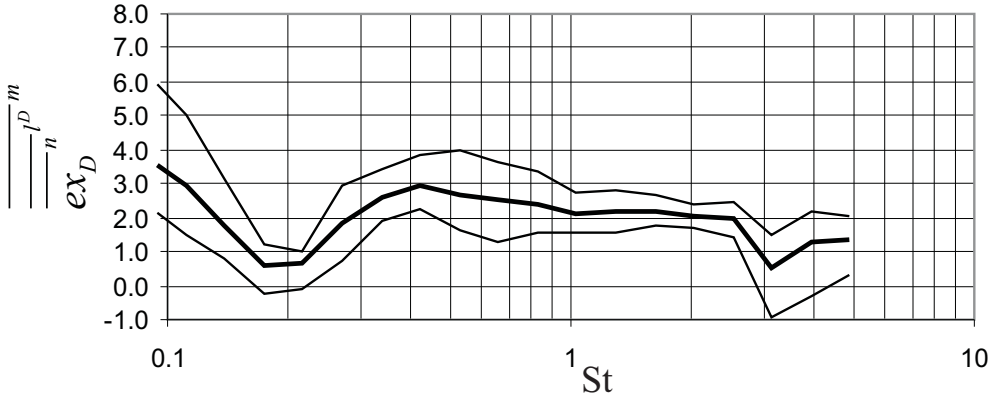

Bild A.53: Über Anströmgeschwindigkeiten (n), Versuchskonfigurationen (l^D) und Gasgemische m gemittelte $\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D m}$ mit 95%-Vertrauensintervall. Hieraus ergibt sich dann $\overline{\overline{\overline{ex_D}^n}^{l^D m}}^{\mathrm{St}} = 1,9 \pm 0,39$

Exponent ex_L der Zylinderlänge

Die Länge L der umlaufenden Zylinder wurde im Rahmen dieser Arbeit in zwei Stufen mit $L = 40$ mm und $L = 200$ mm variiert, so dass für eine festgehaltene Kombination der übrigen Parameter sich ein wie durch Bild A.54 beispielhaft wiedergegebenes Schallleistungsdichtespektrum als Schar zweier Kurven ergibt. Solche Spektren gibt es für die nach den Tabellen A.10 insgesamt 25 derart gemessener Kombinationen solcher festgehaltenen Parameter.

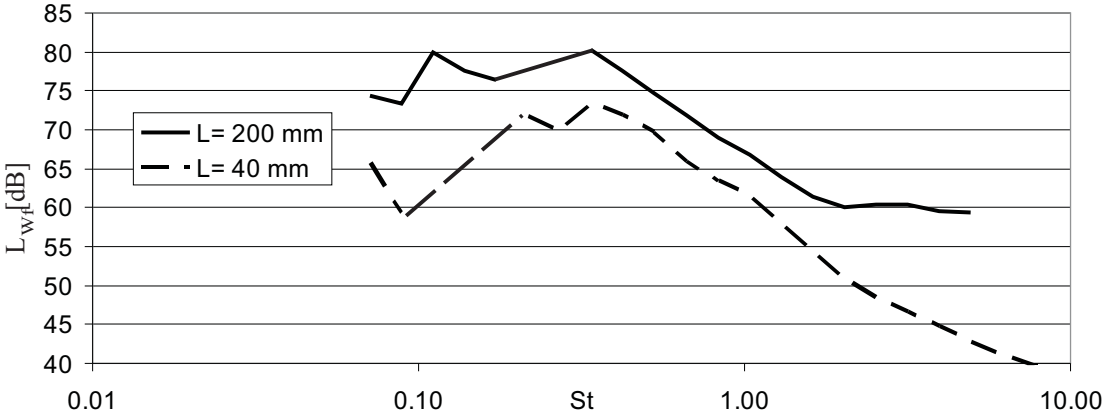

Bild A.54: Schallleistungsdichtespektrum für $D = 40$ mm bei $Z = 2$, Anströmgeschwindigkeit $U =$ m/s und $c = 340$ m/s; (l^L, n, m)=(1, 1, 1) in Abhängigkeit der Zylinderlänge

Tabelle A.10: Variation der Anströmgeschwindigkeit: **Kurzbezeichnung** n, Untermenge von Zylindergeometrie-Kombinationen; L-Variation: **Kurzbezeichnung** $\mathrm{l^L}$, sowie Variation der Heliumkonzentration: **Kurzbezeichnung** m

n	Anströmgeschwindigkeit
1	$U_{\max}$
2	U_3
3	U_2
4	U_1
5	$U_{\min}$

$\mathrm{l^L}$	D	L	Z
1	40	40...200	2

m	Anteil Helium in %
1	0
2	Zwischengröße 1
3	Zwischengröße 2
4	Zwischengröße 3
5	≈ 100

Mittelbildungen von $ex_{L,i}$, die wie in den Abschnitten 8.2, A.6 und A.6 prinzipiell beschrieben, lassen sich sinnvollerweise bei diesen Parameterkombinationen über folgende Untermengen durchführen

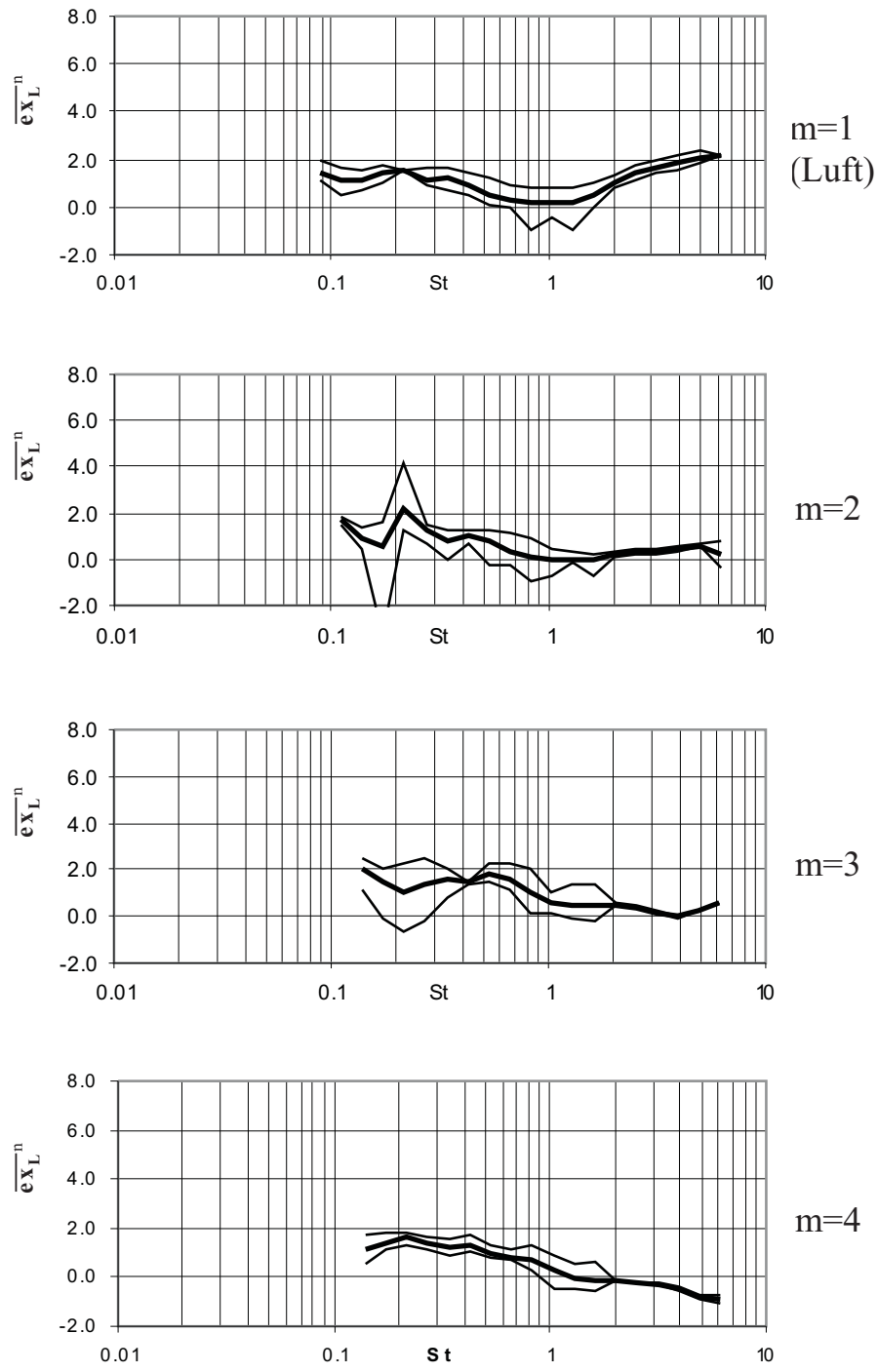

Bild A.55: Mittel $\overline{ex_L}^n$ für Gasgemische m=1 bis 5 mit Maximum/Minimum-Einhüllenden

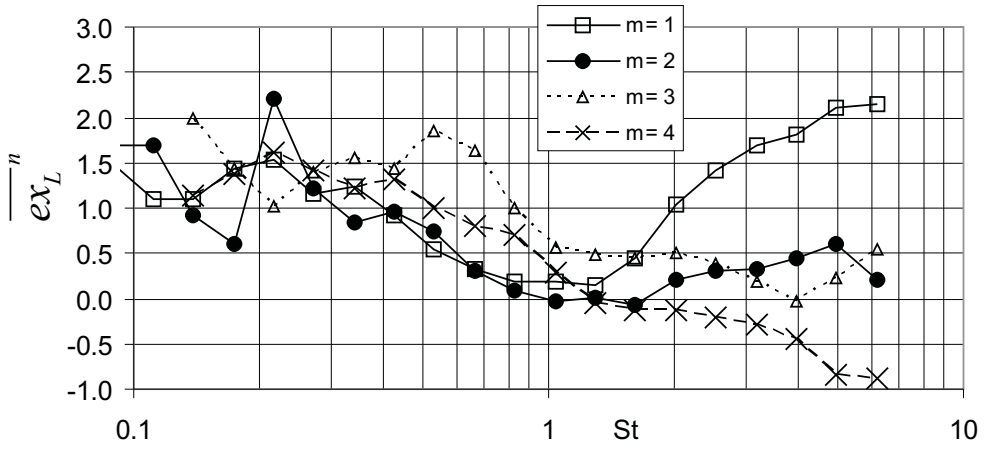

Bild A.56: Über Anströmgeschwindigkeiten (n) gemittelte $\overline{ex_L}^n$ für m=1 bis m=4

Tabelle A.11: $\overline{\overline{ex_L}^n}^{\mathrm{St}}$ für verschiedene Gasgemische m=1 bis 4 im Bereich $0,1 < \mathrm{St} < 6$ mit 95%-Vertrauensbereich

m	$\overline{\overline{ex_L}^n}^{\mathrm{St}}$
1	1,1±0,3
2	0,6±0,3
3	0,9±0,3
4	0,4±0,4

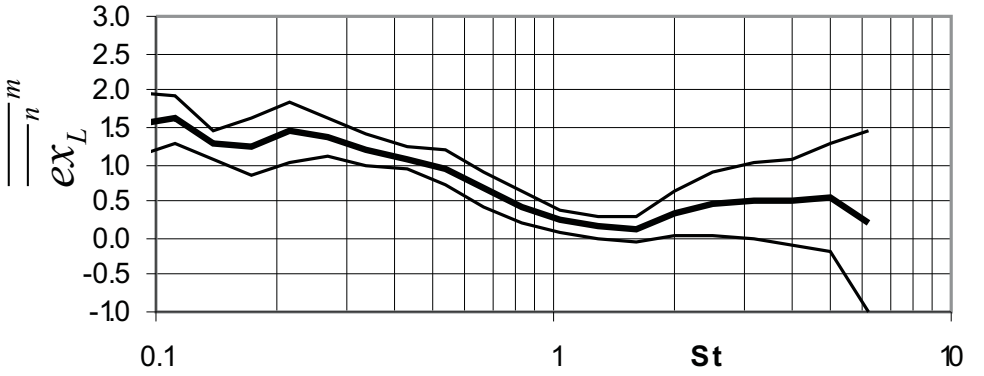

Bild A.57: Über Anströmgeschwindigkeiten (n) und Gasgemisch (m) gemittelte $\overline{\overline{ex_L}^n}^m$ mit 95%-Vertrauensintervall und zugehörigem Strouhalmittel $\overline{\overline{\overline{ex_L}^n}^m}^{\mathrm{St}} = 0,8 \pm 0,2$

- Anströmgeschwindigkeit (n): $\overline{ex_L}^n$ Bild A.55 und A.56.
- Gasgemische (m): $\overline{ex_L}^m$
- so wie auch Mehrfachmittelungen über n und m: $\overline{\overline{ex_L}^n}^m$ Bild A.57
- Ferner kann die Mittelung über Strouhal mit 95% Vertrauensbereich im Bereich von $0,1 < \mathrm{St} < 6$ berechnet werden.

Exponent ex_m der Heliumkonzentration in Luft-Helium-Gasgemischen

Zur Ermittlung des Exponenten des Gaseinflusses ex_m, respektive der Heliumkonzentration, wird wie in Bild A.58 eine Kurvenschar bei variierter Gaszusammensetzung m bei sonst identischen Versuchsparametern Anströmgeschwindigkeit n, Zylinderkonfiguration l erstellt. Aus den Tabellen A.12 zeigt sich, dass eine solche Kurvenschar für insgesamt $n \cdot l = 5 \cdot 6 = 30$ Kombination möglich ist. Folglich lassen sich gemäß dem Vorgehen in A.6 30 Exponenten ex_{m_i} ermitteln.

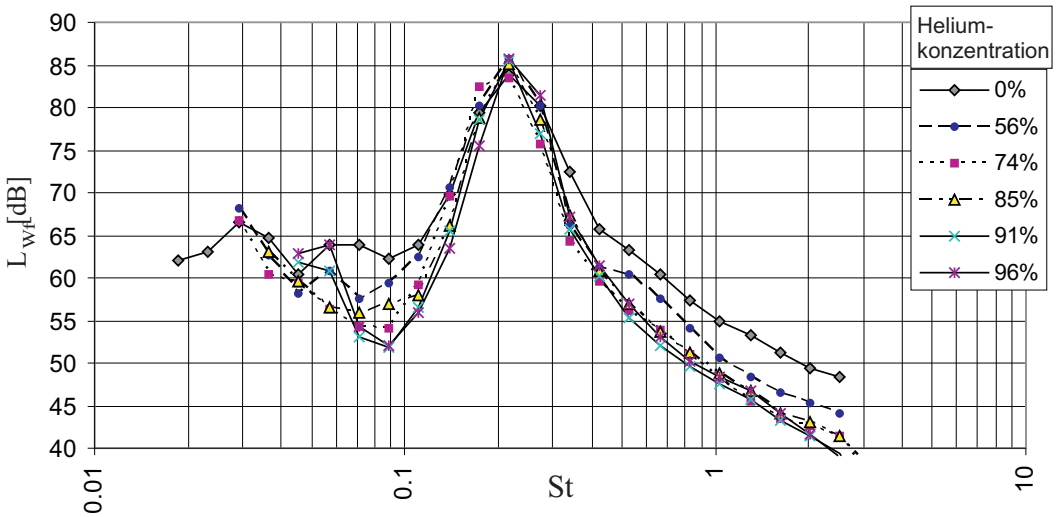

Bild A.58: Schallleistungsdichtespektren für $L = 200$ mm; $D = 10$ mm; $Z = 2$ ($l = 1$) und $U = 65$ m/s ($n = 2$); (l, n)=(1, 2) in Abhängigkeit der Heliumkonzentration

Tabelle A.12: Variation der Anströmgeschwindigkeit: **Kurzbezeichnung** n, sowie Variation der Zylinderkonfiguration: **Kurzbezeichnung** l

n	Anströmgeschwindigkeit
1	$U_{\max}$
2	U_3
3	U_2
4	U_1
5	$U_{\min}$

l	D [mm]	L [mm]	Z
1	10	200	2
2	15	200	2
3	40	200	2
4	40	40	2
5	3	40	12
6	40	40	12

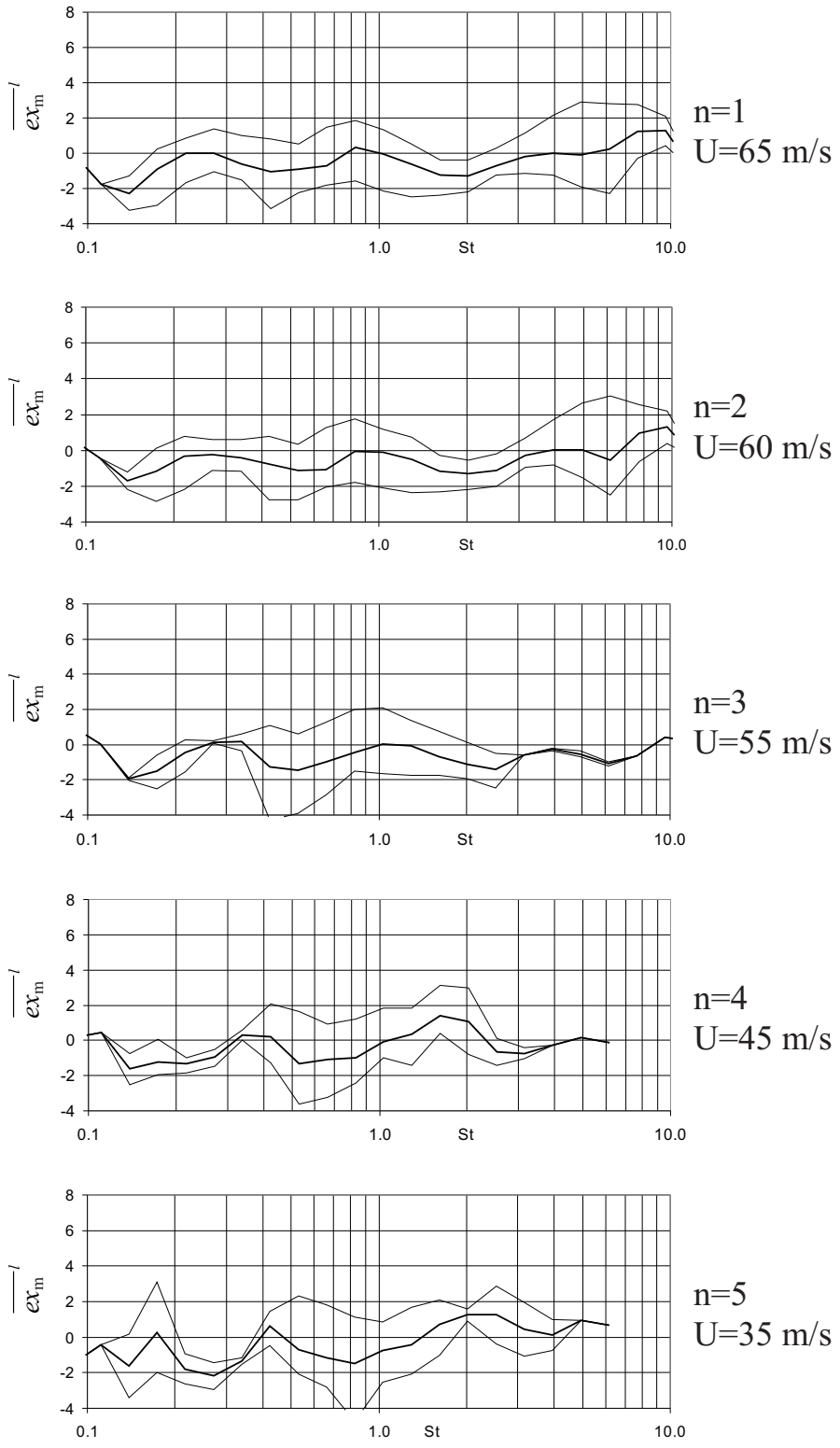

Bild A.59: Über Zylinderkonfigurationen (l) gemittelte $\overline{ex_m}^l$ für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten: n=1 bis n=5 mit Maximum-Minimum-Einhüllenden

Mittelbildungen von ex_{m_i} lassen sich sinnvollerweise zuerst über die

- verschiedenen Zylinderkonfigurationen l durchführen: $\overline{ex_{m_i}}^{l}$. Dadurch ergibt sich für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten n eine Schar von Spektren (siehe Bilder A.59 und A.60).

- danach kann über die Anströmgeschwindigkeiten n gemittelt werden: $\overline{\overline{ex_m}^{l}}^{n}$ Bild A.61

- Ferner verbleibt die Mittelung über Strouhal, für die man einen Wert $\overline{\overline{\overline{ex_m}^{l}}^{n}}^{\mathrm{St}}$ mit 95% Vertrauensbereich berechnet werden kann.

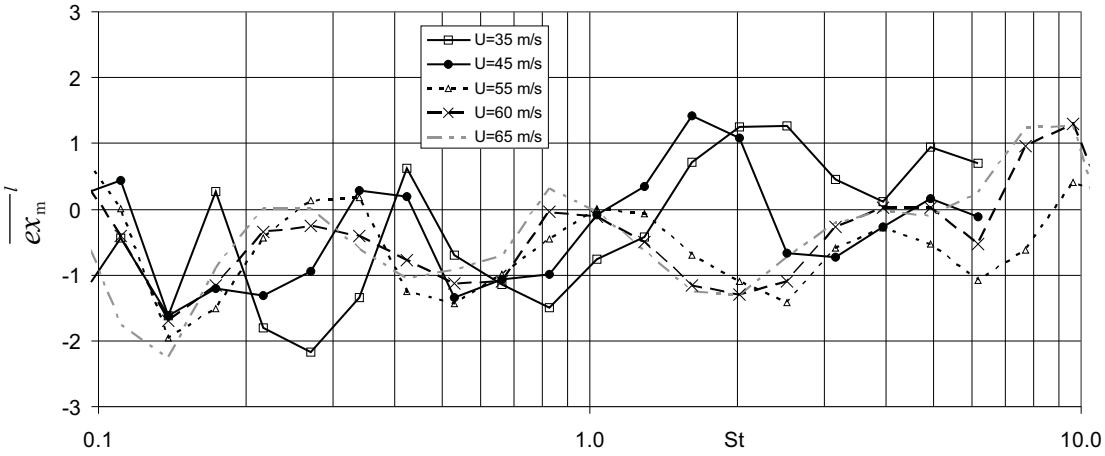

Bild A.60: Über Zylinderkonfigurationen (l) gemittelte $\overline{ex_m}^{l}$ für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten für n=1 bis n=5

Tabelle A.13: $\overline{\overline{\overline{ex_m}^{l}}^{n}}^{\mathrm{St}}$ für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten n=1 bis 5 im Bereich $0,1 < \mathrm{St} < 10$ mit 95%-Vertrauensbereich

n	$\overline{\overline{\overline{ex_m}^{l}}^{n}}^{\mathrm{St}}$
1	-0,29±0,05
2	-0,34±0,26
3	-0,65±0,30
4	-0,47±0,34
5	-0,45±0,40

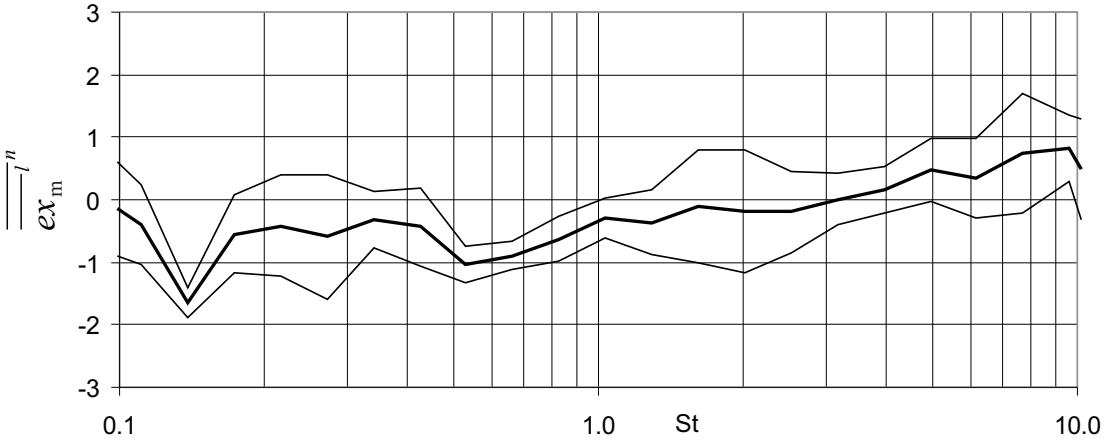

Bild A.61: Über Zylinderkonfigurationen (l) und Anströmgeschwindigkeit (n) gemittelte $\overline{\overline{ex_m}^l}^n$ Spektren mit 95%-Vertrauensbereich. Nach Mittelung des Strouhal-Bereichs von 0,1 bis 10 ergibt sich $\overline{\overline{ex_m}^l}^{n\,\mathrm{St}} = -0,44 \pm 0,25$

Exponent ex_c der Schallgeschwindigkeit

Grundlagen der Bestimmung der Exponenten ex_U, ex_D und ex_L waren, wie in Kapitel 8 und einleitend in A.6 beschrieben, Schallleistungsdichte-Kurven, bei der nur die jeweilige zugehörige eine einflussgröße, also U, D oder L variiert wurde, während die übrigen Einflussgrößen jewils unverändert zu bleiben hatten. Bei dem zuvor in A.6 beschriebenen Verfahren zur Bestimmung des mit ex_m bezeichneten Exponenten verändert sich in den dort mit Bild A.58 zugrunde gelegten Schallleistungsdichtespektren mit der Heliumkonzentration die Schallgeschwindigkeit aber gleichzeitig auch die GAsdichte wie durch Tabelle A.14 zahlenmäßig dargestellt.

Tabelle A.14: Zusammenhang von Heliumkonzentration (He [%]), Gasdichte (ρ in kg/m^3) und Schallgeschwindigkeit c [m/s] der Helium-Luft-Gasgemische bei 25°C

He [%]	ρ [kg/m^3]	c
0	1,16	346
20	0,97	385
60	0,56	520
80	0,36	662
90	0,26	787
100	0,16	1015

Wie aus den Untersuchungen von Wittstock [78] nun aber in Luft bekannt, hat bereits die bloße Gasdichteänderung eine signifikante Auswirkung auf die abgestrahlte Schallleistung der umlaufenden Zylinder, ohne dass dabei auch die Schallgeschwindigkeit geändert wurde. Die Verwendung des damit bekannten reinen Gasdichteeinflusses, erlaubt so nun auch eine Bestimmung eines von Dichteeinfluss unabhängig Schallgeschwindigkeitsexponenten ex_c.

Dazu wird ein Schallleistungsdichtespektrum von Wittstock bei $c = 346$ m/s und reduzierter Gasdichte dem Spektrum eines Helium-Luft-Gasgemisches bei identischer Gasdichte (Bild A.62) gegenübergestellt. Die Versuchsparameter Zylinderkonfigurationen l, Anströmgeschwindigkeit n und die Gasdichte ρ (r) sind dabei selbstverständlich gleichbleibend zu halten. Der Einfluss der Schallgeschwindigkeit c auf die Schallemission (ex_{c_i}) kann somit für eine Parameterkombination aus einer Schar von zwei Kurven, wie in Bild A.62 beispielhaft dargestellt, ermittelt werden, wobei im weiteren wie in den Bildern A.46 vorgegangen wird.

Tabelle A.15: Variation der Anströmgeschwindigkeit: **Kurzbezeichnung** n, sowie Variation der Heliumkonzentration: **Kurzbezeichnung** m

n	Anströmgeschwindigkeit
1	$U_{\max}$
2	U_3
3	U_2
4	U_1
5	$U_{\min}$

r	Gasdichte [kg/m^3]
1	$\approx 1,16$
2	Zwischengröße 1
3	Zwischengröße 2
4	Zwischengröße 3
5	$\approx 0,16$

l	D [mm]	L [mm]	Z
1	10	200	2
2	15	200	2
3	40	200	2
4	40	40	2
5	3	40	12
6	40	40	12

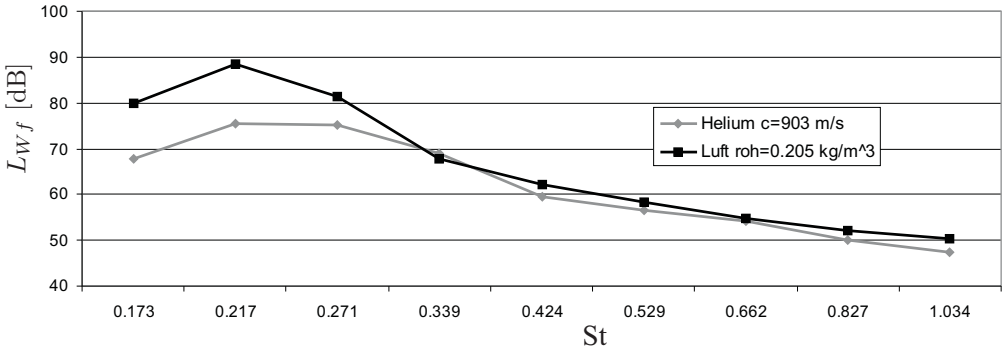

Bild A.62: Schallleistungsdichtespektren für $L = 200$ mm; $D = 10$ mm; $Z = 2$ ($l = 1$) und $U = 65$ m/s ($n = 2$); (l, n)=(1, 2) in Abhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit bei konstanter Gasdichte von $\rho = 0,205$ kg/m^3

Für diese Auswertungen stehen nach Tabelle A.15 insegsamt 6x5x5=130 Paramterkombinationen zur Verfügung.

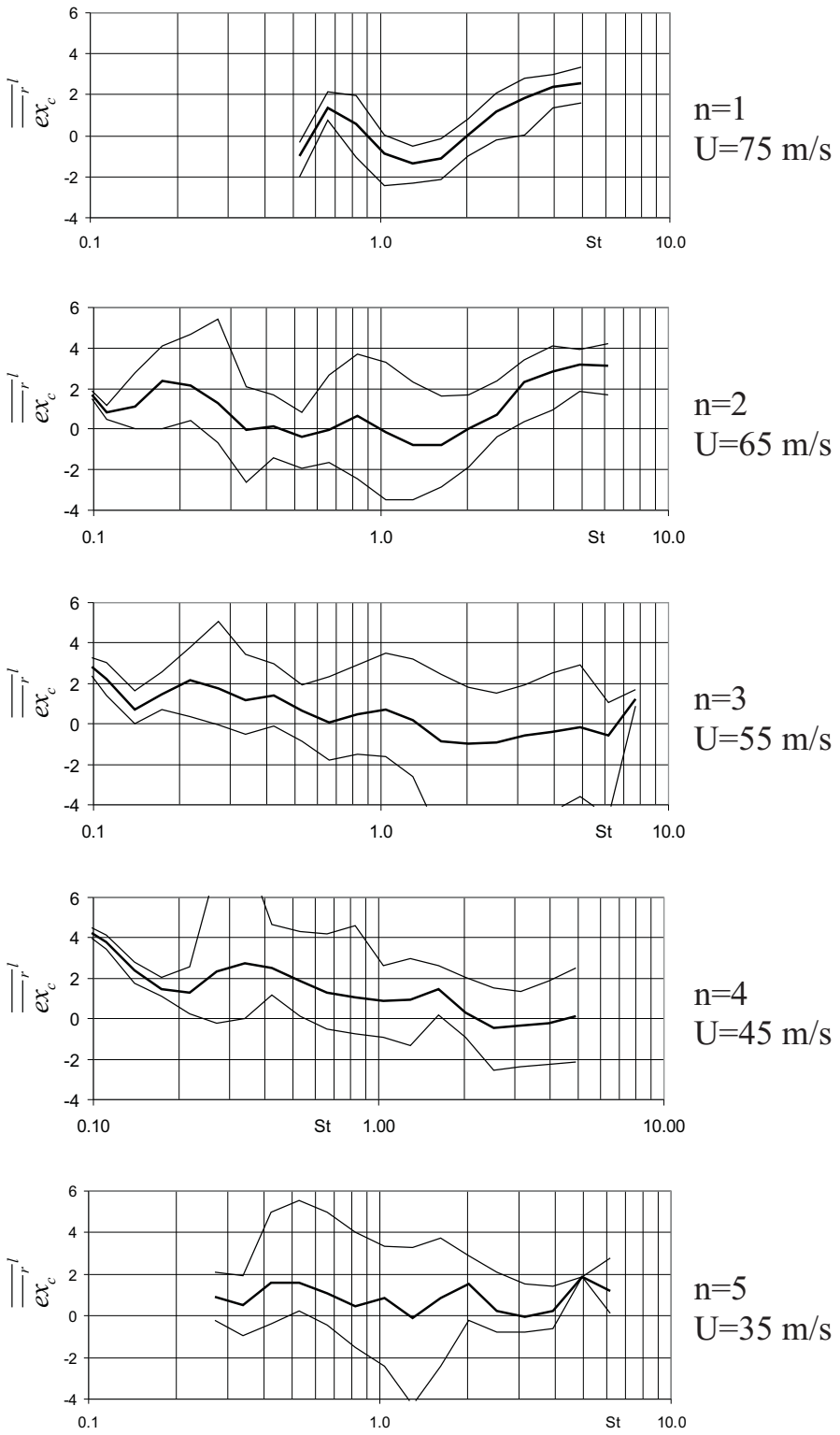

Bild A.63: Über Gasdichten (r) und Zylinderkonfigurationen (l) gemittelte $\overline{\overline{ex_c}^r}^l$ Spektren für n=1 bis n=5 mit Maximum-Minimum-Einhüllenden

Mittelbildungen von $ex_{c,i}$ bieten sich für die so bestimmten ex_c wie folgt an über die

- verschiedenen Gasdichten r durchführen: $\overline{ex_c}^r$.
- Im nächsten Schritt über die Zylinderkonfigurationen (l): $\overline{\overline{ex_c}^r}^l$. Dadurch ergibt sich für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten n eine Schar von Spektren (siehe Bilder A.63 und A.64).
- danach kann schließlich über die Anströmgeschwindigkeiten n gemittelt werden: $\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^n$ Bild A.65
- Ferner die Mittelung über Strouhal, $\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^{\mathrm{St}}$.

Tabelle A.16: $\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^{\mathrm{St}}$ für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten n=1 bis 5 im Bereich $0,1 < \mathrm{St} < 5$ mit 95%-Vertrauensbereich

n	$\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^{\mathrm{St}}$
1	0,52±0,9
2	0,86±0,7
3	0,40±0,5
4	1,01±0,5
5	0,85±0,4

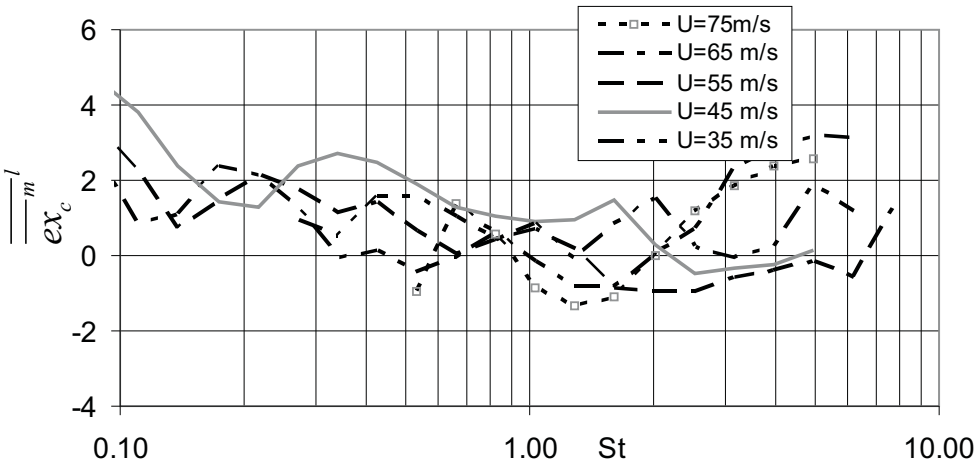

Bild A.64: Über Gasdichten (r) und Zylinderkonfigurationen (l) gemittelte Exponenten $\overline{\overline{ex_c}^r}^l$ für n=1 bis n=5

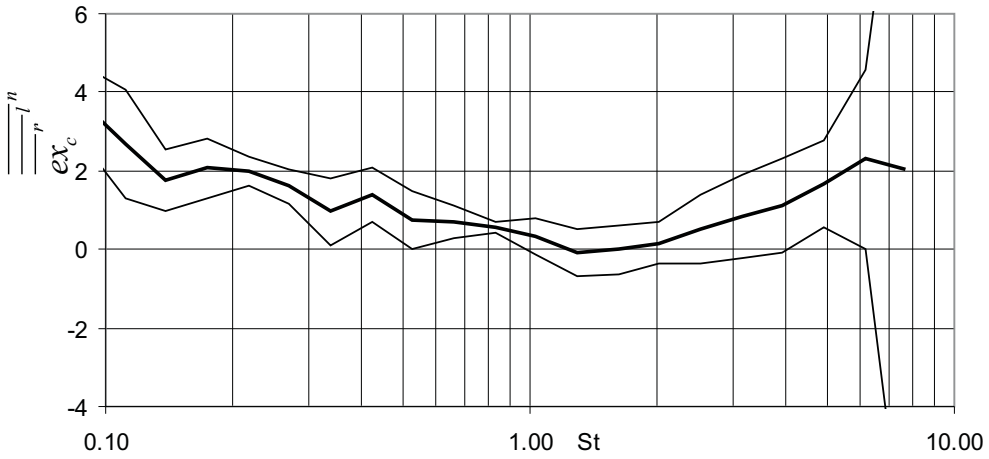

Bild A.65: Über Schallgeschwindigkeiten (m), Zylinderkonfigurationen (l) und Anströmgeschwindigkeit (n) gemittelte $\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^n$ Spektren mit 95%-Vertrauensbereich. Das hierzu gehörige Mittel über einen Strouhalbereich 0,1 bis 5 ist $\overline{\overline{\overline{ex_c}^r}^l}^{n\,\mathrm{St}} = 1,0 \pm 0,4$

Zusammenfassung zur Abhängigkeit der Einflussgrößen-Exponenten von der Gaszusammensetzung

Eine Übersicht über die Abhängigkeit der Exponenten ex_U, ex_D und ex_L von der Konzentration des Heliums, gekennzeichnet durch das Symbol m, erhält man durch Zusammenfassung der Tabellen A.7, A.9 und A.11.

Tabelle A.17: Übersicht zur m-Abhängigkeit

m	$\overline{\overline{ex_U}^{l}}^{\mathrm{St}}$
1	6,1±0,03
2	5,7±0,04
3	5,5±0,01
4	5,0±0,01
5	4,6±0,01

m	$\overline{\overline{ex_D}^{n^{l^D}}}^{\mathrm{St}}$
1	1,38±0,39
2	1,43±0,40
3	2,29±0,63
4	2,59±0,52

m	$\overline{\overline{ex_L}^{n}}^{\mathrm{St}}$
1	1,1±0,3
2	0,6±0,3
3	0,9±0,3
4	0,4±0,4

Mit zunehmender Heliumkonzentration m nimmt danach der Exponent $\overline{\overline{ex_U}^{l}}^{\mathrm{St}}$ eindeutig ab, der Exponent $\overline{\overline{ex_D}^{n^{l^D}}}^{\mathrm{St}}$ eindeutig zu und der allerdings nur für einen Abmessungssprung bestimmte Exponent $\overline{\overline{ex_L}^{n}}^{\mathrm{St}}$ zeigt mit relativ größeren Unsicherheit tendenziell abnehmendes Verhalten.

A.7 DFEM-Modellierung eines Dipol-Linienstrahlers

Die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Zylinder ist, wie in den Strömungsmessungen gezeigt, über die Zylinderlänge betrachtet, nicht konstant. Auch deuten die Ergebnisse zum Einfluss der Zylinderlänge auf die generierte Schallleistung darauf hin, dass die Wirbelablösung über die Zylinderlänge nicht gleichphasig erfolgt.

Es müssten deshalb die von jedem Segment erzeugten Teilschallleistungen nach Betrag, Phase und Frequenz bestimmt werden, was im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht durchgeführt wurde. Statt dessen soll aber im Folgenden diesen Fragen theoretisch nachgegangen werden. Hierzu bietet sich die Direkte Finite Elemente Methode (DFEM)[30] [37] an, mit deren Hilfe die abgestrahlte Schallleistung eines mit Dipolen besetzten Linienstrahlers für verschiedene Betrags- und Phasenverteilungen untersucht werden kann. Die dabei hergeleiteten Untersuchungen zeigen auch die Grenzen der makroskopischen Methode bezüglich der „Treffsicherheit“ der ermittelten experimentellen Ergebnisse auf.

A.7.1 Schallleistung eines Doppeldipols bei beliebiger Achsausrichtung mit harmonischer Zeitfunktion schwingend

Zwei Dipole mit den Dipolmoment-Effektivwerten $\tilde{D}_1$ und $\tilde{D}_2$, die im Anstand d_{12} und mit verschiedenen Achsrichtungen $\mathbf{a}_1 = \{a_{11}, a_{12}, a_{13}\}$ und $\mathbf{a}_2 = \{a_{21}, a_{22}, a_{23}\}$ im Abstand d_{12} angeordnet sind (Bild A.66) strahlen eine Schallleistung

$$P = P_l + P_2 + 2 \cdot P_{12} \tag{A.73}$$

ab, wobei [33], [37]

$$P_1 = \frac{\rho c}{12\pi} \tilde{D_1}^2 \cdot k^4 \tag{A.74}$$

$$P_2 = \frac{\rho c}{12\pi} \tilde{D_2}^2 \cdot k^4 \tag{A.75}$$

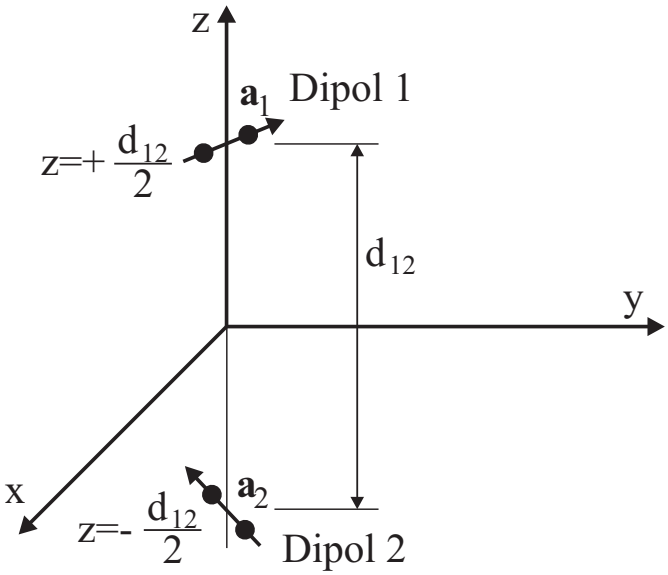

Bild A.66: Dipol-Strahlersystem, Koordinaten

und

$$P_{12} = \frac{\rho c}{(4\pi)^2} \tilde{D}_1 \cdot \tilde{D}_2 \cdot k^4 \cdot \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \cos\vartheta_1 \cdot \cos\vartheta_2 \cdot \cos\left(d_{12} k \cdot \cos\vartheta - \phi_{12}\right) \mathrm{d}\vartheta \mathrm{d}\varphi \tag{A.76}$$

Dabei sind neben bereits erklärten Größen die Winkel ϑ_1 und ϑ_2 die auf ein auf die Lage der beiden Dipole (0;0;0,5d_{12}) und (0;0;0,5d_{12}) bezogenen Winkelkoordinaten, die vor Durchführung der Integration in Gl. A.76 auf Koordinaten (ϑ;φ) des Koordinatenursprungs (0;0;0) umzurechnen sind. Außerdem beschreibt ϕ den Phasenunterschied der Schwingungen beider Dipole.

Für beliebig im Raum mit $\mathbf{a}_1$ und $\mathbf{a}_2$ ausgerichtete Dipole erfolgt die erforderliche Umrechnung der Winkelkoordinaten durch [33]

$$cos\vartheta_i = a_{i1} \sin\vartheta \cos\phi + a_{i2} \sin\vartheta \sin\phi + a_{i3} \cos\beta \quad i = 1, 2 \tag{A.77}$$

und für den Sonderfall eines Doppeldipols, dessen Achsen parallel und senkrecht zur Verbindungslinie der Achsen stehen wird mit

$$\mathbf{a}_1 = \{1; 0; 0\} \tag{A.78}$$

$$\mathbf{a}_2 = \{1; 0; 0\} \tag{A.79}$$

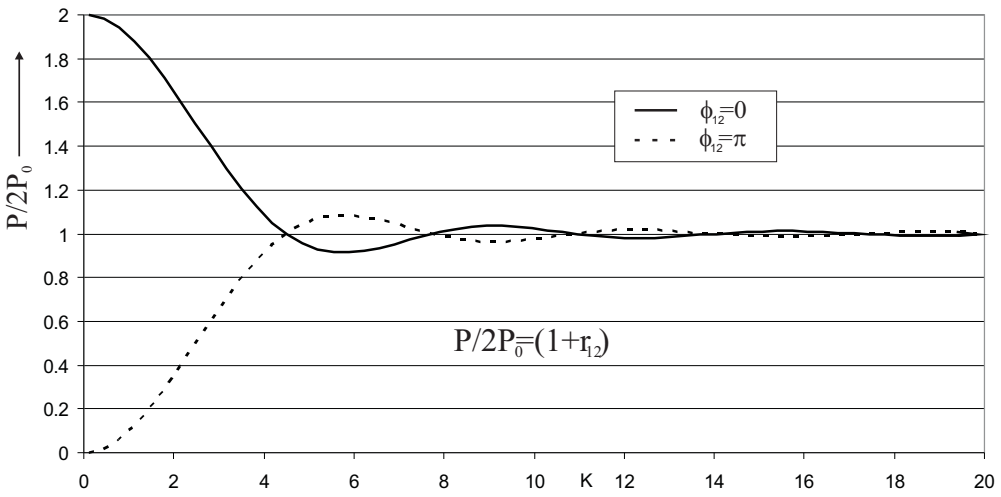

Bild A.67: Schallleistung des Doppel-Dipol gleicher Einzelleistung $P_1 = P_2 = P_0$

$$\cos\vartheta_1 \cdot \cos\vartheta_2 = \sin^2\vartheta \cdot \cos^2\varphi \tag{A.80}$$

und die Wechselwirkungsleistung nach Gl.(A.76) schließlich zu

$$P_{12} = \frac{\rho c}{4\pi}\tilde{D}_1 \cdot \tilde{D}_2 \cdot k^4 \cdot \frac{1}{(d_{12}k)^3}\left[\sin(d_{12}k) - d_{12}k\cos d_{12}k\right] \cdot \cos\phi_{12} \tag{A.81}$$

$$P_{12} = \sqrt{P_1}\sqrt{P_2} \cdot r_{12} \tag{A.82}$$

mit

$$r_{12} = \frac{3}{(d_{12}k)^3}\left[\sin(d_{12}k) - d_{12}k\cos d_{12}k\right] \cdot \cos\phi_{12} \tag{A.83}$$

und damit

$$P = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1}\sqrt{P_2} \cdot r_{12} \tag{A.84}$$

Im Grenzfall $d_{12}k \to 0$, also verschiedener Abstände d_{12} und/oder großer Wellenlängen bzw. tiefer Frequenzen geht $r_{12} \to 1 \cdot \cos\phi_{12}$ und $P \to \left(\sqrt{P_1} + \sqrt{P_2}\right)^2 \cdot \cos\phi_{12}$ und im Grenzfall $d_{12}k \to \infty$ strebt $r_{12} \to 0$ und P nach $P \to P_1 + P_2$.

Für $P_1 = P_2 = P_0$ erhält man schließlich

$$\frac{P}{P_0} = 2 \cdot (1 + r_{12}) \tag{A.85}$$

A.7.2 Dipol-Linienstrahler

Die von einem Linienstrahler abgestrahlte Luftschallleistung P errechnet sich nach der Direkten Finiten Elemente Methode, nach der DFEM [30] [37], als Summe von Einzelschallleistungen P_i und Wechselwirkungsleistungen P_{ml} von Längenabschnitten

$$P = \sum_{i=1}^{N} P_i + \sum_{l,l\neq m} \sum_{m,l\neq m} P_{ml}. \tag{A.86}$$

Speziell für einen Dipol-Linienstrahler sind dabei für P_i und P_{ml} die durch Verallgemeinerung der Gln. A.74, A.75, A.81 sich ergebenden Dipol-Ausdrücke der nach Amplituden und Phasen diskretisierten Schwingungsverteilung. Dabei werden bei der Länge L des Strahlers durch gleichmäßige Diskretisierung entlang L diesen Dipolen Abschnitte $d = L/N$, sowie Schallleistungs und Wechselwirkungsschallleistung der diskret angeordneten Dipole der Flächenabschnitten $\Delta S = \frac{BL}{N}$ zugeordnet, wie durch Bild A.68 dargestellt. Dipolmomente $D_i = v_i \cdot \Delta S \cdot D_0$ sind damit beschrieben durch

$$P_i = \frac{\rho c}{12\pi} \tilde{D_i}^2 \cdot k^4 = \frac{\rho c}{12\pi} \left(\frac{\hat{v_i}^2}{2} \left(\frac{LB}{N} \right)^2 \cdot D_0^2 \right) k^4 \tag{A.87}$$

$$P_{lm} = \frac{\rho c}{4\pi} \tilde{D_l} \tilde{D_m} k^4 \frac{1}{(d_{lm} \cdot k)^3} \left[\sin\left(d_{lm}k\right) - d_{lm}k \cos d_{lm}k \right] \cdot \cos \phi_{lm} \tag{A.88}$$

oder auch

$$P_{lm} = \frac{\rho c}{4\pi} \frac{\hat{v_l} \hat{v_m}}{2} \left(\frac{LB}{N} \right)^2 \cdot D_0^2 \frac{k^4}{(d_{lm}k)^3} \left[\sin\left(d_{lm}k\right) - d_{lm}k \cos d_{lm}k \right] \cdot \cos \phi_{lm} \tag{A.89}$$

Dabei beschreibt φ_{lm} die Phasenlage der Schwingungen zwischen dem l-ten und m-ten Ersatz-Dipol, wobei l und m die Laufvariablen der Einzeldipole sind. Mit diesen Laufvariablen lassen sich schließlich die Abstände des l-ten und m-ten Dipol darstellen durch

$$d_{lm} = \frac{|l - m| \cdot L}{N} \tag{A.90}$$

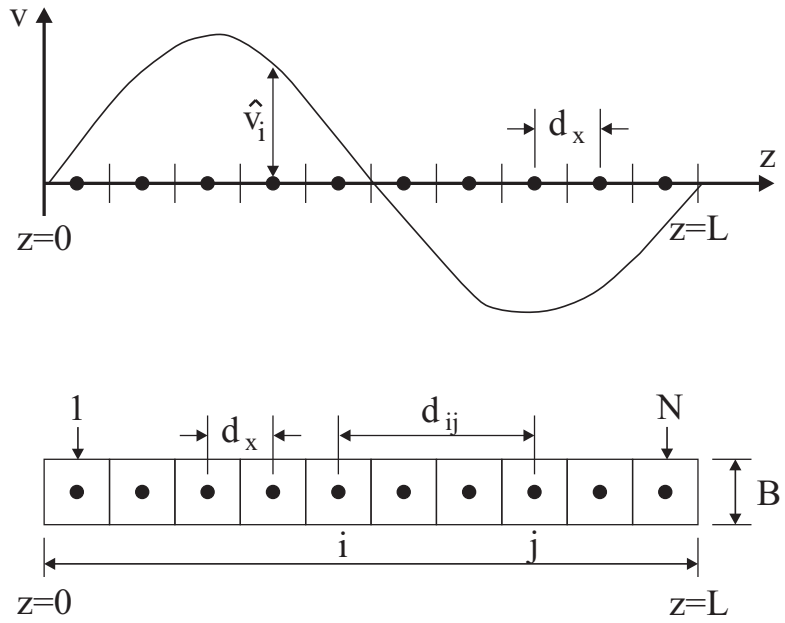

Bild A.68: Schwingungsverteilung, Diskretisierung und Ersatzbelegung eines Linienstrahler

und unter Berücksichtigung der Symmetrie $P_{lm} = P_{ml}$ erhält man schließlich für die abgestrahlte Luftschallleistung P des Dipollinienstrahlers

$$P = \rho c \frac{k^4 D_0^2}{12\pi} \left(\frac{LB}{N}\right)^2 \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v}_i^2}{2} + 2 \sum_{l \neq m} \sum_{l > m} \frac{\hat{v}_l \cdot \hat{v}_m}{2} \cdot WW_{lm}\right] \tag{A.91}$$

mit

$$\begin{aligned} WW_{lm} \;=\; & \frac{3}{\left(kL \cdot |l-m| / N\right)^3} \cdot \\ & \left[\sin\left(kL \cdot |l-m| / N\right) - \left(kL \cdot |l-m| / N\right) \cdot \right. \\ & \left. \cos\left(kL \cdot |l-m| / N\right)\right] \cos\varphi_{lm} \end{aligned} \tag{A.92}$$

Es wird ferner ein normierter Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ eingeführt mit

$$\sigma^{\#} = \frac{P}{\frac{\rho c}{8} k^3 \cdot D_0^2 \left(B^2 L\right) \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v}_i^2}{2}} \tag{A.93}$$

so dass

$$\sigma^{\#} = \frac{kL}{\pi} \cdot \frac{2}{3} \frac{1}{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v_i^2}}{2}} \cdot \frac{1}{N^2} \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v_i^2}}{2} + 2 \sum_{l \neq m} \sum_{l > m} \frac{\hat{v}_l \cdot \hat{v}_m}{2} \cdot WW_{lm} \right] \tag{A.94}$$

und mit $K = kL$ speziell für den Dipolsrahler nullter Ordnung:

$$\begin{aligned} \sigma^{\#} &= \frac{K}{\pi} \Bigg\{ \frac{1}{N} + \frac{6}{N^2} \sum_{l=1}^{N} (N-l) \frac{1}{(K/N)^3} [\sin(K \cdot |l-m|/N) - \\ &\quad (K \cdot |l-m|/N) \cdot \cos(K \cdot |l-m|/N)] \Bigg\} \end{aligned} \tag{A.95}$$

Zum Vergleich hierzu wird der normierte Schallabstrahlgrad des Monopollinienstrahlers beschrieben durch:

$$\sigma^{\#} = \frac{K}{\pi} \cdot \frac{2}{3} \frac{1}{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v_i^2}}{2}} \cdot \frac{1}{N^2} \left[\sum_{i=1}^{N} \frac{\hat{v_i^2}}{2} + 2 \sum_{l \neq m} \sum_{l > m} \frac{\hat{v}_l \cdot \hat{v}_m}{2} \cdot WW_{lm} \right] \tag{A.96}$$

mit

$$WW_{lm} = \frac{\sin(K \cdot |l-m|/N)}{(K \cdot |l-m|/N)} \tag{A.97}$$

Bild A.69 stellt diesen normierten Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ des gleichphasig und mit gleicher Amplitude schwingenden Dipollinienstrahler, also des Strahlers nullter Ordnung dar und die Bilder A.71, A.70 beschreiben schließlich diese Größe für allgemeinere Dipolstrahler n-ter Ordnung, beides in Funktion von kl bzw. $\mathrm{He_L} = \frac{1}{2}kl$.

Die Grafiken zeigen den großen Einfluss der Schwingungsordnung n des Linienstrahlers auf den Schallabstrahlgrad.

Bild A.70 zeigt dabei den normierten Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ für Ordnungen n zwischen 1 und 100 über der Helmholtzzahl bezogen auf die Zylinderlänge.

Bild A.71 wiederholt Bild A.70 für einen verkürzten kl-Bereich bei gleichzeitiger feinerer n-Variation. In diesem Bereich zeigen sich deutliche Unterschiede im Schallabstrahlgrad bei nur einer geringen Variation der Schwingungsordnung.

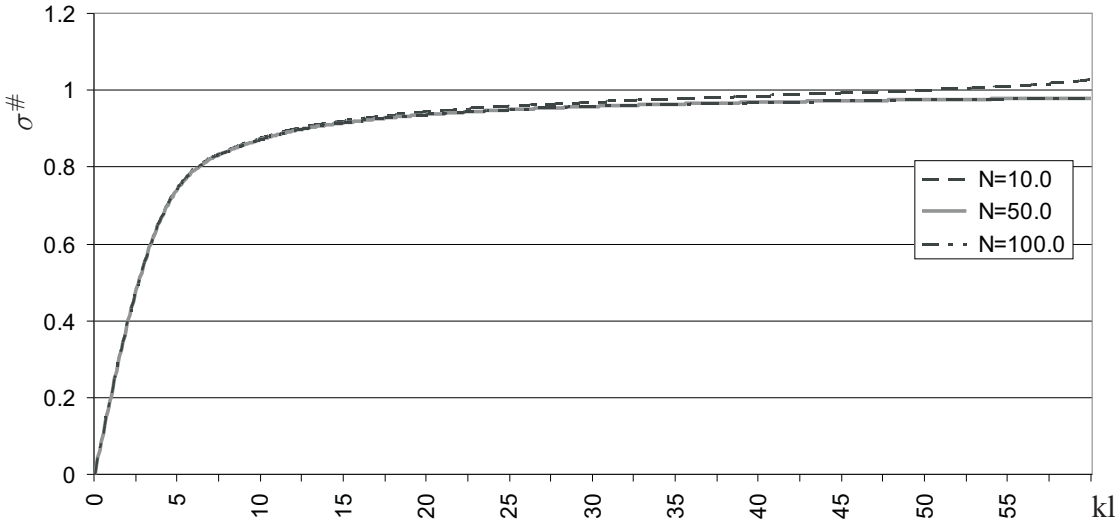

Bild A.69: Normierter Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ des Dipol-Linienstrahlers nullter Ordnung für verschiedene Diskretisierungsdichten $N = 10$, $N = 50$, $N = 100$ nach Gleichung A.96

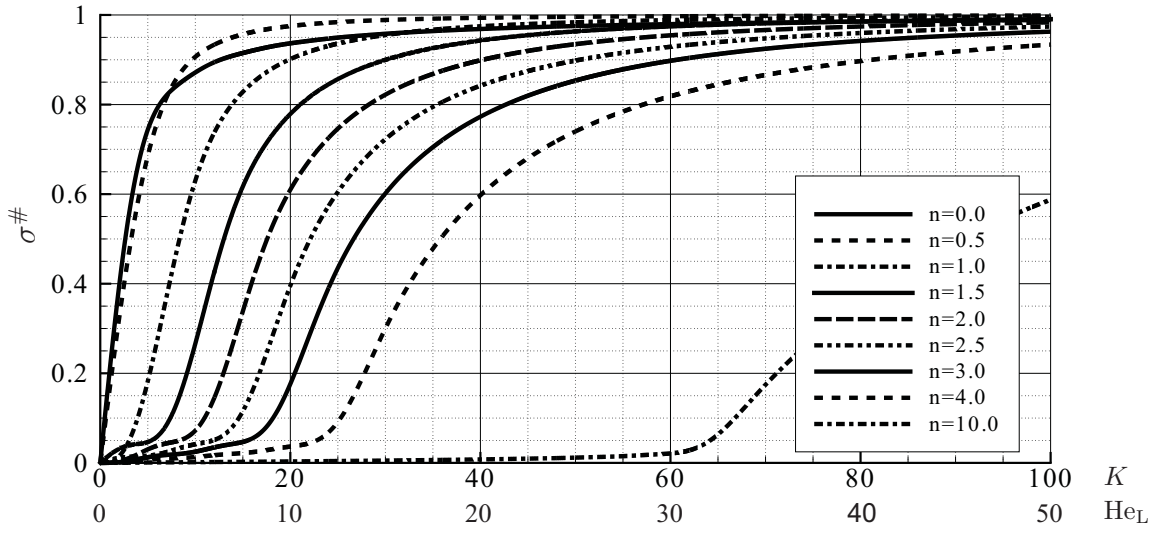

Bild A.70: Normierter Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ des Dipol-Linienstrahlers für verschiedene Ordnungen n und Diskretisierungsdichte $N = 50$ nach Gleichung A.93

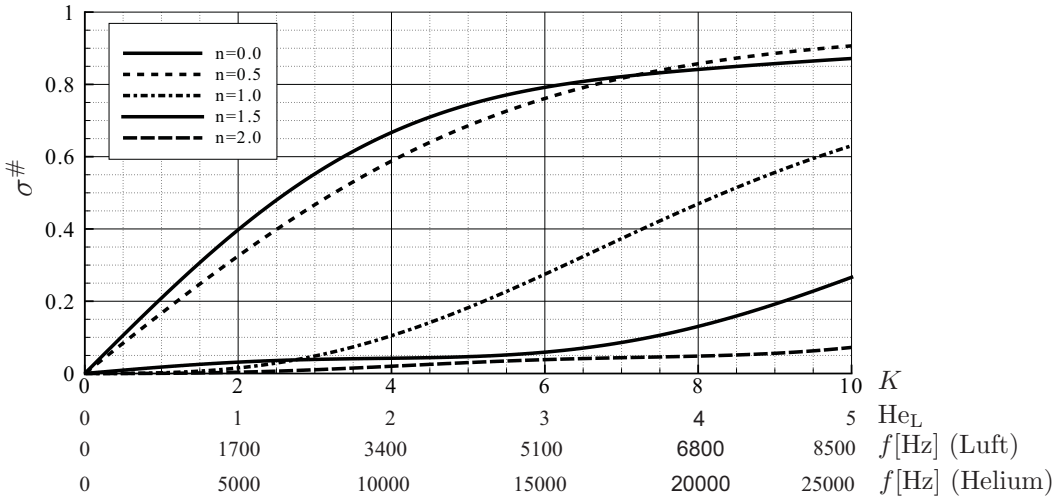

Bild A.71: Normierter Schallabstrahlgrad $\sigma^{\#}$ des Dipol-Linienstrahlers für verschiedene Ordnungen n und Diskretisierungsdichte $N = 50$ nach Gleichung A.93 dargestellt über K, $\mathrm{He_L}$ und der Frequenz bei einer Zylinderlänge von L =200 mm

Eine Schallabstrahlung nullter Ordnung würde eine gleichphasige Wirbelablösung über die gesamt Zylinderlänge vorraussetzen, was bei den vorliegenden Versuchskonfigurationen aber nicht zu erwarten war. Vielmehr ist neben einer über die Zylinderlänge nicht konstanten Anströmgeschwindigkeit und Turbulenz mit einer Ablösung höherer Ordnung zu rechnen. Eine alleinige makroskopische Betrachtung kann eine Beschreibung der Einflussparameter auf die Schallabstrahlung von Kreiszylindern im Rundlauf nur näherungsweise beschreiben.

Literaturverzeichnis

[1] *33120A 15 MHz Function/Arbitary Waveform Generator, Instruction Manual*, 1994

[2] Allen, C.; Kamperman, G.; Beranek, L.: Noise of centrifugal fans, *Journal of Acoust. Soc. Amer. 27*, 1955

[3] Almgren, M.: Acoustic boundary layer influence on scale model simulation of sound propagation: experimental verification, *Journal of Sound and Vibration*, 1986

[4] Almgren, M.: Acoustic boundary layer influence on scale model simulation of sound propagation: theory and numerical examples, *Journal of Sound and Vibration*, 1986

[5] Amiet, R.: Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent Stream, *Journal of Sound and vibration, 41(4), 407-420*, 1975

[6] Bass, H.; Sutherland, L.; Zuckerwar, A.; Blackstock, D.; Hester, D.: Atmospheric Absorption of sound: further developments, *JASA*, 1995

[7] Blake, W.: Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, *Applied Mathematics and Mechanics*, 1986

[8] Brüel & Kjaer: *Condenser Mikcrophones and Microphone Preamplifiers for acoustic measurements, Data Handbook*, MTUM-N94EEM-0002, 1982

[9] Brüel & Kjaer: *Product Data, Reference Sound Source - Type 4204*, BP0263-17, 1995

[10] Brooks, F.; Pope, D.; Marcolini, M.: Airfoil self noise and prediction, *NASA RP-1218, pp. 1-137*, 1989

[11] Challand, S.: Servomotor, *Studienarbeit, ITSM, Uni Stuttgart*, 2005

[12] Cox, J.; Rumsey, C.; Brentner, K.; Younis, B.: Computation of sound generated by viscous flow over a circular cylinder, *NASA technical memorandum 110339, NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia*, 1997

[13] Dantec Elektronik: *56 C 16 General Purpose Bridge, Instruction Manual*, 1986

[14] Davis, M.; Pan, N.: Noise generated by the interaction of turbulent jets with circulat cylinders, *Journal of Sound and Vibration, 135(3)*, 1989

[15] DIN IEC 61094-6: Measurement Microphones, Part 6: Electrostatic Actuators for determination of frequency response, *DIN*, 2003

[16] Dynamics, D.: *TProbes for Hot-wire Anemometry*, Dantec Dynamics, 2003

[17] Ehrenfried, K.: *Strömungsakustik II; Skript zur Vorlesung*, Technische Universität Berlin, 2003

[18] Etkin, B.; Korbacher, K.; Keefe, R.: Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream (aeolian tones), *JASA 29(1)*, 1957

[19] Fujita, A.; Sagawa, A.: Characteristics of the aeolian tone generated from cylinders in conjunction with pantograph noise control, *Proceedings of the Joint DEGA and ASA meeting*, 1999

[20] Gerrard, J.: Measurements of the sound from circular cylinders in an air stream, *Proc. Phys. Soc. B68*, 1955

[21] Goldman, R.; Maling, G.: Noise from small centrifugal fans, *Noise Control Vol. 1*, 1955

[22] Hahne, E.: *Technische Thermodynamik*, Addison-Wesley-Verlag, 1993

[23] Hübner, G.: Geräuschbildung an Radiallüftern, *Siemens-Z, Bd. 33*, 1959

[24] Hübner, G.: Aerodynamische Geräusche umlaufender Maschinenteile, *VDI-Bericht Bd. 48*, 1961

[25] Hübner, G.: Geräuschbildung an rotierenden Zylindern und Radiallüftern., *Proceedings of the 3rd International Congress on Acoustics, Stuttgart 1959, Verlag Elsevier, Amsterdam*, 1961

[26] Hübner, G.: Noise of centrifugal fans and rotating cylinders, *ASHRAE Journal*, 1963

[27] Hübner, G.: Analysis of errors in the measurement of machine noise, *Journal of the Acoustical Society of America (JASA), Vol. 54, No. 4*, 1973

[28] Hübner, G.: Experimentelle Untersuchungen zur Abschätzung der Schallleistung aerodynamischer Schallquellen von den Gaseigenschaften, *Fortschritte der Akustik, Tagungsband der DAGA*, 1978

[29] Hübner, G.: Zur Schalleistung von schwingenden ebenen Flächen - Eine Methode der finiten Elemente zur Direktbestimmung der Schalleistung alternativ zur Rayleigh/Frauenhoferschen Beschreibung, *FASE/DAGA 82, Göttingen 1982, Fortschritte der Akustik*, 1982

[30] Hübner, G.: Eine Betrachtung zur Physik der Schallabstrahlung, *Acustica Vol. 75*, 1991

[31] Hübner, G.: Final results of a national round robin test determining the sound power of machines/equipment, *InterNoise 97, Budapest 1997, Proceedings*, 1997

[32] Hübner, G.: Accuracy consideration on the meteorological correction for a normalized sound power level, *Proceedings Inter Noise, Nizza*, 2000

[33] Hübner, G.: Maschinenakustik A, Schallabstrahlung, *Vorlesungsskript, ITSM Uni Stuttgart*, 2001

[34] Hübner, G.: Remarks on the "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (GUM), *Published by ISO and other international organisations-floating error analysis for an acoustic example. Proc. of InterNoise, CDROM, Dearborn, USA*, 2002

[35] Hübner, G.: *Akustische Messtechnik*, Vorlesungsskript, ITSM Uni Stuttgart, 2006

[36] Hübner, G.; Hupfeld, J.: Zur Messung der Schallleistung in einem Hallraum unterhalb der unteren Grenzfrequenz, *DAGA*, 2005

[37] Hübner, G.; Kandelaki, D.: Der Nahfeldfehler ebener Platten unterhalb der Koinzidenzfrequenz, *DAGA, Aachen*, 2003

[38] Hübner, G.; Kraus, M.; Kandelaki, D.: Bestimmung der Schallleistung von Maschinen - systematische Fehler, *Forschungsbericht der BAuA Fb. 1015*, 2004

[39] Hübner, G.; Wittstock, V.: Investigation of the sound power generation of cylinders moving in gases at different static pressures - first results, *Proceedings of Euro-Noise*, 1998

[40] Hübner, G.; Wittstock, V.; Sehrndt, G.: Determination of sound power levels in a reverberant room varying the static pressure between 1 and 100 kPa, *Proceedings of Inter-Noise*, 1998

[41] Hübner, G.; Wu, J.; Messner, J.: *Ringversuch zur Bestimmung des Schalleistungspegels*, BAU - Forschungsbericht Fb 736, 1996

[42] Heckl, M.; Müller, H.: *Taschenbuch der Technischen Akustik*, Springer Verlag, 1975

[43] Holle, W.: Frequenz und Schallstärkemessungen an Hiebtönen, *Akustische Zeitschrift*, 1938

[44] Hupfeld, J.: Aufbau und Anwendung einer Vorrichtung zur Kalibrierung von Anemometern und Mikrofonen in Helium-Luft-Gemischen, *Diplomarbeit, ITSM, Uni Stuttgart*, 2004

[45] Hupfeld, J.: Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Gaseigenschaften auf aerodynamisch erzeugte Schallleistungen von umlaufenden Kreiszylindern ergänzt durch eine Übersicht zum Stand der Vorausbestimmung aerodynamischer Geräuschemission bewegter Maschinenbauelemente (Rotoren, Lüfter, ...), *DAGA, Stuttgart, Vorkolloquium: Maschinenakustik*, 2007

[46] ISO 3741: Acoustics - Determination of sound power levels of noise sources using sound pressure - Precision methods for reverberation test rooms, *ISO, Committee Draft, N1549*, 2005

[47] ISO 3745: Determination of sound power levels of noise sources using sound pressure - Precision methods for anechoic and hemi-anechoic rooms, *ISO*, 2003

[48] ISO 9614: Acoustics - Determination of sound power levels of noise sources using sound intensity, *ISO*, 1993

[49] ISO/BIPM-Leitfaden,: Guide to the expression of uncertainty in measurement. (GUM) first edition, *ISBN 92-67-10188-9*, 1995

[50] Jorgensen, F.: *How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide*, Dantec Dynamics, 2000

[51] Költzsch, P.: *Geräusche von Strömungsmaschinen - Ein Beitrag zur Lärmbekämpfung an Maschinen und Anlagen*, Freiberger Forschungshefte, Maschinen - und Energietechnik, A 697, 1984

[52] Költzsch, P.: Werner Albring und die Ähnlichkeitsmechanik, *Vortrag zum Ehrenkolloquium der Berlin-Brandenburgischen Akademie der Wissenschaften (BBAW), Berlin*, 2004

[53] Kutter, R.: *Flugzeug-Aerodynamik*, Motorbuch Verlag, 1983

[54] Kuttruff, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls*, S. Hirzel Verlag, 1988

[55] Langeheinecke, K.: *Thermodynamik für Ingenieure*, Vieweg-Verlag, 2001

[56] Leehey, P.; Hanson, C.: Aelian tones associated with resonant vibration, *Journal of Sound and Vibration 13(4)*, 1971

[57] Lighthill, M.: On sound generated aerodynamically, *Proc. Roy. Soc., London A211564-587*, 1952

[58] Lips, W.: *Strömungsakustik in Theorie und Praxis - Anleitungen zur lärmarmen Projektierung von Maschinen und Anlagen*, Expert Verlag, 1995

[59] Lowson, M.: Assessment and Prediction of Wind Turbine Noise, *Flow Solutions Report 92/19*, 1992

[60] McEachern, J.; Lauchle, G.: Flow-induced noise on a bluff body, *JASA 97(2), pp. 947-953*, 1995

[61] Morse, P.M.; Ingard, K.: *Theoretical Acoustic*, Princeton University Press, 1986

[62] MTU: *Einsatzmöglichkeiten der Heißfilmanemometrie zur Geschwindigkeits- und Turbulenzmessung bei der Verdichter- und Turbinenentwicklung, Technische Notiz*, MTUM-N94EEM-0002, 1994

[63] Nitsche, W.: *Strömungsmesstechnik*, Springer Verlag, 1994

[64] Perry, A.: *Hot-wire anemometry*, Oxford : Clarendon Pr., 1982

[65] Revell, J.; Prydz, R.; Hays, A.: Experimental study of airframe noise vs drag relationship for circular cylinders, *Lockhead report 28074, final Report for NASA contract NAS1-14403*, 1977

[66] Rieger, W.: *Entwicklung eines Meßverfahrens zur Bestimmung der abgestrahlten Luftschalleistung ebener Strahler auf der Grundlage der DFEM*, Ph.D. thesis, Institut für Thermische Strömungsmaschinen und Maschinenlaboratorium (ITSM) der Universität Stuttgart, 2097

[67] Rose, M.; Wilde, A.: Vergleich und Bewertung der Berechnungsmöglichkeiten für den aerodynamisch erzeugten Schall, *Bericht zum Forschungsvorhaben der DFG*, 1998

[68] Roshko, A.: On the development of turbulent wakes from vortex streets, *NACA, Tech. Report 1191*, 1954

[69] Roshko, A.: Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics, 10*, 1961

[70] Schlichting, H.; Gersten, K.: *Grenzschichttheorie*, 9. völlig bearbeitete und erweiterte Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1997

[71] Stüber, B.: Unteruchung aerodynamischer erzeugter Schallfelder mit Hilfe der Modellmethode, *Dissertation, TH München*, 1968

[72] Stephan, K.; Mayinger, F.: *Thermodynamik, Grundlagen und technische Anwendungen*, Springer-Verlag, 1992

[73] VDI 2081: Lärmminderung bei raumlufttechnischen Anlagen, *VDI Verlag*, 1983

[74] VDI 3731: Blatt 2, Rahmen-Richtlinie, Ventilatoren, *VDI Verlag*, 1990

[75] Vorländer, M.: Revised relation between the sound power and the average sound pressure level in rooms and consequences for acoustic measurements, *Acustica Vol. 81*, 1995

[76] Waterhouse, R.: Interference patterns in reverberant sound fields, *JASA 27(2)*, 1955

[77] Wittstock, V.: Vergleich von Modellen zur Vorhersage des von Windkraftanlagen aerodynamisch erzeugten Schalls, *Diplomarbeit, TU Dresden*, 1995

[78] Wittstock, V.: *Experimentelle Bestimmung der Schallleistung quer angeströmter Kreiszylinder in einem weiten Bereich von Ähnlichkeitskennzahlen*, Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen und Maschinenlaboratorium (ITSM) der Universität Stuttgart, 2002

[79] Wittstock, V.; Bethke, C.: The influence of temperature and static pressure on the sound power of aerodynamic reference sound sources, *Internoise, Dearborn*, 2002

[80] Zdravkovich, M.: *Flow around circular cylinders, Vol 1: Fundamentals*, Oxford Science Publications, 1997

[81] Zeller, W.; Lübcke, E.: Lärmabwehr in der Lüftungstechnik, Heizung und Lüftung 11, 1937

[82] Zierep, Bühler: *Strömungsmechanik*, Springer-Verlag, 1991