

Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an aerodynamischen Profilen

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und
Wirtschaftsingenieurwesen der Brandenburgischen Technischen
Universität Cottbus zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur

Jens Giesler

geboren am 03. September 1978 in Hanau

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Christoph Egbers

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ennes Sarradj

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Lars Enghardt

Tag der mündlichen Prüfung: 23. August 2011

Copyright / Rechtliche Bedingungen

Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an aerodynamischen Profilen von Jens Giesler steht unter einer Creative Commons Namensnennung-NichtKommerziell-KeineBearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Sämtliche Rechte am Inhalt dieser Arbeit verbleiben beim Autor. Der Autor überträgt der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus das einfache Verbreitungsrecht, also das Recht, im Rahmen der gesetzlichen Aufgaben der Hochschulbibliotheken, weitere Kopien dieser Dissertation herzustellen und zu verbreiten bzw. in Datennetzen zur Verfügung zu stellen. Eine kommerzielle Nutzung der Dissertation durch die Universitätsbibliothek ist jedoch ausgeschlossen.

Die Arbeit darf heruntergeladen und frei verwendet werden, wenn sie entsprechend zitiert wird. Eine Bearbeitung von Inhalten jeglicher Art dieser Arbeit (zum Beispiel von Abbildungen, Tabellen, Text, usw.) bedarf der schriftlichen Erlaubnis des Autors. Die Vervielfältigung und/oder Verbreitung der Dissertation aus kommerziellen Zwecken ist untersagt.

Danksagung

Mein erster Dank gilt meinem Lehrer, Förderer und Erstgutachter Herrn Professor Dr.-Ing. E. Sarradj, dessen Unterstützung ich mir in jeglicher Fragestellung sicher sein konnte. Durch zahlreiche inhaltliche Diskussionen hat er mir immer wieder geholfen, meinen Blick aufs Neue zu fokussieren und somit maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Professor Dr. rer. nat. L. Enhardt vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Berlin danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens und für die damit verbundene Bereitschaft, sich intensiv mit dieser Arbeit auseinanderzusetzen.

Herrn Professor Dr.-Ing. C. Egbers danke ich für den Vorsitz im Promotionsausschuss.

Meinen Kollegen Thomas Geyer, Christoph Fritzsche und Carsten Langhof danke ich für die vielen Erörterungen akustischer und aeroakustischer Zusammenhänge.

Für das Korrekturlesen der schriftlichen Arbeit danke ich Herrn Stephan Klatt.

Ein herzliches Dankeschön geht auch an meine Frau Doris, die mich besonders in den letzten Monaten vor Einreichung dieser Arbeit von meinen familiären Aufgaben entbunden hat und mir somit ermöglichte, mich voll und ganz auf die Fertigstellung meiner Dissertation zu konzentrieren.

Der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus danke ich für die Gewährung eines Promotionsstipendiums von April 2007 bis Dezember 2009 im Rahmen der Internationalen Graduiertenschule - Fachklasse C: „Verdichter Technologien und Materialien“. Innerhalb dieser Zeit entstand ein großer Teil der hiermit vorliegenden Arbeit.

Jens Giesler

Cottbus, Mai 2011

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	iv
Formelzeichen	iv
Indizes	vi
Darstellungen und Bezugsgrößen	vi
Abkürzungen	vii
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	4
2.1 Literaturüberblick: Untersuchungen und Modelle	4
2.2 Literaturüberblick: Zylinder-Profil-Anordnung	9
2.3 Defizite im Kenntnisstand und Ziele der Arbeit	11
3 Messaufbau und Messumgebung	13
3.1 Ableitung und Konzeption der Versuchsanordnung	13
3.2 Parametervariationen an Zylinder-Profil-Anordnung	17
3.3 Aeroakustischer Windkanal der BTU Cottbus	18
3.3.1 Aufbau	18
3.3.2 Windkanaldüse	19
3.3.3 Eigengeräusch, Eigenturbulenz und Geschwindigkeitsprofil	21
4 Messtechnik und Datenanalyse	24
4.1 Mikrofonarraymesstechnik	24
4.2 Analyse der Mikrofonarraydaten	26
4.2.1 Allgemeiner Ablauf der Analyse	26
4.2.2 Theorie zum Beamforming	27
4.2.3 Richtwirkung des verwendeten Mikrofonarrays	31
4.2.4 Einfluss der Konvektion und der Scherschicht	32
4.2.5 Wahl des Beamforming-Verfahrens	34
4.2.6 DAMAS-Beamforming	46
4.3 Hitzdrahtmesstechnik	47
4.4 Hitzdrahtmessungen	49
4.5 Analyse der Hitzdrahtmessdaten	51
4.5.1 Bestimmung der Geschwindigkeitsdaten	51
4.5.2 Ermittlung der integralen Längenskalen der Turbulenz	51
4.5.3 Qualität der Hitzdrahtmessungen	53

5 Experimentelle Ergebnisse	56
5.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit	56
5.1.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Profilstromung	56
5.1.2 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Schallgenerierung an der Vorderkante	59
5.2 Einfluss der Profildicke	61
5.2.1 Einfluss der Profildicke auf die Profilstromung	61
5.2.2 Einfluss der Profildicke auf die Schallgenerierung an der Vorderkante	63
5.3 Einfluss des Zylinderdurchmessers	65
5.3.1 Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Profilstromung . . .	65
5.3.2 Generierung von Ölsteinen in Folge der Zylinderumströmung . .	68
5.3.3 Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Schallgenerierung an der Vorderkante	70
5.4 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands	74
5.4.1 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands auf die Profilstromung .	74
5.4.2 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands auf die Schallgenerierung an der Vorderkante	77
5.5 Strouhalbandpegel	81
5.6 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	85
6 Modelle zur Vorhersage der Vorderkantenschallgenerierung	87
6.1 Modellrechnungen	87
6.1.1 Diskussion der Eingangsparameter für das Amiet-Modell	89
6.1.2 Diskussion der Eingangsparameter für das Verfahren nach Költzsch	91
6.1.3 Diskussion der Eingangsparameter für das Verfahren nach Guidati	94
6.2 Empirische Modellbildung	96
6.3 Modellvorhersagen im Vergleich zu Messwerten	99
6.3.1 Analyse der Modellabweichungen von den Messdaten	99
6.3.2 Mögliche Ursachen für die Modellabweichungen	104
7 Zusammenfassung und Ausblick	106
Literaturverzeichnis	110
Abbildungsverzeichnis	115
Tabellenverzeichnis	124
A Anhang	126
A.1 Erstellung der Düsenkontur basierend auf dem Verfahren nach Morel .	126
A.2 Weitere Messdaten zur Windkanaldüse	127
A.3 Koordinaten der Mikrofonkapseln	128
A.4 Weitere Schalldruckpegel-Kartierungen	129
A.5 Weitere Strömungsmessdaten	133

A.5.1	zum Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit	133
A.5.2	zum Einfluss der Profildicke	134
A.5.3	zum Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands	136

Nomenklatur

Formelzeichen

a	Zylinder-Profil-Abstand [m]
\mathbf{a}	Übertragungsvektor
A	Fläche [m ²]
\mathbf{A}	Übertragungsmatrix
b	Spannweite des Profils [m]
B	Beamformer-Ausgang
c	Schallgeschwindigkeit [m/s]
c_L	Sehnenlänge des Profils [m]
C	Umfang [m]
d	Zylinderdurchmesser [m]
d_H	hydraulischer Düsendurchmesser [m]
D_P	maximale Profildicke [m]
D_S	Scherschichtdicke [m]
\mathbf{e}	Steering-Vektor
E	Modelleingangsparameter
f	Frequenz [Hz]
f_g	Grenzfrequenz [Hz]
g	Polynomkoeffizient
G_{ii}	halbseitiges Autoleistungsdichtespektrum
\mathbf{G}	Kreuzspektralmatrix der Mikrofon-signale
h	Höhe der Strömungsschichten unter- und oberhalb des Profils [m]
H	Höhe des Strömungsbereichs [m]
k	normalisierte Wellenzahl [-]
K	Komponente
K_x	normalisierte Wellenzahl [-]
l	Düsenlänge [m]
L_E	spektraler Energiedichtepegel der Zuströmturbulenz [dB]
L_p	Schalldruckpegel [dB]
L_δ	Pegel der Modellabweichung [dB]
m	Anzahl der Gitterpunkte der Schalldruckpegel-Kartierung
M	Machzahl [-]
n	Anzahl der Iterationen beim DAMAS-Beamforming
N	Anzahl Samples pro FFT-Block

O	Ort (x,y,z)
p	Schalldruck [Pa]
\mathbf{p}	Vektor der Schalldrücke der Mikrofonsignale
p_s	statischer Druck [Pa]
p_t	Totaldruck [Pa]
P	Schalleistung [W]
P_f	spektrale Schalleistungsdichte [W/Hz]
PSF	Punktspreizfunktion
\mathbf{q}	Vektor der Quellen
R	Radius [m]
R_A	Radius am Düsenaustritt [m]
Re	Reynoldszahl [-]
R_E	Radius am Düseneintritt [m]
R_{ii}	Autokorrelation
s	Schaufelanzahl
S	Sears-Funktion
S_{ii}	Autoleistungsdichtespektrum
\mathbf{S}	Kreuzspektralmatrix der Quellsignale
Str	Strouhalzahl [-]
Su	spektrale Energiedichte der Zuströmturbulenz [m ² /s]
Δt	Zeitdifferenz [s]
T	Periodendauer [s]
Tu	Turbulenzgrad [-]
u'	Schwankungsgeschwindigkeit [m/s]
U	Geschwindigkeit [m/s]
U_P	Geschwindigkeit der Profilanströmung [m/s]
U_{Zyl}	Geschwindigkeit der Zylinderanströmung [m/s]
W	Konstante
x	Abstand in Strömungsrichtung [m]
x_m	Position des „matching points“ der Windkanaldüse [m]
\mathbf{x}	Ortsvektor
X	$X = x/l$ [-]
y	Abstand in Spannweitenrichtung [m]
z	Abstand senkrecht zur Strömungs- und Spannweitenrichtung [m]
α	Anstellwinkel des Profils [°]
β^2	$\beta^2 = 1 - M^2$ [-]
λ	akustische Wellenlänge [m]
Λ	Längenskale der Turbulenz [m]
ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
Φ	Steigung der Funktion des Auftriebsbeiwerts [-]
ρ	Dichte [kg/m ³]
ω	Kreisfrequenz [1/s]

Indizes

A	A-bewertet
ges	gesamt
i	i-tes Element
ref	Referenz
v	v-tes Element
x	in Strömungsrichtung
y	in Spannweitenrichtung
z	senkrecht zur Strömungs- und Spannweitenrichtung

Darstellungen und Bezugsgrößen

\bar{W}	zeitlicher Mittelwert
\underline{W}	komplexe Größe
\tilde{W}	Effektivwert
W^*	komplex konjugiert
$E\{W\}$	Erwartungswert von W
$F(W)$	Funktion abhängig von W
\mathbf{w}	Vektor
\mathbf{W}	Matrix
\mathbf{W}^H	konjugiert transponierte Matrix
\mathbf{W}^+	Moore-Penrose Pseudoinverse
$\hat{\mathbf{W}}$	Schätzer für die Matrix \mathbf{W}

$U_{\text{ref}}=1 \text{ m/s}$ Bezugsgröße bei Geschwindigkeitsskalierung

Abkürzungen

AIAA	American Institute of Aeronautics and Astronautics
BTU	Brandenburgische Technische Universität
CEAS	Council of European Aerospace Societies
CFD	Computational Fluid Dynamics
DAMAS	Deconvolution approach for the mapping of acoustic sources
DS	Delay-and-Sum-Beamforming
FB	Frequenzbereich
HK	Hinterkante des Profils
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Large Eddy Simulation
OB	Orthogonales-Beamforming
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
VK	Vorderkante des Profils
VLES	Very Large Eddy Simulation
v.l.n.r.	von links nach rechts
ZB	Zeitbereich

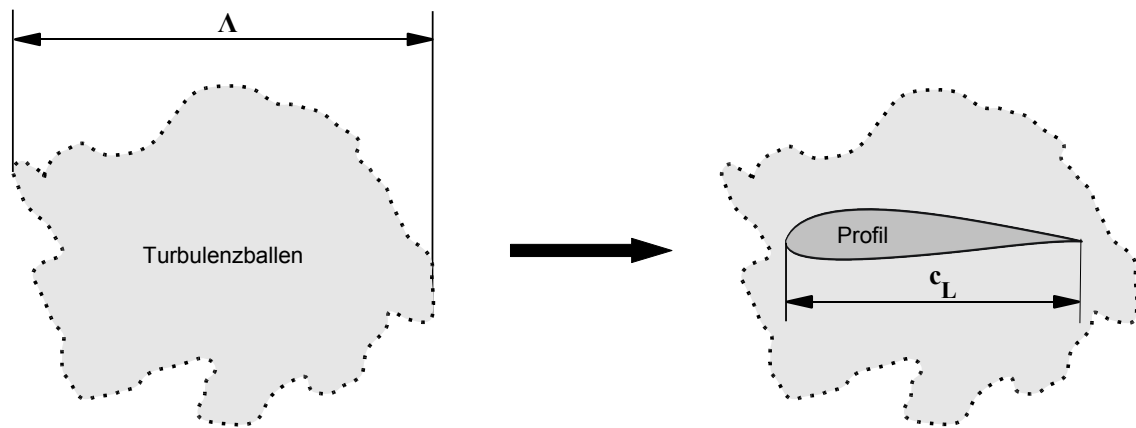
1 Einleitung

Seit einiger Zeit ist eine zunehmende Sensibilisierung der Bevölkerung für die Beeinträchtigung der Lebensqualität durch Lärm zu beobachten. Als Beispiel sind Bürgerinitiativen gegen den Ausbau von Flughäfen oder gegen die Neuerrichtung bzw. Erweiterung von Windparks zu nennen. Anlass für die Gründung der Bürgerinitiative ist häufig die Furcht der Bürger vor der möglichen Zunahme der Lärmbelastigung am Wohnort. Neben der beschriebenen Sensibilisierung der Bürger führt die Verschärfung gesetzlicher Grenzwerte zu der Notwendigkeit, die Schallemission von Maschinen und Anlagen zu minimieren. Oft handelt es sich bei den dominierenden Schallquellen um aeroakustische, also strömungsinduzierte Quellen. Beispiele für derartige Quellen sind neben den schon genannten Quellen an Windrädern und an Flugzeugen, Ventilatoren und Umströmungsgeräusche von Kraft- und Schienenfahrzeugen, um nur einige weitere aufzuzählen.

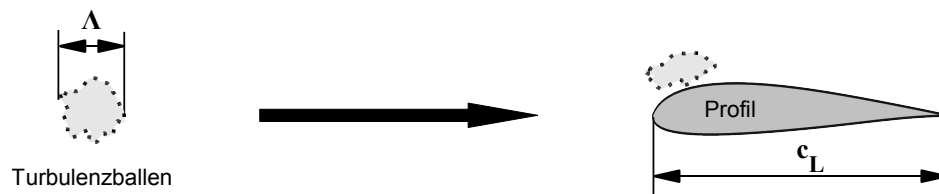
Die Minderung des Schalls sollte sinnvollerweise direkt an der Quelle vorgenommen werden, da mit zunehmender Entfernung zur Quelle die Schallminderung aufgrund von beispielsweise weiteren Schallausbreitungswegen, größeren angeregten Flächen, Reflexionen etc. immer aufwendiger wird. Zur Minderung des Schalls direkt an der Quelle ist die Kenntnis des physikalischen Schallentstehungsmechanismus erforderlich.

Die experimentelle Untersuchung des Schallentstehungsmechanismus eines turbulent angeströmten aerodynamischen Profils ist Inhalt der vorliegenden Arbeit. Auch wenn der Versuchsaufbau im aeroakustischen Windkanal geometrisch vergleichsweise einfach ist, treten Quellmechanismen, wie die Interaktion einer stark turbulenten Strömung mit der Profilverdickung, auf, deren physikalisches Verständnis für die Praxis zum Beispiel bei der ingenieurtechnischen Auslegung der genannten Beispiele von Bedeutung ist.

Wird ein Profil einer turbulenten Strömung ausgesetzt, so interagieren die turbulenten Strukturen (Turbulenzballen) der Anströmung mit der Profilloberfläche. Bedingt durch die Turbulenz und die damit einhergehenden Geschwindigkeitsschwankungen ändert sich der Anstellwinkel des Schaufelprofils. Es entstehen instationäre Wechselkräfte auf der Oberfläche des Schaufelprofils, die eine breitbandige Schallentstehung bewirken. Besonders die Geschwindigkeitsschwankungen senkrecht zur Schaufeloberfläche sind für die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung von Bedeutung. Die Geschwindigkeitsschwankungen in Richtung der Profillehne und in Richtung der Profilspannweite beeinflussen die Schallentstehung weit weniger [Lowson, 1992]. Da die stärksten Wechselwirkungen an der Vorderkante des angeströmten Profils auftreten, wird die Vorderkante als Entstehungsort des Schalls betrachtet. Die Schallentstehung durch turbulente Zu-



(a) Die turbulente Längenskale Λ ist größer als die Profillehnenlänge c_L . Der abgestrahlte Schall ist vorwiegend tieffrequent.



(b) Die turbulente Längenskale Λ ist kleiner als die Profillehnenlänge c_L . Der abgestrahlte Schall ist vorwiegend höherfrequent.

Abbildung 1.1: Mechanismus der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung nach unter anderem [Wagner et al., 1996].

strömung wird daher auch als *Vorderkantenschall* bezeichnet. Vorderkantenschall ist oft die dominierende Schallquelle an turbulent angeströmten Profilen.

Die einflussstärksten Parameter hinsichtlich der Schallentstehung und deren Vorhersagemodelle sind die Geometrie des Profils, die Strömungsgeschwindigkeit U , die Intensität der Turbulenz Tu und die integrale Längenskale der Turbulenz Λ . Letztere ist ein Maß für die Länge des Turbulenzballen.

Bei der Betrachtung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung können in Abhängigkeit vom Verhältnis von integraler Längenskale der Turbulenz zur Profillehnenlänge Λ/c_L zwei wichtige Fälle unterschieden werden [Wagner et al., 1996], die in Abbildung 1.1 dargestellt sind.

Im ersten Fall ist die integrale Längenskale der Turbulenz größer oder gleich der Profillehnenlänge, also das Verhältnis $\Lambda/c_L \geq 1$. Die Wechselkräfte wirken in diesem Fall an der gesamten Oberfläche des Schaufelprofils. Dies führt zu einer tieffrequenten Schallabstrahlung mit Dipolcharakteristik, die mit M^6 variiert. Das Schaufelprofil ist in diesem Fall akustisch kompakt.

Im zweiten Fall ist die integrale Längenskale der Turbulenz kleiner als die Profillehnenlänge. Die instationären Wechselkräfte wirken in diesem Fall auf lokale Teile der Profilloberfläche. Die Frequenz des entstehenden Schalls ist höher und das Profil ist

nicht mehr akustisch kompakt. Die Turbulenzballen werden an der Vorderkante des Profils von der Hauptströmung deformiert. Der generierte Schall wird an Profilvorder- und Hinterkante gestreut. Als Folge dessen ist die Richtcharakteristik nicht mehr rein dipolförmig. Die Geometrie des Profils, wie z. B. Vorderkantenradius, Dickenverteilung usw., beeinflusst sowohl die Schallentstehung wie auch die Abstrahlung.

Der Mechanismus, der hinter der höherfrequenten Schallentstehung steht, ist wesentlich komplizierter als der für die tieferen Frequenzen. Ebenso ist der Mechanismus der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung derzeit noch nicht vollständig verstanden [Wagner et al., 1996].

2 Stand der Forschung

Zur Erforschung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung (vgl. Kapitel 1) leisteten insbesondere die in den beiden nachfolgenden Literaturüberblicken erwähnten Arbeiten einen Beitrag.

Im ersten Literaturüberblick werden Arbeiten vorgestellt, die die Untersuchung der Schallentstehung durch eine im zeitlichen Mittel ortsunabhängige turbulente Profizuströmung (homogene turbulente Zuströmung) zum Inhalt haben. Des Weiteren werden die aus diesen Untersuchungen entstandenen Modelle zur Abschätzung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung beschrieben.

Anschließend werden in einem weiteren Literaturüberblick Arbeiten beschrieben, die anhand einer Zylinder-Profil-Konfiguration die Schallentstehung bei inhomogener turbulenter Profizuströmung, also einer im zeitlichen Mittel ortsabhängigen turbulenten Profizuströmung, untersuchen.

2.1 Literaturüberblick: Untersuchungen und Modelle

Die Untersuchungen zur Schallentstehung durch turbulente Zuströmung begannen in den 1960er Jahren mit experimentellen Versuchen an einer turbulent angeströmten ebenen Platte [Sharland, 1964]. Es entstand ein Modell, das die Abschätzung der Schalleistung P einer turbulent angeströmten ebenen Platte der Spannweite b und der Sehnenlänge c_L gestattet:

$$P = \frac{\rho}{48\pi c^3} \int_0^b c_L \Phi^2 \overline{U^4 u'^2} \, db \quad . \quad (2.1)$$

Das Modell ist unter der Voraussetzung gültig, dass sich Strömungsgeschwindigkeit U und turbulente Geschwindigkeitsschwankungen u' entlang der Plattensehne nur wenig ändern. Weitere Eingangsparameter des Modells sind die Dichte des Fluids ρ , die Schallgeschwindigkeit c und die Steigung Φ der Kurve des in Abhängigkeit des Zuströmwinkels aufgetragenen Auftriebsbeiwerts. Als Abschätzung für Φ gibt Sharland

$$\Phi = 0,9\pi \quad (2.2)$$

an. Das Modell wird an Messdaten getestet, die an einer Platte der Abmessungen 2,54 cm x 6,35 cm gewonnen werden. Die vom Modell vorhergesagte Schallgenerierung ist 5 dB bis 8 dB geringer als die gemessenen Werte. Die spektrale Abhängigkeit der

Schallleistung von der Anströmturbulenz wird vom Modell zunächst nicht berücksichtigt.

Eine spätere Überarbeitung des Modells [Költzsch, 1994] erweitert das Modell um die Einbeziehung der spektralen Verteilung der Zuströmturbulenz in Form ihrer spektralen Energiedichte

$$S_u = \frac{d\overline{u'^2}}{df} \quad . \quad (2.3)$$

Da das Modell zur Abschätzung der durch turbulente Zuströmung generierten Schallleistungsdichte

$$P_f = \frac{0,81\pi}{48} \frac{\rho}{c^3} s b c_L \overline{U}^4 S_u \quad (2.4)$$

an Ventilatoren erweitert wird, enthält es zudem noch einen Parameter s , der die Anzahl der Laufradschaufeln des Ventilators angibt.

Neben Sharland machte auch Fink [Fink, 1975] experimentelle Versuche zur Schallentstehung an einer ebenen Platte. Fink nutzt allerdings eine ebene Platte mit umgebogener Vorderkante. Auf Basis der experimentellen Ergebnisse dieser Untersuchung entsteht ein Modell zur Vorhersage von Vorderkantenschall [Amiet, 1975]. Die Einflussparameter des Modells sind unter anderem die Intensität sowie die integrale Längenskala der Turbulenz Λ und die Spannweite des Profils. Amiet unterscheidet bei der Gültigkeit des Modells zwischen einem tieffrequenten und einem hochfrequenten Bereich. Für den hochfrequenten Bereich (HF) ab der Frequenz [Lowson, 1992]

$$f_g = \frac{\beta^2 \overline{U}}{8c_L} \quad (2.5)$$

lautet die Gleichung für den Terz-Schalldruckpegel

$$L_{p,\text{HF, Terz}} = 10 \lg \left[\frac{b\Lambda}{R^2} M^5 \frac{\overline{u^2}}{\overline{U}^2} \frac{K_x^3}{(1 + K_x^2)^{7/3}} \right] + 181,3 \quad . \quad (2.6)$$

Der Term

$$K_x = \frac{8\pi f \Lambda}{3\overline{U}} \quad (2.7)$$

beschreibt die normalisierte Wellenzahl [Paterson u. Amiet, 1976]. Auf der Basis des Amiet-Modells formuliert Lowson [Lowson, 1992] einen Ausdruck, der zu dem Amiet-Modell für hohe Frequenzen einen Korrekturterm für tiefe Frequenzen NFK addiert und somit für den gesamten Frequenzbereich gilt

$$L_{p,\text{Terz}} = L_{p,\text{HF, Terz}} + 10 \cdot \lg \left(\frac{NFK}{1 + NFK} \right) \quad . \quad (2.8)$$

Den Parameter NFK erhält man mit der normalisierten Wellenzahl

$$k = \frac{\pi f c_L}{U} \quad , \quad (2.9)$$

der quadrierten Sears-Funktion

$$S^2 = \frac{1}{\frac{2\pi k}{\beta^2} + \frac{1}{1+2,4\frac{k}{\beta^2}}} \quad (2.10)$$

und der Machzahl M

$$\beta^2 = 1 - M^2 \quad (2.11)$$

zu

$$NFK = 10S^2M\frac{k}{\beta^2} \quad (2.12)$$

Durch Anwendung des Amiet-Modells werden im Vergleich zu Daten, die an einem turbulent angeströmten Naca0012-Profil gemessen wurden, zu große Schalldruckpegel berechnet, wie Paterson und Amiet [Paterson u. Amiet, 1976] zeigen. Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Amiet-Modells und denen der Messung nehmen mit steigender Frequenz zu.

Gershfeld entwickelte ein Modell, das die Abschätzung des an der Vorderkante des Profils durch homogene turbulente Zuströmung generierten Dipol-Schalls ermöglicht. Das Modell nutzt die akustische Analogie von Howe und verwendet eine von der Profilgeometrie abhängige Greensche-Funktion. Es wird vorausgesetzt, dass eine homogene turbulente Zuströmung das Profil unter dem Anstellwinkel von 0° trifft und das die Dicke des Profils D_P , nicht aber die Sehnenlänge des Profils, akustisch kompakt ist. Die Einbeziehung der maximalen Profildicke verringert die Abweichungen der Modellvorhersage gegenüber den Messdaten von Paterson und Amiet deutlich [Gershfeld, 2004].

Ergänzt man das Modell von Amiet um den von Gershfeld zur Berücksichtigung der Profildicke vorgeschlagenen Term

$$e^{-\omega D_P/(2\bar{U})} \quad , \quad (2.13)$$

so erhält man [Staubs, 2008]

$$L_{p, \text{Terz}} = 10 \cdot \lg \left[e^{-\omega D_P/(2\bar{U})} \frac{b\Lambda}{R^2} M^5 \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}^2} \frac{K_x^3}{(1 + K_x^2)^{7/3}} \right] + 181,3 \quad (2.14)$$

Guidati [Guidati, 2004] entwickelt ein numerisches BEM-Verfahren (Boundary-Element-Method), das akustische Analogien nutzt. Das Verfahren beschreibt die Turbulenz mit harmonischen Wirbeln, die entlang der Stromlinien von der Strömung transportiert werden und rechnet im Frequenzbereich. Für die acht untersuchten Testfälle werden die relativen Unterschiede der Schallgenerierung an den Profilen gut vorhergesagt, die absoluten Pegel aber nicht.

Eine Kombination aus dem Amiet-Modell und dem Guidati-Verfahren nutzt Moriaty [Moriaty et al., 2004]. Er bestimmt die absoluten Pegel mit Hilfe des Amiet-Modells und berechnet die relativen Änderungen gegenüber seiner Referenzanordnung mit dem Guidati-Verfahren. Tendenziell wird eine um 10 dB zu niedrige Schallgenerierung an

einem S822-Profil für die getesteten drei Anstellwinkel und vier unterschiedlichen Machzahlen vorhergesagt. Moriaty addiert daher pauschal 10 dB zu seinen Ergebnissen hinzu, weist aber ausdrücklich darauf hin, dass dieses Vorgehen eventuell nur für seine Testfälle korrekt sein könnte.

Ein weiteres, ebenfalls numerisches und auf der Randlelementemethode basierendes Verfahren zur Berechnung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung entwickeln Glegg et al. [Glegg et al., 2008; Glegg, 2008]. Ihr Verfahren, das im Gegensatz zu Guidatis Verfahren ausschließlich im Zeitbereich durchgeführt wird, beschreibt die Turbulenz durch Vorgabe einer zufälligen Wirbelverteilung bestimmter Stärke und Größe. Die Autoren validieren das Verfahren durch Vergleich der Ergebnisse mit Messdaten, die an zwei Versuchsanordnungen gewonnen werden. Eine der Versuchsanordnungen besteht aus einem Naca0012-Profil mit 91,4 cm Sehnenlänge und Anstellwinkeln von 0° und 10° , die andere besteht aus einem Naca0012-Profil mit einer Sehnenlänge von 20,3 cm und Anstellwinkeln von 0° und 8° . Die Anströmgeschwindigkeit beträgt jeweils 30 m/s. Generell werden durch das Verfahren die relativen Unterschiede gut wiedergegeben. Für die erstgenannte Versuchsanordnung stimmen auch die absoluten Pegel aus Messergebnissen und Berechnungsergebnissen gut überein.

Staubs [Staubs, 2008] beschäftigt sich ebenfalls mit der experimentellen Erforschung des durch turbulente Zuströmung generierten Schalls. Er untersucht die Schallentstehung bei Anströmgeschwindigkeiten von ca. 30 m/s und ca. 40 m/s an symmetrischen Naca-Profilen und einem S831- sowie einem DU96-Profil in Abhängigkeit vom Profilanstellwinkel, den er in bis zu zehn Schritten variiert. Seine Messdaten vergleicht er mit Ergebnissen, die er mit Hilfe des Amiet-, des Gershfeld- und des Glegg-Verfahrens berechnet. Besonders die Berechnungsergebnisse des Gershfeld-Modells stimmen gut mit seinen Messergebnissen überein. Aber auch das numerische Glegg-Verfahren liefert eine gute Vorhersage.

Oerlemans und Migliore [Oerlemans u. Migliore, 2004] führten eine vergleichsweise umfangreiche experimentelle Studie zur Schallentstehung an der Vorder- und Hinterkante von Profilen durch. Zur Trennung der Schallquellen nutzen sie ein Mikrofonarray. In Abhängigkeit vom Profilanstellwinkel ermitteln Oerlemans und Migliore Differenzen des Vorderkantenschalldruckpegels von bis zu 5 dB.

Moreau und Roger [Moreau u. Roger, 2004] untersuchten an einem Naca0012-, einem dünnen Valeo CD-Profil und einer ebenen Platte die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung in Abhängigkeit vom Profil-Anstellwinkel. Ihre Messdaten vergleichen sie mit den Vorhersageergebnissen des Amiet-Modells und mit den Ergebnissen eines eigenständig modifizierten Amiet-Modells. Das modifizierte Modell ersetzt die Annahme eines parallelen Wirbelverlaufs entlang der Spannweitenmitte des originalen Amiet-Modells durch Erweiterung des ursprünglichen Modells auf dreidimensionale Wirbelstrukturen. Für das dünne Valeo CD-Profil und die flache ebene Platte erzielen Moreau und Roger mit ihrem erweiterten Amiet-Modell gute Übereinstimmungen im Vergleich zu den Messdaten, nicht jedoch für das Naca0012-Profil. Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Oerlemans und Migliore [Oerlemans u. Migliore, 2004] finden sie keine Abhängigkeit des Vorderkantenschalls vom Profil-Anstellwinkel. In

Autor(en) + Jahr	Anzahl Konfigu- rationen	Bereich Anstell- winkel	Bereich Machzahl	Bereich Strouhalzahl ¹	eigene Mess- daten	Berechnungs- methode
Sharland 1964	1	0°	0,18 ... 0,62	— ³	ja	Sharland
Fink 1975	2	0°	0,09 ... 0,52	0,52 ... 292	ja	-
Amiet 1975	1	0°	0,09 ... 0,52	0,52 ... 292	nein	Amiet
Paterson u. Amiet 1976	2	0°, 8°	0,12 ... 0,48	0,4 ... 11,5	ja	Amiet
Gershfeld 2004	1	0°	0,12 ... 0,48	0,6 ... 11,5	nein	Gershfeld
Moriaty et al. 2004	8	0°...8°	0,07 ... 0,19	2,9 ... 33	nein	Amiet, Guidati
Oerlemans u. Migliore 2004	18	0°...18°	0,07 ... 0,19	2,9 ... 33	ja	-
Guidati 2004	7 ²	0°	0,1 ... 0,18	8,2 ... 34	ja	Guidati
Moreau u. Roger 2004	15	0°...15°	0,06 ... 0,12	0,0025 ... 87	ja	Amiet + eigene Modifizierungen
Jacob et al. 2005	2	0°	0,09 ... 0,34	0,4 ... 33	ja	LES, RANS, RANS+stat.
Takagi et al. 2006	6	0°...15°	0,09	0,053 ... 21,3	ja	-
Staubs 2008	39	-12°...17°	0,09 ... 0,12	0,005 ... 780	ja	Glegg, Amiet, Gershfeld
Glegg 2008	4	0°...10°	0,09	16 ... 80	nein	Glegg, Amiet

¹gebildet mit Profilsehnenlänge, ²Messwerte nur relativ zueinander ausgewertet

³kein Spektrum angegeben

Tabelle 2.1: Arbeiten und Untersuchungen zur Schallentstehung durch turbulente Anströmung

der Tabelle 2.1 sind die Arbeiten und Untersuchungen zur Schallentstehung durch turbulente Zuströmung zusammengestellt.

2.2 Literaturüberblick: Zylinder-Profil-Anordnung

Die Zylinder-Profilanordnung wurde in einem Seminarvortrag im Jahr 2001 von Jacob [Jacob, 2001] erstmals im Zusammenhang mit aeroakustischen Untersuchungen vorgestellt. Innerhalb der Veröffentlichung beschreibt Jacob die Zylinder-Profilanordnung als gut geeignet zur experimentellen Untersuchung von Breitbandlärm im Hinblick auf die Validierung von CFD- (Computational Fluid Dynamics) Rechenergebnissen. Die im Zylindernachlauf für einen weiten Bereich der Reynoldszahl generierte Von-Karman-Wirbelstraße ist nicht rein periodisch, sondern enthält in der Nähe der Wirbelfrequenzen auch breitbandige Anteile. Die auf das Profil treffenden Turbulenzen besitzen zumindest teilweise eine Ähnlichkeit mit denen, die entstehen, wenn die Schaufelspitze durch die turbulente Grenzschicht einer Rohrwand läuft, wie es zum Beispiel bei Axialventilatoren in Rohren geschieht.

Jacob nutzt für seine Versuche im aeroakustischen Windkanal eine Zylinder-Profilanordnung, die er zwischen zwei parallelen bündig an den Düsenauslass montierten Platten befestigt. Nacheinander werden zwei Zylinder mit kreisförmigem Querschnitt der Durchmesser 10 mm und 16 mm vor einem Profil mit der Sehnenlänge $c_L = 100$ mm und Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ installiert. Die Machzahl M wird bis zu $M = 0,3$ und die Reynoldszahl Re bis zu $Re = 7,3 \cdot 10^5$ variiert. Strömungsparameter werden mit PIV (Particle Image Velocimetry) und Hitzdrahtmessungen bestimmt. Der generierte Schall wird mit Mikrofonen gemessen.

Die Analyse der Messdaten, bei der unter anderem Korrelationsverfahren verwendet werden, zeigt, dass die Interaktion von Zylindernachlauf und Profil die dominierende Schallquelle ist. Da die Abhängigkeit des generierten Schalls von der Strömungsgeschwindigkeit mit $U^{5,2}$ und nicht wie für dipolförmige Schallabstrahlung typisch mit $U^{6,0}$ verläuft, geht Jacob von einer nicht dipolförmigen Schallausbreitung aus. Jacob vermutet aufgrund des $U^{5,2}$ Verlaufs eine Beugung der Schallwellen an der Vorderkante des Profils.

Über diese und nachfolgende Untersuchungen wird in [Jacob et al., 2005] wesentlich ausführlicher berichtet. Die Autoren erwähnen dort explizit, dass an der Zylinder-Profilanordnung ähnliche Schallentstehungsmechanismen wirken, wie sie auch in Flugzeugtriebwerken auftreten, zum Beispiel Auftreffen von Turbulenzballen auf die Oberfläche des Bläserrads (Fan) und Rotor-Stator-Interaktionen. Ihr Versuchsaufbau besteht aus einer Zylinder-Profilanordnung, bei der der Zylindermittelpunkt um 2 mm in Bezug auf die Sehnenachse des Profils nach unten versetzt ist. Die Zylinderdurchmesser sind wiederum 10 mm bzw. 16 mm. Der Abstand zwischen der Vorderkante des nicht angeordneten Naca0012-Profils und dem Zylindermittelpunkt beträgt 105 mm. Für vier verschiedene Geschwindigkeiten zwischen 30,5 m/s und 117 m/s werden Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile sowie der Fernfeldschalldruck in 1,85 m Entfernung zur Profil-

mitte in Sehnenrichtung gemessen. Zusätzlich zu den in der Veröffentlichung von 2001 erwähnten PIV-, Hitzdraht- und Mikrofonmessungen werden Wanddruckschwankungsmessungen durchgeführt, die die dynamischen Wanddruckschwankungen mittels in Profilschwenkrichtung eingelassener Sensoren bestimmen.

Die akustischen Ergebnisse für die Schallentstehung am Zylinder zeigen, dass die spektrale Leistungsdichte im Fernfeld einen breitbandigen Anteil um den tonalen Zylindertönen herum aufweist. Dieser breitbandige Anteil vergrößert sich durch Einsatz des Schaufelprofils. Der Pegel der spektralen Leistungsdichte ist im Fall des installierten Schaufelprofils um ca. 10 dB höher. Somit ist für diesen Fall das Profil die dominierende Schallquelle.

Casalino et al. [Casalino et al., 2003] untersuchen das Strömungsfeld und die Schallentstehung an derselben Versuchsanordnung mittels Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) Rechnungen. Die Autoren entwickeln ferner einen Code zur Vorhersage des Schalls, welcher durch Interaktion des Zylindernachlaufs mit dem Profil entsteht.

Neben Casalino et al. nutzen einige weitere Autoren die Daten, die Jacob et al. an der Zylinder Profil Anordnung gemessen haben, zur Verifizierung numerischer Aeroakustik Rechnungen. So berechnen Satti et al. [Satti et al., 2009] die Strömungsstruktur und eine Schallvorhersage unter Anwendung eines Ansatzes, der die Lattice Boltzmann Methode mit einer Very Large Eddy Simulation (VLES) koppelt.

Boudet et al. [Boudet et al., 2004] untersuchen die Anwendbarkeit der Large Eddy Simulation (LES) zur Vorhersage von tonalem und breitbandigem Schall, der an einer Zylinder-Profil-Anordnung generiert wird. In einer weiteren Veröffentlichung wird die Strömungsstruktur an der beschriebenen Zylinder-Profil-Anordnung auf der Grundlage von URANS-Berechnungsergebnissen untersucht [Boudet et al., 2002]. Eine Zusammenstellung der verschiedenen numerischen Untersuchungen, die sich mit der Vorhersage der Schallentstehung an einer Zylinder Profil Anordnung beschäftigen, ist in [Jacob et al., 2008] zu finden.

Die experimentelle Untersuchung des Einflusses des Zylindernachlaufs auf die tonale Schallentstehung und das aerodynamische Verhalten an einem Naca 0018-Profil ist Gegenstand der Veröffentlichung [Takagi et al., 2006]. Der horizontale Abstand zwischen Zylinder und Profilverkante wird in 12 Schritten und der vertikale Abstand zwischen Zylinder und Profilschneide wird in 10 Schritten variiert. Die Schrittweite beträgt in beiden Fällen 10 mm. Zusätzlich wird das Verhalten für drei Anstellwinkel zwischen 0° und 15° untersucht. Der generierte Schall wird mit einem Einzelmikrofon aufgezeichnet. Zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes nutzen die Autoren ein PIV-System. Auftriebs- und Widerstandsbeiwert werden mit einer Dreikomponentenwaage ermittelt. Die Ergebnisse zeigen, dass sich der tonale Anteil des Schalls verringert, wenn der Zylinder in Richtung der Druckseite des Profils versetzt wird. Befindet sich der Zylinder in derselben horizontalen Ebene wie die Drehachse, um die das Profil angestellt wird, so ergeben sich für unterschiedliche Abstände zwischen Zylinder und Profilverkante nur sehr geringe Unterschiede im Schalldruckpegel.

Eine Untersuchung des Zusammenhangs von Nahfeld-Schwankungen und abgestrahltem

Schall ist in [Henning et al., 2009] beschrieben. An einer Zylinder-Profil-Konfiguration werden hierzu zeitparallel PIV- und Mikrofonarraymessungen durchgeführt. Die Messdaten werden mittels Kreuzkorrelation zwischen den verzögerten und summierten Mikrofonarraysignalen und den PIV Ergebnissen ausgewertet. Es wird gezeigt, dass ein geringfügiger vertikaler Versatz des Zylinders gegenüber der Profilschnurachse ($y/c_L = 0,05$) die Charakteristik der spektralen Leistungsdichte des Schalldrucks nur unwesentlich beeinflusst. Die Autoren bestätigen, dass sich die Periodizität des Zylindernachlaufs mit zunehmendem Abstand zum Zylinder verringert.

Lorenzoni et al. [Lorenzoni et al., 2009] untersuchen, ob zeitlich hochaufgelöste PIV-Messdaten zur Vorhersage der Schallentstehung an einer Zylinder-Profil-Anordnung genutzt werden können. Die instationären Drücke werden aus den Geschwindigkeitsfeldern mittels einer zweidimensionalen räumlichen Integration der Poissongleichung ermittelt. Zusätzlich wird ein auf der Auswertung der aerodynamischen Lasten basierendes Integrationsverfahren angewandt. Die Ergebnisse der akustischen Berechnungen werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Für die tonale Zylinderkomponente und ein schmales Frequenzband unterhalb dieser wird eine gute Übereinstimmung zwischen Berechnungs- und Messergebnissen gefunden, die allerdings mit der Wahl der Korrelationslänge in Spannweitenrichtung variiert. Für Frequenzen oberhalb des generierten Äolstons sind stärkere Abweichungen vorhanden. Die Quelle der Schallentstehung ist in den vorderen 20 Prozent der Profilschnurlänge auf der Profilloberfläche zu finden. Die Interaktion der auf die Oberfläche aufschwimmenden Wirbel mit der Oberfläche selbst wird als stärkste Ursache dieser instationären Druckschwankungen angeführt.

2.3 Defizite im Kenntnisstand und Ziele der vorliegenden Arbeit

Die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung ist Gegenstand vieler bisheriger Untersuchungen gewesen (vgl. Abschnitt 2.1). Zusammenfassend lässt sich aus diesen Arbeiten festhalten, dass insbesondere die Geschwindigkeit der Zuströmung, die Intensität und die integralen Längenskalen der Turbulenz sowie die Geometrie des angeströmten Profils in Form von zum Beispiel der maximalen Dicke und des Vorderkantenradius einen Einfluss auf die Generierung des Vorderkantenschalls besitzen.

Ogleich die Einflussparameter heute bekannt sind, ist deren genauer quantitativer und zum Teil auch qualitativer Einfluss auf die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung derzeit nur zum Teil verstanden. Dies gilt insbesondere für die breitbandige, höherfrequente Schallentstehung [Wagner et al., 1996], die einen großen Beitrag zur gesamten Schallentstehung liefert [Moreau u. Roger, 2004].

Die vorhandenen Modelle zur Abschätzung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung sind häufig aus der Analyse von Messdaten entstanden, die an einer mit homogener Turbulenz angeströmten schallharten, ebenen Platte bestimmt wurden. Die Berechnungscodes der neueren numerischen Verfahren setzen gelegentlich, wie im Falle

des Guidati-Verfahrens [Guidati, 2004], ebenfalls eine homogene turbulente Zuströmung voraus. Inwiefern und unter welchen Randbedingungen bzw. Modellierungsansätzen diese Modelle und das Verfahren auch zur Abschätzung der Schallentstehung durch inhomogene turbulente Zuströmung sinnvoll angewendet werden können ist derzeit nicht untersucht.

Die fehlende Prüfung der Modelle und des Guidati-Verfahrens für den Fall der inhomogenen turbulenten Zuströmung dürfte auch der Tatsache geschuldet sein, dass bis heute nur wenige experimentelle Daten für diese Zuströmbedingung vorliegen. Die Arbeiten [Jacob et al., 2005] und [Takagi et al., 2006], die als Versuchsanordnung eine Zylinder-Profil-Anordnung nutzen, bilden hier die Ausnahmen, variieren die inhomogene turbulente Zuströmung aber nicht oder nur kaum und analysieren den Einfluss der inhomogenen turbulenten Profizuströmung auf die Schallentstehung nicht näher. Auch bei den Untersuchungen der Schallentstehung durch eine homogene turbulente Profizuströmung wurde die Zuströmturbulenz nicht systematisch variiert. Ebenso wurde die Schallentstehung häufig nur für einen Frequenzbereich bis hin zu wenigen Kilohertz analysiert. Die Betrachtung des höheren, vom Breitbandgeräusch dominierten Frequenzbereichs wurde bisher nicht durchgeführt.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Beitrag zur Behebung der oben beschriebenen Defizite im Kenntnisstand zu leisten, besonders im Hinblick auf die breitbandige Schallentstehung durch inhomogene turbulente Zuströmung.

Aufgrund des beschriebenen Mangels an zur Verfügung stehenden experimentellen Daten ist hierfür zunächst eine umfangreiche Messkampagne zur Generierung der experimentellen Daten erforderlich. Anhand der experimentellen Ergebnisse können dann die vorhandenen Modelle und Verfahren für den Fall der breitbandigen Schallentstehung und der Schallentstehung durch inhomogene turbulente Zuströmung getestet werden. Des Weiteren kann auf Basis der Messdaten ein eigenes empirisches Modell erstellt werden, dass die Abschätzung der breitbandigen Schallentstehung durch inhomogene turbulente Profizuströmung gestattet.

3 Messaufbau und Messumgebung

3.1 Ableitung und Konzeption der Versuchsanordnung

Eine Versuchsanordnung zur Untersuchung der breitbandigen Schallentstehung durch turbulente Zuströmung muss natürlich breitbandigen Schall generieren. Idealerweise sollte der Mechanismus der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung dominieren, da so diese Schallentstehung nicht von Quellen anderer Mechanismen überdeckt wird. Weitere Störschallquellen sollten zumindest wesentlich leiser sein als der an der Versuchsanordnung generierte Schall, um den Einfluss der Störgeräusche bei der messtechnischen Klassifizierung der Schallentstehung möglichst gering zu halten.

Im vorangegangenen Kapitel 1, das die in der Literatur beschriebenen Einflüsse verschiedener Parameter auf die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung schildert, erweisen sich besonders

- die Anströmgeschwindigkeit
- die Intensität der Turbulenz
- die integrale Längenskala der Turbulenz
- und die Geometrie des Probekörpers

als Einflussfaktoren hinsichtlich der Schallentstehung durch turbulente Anströmung. Zur unabhängigen Untersuchung eines einzelnen Parametereinflusses auf die Schallentstehung ist es sinnvoll, die genannten Parameter getrennt voneinander variieren zu können.

Da im Rahmen dieser Arbeit auch die Schallentstehung durch inhomogene, das heißt durch eine im zeitlichen Mittel ortsabhängige turbulente Zuströmung untersucht werden soll, muss die Versuchsanordnung auch eine inhomogene Profilanströmung generieren. Die beschriebenen Anforderungen an den Versuchsaufbau werden von einer im aeroakustischen Windkanal installierten Zylinder-Profil-Konfiguration erfüllt (vgl. Abschnitt 2.2), weshalb hier eine solche als Versuchsanordnung gewählt wird. Die in vielen Arbeiten (z. B. [Fink, 1975], [Oerlemans u. Migliore, 2004], [Staub, 2008]) gewählte Variante der Turbulenzerzeugung durch ein am Auslass der Windkanaldüse befestigtes Gitter generiert eine vergleichsweise homogene turbulente Zuströmung und ist daher für die Untersuchungen dieser Arbeit ungeeignet.

Eine schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der stromauf des Profils positionierte Zylinder mit kreisrundem Querschnitt

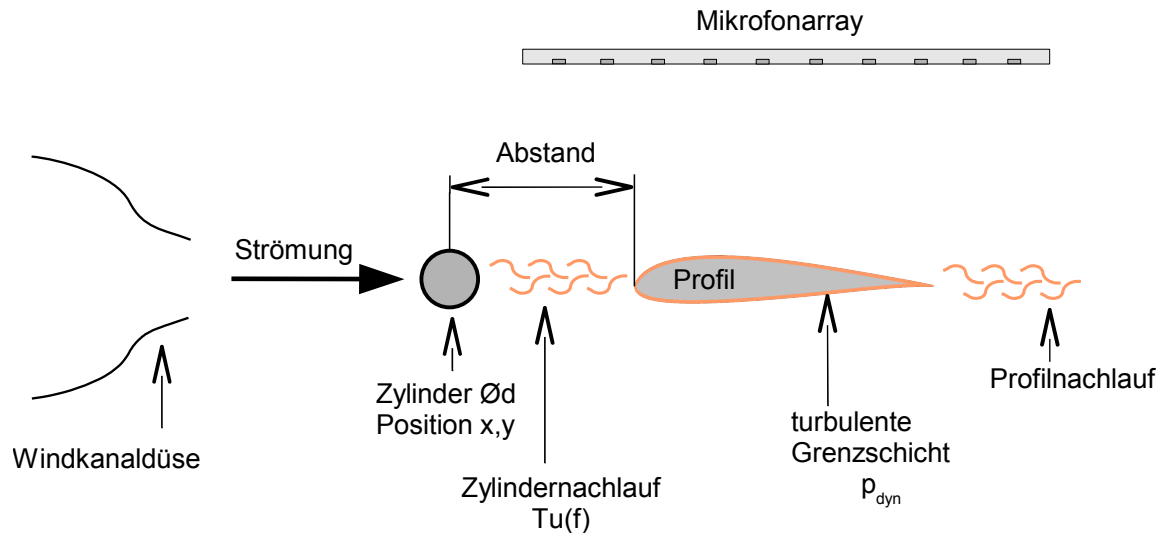


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

dient der Generierung der Zustömturbulenz des Profils. Durch die Variation des Zylinderdurchmessers und des Abstands zwischen Zylinder und Profilverkante werden nacheinander unterschiedliche Intensitäten und Längenskalen der Zuströmturbulenz eingestellt. Die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders wird durch die Windkanalsteuerung geregelt. Als Probekörper werden symmetrische Profile der Typen Naca0012 und Naca0018 eingesetzt.

Der Zylindernachlauf ist aufgrund der Symmetrie des Zylinders in axialer Richtung für weite Bereiche der Reynoldszahl Re , die aus der Geschwindigkeit der Zylinderanströmung U_{Zyl} , dem Zylinderdurchmesser d und der kinematischen Viskosität ν gebildet wird,

$$Re = \frac{U_{Zyl} \cdot d}{\nu} \quad (3.1)$$

quasi-zweidimensional. Die Abhängigkeit des Zylindernachlaufs von der Reynoldszahl lässt sich nach Schlichting und Gersten [Schlichting u. Gersten, 2000] in sieben Bereiche unterteilen (vgl. Tab. 3.1). Für den großen Bereich $150 \leq Re \leq 10^5$ enthält der Zylindernachlauf sowohl periodische als auch zufällige Wirbelstrukturen, die Ursache für eine im Vergleich zu der Turbulenz im Gitternachlauf hochturbulente und inhomogene Turbulenz sind. Ein Zylinder erzeugt somit Nachläufe, deren Eigenschaften mit denen der Nachläufe innerhalb von Turbomaschinen vergleichbar sind. Es ist daher anzunehmen, dass aufgrund der für die Zylinder-Profil-Anordnung charakteristischen Profilstromung ebenfalls vergleichbare Schallentstehungsmechanismen wirken [Jacob et al., 2005]. Seit dem Jahr 2008 ist die Zylinder-Profil-Konfiguration offizieller AIAA/CEAS-Benchmark für die Schallentstehung am umströmten Flugzeugrumpf (airframe noise).

Der Zylindernachlauf ist seit geraumer Zeit Gegenstand der Forschung und in der Fachliteratur gut dokumentiert. Seit der frühen Arbeit von Strouhal über äolische Töne [Strouhal, 1878] sind viele zum Teil umfangreiche Publikationen zu diesem Thema

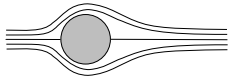

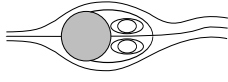



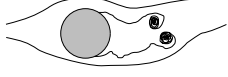
Reynoldszahlbereich	skizzierter Zylindernachlauf	Charakteristik
$Re \rightarrow 0$		stabil, keine Wirbel
$\frac{3}{4} < Re < \frac{30}{40}$		stabil, symmetrische Ablösung
$\frac{30}{40} < Re < \frac{80}{90}$		laminar, instabiler Nachlauf
$\frac{80}{90} < Re < \frac{150}{300}$		Kármán'sche Wirbelstraße
$\frac{150}{300} < Re < \frac{10^5}{1,3 \cdot 10^5}$		laminar, mit instabiler Wirbelstraße
$\frac{10^5}{1,3 \cdot 10^5} < Re < \frac{3,5 \cdot 10^6}{3,5 \cdot 10^6}$		laminare u. turbulente Ablösung, turbulenter Nachlauf
$3,5 \cdot 10^6 < Re$		turbulente Ablösung

Tabelle 3.1: Zylindernachläufe in Abhängigkeit der Reynoldszahl nach Schlichting und Gersten [Schlichting u. Gersten, 2000]

erschienen. Ein neuerer ausführlicher Überblick findet sich z. B. in [Zdravkovich, 1997, 2003].

Ein symmetrisches Profil wird gewählt, da so theoretisch keine Unterschiede bei der Schallgenerierung an der Saug- und Druckseite des Profils zu erwarten sind. Es ist anzunehmen, dass der Einfluss der Profilgeometrie auf die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung komplex ist, da die Profilmströmung und damit die auf das Profil wirkenden Kräfte stark von der Profilgeometrie abhängen. Eine präzise Beschreibung der Profilgeometrie mit wenigen Parametern ist schwierig. Die vorhandenen Modelle zur Abschätzung der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung berücksichtigen den Einfluss der Profilgeometrie durch die Sehnenlänge und die Spannweite des Profils [Sharland, 1964], [Költzsch, 1994], [Amiet, 1975] bzw. zusätzlich durch die maximale Profildicke [Gershfeld, 2004]. In der vorliegenden Arbeit wird vereinfachend

angenommen, dass die Profilgeometrie von symmetrischen Profilen im Wesentlichen durch die Sehnenlänge, die Spannweite, den Vorderkantenradius, die Hinterkantendicke, die maximale Profildicke und den Ort der maximalen Profildicke beschrieben werden kann und diese Parameter hauptsächlich die Schallentstehung beeinflussen. Die in dieser Arbeit genutzten Naca0012- und Naca0018-Profile haben alle eine Sehnenlänge von 100 mm und eine Spannweite von 120 mm. Die Position der maximalen Profildicke entlang der Mittellinie des Profils liegt bei allen untersuchten Profilen bei 30% der Sehnenlänge. Somit verbleiben als zu variierende geometrische Einflussparameter für die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung der Vorderkantenradius des Profils und die maximale Profildicke. Die Hinterkantendicke des Profils ist vor allem für die Generierung von Hinterkantenschall entscheidend, der nicht von der Zuströmturbulenz, sondern von der Turbulenz in der Profilm Grenzschicht abhängt. Die Schallentstehung an der Hinterkante des Profils wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

Zur Trennung des Vorderkantenschalls von anderen Schallquellen werden Mikrofonarrayverfahren eingesetzt. Die Zylinder-Profil-Anordnung wird im Windkanal zwischen zwei parallelen Seitenplatten montiert, um den Einfluss der Scherschicht-Turbulenz an den beiden Stirnseiten zu vermeiden. Die Wände der mit schallabsorbierenden Matten beklebten Seitenplatten schließen sich bündig an den Düsenaustritt an. Die schallabsorbierende Verkleidung der Platten vermindert stehende Wellen, die laut Oerlemans und Sijtsma [Oerlemans u. Sijtsma, 2000] in Abhängigkeit der Quellposition und der Frequenz zu einem Fehler von bis zu 10 dB im Schalldruckpegel führen können. Die Abbildung 3.2 zeigt ein Foto der Zylinder-Profil-Anordnung im Windkanal.

Während der akustischen Messungen ist die komplette Messstrecke inklusive der Düsenaustrittsebene von einer Kabine umgeben. Die Kabine hat auf drei Seiten schallabsorbierende Wände, die für Frequenzen oberhalb von 500 Hz sehr reflexionsarm sind. In

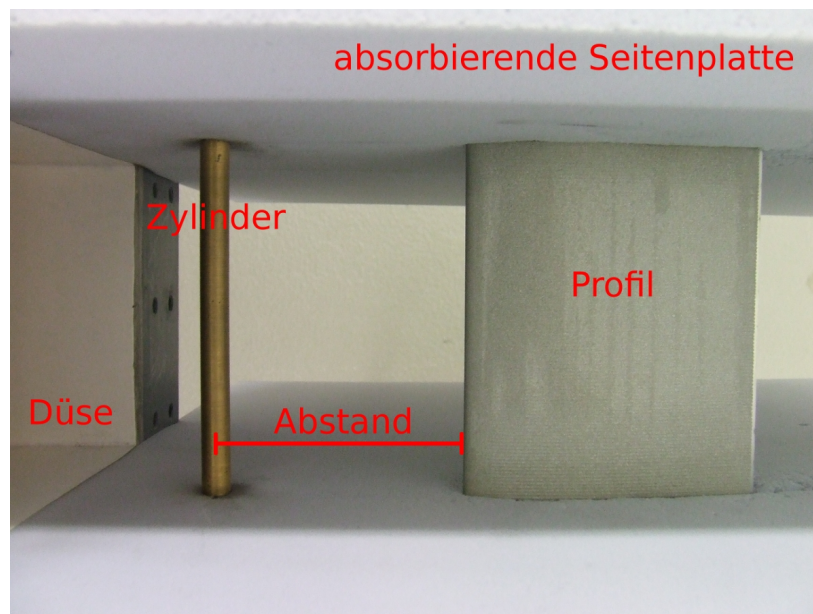


Abbildung 3.2: Zylinder-Profil-Anordnung im Windkanal (Blick von oben).

der Decke der Kabine ist das Mikrofonarray aufgehängt, das aus einer Aluminiumplatte besteht, in der die einzelnen Mikrofonkapseln eingelassen sind. Die Kabinendecke ist somit nahezu vollständig reflektierend.

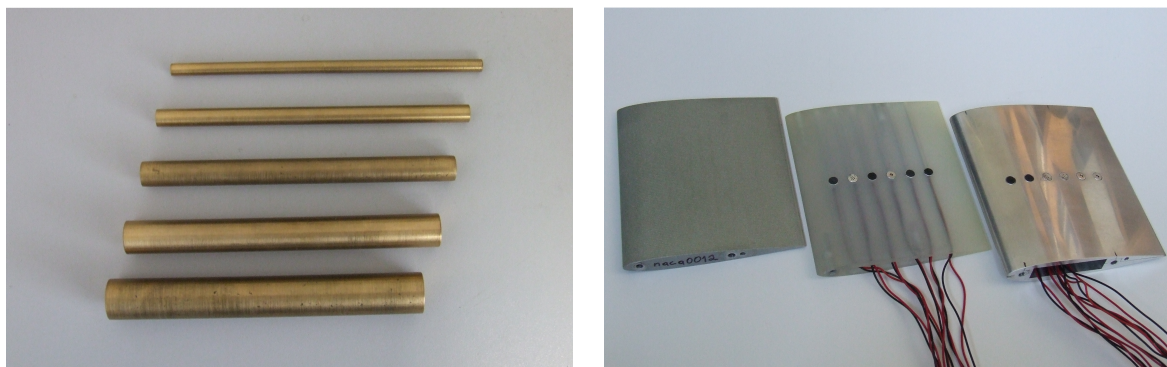
3.2 Parametervariationen an der Zylinder-Profil-Anordnung

Die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung wurde für verschiedene Konfigurationen der Zylinder-Profil-Anordnung untersucht. Während der Versuche wurden

- die Profilgeometrie in Form der Profildicke
- der Zylinderdurchmesser
- der Abstand zwischen Zylinder und Profilverkante
- sowie die Geschwindigkeit der Anströmung

variiert. Es wurden nacheinander die in Abbildung 3.3 dargestellten Profile der Naca0012- und Naca0018-Geometrie und fünf Zylinder mit unterschiedlichen Durchmessern von 5 mm bis 16 mm eingesetzt.

Der Abstand zwischen Zylinder und Profilverkante wurde zwischen 86 mm und 124 mm variiert. Eine vollständige Übersicht über die untersuchten Kombinationen der einzelnen Parameter gibt Tabelle 3.2. Insgesamt wurde die Schallentstehung für 75 unterschiedliche Konfigurationen bestimmt. Abgesehen von drei versehentlich ausgelassenen Messpunkten wurde für jede Konfiguration die Schallentstehung für 28 Geschwindigkeiten zwischen 26,1 m/s und 72 m/s ermittelt. Die Geschwindigkeit der



(a) Zylinder der Durchmesser: 5 mm, 7 mm, 10 mm, 13 mm und 16 mm.

(b) Profile (v.l.n.r.): Naca0012-I, Naca0012-II (mit Kapseln), Naca0018 (mit Kapseln).

Abbildung 3.3: Eingesetzte Zylinder und Profile zum Aufbau einer Zylinder-Profil-Anordnung.

Profil	Zylinderdurchmesser / mm	Zylinder-Profil-Abstand / mm	Geschwindigkeitsbereich
Naca0012-I	5, 7, 10, 13, 16	106, 113, 124	I
Naca0012-I	5	96	I ohne 63,1 m/s
Naca0012-I	7, 10	86, 96	I
Naca0012-I	13	86	I ohne 48,8 m/s
Naca0012-I	16	96	I ohne 72,0 m/s
Naca0012-II	5, 7, 10, 13, 16	86, 96, 106, 113, 124	I
Naca0018	5, 7, 10, 13, 16	86, 96, 106, 113, 124	I
ohne Profil	5, 7, 10, 13, 16	-	I

Geschwindigkeitsbereich I (Angaben in m/s):

26,1; 29,2; 32,0; 34,5; 36,9; 39,2; 41,3; 43,3; 45,2; 47,1; 48,8; 50,6; 52,0; 53,7; 55,2
56,7; 57,5; 59,0; 60,4; 61,8; 63,1; 64,5; 65,8; 67,1; 68,3; 69,6; 70,8; 72,0

Tabelle 3.2: Übersicht der untersuchten Zylinder-Profil-Konfigurationen und der variierten Parameter.

Anströmung wurde aus dem gemessenen Vorkammerdruck mit der Gleichung von Bernoulli bestimmt. Die Geschwindigkeiten, die sich bei den einzelnen Vorkammerdrücken bei freier Messstrecke im Windkanal einstellen, sind in der Tabelle 3.2 angegeben. Insgesamt wurden über 2000 einzelne Messungen durchgeführt.

Die mit der Sehnenlänge gebildete Reynoldszahl variiert zwischen $1,65 \cdot 10^5 \leq Re \leq 4,56 \cdot 10^5$ und die auf dem Zylinderdurchmesser basierende variiert zwischen $8,3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 7,3 \cdot 10^4$. Die Machzahl ändert sich zwischen $0,075 \leq M \leq 0,21$ für eine Temperatur von ca. 25° Celsius ($c \approx 346,3$ m/s).

3.3 Aeroakustischer Windkanal der BTU Cottbus

3.3.1 Aufbau

Der Aeroakustik-Windkanal der BTU Cottbus ist ein Freistrah-Windkanal ohne direkte Rückführung der Strömung (Eiffel-Bauart). Er wurde speziell für aeroakustische Experimente ausgelegt und gebaut. In der Konzeption wurde besonders auf ein äußerst geringes Eigengeräusch und eine sehr laminare Strömung am Kanalausgang geachtet. Ersteres wird unter anderem durch die Unterbringung des Windkanals in zwei getrennten, aber benachbarten Räumen erreicht. Sämtliche schallabstrahlende Baugruppen wie Ventilator, Motor und angrenzende Anlagenteile sind im Maschinenraum untergebracht. Im zweiten Raum, dem Messraum, befinden sich nur der Lufteinlass und die Windkanaldüse, an die sich die Messstrecke anschließt. Die Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau des

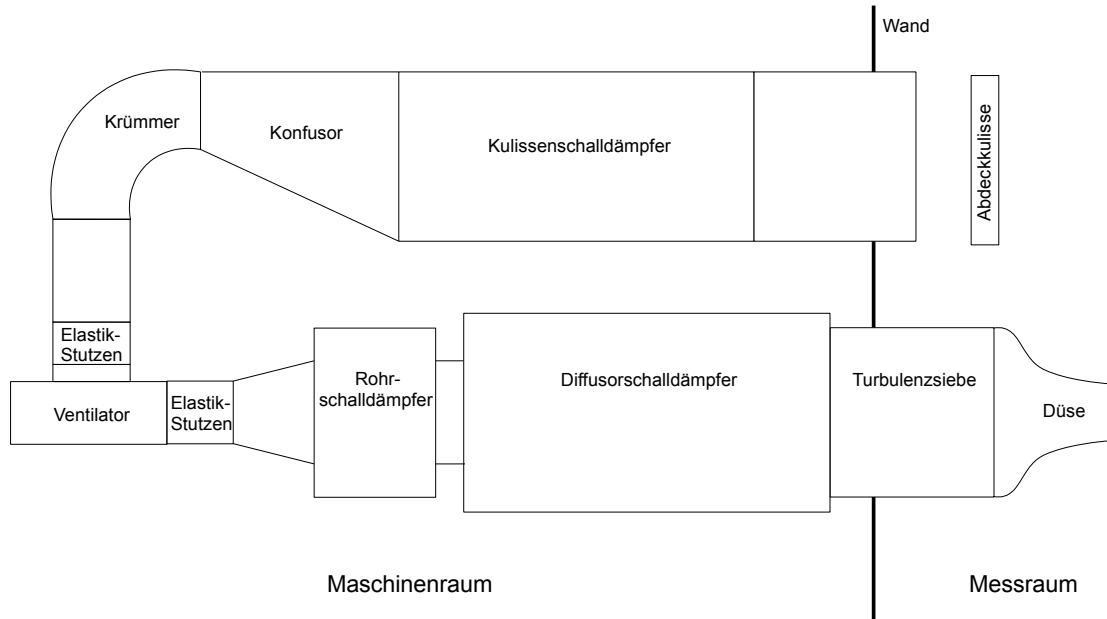


Abbildung 3.4: Seitenansicht des aeroakustischen Windkanals der BTU Cottbus.

Kanals. Die Luft wird über den Einlasskanal, dem eine Abdeckkulissee vorgesetzt ist, angesaugt und durchströmt dann einen Kulissenschalldämpfer. Anschließend gelangt sie in einen asymmetrisch geformten Konfuser, der den rechteckigen Querschnitt auf einen kreisrunden mit dem Durchmesser von 315 mm überführt. Von dort strömt die Luft über einen 90-Grad-Krümmen, ein gerades Rohrstück und eine elastische Ankopplung zur Schwingungsentkopplung in den liegend gelagerten Radialventilator. Dieser bläst die Luft über eine weitere elastische Verbindung in ein Adaptierungsstück, das den rechteckigen Austrittsquerschnitt des Ventilators auf einen kreisrunden mit dem Durchmesser von 355 mm überführt. Die Luft durchströmt dann zunächst einen Rohrschalldämpfer und anschließend einen Diffusorschalldämpfer. Innerhalb des letzteren wird der Querschnitt allmählich von 355 mm auf 800 mm erweitert. Nachfolgend wird die Luft durch Turbulenzsiebe geleitet, die sich innerhalb eines Rohrstücks befinden, bevor sie durch die Windkanaldüse in die Messstrecke ausgeblasen wird.

Für die Versuche, die in dieser Arbeit beschrieben werden, wurde ausschließlich eine Düse mit rechteckigem Austrittsquerschnitt genutzt. Da diese Düse speziell für den Versuchsaufbau dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 3.1) konstruiert und gefertigt wurde, wird sie im folgenden Abschnitt näher beschrieben. Weitere Details zum aeroakustischen Windkanal der BTU Cottbus kann man den Veröffentlichungen [Sarradj u. Windisch, 2006; Giesler, 2008; Sarradj et al., 2009a] entnehmen.

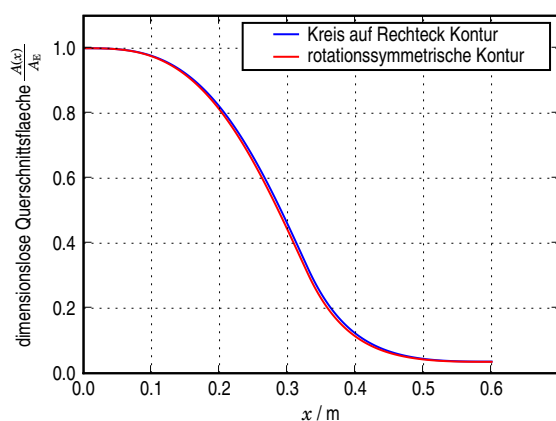
3.3.2 Windkanaldüse

Zur Erzielung einer höheren Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke des Windkanals als der bisher möglichen 50 m/s wird eine neue Windkanaldüse ausgelegt. In Anlehnung an den Versuchsaufbau mit der Zylinder-Profil-Konfiguration von Jacob et

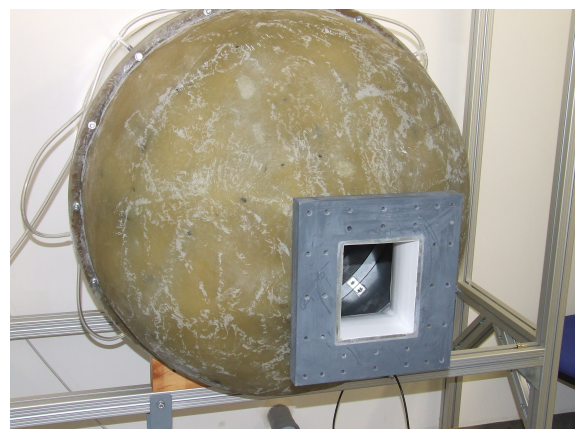
al. [Jacob et al., 2005] wird ein rechteckiger Düsenaustrittsquerschnitt gewählt, der die Montage von zwei parallelen Platten ermöglicht, zwischen denen die Zylinder-Profil-Konfiguration auf einfache Weise montiert werden kann. Bei dem noch akzeptablen Messstreckenquerschnitt von 120 mm x 147 mm, dessen Verhältnis von Breite zu Höhe im Bereich anderer rechteckiger Windkanaldüsen (vgl. [Oerlemans u. Migliore, 2004], [Jacob et al., 2005]) liegt, beträgt die maximale Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke des Windkanals 72 m/s. Zur Erzielung noch höherer Strömungsgeschwindigkeiten wäre bei Beibehaltung des genannten Düsenaustrittsquerschnitts ein höherer Volumenstrom notwendig. Dieser kann vom Ventilator des Windkanals aber nicht bereitgestellt werden.

Die Düsenkontur wurde nach einem Verfahren erstellt, das auf dem von Morel [Morel, 1975] vorgestellten Verfahren basiert. Düsen mit einer Kontur nach Morel besitzen eine sehr geringe Grenzschichtdicke, einen geringen Turbulenzgrad und ein sehr einheitliches Geschwindigkeitsfeld am Düsenausgang. Tulapurka und Bhalla [Tulapurkara u. Bhalla, 1988] wiesen diese Eigenschaften experimentell für zwei Morel-Düsen nach. Das Verfahren von Morel beschreibt die Generierung einer rotationssymmetrischen Düsenkontur. Zur Erstellung der hier benötigten Kontur, die einen kreisförmigen Eintrittsquerschnitt auf einen rechteckigen Austrittsquerschnitt überführt, wurde das Verfahren angepasst. Details hierzu können dem Anhang A.1 entnommen werden. In der Literatur konnte keine Beschreibung zur Erstellung der hier geforderten Kontur gefunden werden.

Als Abschätzung, ob sich das angepasste Verfahren prinzipiell zur Berechnung einer Düsenkontur eignet, wird die Verringerung der Düsenquerschnittsfläche mit zunehmendem Abstand vom Düsenaustritt, dargestellt in Abbildung 3.5a, betrachtet. Es ist ersichtlich, dass die Flächenabnahme entlang der Düsenlänge für das angepasste und für das originale Morel-Verfahren nahezu identisch verläuft. Das angepasste Verfahren zur Berechnung einer „Kreis auf Rechteck“-Kontur ist also vielversprechend. Die



(a) Flächenabnahme



(b) Windkanaldüse

Abbildung 3.5: Windkanaldüse mit „Kreis auf Rechteck“-Kontur und berechnete Abnahme der auf die Düsenaustrittsfläche normierten Querschnittsfläche als Funktion des auf die Düsenlänge normierten Abstands x .

Abbildung 3.5b zeigt ein Foto der am Windkanal montierten Düse.

3.3.3 Eigengeräusch, Eigenturbulenz und Geschwindigkeitsprofil

Das Eigengeräusch des Windkanals sowie der Turbulenzgrad und das Geschwindigkeitsprofil in der Messstrecke charakterisieren das Kanalverhalten bei leerer Messstrecke und stellen somit die unteren Grenzwerte für Messungen dar.

Das Eigengeräusch wird hier in Form des A-bewerteten Schalldruckpegels L_{pA} charakterisiert, der sich in 1 m Abstand zur Düsenmitte in der Düsenaustrittsebene ergibt. Der Berechnung des Schalldruckpegels liegen Terzschalldruckpegel der Bänder von 100 Hz bis 20 kHz zugrunde. Die Abbildung 3.6 zeigt den Verlauf des A-bewerteten Schalldruckpegels über der Stömungsgeschwindigkeit. Bei der Strömungsgeschwindigkeit

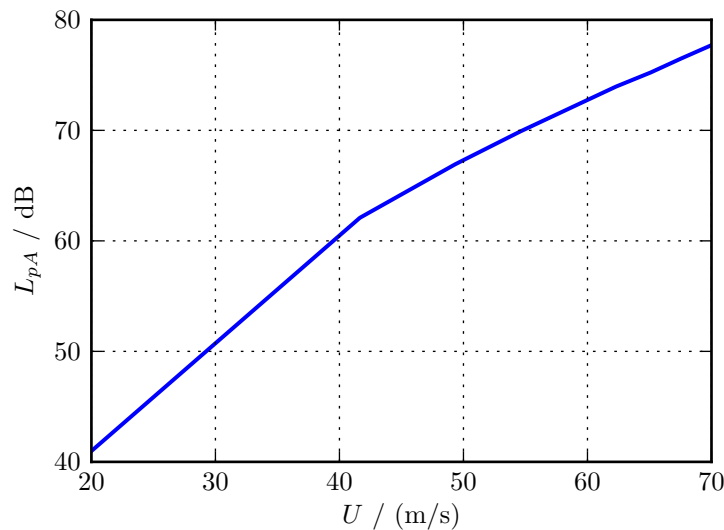


Abbildung 3.6: A-bewerteter Schalldruckpegel in 1 m Abstand zur Düsenmitte unter einem Winkel von 90° .

keit von 70 m/s beträgt der Schalldruckpegel unter 90 Grad knapp 84 dB(A). Damit ist das Eigengeräusch des Aeroakustik-Windkanals der BTU Cottbus vergleichbar mit dem anderer Forschungswindkanäle [Sarradj et al., 2009a].

Die Strömungsqualität in der Messstrecke eines Windkanals wird häufig durch Angabe des Turbulenzgrads Tu beschrieben.

$$Tu = \frac{1}{\bar{U}} \sqrt{\frac{\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \overline{u_z'^2}}{3}} \quad (3.2)$$

Bei der Bestimmung des Turbulenzgrads in Windkanälen wird im Allgemeinen von einer isotropen Turbulenz ausgegangen. Diese liegt vor, wenn die zeitlich gemittelten quadrierten Geschwindigkeitsschwankungen in allen drei Komponenten (x, y, z) gleich sind [Siekmann, 2000]:

$$\overline{u_x'^2} = \overline{u_y'^2} = \overline{u_z'^2} \quad (3.3)$$

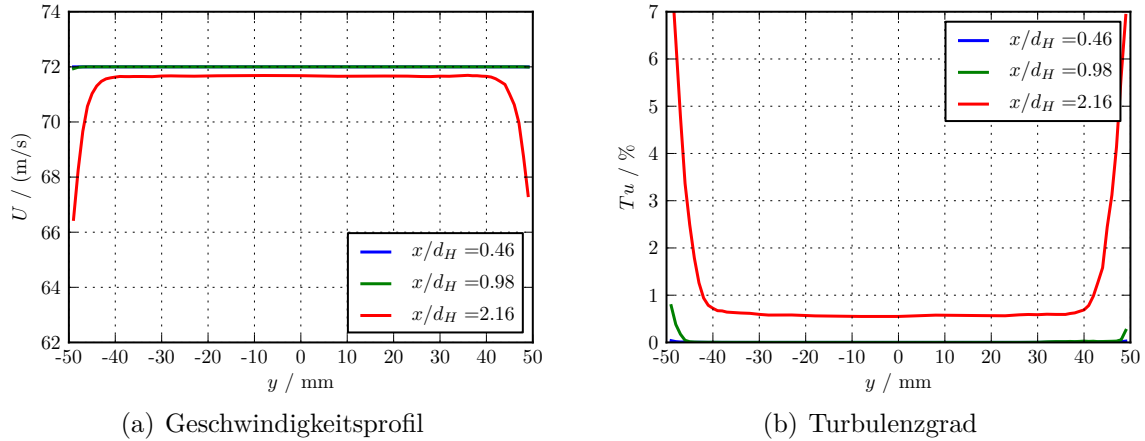


Abbildung 3.7: Geschwindigkeitsprofil und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse für verschiedene dimensionslose Abstände x/d_H für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 72 m/s.

Unter der Voraussetzung einer isotropen Turbulenz vereinfacht sich Gleichung 3.2 zu:

$$Tu = \frac{1}{\bar{U}} \sqrt{u_x'^2} \quad (3.4)$$

Der Turbulenzgrad und das Geschwindigkeitsprofil in der Messstrecke des Aeroakustik-Windkanals der BTU Cottbus sind unter der Annahme einer isotropen Turbulenz aus Hitzdrahtmessungen bestimmt worden. In Abbildung 3.7 sind die Ergebnisse für verschiedene Abstände von dem Düsenaustritt in Abhängigkeit der Spannweitenkoordinate für die Freistrahlgeschwindigkeit von 72 m/s dargestellt. Die Ergebnisse für die Freistrahlgeschwindigkeit von 52,5 m/s können dem Anhang A.2 entnommen werden. Der Abstand vom Düsenaustritt zum Messpunkt wird mit dem hydraulischen Düsendurchmesser:

$$d_H = \frac{4 \cdot A}{C} \quad (3.5)$$

dimensionslos gemacht. Der hydraulische Durchmesser ist eine theoretische Größe, die es gestattet, Berechnungen an Rohren und Kanälen mit nicht kreisförmigem Querschnitt durchzuführen. In seine Berechnung geht der Umfang C und die Querschnittsfläche A ein. Die Ergebnisse zeigen die Konstanz der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit und des Turbulenzgrads entlang der Spannweitenrichtung für einen weiten Bereich.

Das Geschwindigkeitsprofil beginnt für den größten dargestellten dimensionslosen Abstand von $x/d_H=2,16$ bei ungefähr ± 43 mm stark einzubrechen. Die mittlere Geschwindigkeit ist bei diesem normierten Abstand ca. 0,4 m/s geringer als für die beiden kürzeren normierten Abstände.

Der Turbulenzgrad steigt für den normierten Abstand $x/d_H=0,98$ ab ± 47 mm und für $x/d_H=2,16$ ab ± 43 mm stark an. Er beträgt für $x/d_H=2,16$ ungefähr 0,6 Prozent. Für die beiden kürzeren normierten Abstände ist er kleiner als 0,1 Prozent.

Das beschriebene Einbrechen des Geschwindigkeitsprofils und das Ansteigen des Turbulenzgrads ab einem bestimmten Abstand vom Düsenmittelpunkt ist durch die

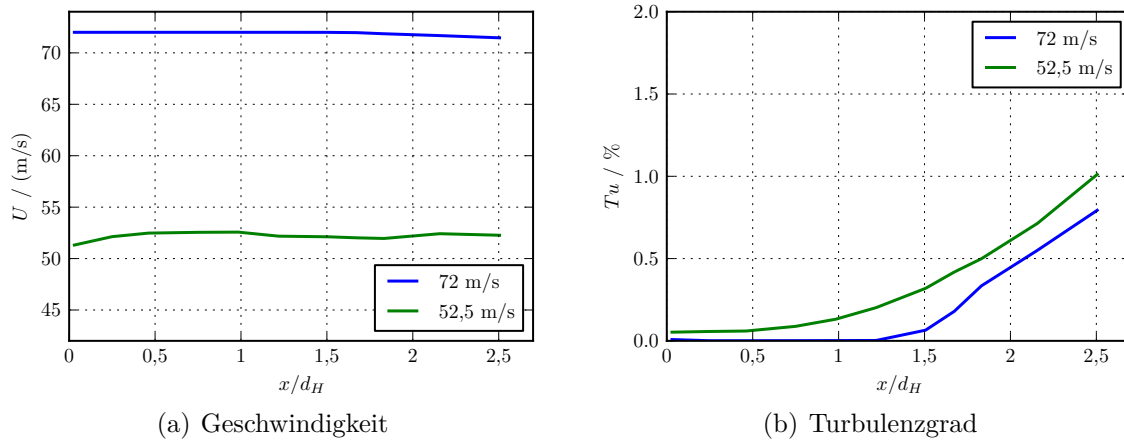


Abbildung 3.8: Geschwindigkeit und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse in Abhängigkeit des dimensionslosen Düsenabstands x/d_H .

Scherschicht bedingt.

Die in Abbildung 3.8 gezeigten Verläufe in Strömungsrichtung der mittleren Geschwindigkeit besitzen einen waagerechten Verlauf mit einer etwas ausgeprägteren Welligkeit bei der geringeren mittleren Geschwindigkeit von 52,5 m/s. Die Kurven des Turbulenzgrads zeigen den erwarteten Anstieg mit zunehmendem Düsenabstand, der im Falle der höheren Anströmgeschwindigkeit später beginnt.

Die Strömung in der Messstrecke ist somit sehr turbulenzarm. Um den Scherschicht-einfluss auf die Ergebnisse zu verhindern, wird die Analyse der Hitzdrahtmessungen auf den konstanten mittleren Bereich beschränkt. Gleiches gilt für die Analyse der Mikrofonarraydaten.

4 Messtechnik und Datenanalyse

4.1 Mikrofonarraymesstechnik

Zur Messung des an der Zylinder-Profil-Anordnung generierten Schalls wird ein Mikrofonarray verwendet.

Ein Mikrofonarray ist eine Anordnung von mehreren Mikrofonen, deren Signale zeitgleich aufgezeichnet werden. Durch Analyse dieser Mikrofonsignale mit speziellen Algorithmen können Schallquellen lokalisiert und getrennt werden. Ebenso kann die Stärke der Schallquellen bestimmt werden.

In Abbildung 4.1 ist das Mikrofonarraymesssystem abgebildet, das in dieser Arbeit für die akustischen Messungen genutzt wird. Es besteht aus einem 56-kanaligen Mikrofonarray mit integrierten Vorverstärkern, einem A/D Umsetzer Frontend von National Instruments (PXI-1042Q) bestückt mit sieben 8-Kanal-Einsteckkarten (PXI-4472) und einem Messrechner samt Software. Der Messrechner wird für die Akquise und das Speichern der Messdaten benötigt und ist über eine PCI Express Steckkarte (PCIe 8361) von National Instruments mit dem Frontend verbunden.

Von den insgesamt 56 Mikrofonen des Arrays werden in den Messungen dieser Arbeit 38 Mikrofone genutzt. Diese wurden so ausgewählt, dass sie nicht durch die Seitenplatten des Versuchsaufbaus und auch nicht durch die Windkanaldüse abgeschattet werden. Die Anordnung der verwendeten 38 Mikrofone ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Das Mikrofonarray ist mit Elektretkapseln des Typs Panasonic WM61A bestückt.

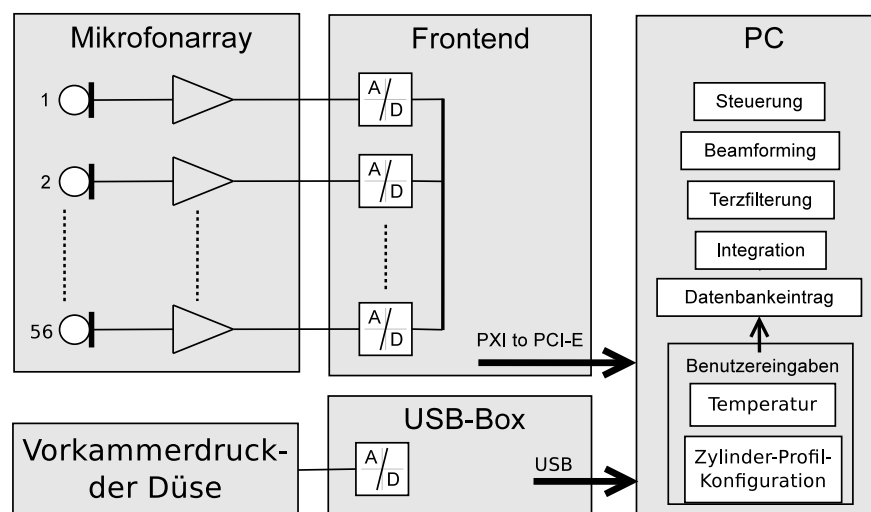


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Messsystems, das zur Aufnahme und Analyse der akustischen Daten, der Umgebungsbedingungen und der Versuchskonfiguration dient.

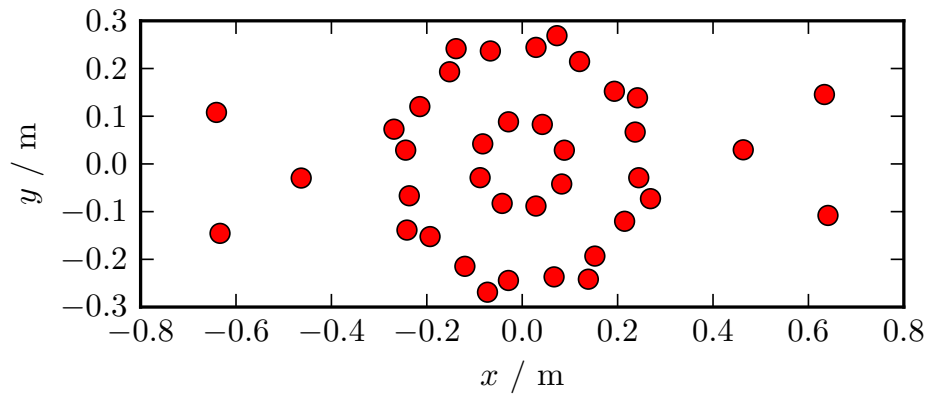


Abbildung 4.2: Anordnung der Mikrofone des Mikrofonarrays. Die Positionen der 38 Mikrofonkapseln sind durch die roten Punkte markiert.

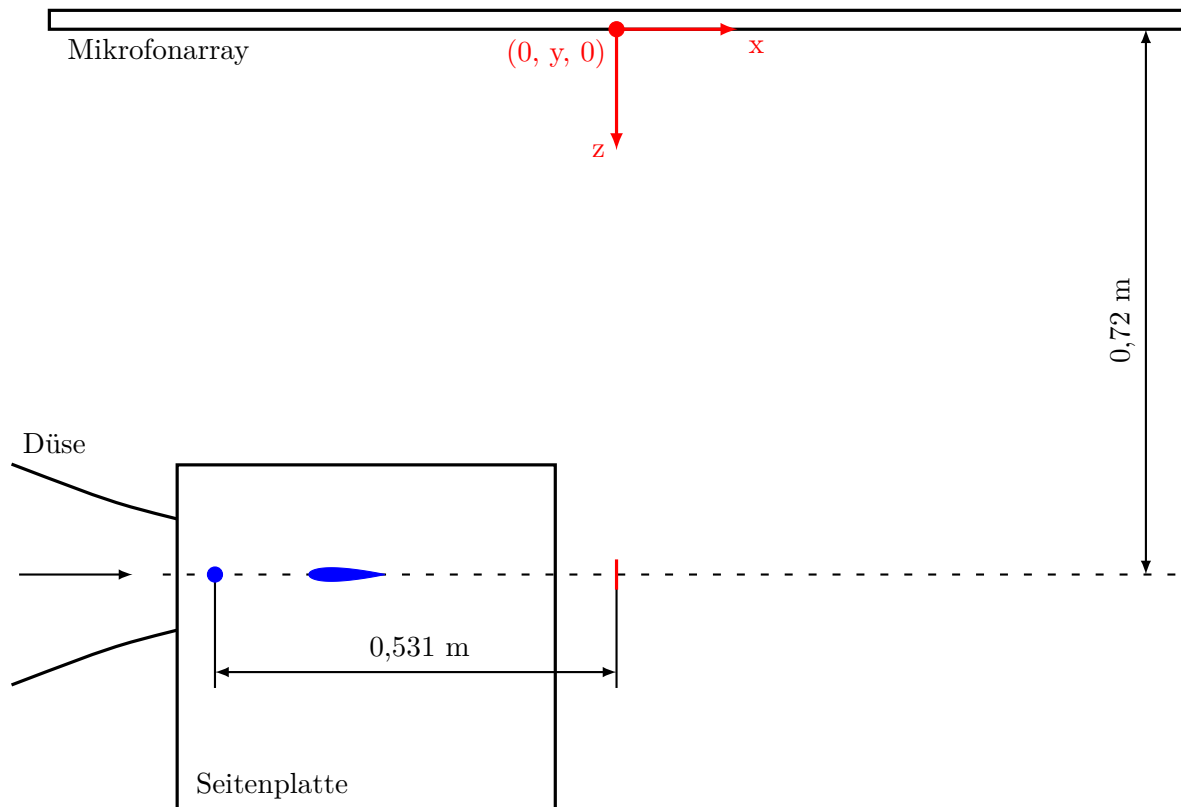


Abbildung 4.3: Maßstabgerechte Darstellung der Versuchsanordnung mit Naca0018-Profil, 10mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand. Die Maße im Bild sind in Metern angegeben und bleiben für alle durchgeführten Messungen konstant.

Die Kapseln besitzen eine kugelförmige Richtcharakteristik, einen Kapseldurchmesser von 6 mm, eine mittlere Empfindlichkeit von ca. 18 mV/Pa und ein Signal-Rausch-Verhältnis größer 62 dB. Ihr Frequenzgang verläuft zwischen 20 Hz und 20 kHz sehr linear. Wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, besteht das Mikrofonarray aus einer 1,5 m x 1,5 m großen Aluminiumplatte, in die die Mikrofonkapseln oberflächenbündig eingelassen sind. Durch die Aluminiumplatte ergibt sich eine schallharte Oberfläche, wodurch es zu einer Verdopplung der Schalldrücke an den Mikrofonkapseln kommt. Die gemessenen Schalldruckpegel sind daher 6 dB höher als im Freifeld und werden in der Analyse um diese 6 dB korrigiert. Vor der Messung wird nacheinander jede Mikrofonkapsel des Arrays einzeln mit einem handelsüblichen Mikrofonkalibrator kalibriert. Das Mikrofonarray ist in 0,72 m lotrechtem Abstand zur Profilschneide oberhalb der Versuchsanordnung montiert. Der Abstand in Strömungsrichtung zwischen axialem Mittelpunkt des Zylinders und Arraymittelpunkt beträgt 0,531 m. Das Array befindet sich außerhalb der Windkanalströmung (Abbildung 4.3).

4.2 Analyse der Mikrofonarraydaten

4.2.1 Allgemeiner Ablauf der Analyse

Die Aufnahme der akustischen Daten während der Messung erfolgt mit dem im vorherigen Abschnitt 4.1 erläuterten Mikrofonarraymesssystem. Die zeit- und wertekontinuierlichen Signale der Mikrofonkapseln werden innerhalb des A/D Umsetzers mit 51,2 kHz in 24 Bit Auflösung abgetastet und in zeit- und wertediskrete Signale umgewandelt. Die Messzeit für eine Messung beträgt 40 Sekunden. Gespeichert werden die Daten im Hierarchical Data Format, einem Format zur effizienten und flexiblen Speicherung von Messdaten, insbesondere bei großen Datenmengen. Das Datenvolumen pro Mikrofonarraymessung beträgt bei Speicherung in diesem Format ungefähr 315 MB. Die Steuerung der Aufnahme geschieht mittels einer lehrstuhleigenen python-Routine, die wiederum eine C-Routine des Frontend-Herstellers National Instruments zur Hardwaresteuerung einbindet. Vom Benutzer wird diese python-Routine über eine eigens entwickelte LabView Oberfläche bedient, die neben der Steuerung der akustischen Datenerfassung zusätzlich noch den Vorkammerdruck der Windkanaldüse, die Umgebungstemperatur, den Luftdruck im Messraum und einen Schlüssel für die genaue Versuchskonfiguration in eine Datenbank einträgt.

Die Analyse der akustischen Daten soll Erkenntnisse zur breitbandigen Schallentstehung liefern. Ein angeströmter Zylinder generiert aber neben einer breitbandigen Komponente auch einen Ton, den sogenannten Äolston. Die Frequenz dieses Tons ist abhängig von der Zuströmgeschwindigkeit und dem Durchmesser des Zylinders. Das Verhältnis zwischen dem Produkt aus der Frequenz f und dem Zylinderdurchmesser d zur Zuströmgeschwindigkeit \bar{U}_{Zyl} bleibt konstant:

$$Sr = \frac{fd}{\bar{U}_{Zyl}} = \text{const.} \quad . \quad (4.1)$$

Die Konstante ist nach ihrem Entdecker, Dr. V. Strouhal, benannt und wird üblicherweise mit dem Formelzeichen Sr beschrieben. Für Zylinder mit kreisförmigem Querschnitt liegt sie ungefähr zwischen 0,18 und 0,2. Strouhal selbst gibt die Konstante mit 0,185 an [Strouhal, 1878].

Um tonale Anteile, die in Folge der Zylinderumströmung generiert werden, auszuschließen, werden die Daten für Frequenzen oberhalb des höchsten Äolstons ausgewertet. Der höchste zu erwartende Äolston bei Ansatz von $Sr=0,185$ berechnet sich durch Umstellung und anschließende Anwendung der Gleichung 4.1 für den Zylinder mit 5 mm Durchmesser zu 2664 Hz. Die Daten werden oberhalb von 3549 Hz, also ab der 4-kHz-Terz, untersucht.

Zur Analyse der Daten werden Beamforming-Verfahren angewendet.

Dazu werden die Daten mittels Fast-Fourier-Transformation (FFT) in den Frequenzbereich transformiert. Für die FFT werden die Daten unter Verwendung der Hanning Fenster-Funktion in 999 Blöcke mit je 4096 Samples aufgeteilt. Der resultierende Frequenzlinienabstand beträgt 12,5 Hz. Die $38^2=1444$ Kreuzspektren werden mit einem Block-Overlap von 50 Prozent berechnet und anschließend zur Kreuzspektralmatrix gemittelt. Die weitere Analyse geschieht dann mit Beamforming-Verfahren.

4.2.2 Theorie zum Beamforming

Das Beamforming ist eine Methode zur Ortung von Quellen in Wellenfeldern. In der Akustik beschreibt es den Prozess, der aus den vielen einzelnen Mikrofonsignalen des Mikrofonarrays eine Trennung der Schallquellen nach Ort bzw. Stärke ermöglicht. Durch Nutzung mehrerer Sensorsignale wird die Störschallunterdrückung gegenüber einem einzelnen Sensorsignal verbessert, indem virtuell eine stark gerichtete Charakteristik geformt wird und diese zudem noch auf unterschiedliche Abtastpunkte fokussiert wird. Das Ergebnis des Beamforming ist z. B. eine Kartierung der Schalldruckpegelverteilung für eine bestimmte Frequenz oder ein Frequenzband, ähnlich einer akustischen Fotografie. Sarradj et al. [Sarradj et al., 2009b] zeigten anhand der Untersuchung der ae-roakustischen Schallentstehung an einer Zylinder-Profil-Anordnung und eines einzelnen SD7003 Profils, dass verschiedene Beamforming-Algorithmen zum Teil unterschiedliche Ergebnisse hinsichtlich der Ortsauflösung und Stärke der Quellen liefern. Bei der Wahl des Beamforming-Verfahrens sollte daher die jeweilige Fragestellung berücksichtigt werden. Sind viele Mikrofonarraymessungen auszuwerten, ist die Rechenzeit ein weiteres Kriterium für oder gegen die Wahl eines bestimmten Algorithmus.

Im folgenden Abschnitt wird eine kurze Einführung in die Theorie des Beamformings gegeben, die sich auf die Beschreibung der zugrunde gelegten Schallausbreitung und des klassischen Delay-and-Sum-Beamformings beschränkt. Falls zum Verständnis der weiteren Abschnitte notwendig, wird die folgende Beschreibung in späteren Abschnitten der Arbeit ergänzt.

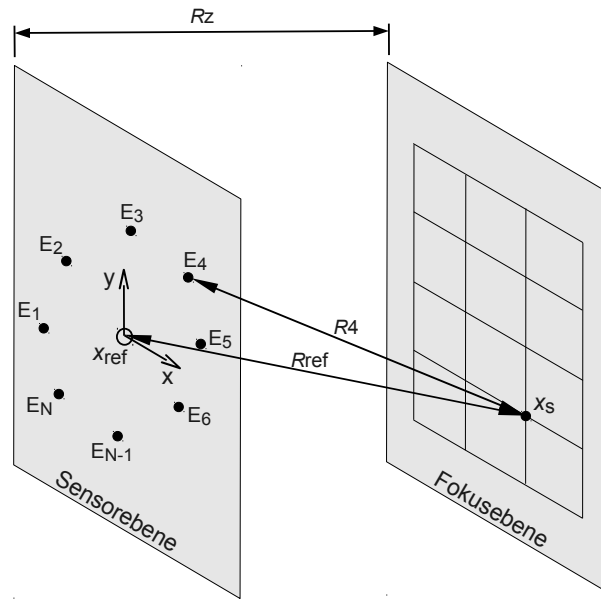


Abbildung 4.4: Beispielanordnung zur Erläuterung der Theorie zum Beamforming.

Beschreibung der zugrunde gelegten Schallausbreitung

Die nachfolgende Beschreibung geht von der in Abbildung 4.4 dargestellten Anordnung eines Arrays mit N Sensoren aus. Es wird angenommen, dass die einzelnen Sensorsignale sich ausschließlich aus den Quellsignalen ergeben und nicht durch Störungen, wie zum Beispiel Rauschen überlagert sind. Die Erklärung basiert im Wesentlichen auf der von Sarradj [Sarradj, 2010], der zudem noch die Überlagerung der Mikrofonssignale durch Rauschen erläutert.

Die N Mikrofone ($E_1 \dots E_N$) befinden sich an den Orten ($\mathbf{x}_1 \dots \mathbf{x}_N$). Der Ursprung des Koordinatensystems wird gleich der Phasenmitte des Arrays definiert:

$$\sum_{i=1}^N \mathbf{x}_i = \mathbf{0} \quad . \quad (4.2)$$

Dies geschieht auch dann, wenn sich dort kein Sensor befindet.

Für den Fall einer einzelnen Quelle am Ort \mathbf{x}_s ist der komplexe Schalldruck \underline{p} am Mikrofon i

$$\underline{p}(\mathbf{x}_i) = a(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_s) \underline{q}(\mathbf{x}_s) \quad , \quad (4.3)$$

wobei \underline{q} der durch diese Quelle an einem Referenzort \mathbf{x}_{ref} , z. B. der Mitte des Arrays, hervorgerufene Schalldruck ist. Die Übertragungsfunktion a ist abhängig von der Art der Quelle, der Quellposition und den Umgebungsbedingungen. Handelt es sich um eine kugelförmig abstrahlende Punktquelle ist

$$a(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_s) = \frac{R_{\text{ref}}}{R_i} \exp[-jk(R_i - R_{\text{ref}})] \quad . \quad (4.4)$$

$R_i = |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_i|$ und $R_{\text{ref}} = |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_{\text{ref}}|$ kennzeichnen die Abstände zwischen der Quelle und dem i -ten Mikrofon bzw. der Quelle und dem Referenzort.

Formuliert man Gleichung 4.3 so, dass alle N Mikrofon-signale berücksichtigt werden, so erhält man

$$\mathbf{p} = \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_s) \underline{q}(\mathbf{x}_s) \quad . \quad (4.5)$$

Im Falle einer einzelnen Quelle ist \mathbf{a} ein Vektor. Existieren Q Quellen, so wird aus dem Vektor \mathbf{a} die $N \times Q$ -Matrix \mathbf{A} . Für diesen allgemeineren Fall ergibt sich

$$\mathbf{p} = \mathbf{A}\mathbf{q} \quad . \quad (4.6)$$

Führt man nun die Darstellung mittels Kreuzspektral-matrizen ein, erhält man

$$E\{\mathbf{p}\mathbf{p}^H\} = \mathbf{A}E\{\mathbf{q}\mathbf{q}^H\}\mathbf{A}^H \quad . \quad (4.7)$$

$E\{\}$ bezeichnet den Erwartungswert, der aufgrund der diskreten und nicht unendlich langen Zeitreihen der Mikrofon-signal-Messdaten zur Berechnung der Kreuzspektren benötigt wird. $()^H$ bezeichnet die konjugierte transponierte Matrix. Die Gleichung 4.7 kann auch als

$$\mathbf{G} = \mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^H \quad (4.8)$$

geschrieben werden, wobei \mathbf{G} und \mathbf{S} die Kreuzspektral-matrizen der Mikrofon-signale bzw. der Quell-signale sind.

Delay-and-Sum-Beamforming

Die Informationen über die Quellen stecken also ausschließlich in der Kreuzspektral-matrix \mathbf{S} . Ist die Anzahl der Quellen kleiner oder gleich der Anzahl der Mikrofone ($Q \leq N$), kann das Schallfeldmodell aus Gleichung 4.8 zur Schätzung der Kreuzspektral-matrix der Quellen \mathbf{S} umgestellt werden

$$\mathbf{S} = \mathbf{A}^+ \mathbf{G} \mathbf{A}^{H+} \quad . \quad (4.9)$$

Das $^+$ kennzeichnet die Moore-Penrose Pseudoinverse [Gentle, 2007]. Zur Abschätzung von \mathbf{S} mittels Gleichung 4.9 muss die Übertragungsmatrix \mathbf{A} bekannt sein, die in ihren Spalten die Übertragungsvektoren \mathbf{a} enthält. Für den Fall einer einzelnen Quelle vereinfacht sich die Gleichung 4.9 zu

$$S = \frac{\mathbf{a}(\mathbf{x}_s)^H}{\mathbf{a}(\mathbf{x}_s)^H \mathbf{a}(\mathbf{x}_s)} \mathbf{G} \frac{\mathbf{a}(\mathbf{x}_s)}{\mathbf{a}(\mathbf{x}_s)^H \mathbf{a}(\mathbf{x}_s)} \quad . \quad (4.10)$$

Die Gleichung 4.10 ist äquivalent der eines räumlichen Filters, das als Delay-and-Sum-Beamformer bezeichnet wird und dessen Autoleistungsdichtespektrum mit

$$B(\mathbf{x}_t) = E\{p(\mathbf{x}_t)p^*(\mathbf{x}_t)\} = \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \mathbf{G} \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad (4.11)$$

angegeben werden kann. Das räumliche Filter wird mit Hilfe des Steering-Vektors \mathbf{e} implementiert, der die Phasenverschiebungen der einzelnen Mikrofonsignale realisiert. Die Phasenverschiebungen sind abhängig von den Laufzeiten der Schallwellen von der Quelle am Ort \mathbf{x}_t zu den Mikrofonen an den Orten \mathbf{x}_i . Sie werden so eingestellt, dass die Signale, die von dem Punkt kommen auf den das Array gerade fokussiert wird, in Phase sind. Idealerweise sollen die Signale einer Quelle am vom Array fokussierten Ort \mathbf{x}_t vom Filter nicht abgeschwächt werden und Signale aus allen anderen Richtungen möglichst stark abgeschwächt werden. Beide Forderungen sind für den Steering-Vektor

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{a}(\mathbf{x}_t)}{\mathbf{a}(\mathbf{x}_t)^H \mathbf{a}(\mathbf{x}_t)} \quad (4.12)$$

erfüllt [Stoica u. Moses, 1997]. Der Ausdruck 4.12 ist somit konsistent mit dem aus Gleichung 4.10. Bei Annahme einer Punktquelle im freien Schallfeld ergeben sich die Elemente des Steering-Vektors \mathbf{e} zu

$$e_i = \frac{\exp[-jk(R_i - R_{\text{ref}})]}{R_i R_{\text{ref}} \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_i^2}} \quad (4.13)$$

Aufgrund der nicht unendlich langen Zeitreihen der Messdaten, muss die Kreuzspektralmatrix der Mikrofonsignale \mathbf{G} durch einen Schätzer $\hat{\mathbf{G}}$ für diese Matrix ersetzt werden. Die Gleichung für das Autoleistungsdichtespektrum des Beamformer-Ausgangs lautet somit

$$B(\mathbf{x}_t) = \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \hat{\mathbf{G}} \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad (4.14)$$

Für den Fall einer einzelnen Quelle und der Übereinstimmung von Abtastpunkt und Quellpunkt ($\mathbf{x}_t = \mathbf{x}_s$) wird das Autoleistungsdichtespektrum $B(\mathbf{x}_t)$ nach Gleichung 4.14 maximal und die Quellstärke kann gut abgeschätzt werden. Im allgemeineren Fall mit mehr als einer Quelle hängt die Leistungsfähigkeit des Beamformers von der Übertragungsmatrix \mathbf{A} ab. Daher haben in diesem Fall die Positionen der Quellen, die Zahl der Arraymikrofone, die Anordnung der Arraymikrofone, die Apertur des Arrays und die Frequenz einen Einfluss auf das Ergebnis des Delay-and-Sum-Beamformers.

Wenn man sich den Beamformer als ein System vorstellt, das eine Quellverteilung $Q(\mathbf{x}_s)$ mit Hilfe der Punktspreizfunktion $PSF(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_t)$ auf ein Bild $B(\mathbf{x}_t)$ abbildet:

$$B(\mathbf{x}_t) = \sum_{\mathbf{x}_s} PSF(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_t) Q(\mathbf{x}_s) \quad \text{für jedes } \mathbf{x}_t \quad (4.15)$$

dann wird deutlich, dass man einige der genannten Einflüsse vom Beamforming-Ergebnis entfernen kann, wenn man den Einfluss der Punktspreizfunktion entfernt.

Das Bild $B(\mathbf{x}_t)$ nach Gleichung 4.15 ergibt sich aus der Überlagerung je eines Einzelbildes pro Quelle. Zur Bildung der Einzelbilder wird nacheinander für jeden Abtastpunkt \mathbf{x}_t das Quellsignal einer kugelförmig abstrahlenden Punktquelle am Ort \mathbf{x}_s mit einer Übertragungsfunktion multipliziert, die den Einfluss dieser Quelle auf den Abtastpunkt \mathbf{x}_t beschreibt. Die Punktspreizfunktion wird daher auch als Arrayantwort auf eine

kugelförmig abstrahlende Punktquelle am Ort \mathbf{x}_s beschrieben.

Zur Entfernung des Einflusses der Punktspreizfunktionen vom Beamformer-Ergebnis wurden komplexere Beamforming-Algorithmen entwickelt, die eine Entfaltung durchführen, z.B. CLEAN-SC [Sijtsma, 2007] und DAMAS [Brooks u. Humphreys, 2006].

4.2.3 Richtwirkung des verwendeten Mikrofonarrays

Die frequenzabhängige Richtwirkung eines Mikrofonarrays lässt sich mit Hilfe der Punktspreizfunktion bestimmen, die die Antwort des Arrays auf eine Punktquelle angibt. Die Punktspreizfunktion kann räumlich so dargestellt werden, dass die ortsabhängige Empfindlichkeit des Arrays ermittelt werden kann. Für das in dieser Arbeit genutzte Mikrofonarray ist die Punktspreizfunktion in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Länge des räumlichen Bereiches innerhalb dessen das Maximum der Punktspreizfunktion um 3 dB abfällt wird als Hauptkeulenbreite bezeichnet. Neben der Hauptkeule zeigt die Darstellung der Punktspreizfunktion noch sogenannte Nebenkeulen, die physikalisch nicht vorhandene Quellen suggerieren. Die Stärken dieser Nebenkeulen sind geringer als die der Hauptkeule. Der effektive Dynamikbereich des Mikrofonarrays wird durch das Verhältnis der Nebenkeulenstärke zur Hauptkeulenstärke bestimmt [Mueller, 2002]. Für das in dieser Arbeit genutzte Array ist die berechnete Hauptkeulenbreite in x- und y-Richtung in den Teilbildern der Abbildung 4.5 als Δx und Δy angegeben. Der Berechnung liegt ein Gitterpunktabstand von 2 mm zu Grunde. Die Breite der

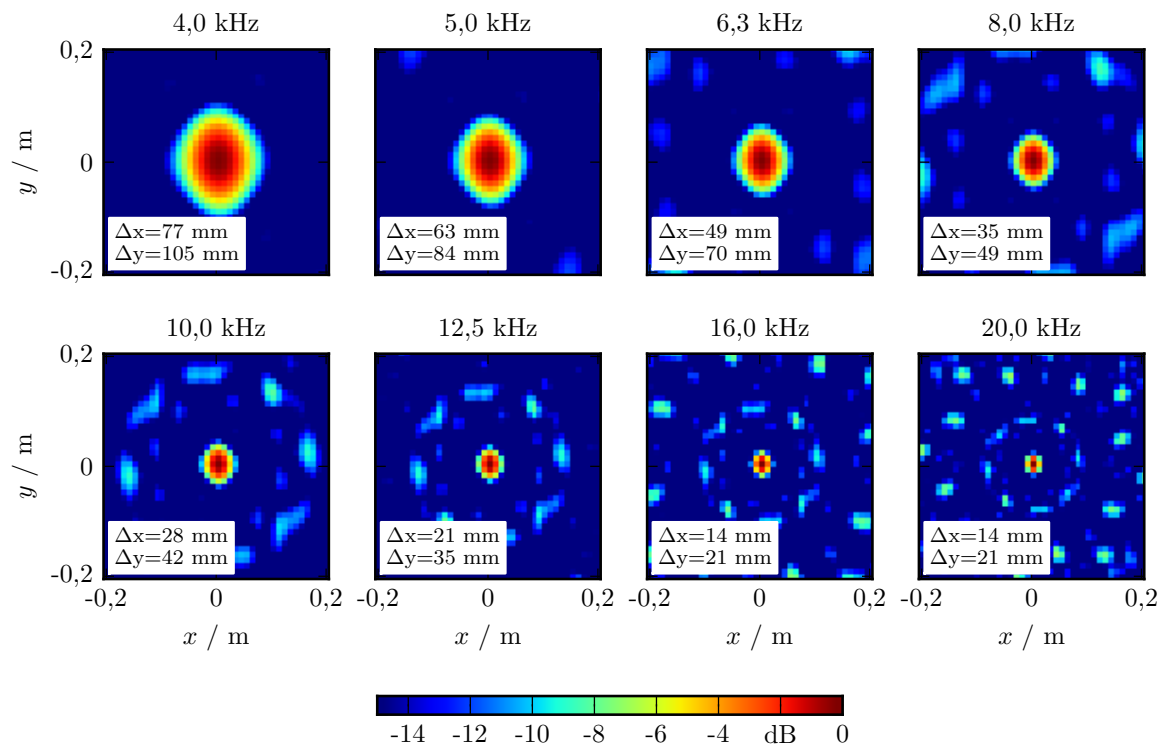


Abbildung 4.5: Punktspreizfunktion des verwendeten 38-kanaligen Mikrofonarrays für die Terzmittenfrequenzen von 4 kHz bis 20 kHz. Die Hauptkeulenbreite in x- und y-Richtung ist mit Δx und Δy in den Teilbildern angegeben.

Hauptkeule variiert für das verwendete Array zwischen 80 mm und 16 mm in x-Richtung und 108 mm und 20 mm in y-Richtung. Die Maxima der Nebenkeulen sind für die Terzbänder unterhalb der 6,3 kHz Terz mindestens 10 dB geringer als das Hauptkeulenmaximum. Beginnend mit der 6,3 kHz Terz werden die Nebenkeulen stärker. Zusätzlich steigt ihre Anzahl. Die stärksten Nebenkeulen liegen ungefähr 9 dB unter dem Maximum der Hauptkeule.

4.2.4 Einfluss der Konvektion und der Scherschicht

Befindet sich eine Schallquelle im Kernstrahl eines Windkanals, so breiten sich die abgestrahlten Schallwellen aufgrund der Konvektion nicht in alle Richtungen mit derselben Geschwindigkeit aus. Vielmehr überlagern sich die Geschwindigkeit der Kanalströmung und die Schallgeschwindigkeit vektoriell zu einem resultierenden Geschwindigkeitsvektor. Hierdurch verschiebt sich die Ausbreitungsrichtung der Schallwelle gegenüber dem Fall ohne Kanalströmung. Neben der Geschwindigkeitsüberlagerung kommt es zusätzlich zu einer Brechung der Schallwellen an der Scherschicht. Die Scherschicht bildet den Übergang zwischen der als gleichförmig betrachteten Strömung im Düsenkernstrahl und der im Vergleich hierzu ruhenden Umgebung. Der durch Konvektion und Brechung beeinflusste Pfad einer Schallwelle von der Quelle zum Beobachter (z. B. Mikrofon) ist in Abbildung 4.6 gezeigt.

Amiet [Amiet, 1978] stellt ein analytisches Modell für die Berücksichtigung des Scherschichteinflusses für Schallquellen auf, die auf der Mittelachse des Strahls liegen. Er trifft die Annahme, dass die eigentlich kegel- bzw. keilförmige Scherschicht durch eine zylinderförmige bzw. rechteckige Scherschicht modelliert werden kann. Des Weiteren setzt er voraus, dass die Scherschicht sich im akustischen Fernfeld der Quelle befindet, d. h. der Abstand zwischen Quelle und Scherschicht h viel größer als die akustische Wellenlänge λ ist ($h/\lambda \gg 1$). Basierend auf diesen Annahmen leitet er für diese beiden

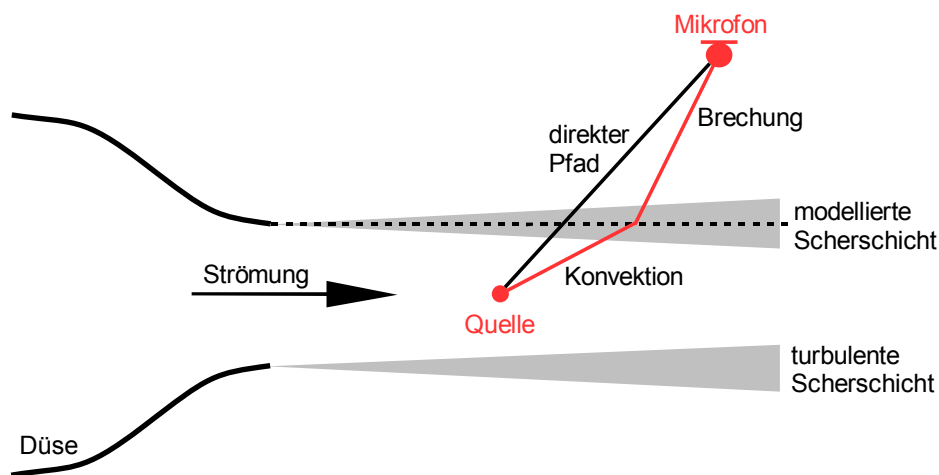


Abbildung 4.6: Pfad von der Schallquelle zum Mikrofon - ohne Konvektion und ohne Scherschichteinfluss (direkter Pfad) sowie unter Berücksichtigung der Konvektion und des modellierten Scherschichteinflusses (roter Pfad = Konvektion + Brechung).

Fälle für eine Scherschicht der dimensionslosen Dicke $D_S/\lambda = 0$ und der dimensionslosen Dicke $D_S/\lambda \rightarrow \infty$ eine Korrektur her. Neben Amiet publizierten auch Soderman und Allen in [Mueller, 2002] einen vergleichbaren Korrekturansatz, der auf Arbeiten von Plumblee [Plumblee, 1976] beruht.

Dobrzynski [Dobrzynski, 1984] erarbeitete eine Erweiterung der Amiet-Korrektur, die zusätzlich Temperaturunterschiede im Strömungsfeld berücksichtigt. Ein weiterer Korrekturansatz wurde von Candel et al. [Candel et al., 1976] entwickelt. Auf Grundlage des Modells von Amiet erstellte Sanford [Sanford, 2008] ein Modell, das unterschiedliche Ebenen für Quell- und Beobachtungspunkt gestattet und somit vollständig die Dreidimensionalität abbildet.

Die Auseinandersetzung mit dem Thema Scherschichtkorrektur zeigt, dass eine Korrektur wichtig ist, falls das Verhältnis des lotrechten Abstands von Schallquelle zur Scherschicht und des lotrechten Abstands von Quelle zur Beobachterebene (z.B. Mikrofon) groß ist. Für den in den Untersuchungen dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau ist der Abstand der angenommenen Schallquelle zur geschätzten Scherschichtlage kleiner als 7,35 cm im Vergleich zu 72,1 cm Abstand zwischen der Quellebene und der Beobachtungsebene. Das Verhältnis ist also eher klein. Des Weiteren ist es für die Korrektur nicht unbedeutend, die Lage der Scherschicht und deren Verlauf (eben, keilförmig, etc.) zu kennen. Beides ist für den Versuchsaufbau der Zylinder-Profil-Anordnung nicht bekannt. Es ist somit fraglich, ob die Annahme einer ebenen Scherschicht, wie die Amiet-Korrektur sie trifft, für die vorliegende Anordnung gerechtfertigt ist. Das Anwenden eines Korrekturverfahrens bei Unbekanntheit der Eigenschaften der im konkreten Fall vorliegenden Scherschicht birgt die Gefahr, die Messdaten eher zu verfälschen als zu korrigieren.

Für den Fall einer Punktquelle an der Vorderkante des Profils und einen Beobachter im Zentrum des Mikrofonarrays wird der Einfluss der Scherschicht auf den gemessenen Pegel nach Schlinker und Amiet [Schlinker u. Amiet, 1980] auf maximal 0,5 dB geschätzt und ist somit gering.

Aus den genannten Gründen wird der Scherschichteinfluss bei der Auswertung der Mikrofonarraymessdaten nicht korrigiert. Er wird jedoch als gering eingestuft.

Der Einfluss der Konvektion und der Scherschicht auf die Bestimmung des Quellorts und der Quellstärke kann auch experimentell bestimmt werden. Hierzu ist idealerweise eine breitbandige Punktquelle, deren Stärke und Spektrum bekannt ist, an einen definierten Ort bzw. nacheinander an mehrere solche Orte in die Messstrecke des Windkanals einzubringen. Durch eine Mikrofonarraymessung werden dann die durch Konvektion und Scherschicht beeinflusste Quellstärke und der Quellort bestimmt und durch Vergleich mit den bekannten wahren Quelldaten deren Einflüsse ermittelt.

Um einen ausreichend großen Störabstand zwischen dem Signal der Punktquelle und dem durch die Umströmung des Aufbaus generierten Geräuschs zu gewährleisten, sollte bei der Umströmung der eingebrachten Schallquelle möglichst wenig Schall generiert werden.

Als breitbandige Schallquelle kann beispielsweise ein mit weißem Rauschen gespeister

Lautsprecher oder eine Impulsschallquelle, z. B. ein Knallfunken, dienen. Bei der Nutzung einer Impulsschallquelle ist aber die Bestimmung der Quellstärke schwierig. Zur Minimierung der Umströmungsgeräusche kann der Lautsprecher bzw. der Funkengeber in eine strömungsgünstige Geometrie, zum Beispiel in ein aerodynamisches Profil, integriert werden.

4.2.5 Wahl des Beamforming-Verfahrens

Wahl des Beamforming-Algorithmus

Wie in Abschnitt 4.2.2 bereits erwähnt, liefern die verschiedenen Beamforming-Algorithmen zum Teil unterschiedliche Ergebnisse hinsichtlich der Bestimmung der Stärke und des Orts der Schallquelle. Um ein für die Analyse der Mikrofonarraymessdaten der Zylinder-Profil-Konfigurationen geeignetes Beamforming-Verfahren auszuwählen, werden nachfolgend einige Beamforming-Algorithmen an beispielhaft ausgewählten Messdaten getestet. Neben dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen klassischen Delay-and-Sum-Beamforming (DS) werden folgende Algorithmen untersucht:

DAMAS [Brooks u. Humphreys, 2006]: Der *Deconvolution approach for the mapping of acoustic sources* (DAMAS) berechnet eine theoretische Punktspreizfunktion für jeden Gitterpunkt der abgetasteten Quellebene und bestimmt anschließend die Lösung eines Gleichungssystems, das die Quellstärken aller angenommenen Punktquellen enthält. Zur Entfaltung der Schallquellenkartierung von den Punktspreizfunktionen wird ein modifiziertes iteratives Gauss-Seidel-Verfahren eingesetzt. Die Anzahl der Gleichungen im zu lösenden Gleichungssystem ist gleich der Anzahl der Gitterpunkte der abgetasteten Quellebene. Daher steigt die zur Berechnung des Ergebnisses benötigte Zeit mit der Anzahl der abzutastenden Gitterpunkte und der Anzahl der Iterationen. Die Vorteile des DAMAS-Algorithmus sind die Entfernung der Nebenkeuleneinflüsse und die vergleichsweise gute örtliche Lokalisierung der Schallquellen [Shannon u. Morris, 2008]. Nachteilig ist die im Vergleich zu den anderen hier beschriebenen Beamforming-Algorithmen lange Rechenzeit.

CLEAN-SC [Sijtsma, 2007]: Der Algorithmus CLEAN-SC ist eine Weiterentwicklung des CLEAN-Algorithmus, der in der Astronomie angewendet wird. Der Algorithmus berechnet keine theoretischen Punktspreizfunktionen wie DAMAS, sondern entfernt die zur stärksten Schallquelle räumlich kohärenten Strukturen von der Kartierung der Schallquellen. Zunächst wird mittels klassischem Beamforming eine Kartierung der Schallquellen bestimmt (Gleichung 4.14), die noch von den Punktspreizfunktionen beeinflusst ist. Innerhalb dieser Kartierung wird dann der Ort des Maximums gesucht und die zugehörige Punktspreizfunktion, die häufig noch mit einem Faktor zwischen 0 und 1 skaliert wird, von der Kartierung subtrahiert. Die entfernte Punktspreizfunktion wird dann durch eine idealisierte „Punktspreizfunktion“ ohne Nebenkeulen ersetzt. Der beschriebene Prozess wird

iterativ durchlaufen, so dass die Entfaltung nacheinander für mehrere Quellen angewendet wird. Die endgültige Ergebnis-Kartierung wird nach Erreichen eines Abbruchkriteriums aus der Summation der vom Nebenkeuleneinfluss bereinigten Kartierungen und der verbleibenden geringer beeinflussten Kartierung zusammengesetzt. Ein Vorteil des CLEAN-SC-Algorithmus ist die im Vergleich zu DAMAS kürzere Rechenzeit, die Sijtsma [Sijtsma, 2007] mit ungefähr der doppelten, vom Delay-and-Sum-Beamforming benötigten Zeit angibt.

OB [Sarradj, 2010]: Das Verfahren des orthogonalen Beamformings basiert auf einer Eigenwertzerlegung der geschätzten Kreuzspektralmatrix der Mikrofonsignale in eine Matrix, die die positiven reellen Eigenwerte enthält und in eine Matrix, die die zugehörigen Eigenvektoren beinhaltet. Mit Hilfe der Eigenwerte werden die absoluten Quellstärken abgeschätzt. Ein modifizierter Beamformer gestattet die Zuordnung der Eigenwerte zu den Maxima in den Schallquellen-Kartierungen, wodurch die Orte der Quellen ermittelt werden. Ein Vorteil des OB-Beamformings ist die vergleichsweise schnelle Bestimmung von Quellstärke und Quellort. Das Verfahren wurde im Hinblick auf die Analyse von Mikrofonarraymessdaten aus sehr vielen (mehreren tausend) einzelnen Messungen entwickelt.

Die mit den genannten Algorithmen berechneten Schalldruckpegel-Kartierungen für die Mikrofonarraydaten der Zylinder-Profil-Konfiguration mit Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Anströmgeschwindigkeit von 72 m/s sind in Abbildung 4.7 für die Terzmittenfrequenzen von 4 kHz bis 20 kHz dargestellt.

Für die DAMAS-Rechnungen wurden 1000 Iterationen und für die OB-Rechnungen 19 Eigenwerte vorgegeben. Den Berechnungen liegt eine abgetastete Ebene mit den Abmessungen 400 mm x 120 mm und 2025 Gitterpunkten zugrunde. Um den Einfluss der Gitterauflösung, also der Anzahl der Gitterpunkte m bei gleichen Abmessungen der abgetasteten Ebene, auf die Lokalisierung und die Ortsauflösung der Schallquellen zu ermitteln, werden die Beamforming-Rechnungen auch für 533, 1044, 3131 und 4025 Gitterpunkte durchgeführt. Die Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen für diese Gitterauflösungen sind im Anhang A.4 zu finden. Auszugsweise für die gesamten Ergebnisse werden hier beispielhaft die Schalldruckpegel-Kartierungen für die Terzbänder von 5 kHz und 12,5 kHz in Abhängigkeit der getesteten Beamforming-Algorithmen und der Gitterauflösung dargestellt (Abbildungen 4.8 und 4.9).

Die Analyse der Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen zeigt, dass die getesteten Entfaltungs-Algorithmen die einzelnen Schallquellen wie erwartet deutlicher trennen als das klassische Delay-and-Sum-Beamforming. Besonders in den Schalldruckpegel-Kartierungen für die unteren Terzbänder zeigt sich beim Delay-and-Sum-Beamforming der Einfluss der Punktspreizfunktion des Arrays auf die Beamforming-Ergebnisse. Die Hauptkeulenbreite des Mikrofonarrays ist in den unteren Frequenzbändern im Vergleich zu den Abmessungen der Versuchsanordnung groß (vgl. Abschnitt 4.2.3), wodurch eine präzisere Lokalisierung der Quellorte nur mit den Entfaltungs-Algorithmen möglich ist.

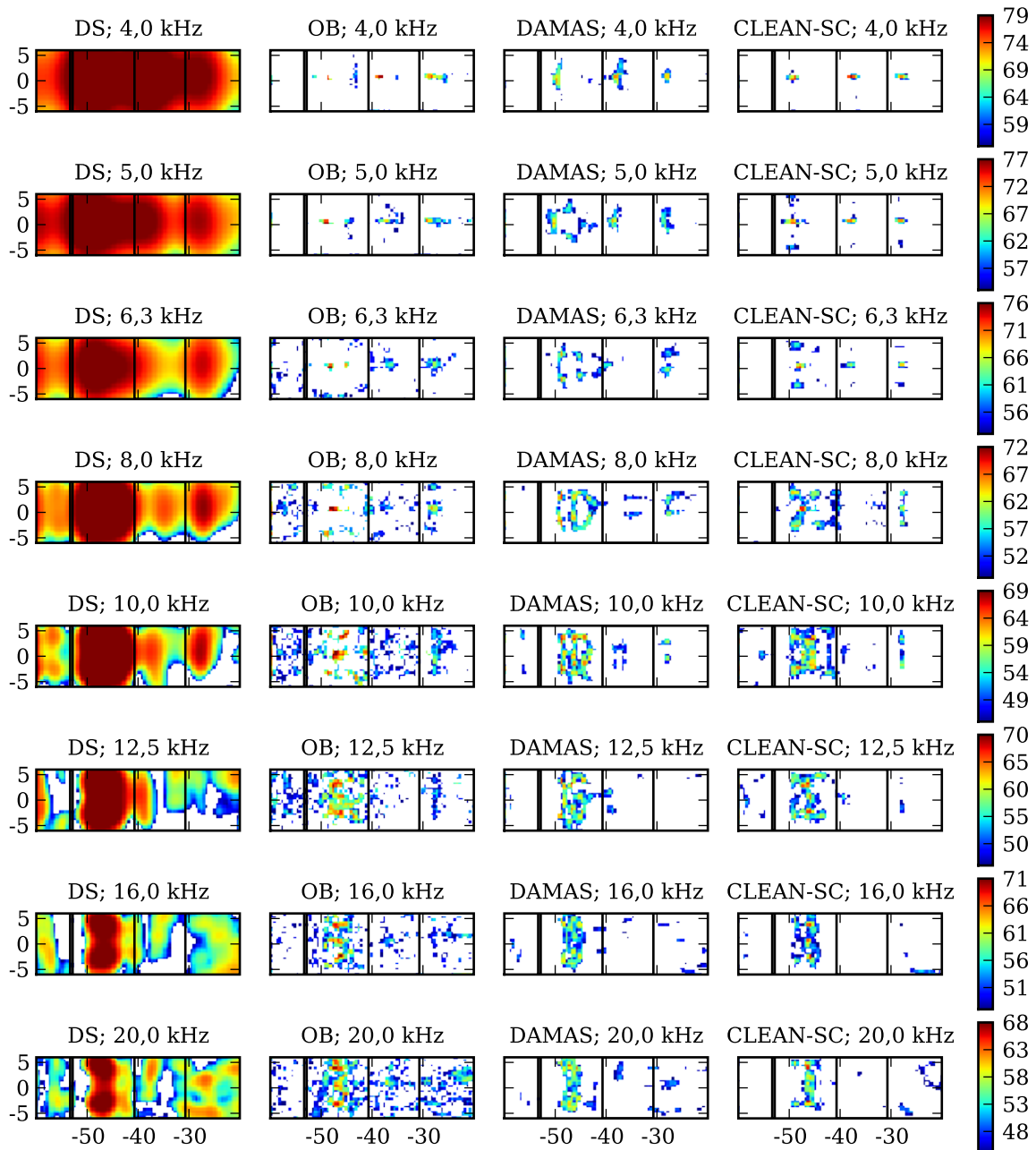


Abbildung 4.7: Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=2025$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

Bei den Schalldruckpegel-Kartierungen, die mit dem Orthogonalen-Beamforming berechnet sind, ist für einige der untersuchten Terzbänder (z. B. 10-kHz- und 12,5-kHz-Terzband) die Trennung zwischen Schall, der am Zylinder bzw. im Zylindernachlauf generiert wird von dem Schall, der an der Vorderkante des Profils entsteht, aufwendig. Die Definition eines Sektors, der nur die Anteile enthält, die in Folge der turbulenten Profilstromung an der Profilverkante generiert werden, ist daher bei Analyse der Ergebnisse des Orthogonalen-Beamformings zum Teil schwierig.

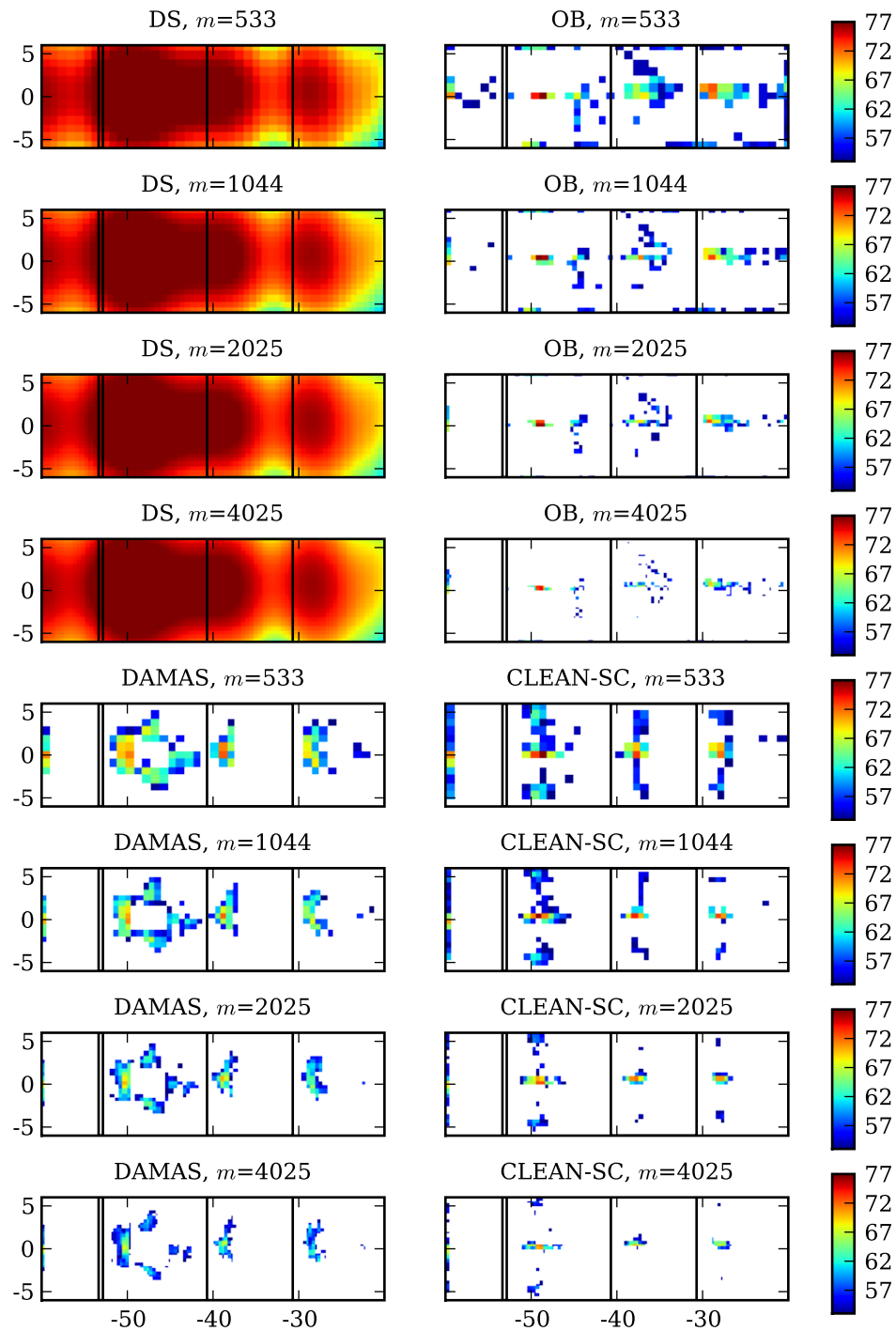


Abbildung 4.8: Schalldruckpegel-Kartierungen in Abhängigkeit der Anzahl der Gitterpunkte m für das 5-kHz-Terzband für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

Der DAMAS-Algorithmus und der CLEAN-SC-Algorithmus trennen den Schall, der an der Profilverderrkante generiert wird vergleichsweise gut von dem, der am Zylinder bzw. in dessen Nachlauf entsteht.

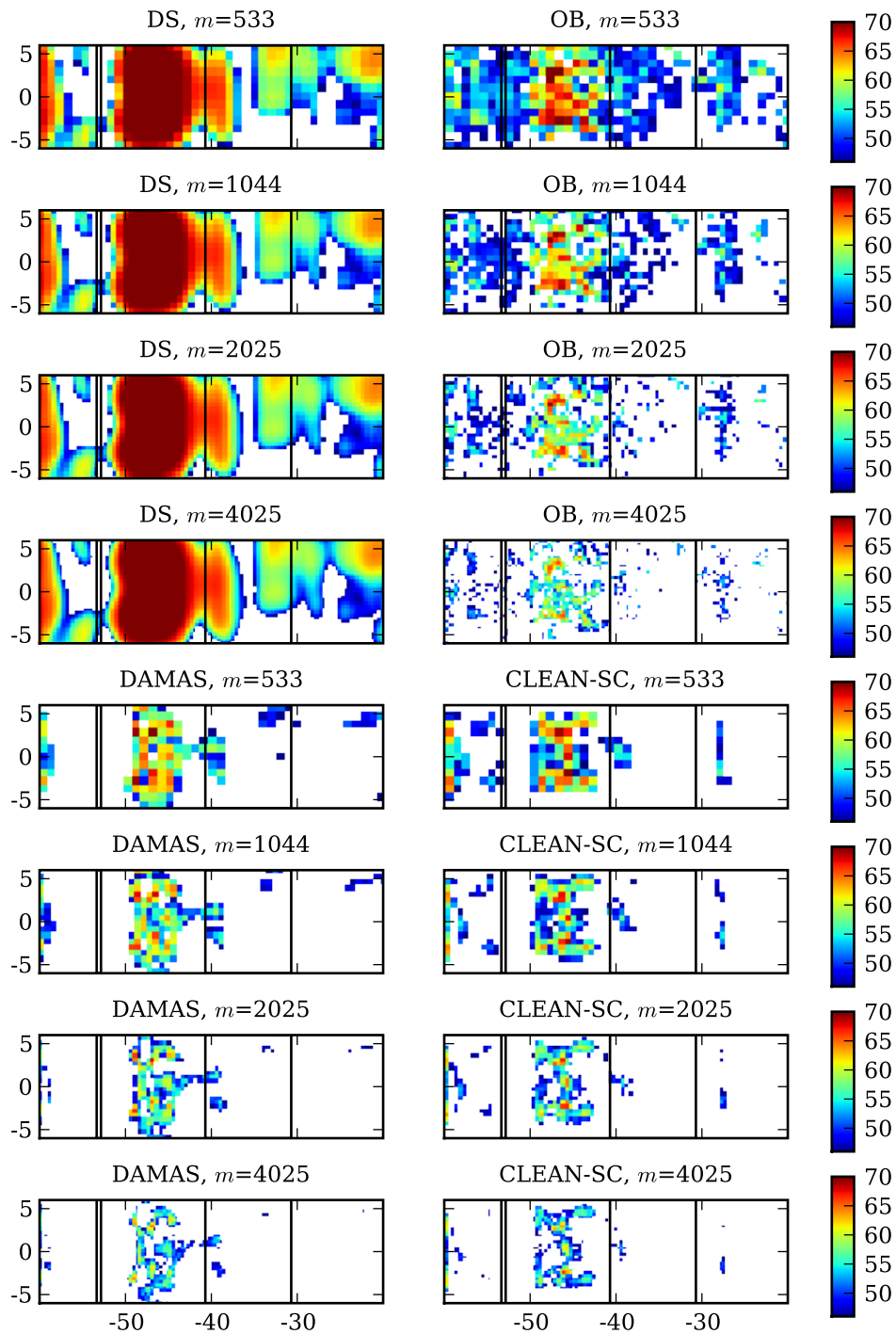


Abbildung 4.9: Schalldruckpegel-Kartierungen in Abhängigkeit der Anzahl der Gitterpunkte m für das 12,5-kHz-Terzband für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

Mit zunehmender Gitterauflösung wird die Lokalisierung der Quellorte im Falle der Verfahren OB, DAMAS und CLEAN-SC schärfer (Abbildungen 4.8 und 4.9). Die einzelnen Schallquellen (Zylinder-/nachlauf, Vorderkante und Hinterkante des Profils) lassen sich besser unterscheiden. Neben der mit der Anzahl der Gitterpunkte m

zunehmenden Schärfe in den Schalldruckpegel-Kartierungen ist der Einfluss der in den Beamforming-Rechnungen verwendeten Anzahl der Gitterpunkte auf das Spektrum des an der Profilverkante generierten Schalls von Bedeutung. Um zu vermeiden, dass bei der Berechnung der Spektren in Folge einer möglicherweise zu grob gewählten Gitterauflösung Fehler entstehen, wird nachfolgend der Einfluss der Gitterauflösung auf das berechnete Spektrum untersucht. Zuvor wird jedoch kurz beschrieben, wie bei der Berechnung des Spektrums aus den Beamforming-Ergebnissen vorgegangen wird. Zur Berechnung von Spektren aus den Beamforming-Ergebnissen ist eine Integration über ein Quellgebiet erforderlich. Ausgehend von der Analyse der Schalldruckpegelkartierungen werden Sektoren definiert, die ein Quellgebiet, z. B. die Profilverkante, beinhalten. Für diese Sektoren wird dann durch Integration der Schalldruckquadrate ein Spektrum des Schalldruckpegels berechnet.

Bestimmung der Integrationssektoren

Der jeweilige Sektor wird im Rahmen dieser Arbeit auf Basis der Analyse der Schalldruckpegel-Kartierungen gewählt. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Analyse der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an der Vorderkante von Profilen. Bei der Wahl des Sektors wird daher darauf geachtet, dass alle Anteile des an der Profilverkante generierten Schalls innerhalb des Sektors liegen. Die Anteile, die durch andere Schallentstehungsmechanismen an anderen Orten wie zum Beispiel an der Hinterkante des Profils generiert werden, werden ausgeschlossen. Ebenso ausgeschlossen werden die Gebiete entlang der seitlichen schallabsorbierenden Plattenoberflächen, da es innerhalb dieser Gebiete bedingt durch die turbulente Scherschicht zur Schallentstehung kommen kann. Somit ist sichergestellt, dass bei der Berechnung der Spektren ausschließlich die Schallentstehung an der Vorderkante des Profils berücksichtigt wird. In Folge der unterschiedlichen Zylinder-Profil-Abstände ist die Position der Profilverkante in Strömungsrichtung für die unterschiedlichen Zylinder-Profil-Konfigurationen nicht konstant, weswegen für jeden Zylinder-Profil-Abstand ein eigener Sektor gewählt wird. Für wenige Zylinder-Profil-Konfigurationen, insbesondere für die mit geringeren Zylinder-Profil-Abständen, ist die Definition des Integrationssektors schwierig, da in den Schalldruckpegel-Kartierungen der Anteil des vom Zylinder bzw. Zylindernachlauf generierten Schalls nicht immer eindeutig von dem Anteil des Schalls, der an der Profilverkante generiert wird, unterschieden werden kann. In diesen Fällen werden die Schalldruckpegel-Kartierungen für Zylinder-Profil-Konfigurationen mit unterschiedlichem Durchmesser für verschiedene Zuströmgeschwindigkeiten analysiert und die Sektordefinitionen anhand der sinnvollsten Variante vorgenommen. Geringfügige Änderungen der Größe und der Grenzen des Sektors haben aber kaum einen Einfluss auf das durch Integration über den Sektor berechnete Spektrum, wie probeweise durchgeführte, hier nicht näher dargestellte Untersuchungen mit leicht unterschiedlichen Sektoren zeigen.

Für die Analyse der Mikrofonarraydaten, die an den Konfigurationen mit Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm gemessen wurden, ist exemplarisch der für die Vorder-

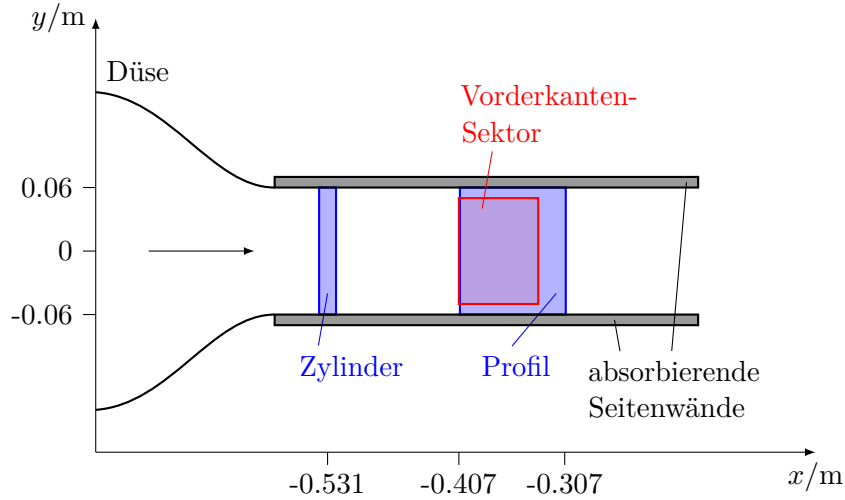


Abbildung 4.10: Integrationssektor für die Vorderkanten-Quelle der Konfigurationen mit einem Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

Zylinder-Profil- Abstand / mm	xmin / m	xmax / m	ymin / m	ymax / m
86	-0,445	-0,37	-0,05	0,05
96	-0,435	-0,36	-0,05	0,05
106	-0,425	-0,35	-0,05	0,05
113	-0,418	-0,343	-0,05	0,05
124	-0,407	-0,332	-0,05	0,05

Tabelle 4.1: Sektoren für die Integration zur Bestimmung des Schalldruckpegels an der Profilverkante. Die Koordinaten sind relativ zum Mittelpunkt des Mikrofonarrays angegeben.

kantenschallquelle definierte Sektor in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Koordinaten aller genutzten Sektoren können in Abhängigkeit des Zylinder-Profil-Abstands der Tabelle 4.1 entnommen werden.

Das Spektrum des Schalldruckpegels wird innerhalb der vorliegenden Arbeit üblicherweise noch terzgefiltert und als Terzspektrum angegeben.

Verwendet man den in Abbildung 4.10 skizzierten Sektor zur Integration der den Kartierungen der Abbildung 4.7 und der Abbildungen A.3 bis A.6 zugrunde liegenden Schalldruckquadrate, so erhält man nach Terzfilterung und Pegelbildung die in Abbildung 4.11 dargestellten Spektren der Terz-Schalldruckpegel. Die Analyse der Spektren zeigt, dass ab einer Gitterpunktanzahl von $m=1044$ kein Einfluss der Gitterauflösung auf die Verläufe der Schalldruckpegel festzustellen ist.

Ogleich somit nachgewiesen ist, dass bei Beibehaltung der Abmessungen der Abtasteebene 1044 Gitterpunkte zur Analyse der Mikrofonarraydaten der Beispiel-Konfiguration

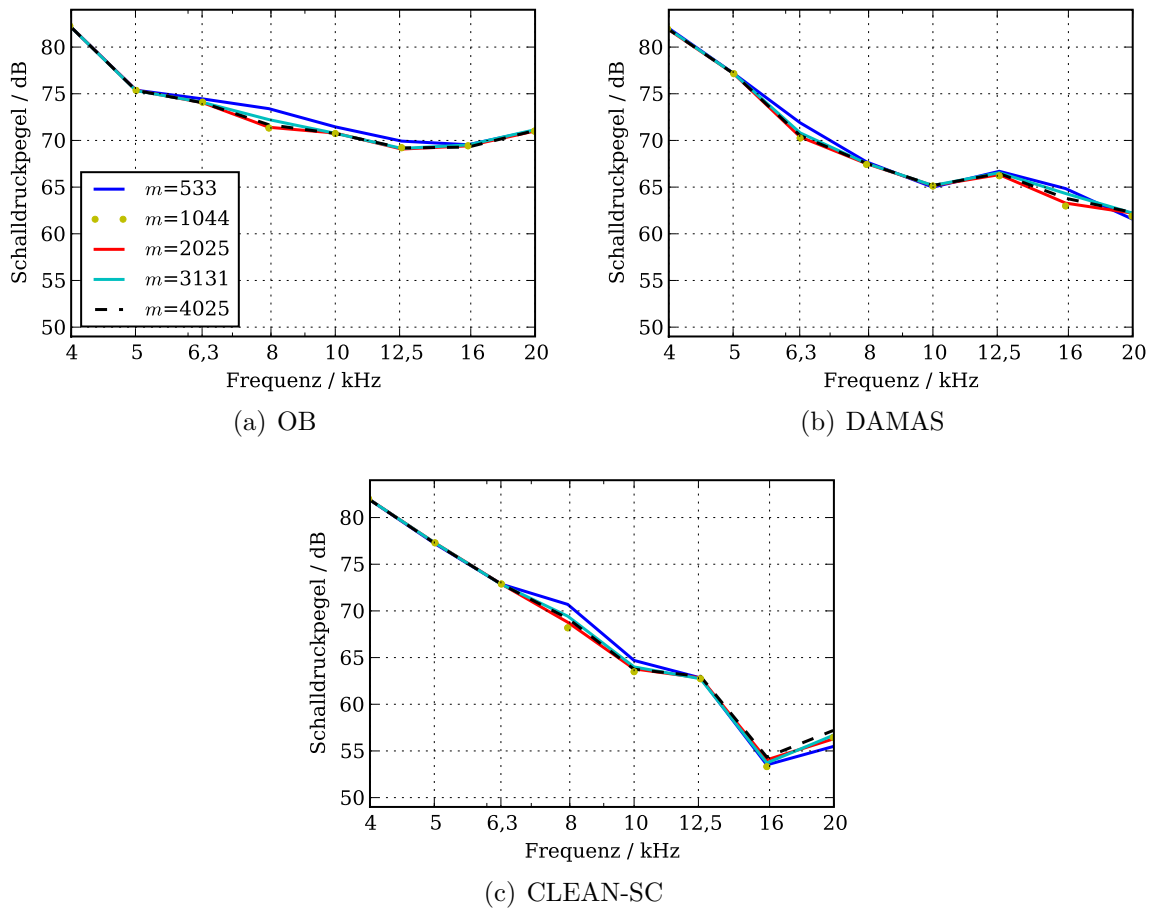


Abbildung 4.11: Terzspektren des Schalldruckpegels berechnet für unterschiedliche Gitterauflösungen m der Abtastebene mit den verschiedenen Beamforming Algorithmen für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand und die Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.

ausreichen, werden die Mikrofonarraydaten aller Zylinder-Profil-Konfigurationen unter Einkalkulierung einer gewissen Sicherheitsreserve mit einer Gitterauflösung von $m=2025$ Punkten analysiert. Die insbesondere zur Berechnung des DAMAS-Ergebnisses notwendige Rechenzeit steigt, wie bereits erwähnt, mit der Anzahl der Gitterpunkte und ist für 2025 Gitterpunkte im Hinblick auf die vielen auszuwertenden Mikrofonarraymessdaten gerade noch vertretbar.

Die in Abbildung 4.11 und in Abbildung 4.12 auszugsweise für $m=2025$ Gitterpunkte dargestellten Spektren zeigen deutlich, dass die getesteten Beamforming-Algorithmen teilweise stark unterschiedliche Ergebnisse liefern. Die Differenz der auf Basis der getesteten Beamforming-Algorithmen berechneten Terz-Schalldruckpegel steigt mit zunehmender Frequenz an. Am stärksten differieren die auf Basis der OB- und der CLEAN-SC-Ergebnisse berechneten Schalldruckpegel ab der Terzmittenfrequenz von 10 kHz. Der Pegelunterschied der Ergebnisse zwischen diesen beiden Verfahren beträgt bis zu 15 dB (16 kHz und 20 kHz Terzband). Möglicherweise ist für die Zunahme der Pegelunterschiede in den hohen Frequenzen der Einfluss der Scherschicht ver-

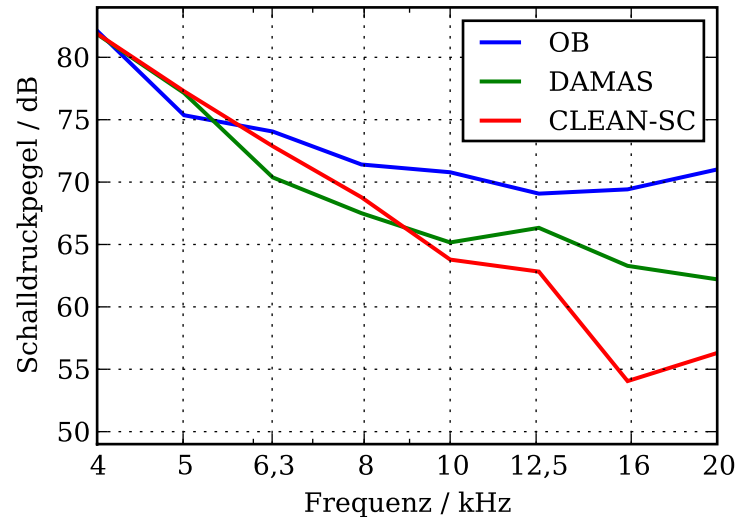


Abbildung 4.12: Terzspektren des Schalldruckpegels berechnet mit OB, DAMAS und CLEAN-SC und einer Gitterauflösung von $m=2025$ Punkten für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand und die Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.

antwortlich, der für höhere Frequenzen stärker ist [Lauterbach et al., 2008]. Wie in Abschnitt 4.2.4 erwähnt, werden die Schallwellen beim Durchlaufen der Scherschicht nicht nur gebrochen, sondern auch gestreut. Das Mikrofonarray sieht durch die Streuung eine gegenüber der tatsächlichen Schallquelle verbreiterte („verschmierte“) Quelle. Zudem werden die Signale der einzelnen Mikrofone des Arrays durch die Streuung der Schallwellen in der Scherschicht unterschiedlich stark beeinflusst, wodurch es zu einem Kohärenz-Verlust der Mikrofon-signale untereinander kommt [Sijtsma u. Stoker, 2004]. Dieser Kohärenz-Verlust steigt mit der Frequenz, der Zuströmgeschwindigkeit und dem Abstand der einzelnen Arraymikrofone zueinander [Oerlemans et al., 2007]. Es ist zu vermuten, dass die getesteten Entfaltungsalgorithmen unterschiedlich auf die beschriebene „Verschmierung“ der Quellen und den Kohärenz-Verlust der Mikrofon-signale reagieren, wodurch der Einfluss dieser Effekte auf das jeweilige Beamforming-Ergebnis unterschiedlich stark ist.

Der CLEAN-SC-Algorithmus sucht das Maximum in der Schallquellen-Kartierung und entfernt alle kohärenten Anteile und somit auch Anteile, die in Folge der Scherschicht bedingten Verbreitung der Quelle von der Quelle selbst kommen. Daher ist zu vermuten, dass die auf Basis des CLEAN-SC-Beamformings berechneten Schalldruckpegel für höhere Frequenzen tendenziell zu gering sind. Der Einbruch des Schalldruckpegels des CLEAN-SC-Ergebnisses in hohen Frequenzen wurde auch von Geyer et al. [Geyer et al., 2010] in Ergebnissen aus Windkanalversuchen an porösen Tragflügelprofilen gefunden.

Aufgrund des für hohe Frequenzen fragwürdigen CLEAN-SC-Ergebnisses und der im Vergleich zu DAMAS und CLEAN-SC schlechteren Quellentrennung des OB-Algorithmus in einigen Terzbändern wird in der vorliegenden Arbeit der DAMAS-Algorithmus zur Analyse der Mikrofonarraymessdaten der Zylinder-Profil-Konfigurationen eingesetzt.

Bestimmung der Anzahl der innerhalb des DAMAS-Algorithmus notwendigen Iterationen

Neben der räumlichen Auflösung der Abtastebene durch die Anzahl der Gitterpunkte ist die Anzahl der Iterationen n , die zum Lösen des Gleichungssystems genutzt werden, ein weiterer Einflussparameter des DAMAS-Algorithmus. Aufgrund der mit der Anzahl der Iterationen steigenden Rechenzeit kann die Anzahl der Iterationen aber nicht beliebig groß gewählt werden, wenn man in endlicher Zeit viele (hier mehrere tausend) einzelne Mikrofonarraymessungen auswerten möchte. Zur Ermittlung einer sinnvollen Anzahl von Iterationen wird daher der Einfluss der Anzahl der Iterationen auf das DAMAS-Ergebnis für $n=100$, $n=500$, $n=1000$, $n=2000$ und $n=5000$ untersucht. Die Untersuchung wird anhand der Daten für die Zylinder-Profil-Konfiguration mit Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s durchgeführt. Beispielhaft für die untersuchten Iterationsanzahlen sind die Schalldruckpegel-Kartierungen für $n=100$, $n=1000$ und $n=5000$ in der Abbildung 4.13 und auszugsweise vergrößert für die Terzmitten-Frequenz von 10 kHz in der Abbildung 4.14 dargestellt. Die Analyse der Kartierungen zeigt, dass sich die Ergebnisse für $n=100$ von denen für $n=1000$ unterscheiden. Zwischen den Ergebnissen für $n=1000$ und für $n=5000$ ist aber kaum ein Unterschied sichtbar. Die mittels der beschriebenen Sektorintegration ermittelten Terzspektren für den in Tabelle 4.1 angegebenen Vorderkantensektor sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Ab 500 Iterationen ändern sich die Spektren der DAMAS-Ergebnisse für die beispielhaft getestete Konfiguration nicht. Insofern sind für die Auswertung der Daten der Beispiel-Konfiguration 500 Iterationen ausreichend. Um zu gewährleisten, dass die Anzahl der Iterationen zur Analyse der Daten aller getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen ausreichend ist, und um zudem die Rechenzeit im Hinblick auf die vielen einzelnen durchzuführenden Rechnungen im praktisch realisierbaren Rahmen zu halten, werden die weiteren DAMAS-Rechnungen mit 1000 Iterationen durchgeführt.

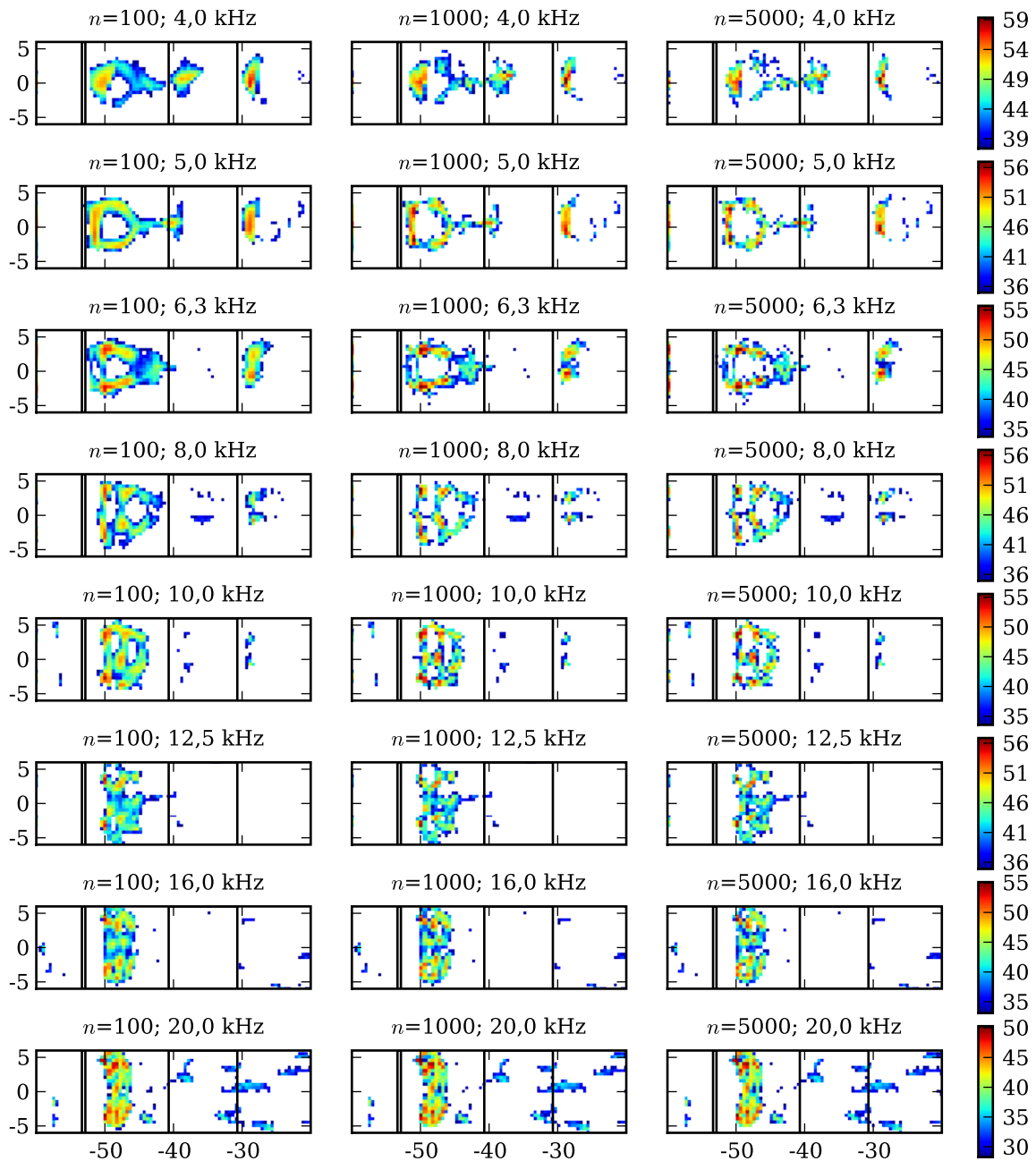


Abbildung 4.13: Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n berechnete Kartierungen des Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

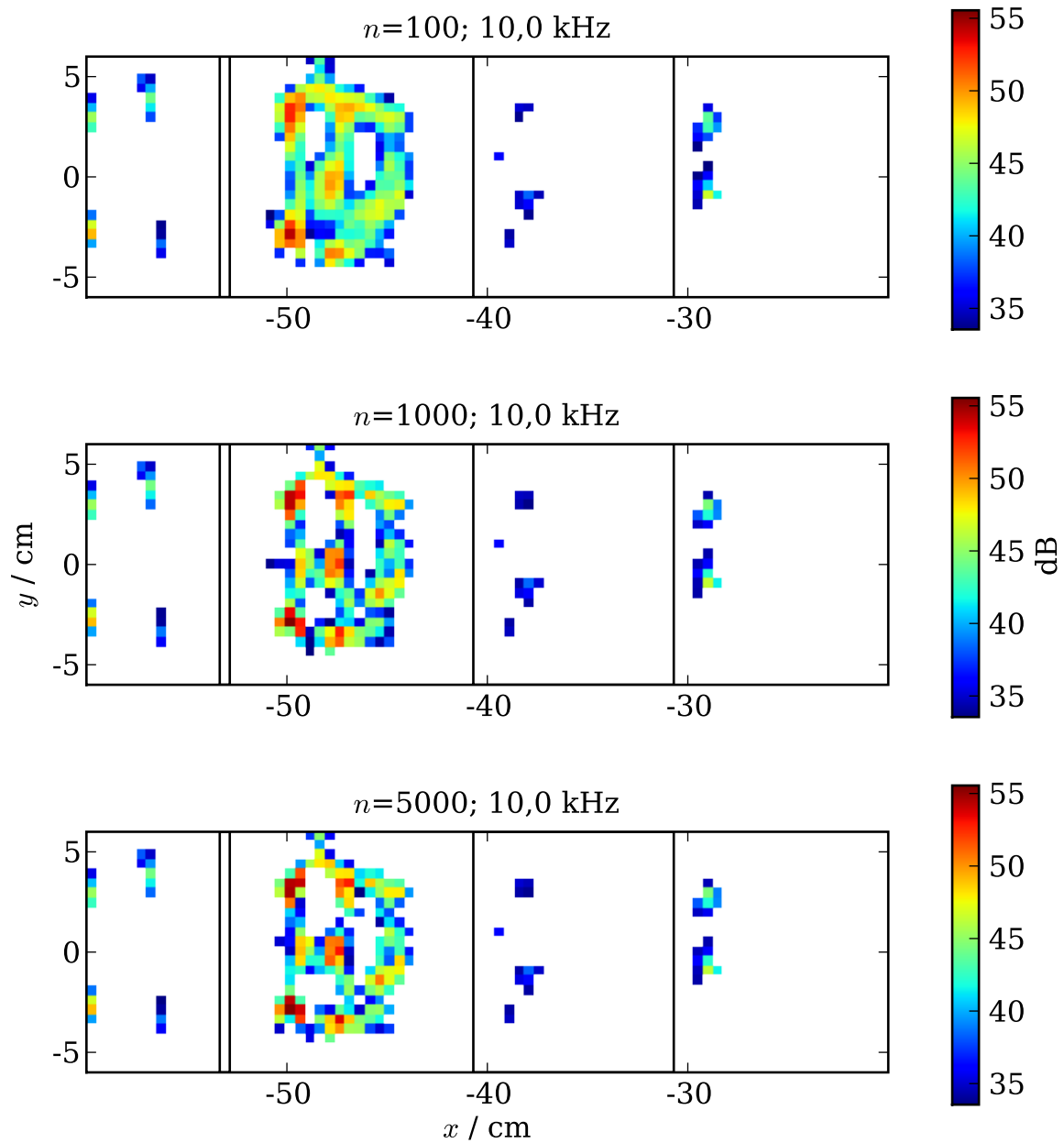


Abbildung 4.14: Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n berechnete Kartierungen des Schalldruckpegels des 10-kHz-Terzbands für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s.

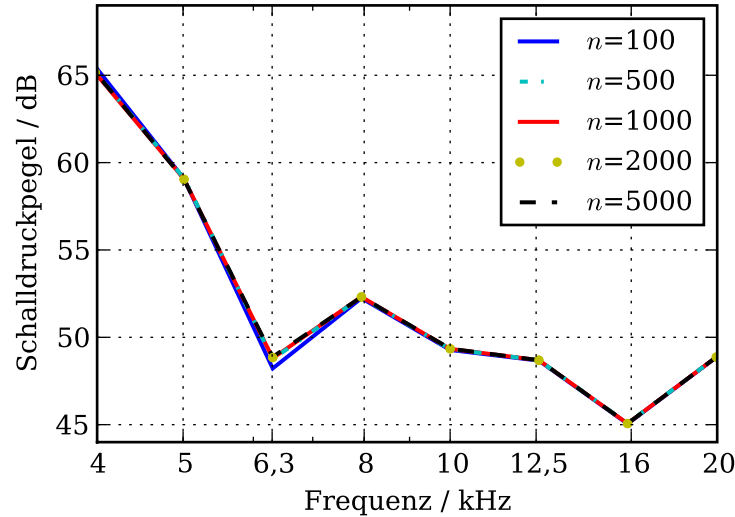


Abbildung 4.15: Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n und anschließender Integration über den Vorderkantesektor berechnete Spektren des Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s.

4.2.6 DAMAS-Beamforming

In Abschnitt 4.2.5 erwies sich der DAMAS-Algorithmus (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources) [Brooks u. Humphreys, 2006] besonders geeignet zur Analyse der an der Zylinder-Profil-Anordnung gemessenen Mikrofonarray-Daten, weswegen er in der vorliegenden Arbeit für alle weiteren Analysen dieser Daten eingesetzt wird. Nachfolgend wird der Algorithmus kurz beschrieben.

Der DAMAS Algorithmus basiert auf dem Ergebnis des Delay-and-Sum-Beamformings. In die Gleichung 4.14

$$B(\mathbf{x}_t) = \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \hat{\mathbf{G}} \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad ,$$

die den Ausgang des Delay-and-Sum-Beamformers für einen Abtastpunkt beschreibt, wird zunächst der Schätzer für die Kreuzspektralmatrix $\hat{\mathbf{G}}$ der Mikrofon-signale durch die Mikrofon-signale \mathbf{p} selbst ersetzt.

$$B(\mathbf{x}_t) = \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \mathbf{p} \mathbf{p}^H \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad . \quad (4.16)$$

Anschließend wird der aus Gleichung 4.6 bekannte Ausdruck für die Mikrofon-signale \mathbf{p}

$$\mathbf{p} = \mathbf{A} \mathbf{q}$$

eingesetzt. Man erhält

$$B(\mathbf{x}_t) = \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \mathbf{A} \mathbf{q} \mathbf{q}^H \mathbf{A}^H \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad . \quad (4.17)$$

Hierbei bezeichnet \mathbf{A} die $N \times Q$ steering Matrix, die in ihren Spalten die Übertragungs-

Vektoren $\mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_s)$ beinhaltet:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_1) & \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_2) & \dots & \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_Q) \end{bmatrix} \quad . \quad (4.18)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 4.18 wird der Ausdruck für den Beamformer Ausgang zu

$$\begin{aligned} B(\mathbf{x}_t) &= \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) \mathbf{A} \mathbf{q} \mathbf{q}^H \mathbf{A}^H \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \\ &= \mathbf{e}^H(\mathbf{x}_t) [\mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_1) q_1 + \dots + \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_Q) q_Q] \cdot \\ &\quad \cdot [\mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_1) q_1 + \dots + \mathbf{a}(\mathbf{x}_{\text{ref}}, \mathbf{x}_Q) q_Q]^H \mathbf{e}(\mathbf{x}_t) \quad . \end{aligned} \quad (4.19)$$

4.3 Hitzdrahtmesstechnik

Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsschwankungen in der turbulenten Zuströmung wird in dieser Arbeit die Hitzdrahtanemometrie genutzt.

Bei der Hitzdrahtanemometrie wird eine Hitzdrahtsonde, die aus einem sehr dünnen Metalldraht besteht, der zwischen zwei Nadeln der Sonde befestigt ist, in die zu untersuchende Strömung eingebracht. Der Draht ist durch ein Kabel elektrisch mit einer Brückenschaltung verbunden und wird durch die Schaltung gezielt auf eine deutlich höhere Temperatur als die der Strömung aufgeheizt. Die hierfür erforderliche Heizspannung wird als Maß für die Geschwindigkeit der Strömung verwendet. Der Zusammenhang zwischen der Spannung und der Geschwindigkeit ist nichtlinear. Eine detaillierte Beschreibung der Hitzdrahtanemometrie kann z. B. [Nitsche u. Brunn, 2006] entnommen werden.

Alternative Messverfahren wie die Particle-Image-Velocimetry (PIV) oder die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) benötigen sogenannte Tracer-Partikel innerhalb der Strömung, die künstlich eingebracht werden müssen und oft aus einem öligen Fluid bestehen. In einem aeroakustischen Windkanal würde dieses Fluid die porösen Materialien der Schalldämpfer zusetzen bzw. verkleben, so dass die Schallabsorption des Kanals in kurzer Zeit stark vermindert wäre. Das Herausfiltern der Partikel aus der Strömung, bevor diese erneut in die Windkanalansaugung gerät, ist in der Praxis sehr aufwendig. Des Weiteren können derzeit mit PIV aus akustischer Sicht nur tieffrequente Geschwindigkeitsschwankungen bestimmt werden (High Speed PIV bis ca. 5 kHz). Hitzdrahtmessungen gestatten in Abhängigkeit des verwendeten Hitzdrahts und der genutzten Messbrücke die Ermittlung von Schwankungen bis ca. 15 kHz. Aus diesen Gründen ist die Hitzdrahtanemometrie ein in der Aeroakustik häufig eingesetztes Verfahren zur Messung der Geschwindigkeitsschwankungen. Den Nachteil der Störung der Strömung durch die eingebrachte Hitzdrahtsonde nimmt man zu Gunsten der Umgehung der zuvor beschriebenen Probleme in Kauf. Zeitparallele aeroakustische Messungen und Hitzdrahtmessungen sind allerdings aufwendig, denn in diesem Falle muss die Schallgenerierung durch die Umströmung des Hitzdrahtsondenhalters so verringert werden, dass sie deutlich geringer ist als die der eigentlich zu untersuchenden Schallquellen (Störabstand). Ebenso können die durch Einbringung der Hitzdrahtsonde in die

Strömung generierten Schallquellen Mikrofonarraymessergebnisse verfälschen und die Ortsauflösung einer Schallfeldkartierung verringern. Aus diesen Gründen werden in der vorliegenden Arbeit die Hitzdrahtmessungen getrennt von den Mikrofonarraymessungen durchgeführt.

In den Versuchen dieser Arbeit wird ein Hitzdraht-Messsystem der Firma Dantec verwendet, das nach dem Konstant-Temperatur-Verfahren arbeitet. Es besteht aus einer Messbrücke (Dantec 54N81), einer 3D-Traversierung samt Controller (Isel-Leightweight, Verfahrbereich 610 mm x 610 mm x 610 mm) und einer PC-Software (MiniCTA, Version 3.5) zur Steuerung der Messung und der Traversierung. Für sämtliche Hitzdrahtmessungen wird eine Eindrahtsonde (Dantec 55P11 oder 55P14) genutzt, deren beheizter Draht aus einem platinbeschichteten Wolframdraht von 5 μm Durchmesser der Länge 1,25 mm besteht. Die Sonde ist entweder in einem geraden (Dantec 55H21) oder einem 90°-abgewinkelten Sondenhalter (Dantec 55H22) montiert. Die Hitzdrahthalterung wird mit einer steifen Verbindung an der Traversierung befestigt, um das Schwingen der durch die Kanalströmung angeregten Halterung und des Hitzdrahts bei der Messung zu vermindern.

Innerhalb einer Messreihe wird ein Gitter aus mehreren Messpunkten von der Traversierung automatisiert abgefahren. Gesteuert wird die Traversierung von der MiniCTA Software, der zuvor das Gitter mit den Koordinaten der Messpunkten vorgegeben wird. Die Verfahrensgeschwindigkeit der Traversierung wird auf 10 mm/s gedrosselt und die jeweils ersten 25600 Abtastwerte (erste Sekunde) der Messung werden vor der Datenauswertung verworfen. Somit ist sichergestellt, dass ein eventuelles durch das Verfahren der Sonde bedingtes Nachschwingen des Hitzdrahts stark genug abgeklungen ist und keinen messbaren Einfluss auf die aufgenommenen Messwerte mehr hat.

Das Hitzdrahtmesssystem wird mindestens einmal pro Messtag kalibriert. Falls die Hitzdrahtsonde aus ihrer Halterung genommen werden muss, wird sie nach dem Einsetzen erneut kalibriert.

Zur Kalibrierung wird die Hitzdrahtsonde in der Düsenaustrittsebene nahe deren Mittelpunkt positioniert und gegen eine benachbarte Prandtlsonde kalibriert. Die Prandtlsonde ist an einem Strömungsmessgerät (Testo 521) angeschlossen, das über eine Differenzdruckmessung aus Totaldruck p_t und statischem Druck p_s die Geschwindigkeit U der Strömung bestimmt:

$$U = \sqrt{\frac{2 \cdot p_t - p_s}{\rho}} \quad . \quad (4.20)$$

Bei der Kalibrierung der Hitzdrahtsonde werden mindestens 20 Kalibrierpunkte entlang des betrachteten Geschwindigkeitsbereichs verwendet, die in umgekehrt logarithmischem Abstand verteilt sind.

Die analoge Ausgangsspannung der Messbrücke wird mit Hilfe des aus Abschnitt 4.1 bekannten National-Instruments-Fontends mit 24 Bit Auflösung A/D-gewandelt. Um den zur Verfügung stehenden Dynamikbereich der Eingänge des Frontends möglichst voll zu nutzen, wird nach jedem Wechsel der Hitzdrahtsonde die Messbrücke durch

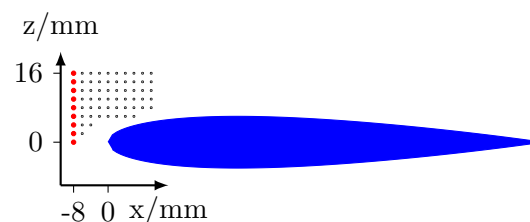
Einstellung des Gleichspannungsoffset und der Verstärkung mit Hilfe eines Voltmeters neu justiert. Die Abtastfrequenz wird zu 25,6 kHz und die Messzeit zu 11 Sekunden gewählt, von der die erste Sekunde aus dem erwähnten Grund verworfen wird.

4.4 Hitzdrahtmessungen

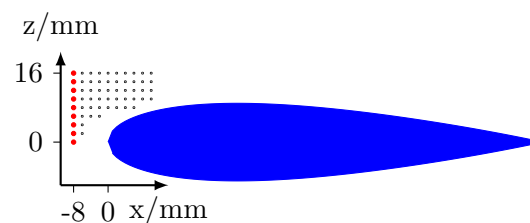
Die Entstehung von Vorderkantenschall ist abhängig von der Profilstromung und wird von der Interaktion der turbulenten Strukturen mit der Profiloberfläche geprägt. Bei der Analyse der Strömung sind daher besonders Strömungsdaten aus dem Bereich um die Profilverkante von Interesse.

Diese Daten werden in der vorliegenden Arbeit durch Hitzdrahtmessungen ermittelt. Das Gebiet um die Profilverkante wird räumlich diskret durch einzelne nacheinander durchgeführte Hitzdrahtmessungen abgetastet. Die Messpunkte liegen alle auf einem Gitter, dessen Ebene sich senkrecht zur Sehne und Spannweite des Profils erstreckt und sich am Ort der halben Profilschneidweite befindet (Abbildung 4.16). Das Rastermaß beträgt 2 mm. Auf Grund der zu erwartenden symmetrischen Profilstromung in Folge des symmetrischen Versuchsaufbaus sind die Messpunkte in der oberen, durch die Profilschneidweite begrenzten Hälfte angeordnet. Der Abstand der Messpunkte zur Profiloberfläche ergibt sich aus der Sondenabmessung und sollte für die Untersuchungen an der Profilverkante möglichst klein sein, wobei die Hitzdrahtsonde die Profiloberfläche auch nicht berühren darf.

Da die Messpunkte nicht bis an die Oberfläche des Profils heranreichen, beschreiben die aus den Messdaten gewonnenen Größen die Umströmung der Profilverkante



(a) Naca0012



(b) Naca0018

Abbildung 4.16: Verhältnisgetreue Darstellung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen. Das Rastermaß des Gitters beträgt 2 mm. Anhand der Messdaten der rot gekennzeichneten Messpunkte wird das Strömungsprofil analysiert.

nicht vollständig. Eine vollständigere Beschreibung kann experimentell prinzipbedingt nur durch Nutzung einer alternativen Messtechnik erfolgen, die dann jedoch andere, in Abschnitt 4.3 beschriebene Nachteile mit sich bringt. Die Messung der Strömungsdaten ohne installiertes Profil ist nicht sinnvoll, da das Profil die Strömung in seiner Nähe beeinflusst. Testweise mit und ohne Profil durchgeführte Messungen bestätigen den Einfluss des Profils auf dessen Umströmung.

Die Daten der rot gezeichneten Messpunkte ergeben zusammengenommen das Strömungsprofil senkrecht zu Profilschneide und Profilschneidebreite (Abbildung 4.16: Messhöhe z). Dieses Strömungsprofil ist besonders bei der im Fall der Zylinder-Profil-Konfiguration zu erwartenden, durch den Zylindernachlauf bedingten, inhomogenen Profilstromung bedeutend, da davon auszugehen ist, dass die Strömungsparameter wie Zuströmgeschwindigkeit \bar{U}_P , Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ und integrale Turbulenzlängen Λ entlang der Messhöhe z auch im zeitlichen Mittel nicht konstant sind. Das Profil ist somit entlang seiner Dicke unterschiedlichen Strömungsschichten ausgesetzt, deren Übergang fließend ist.

Bei den Betrachtungen wird angenommen, dass die aus den Messdaten dieser Messpunkte abgeleiteten zeitlich gemittelten Größen der Geschwindigkeit der Profilstromung, der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und der integralen Längenskale der Turbulenz aufgrund der Zweidimensionalität der Zylinder-Profil-Anordnung stellvertretend für zumindest den mittleren Spannweitenbereich des Profils sind, also den Bereich, der auch in den akustischen Analysen betrachtet wird (vgl. Tabelle 4.1).

Die Hitzdrahtmessungen werden für die Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil und Naca0018-Profil für alle fünf Zylinderdurchmesser für den minimalen Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und den maximalen Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm durchgeführt. Auf die Messung der Strömungsdaten für die Konfigurationen mit mittleren Zylinder-Profil-Abständen wird verzichtet, da zu erwarten ist, dass die Messwerte der untersuchten Konfigurationen den Wertebereich beidseitig begrenzen und somit die Daten der nicht untersuchten Konfigurationen innerhalb des gemessenen Wertebereichs liegen. Die Hitzdrahtmessungen werden für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s realisiert. In der Tabelle 4.2 sind die gemessenen Konfigurationen zusammengestellt.

Profil	Zylinderdurchmesser / mm	Zylinder-Profil-Abstand / mm	Geschwindigkeit m/s
Naca0012-II	5, 7, 10, 13, 16	86, 124	50, 70
Naca0018	5, 7, 10, 13, 16	86, 124	50, 70

Tabelle 4.2: Übersicht der durchgeführten Hitzdrahtmessungen.

4.5 Analyse der Hitzdrahtmessdaten

4.5.1 Bestimmung der Geschwindigkeitsdaten

Auf die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung haben, wie in Abschnitt 1 bereits erwähnt, insbesondere die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsschwankungen einen Einfluss. Diese werden aus den zeitdiskreten Hitzdrahtmessdaten wie folgt berechnet:

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (4.21)$$

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{U})^2 \quad (4.22)$$

Vor der Ermittlung der mittleren Geschwindigkeitsschwankungen werden die Messdaten per Software mit einem digitalen Hochpass (Grenzfrequenz 10 Hz) gefiltert, um tieffrequente Störanteile zu entfernen.

Aus den Gleichungen 4.21 und 4.22 kann bei Annahme einer isotropen Turbulenz der Turbulenzgrad nach Gleichung 3.2 ermittelt werden.

4.5.2 Ermittlung der integralen Längenskalen der Turbulenz

Die integrale Längenskala der Turbulenz kann entweder mit der Kreuzkorrelation oder mit der Autokorrelation aus den Schwankungen und dem Mittelwert der Geschwindigkeit bestimmt werden. Für die Nutzung der Kreuzkorrelation sind zwei Sensorsignale nötig. Das Einbringen einer zweiten Hitzdrahtsonde in die Strömung bringt aber den Nachteil mit sich, dass ihre Zuströmung bedingt durch die Umströmung der ersten Hitzdrahtsonde beeinflusst ist oder zumindest eine Beeinflussung nur selten gänzlich ausgeschlossen werden kann. Daher wird oft die Autokorrelationsmethode genutzt, die nur ein Sensorsignal benötigt. Schneider [Schneider, 2005] zeigte, dass für zwei direkt hintereinander und parallel zur Strömung stehenden Hitzdrahtsonden die Kreuzkorrelationsmethode nahezu identische Ergebnisse liefert wie die Autokorrelationsmethode für nur eine in der Strömung befindliche Sonde.

Die Autokorrelationsmethode bestimmt die integralen Längenskalen Λ_x in Hauptströmungsrichtung durch Integration der Autokorrelation R_{ii} der Geschwindigkeiten und anschließende Multiplikation dieser integralen Zeitgröße mit der zeitlich gemittelten örtlichen Strömungsgeschwindigkeit \bar{U}_x :

$$\Lambda_x = \bar{U}_x \cdot \int_0^{\infty} R_{ii}(\tau) d\tau \quad (4.23)$$

Hierbei wird allerdings vorausgesetzt, dass die von Taylor formulierte Hypothese der „frozen turbulence“ gilt. Der Begriff „frozen turbulence“ meint, dass ein in der Turbulenz befindlicher Wirbelballen sich für einen ortsfesten Beobachter nicht verändert, während der Wirbelballen an diesem vorbeischwimmt. Das bedeutet, dass die Geschwindigkeits-

schwankungen u' wesentlich kleiner als die Geschwindigkeit U der Hauptströmung sein müssen oder anders ausgedrückt [Hinze, 1975]:

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{|U_{\text{conv}}|} \ll 1 \quad . \quad (4.24)$$

Ist dies der Fall, so gilt für die Geschwindigkeit u mindestens näherungsweise [Scarano u. Moore, 2010]:

$$u(O, t + \tau) = u(O - U_{\text{conv}} \cdot \tau, t) \quad . \quad (4.25)$$

Die Geschwindigkeit u am Ort $O = (x, y, z)$ zum Zeitpunkt $t + \tau$ ist also gleich derjenigen Geschwindigkeit, die im Abstand $U_{\text{conv}} \cdot \tau$ stromauf des Ortes O zum Zeitpunkt t gemessen wurde.

Neben einer Berechnung im Zeitbereich über die Beziehung [Bendat u. Piersol, 2000]:

$$R_{ii} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T i(t) i(t + \tau) dt \quad (4.26)$$

kann die Autokorrelation auch im Frequenzbereich berechnet werden, denn laut Wiener-Chintschin-Theorem entspricht die Autokorrelation der inversen Fouriertransformierten des Autoleistungsdichtespektrums $S_{ii}(f)$ [Bendat u. Piersol, 2000]:

$$R_{ii}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{ii}(f) \cdot e^{j2\pi f\tau} df \quad . \quad (4.27)$$

Das Autoleistungsdichtespektrum, das auch als Autoleistungsspektrum bezeichnet wird, erhält man durch Multiplikation des Eingangsspektrums $X(f)$ mit seiner komplex konjugierten $X^*(f)$:

$$S_{ii}(f) = X^*(f) \cdot X(f) \quad . \quad (4.28)$$

In der Praxis wird das Eingangsspektrum $X(f)$ häufig durch Mittelung der blockweise bestimmten Fast-Fourier-Transformationen (FFT) des diskreten Zeitsignals bestimmt. Das Autoleistungsdichtespektrum S_{ii} wird daher aus dem Erwartungswert E der Spektren der Blöcke $X_B(f)$ abgeschätzt:

$$S_{ii}(f) = E \left[|X_B(f)|^2 \right] \quad . \quad (4.29)$$

Das einseitige Autoleistungsdichtespektrum $G_{ii}(f_K)$ wird somit zu:

$$G_{ii}(f_K) = \begin{cases} \frac{2}{nN\Delta t} \sum_{v=1}^n |X_v(f_K)|^2 & \text{für } K = 1, 2, \dots, [(N/2) - 1] \\ \frac{1}{nN\Delta t} \sum_{v=1}^n |X_v(f_K)|^2 & \text{für } K = 0, (N/2) \end{cases} \quad (4.30)$$

Hierbei gibt n die Anzahl der FFT-Blöcke, N die Anzahl der Abtastwerte pro Block und Δt die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Abtastwerten an. Die Komponenten $K = 0$ und $K = N/2$ werden nicht mit dem Faktor 2 multipliziert, da sie keine

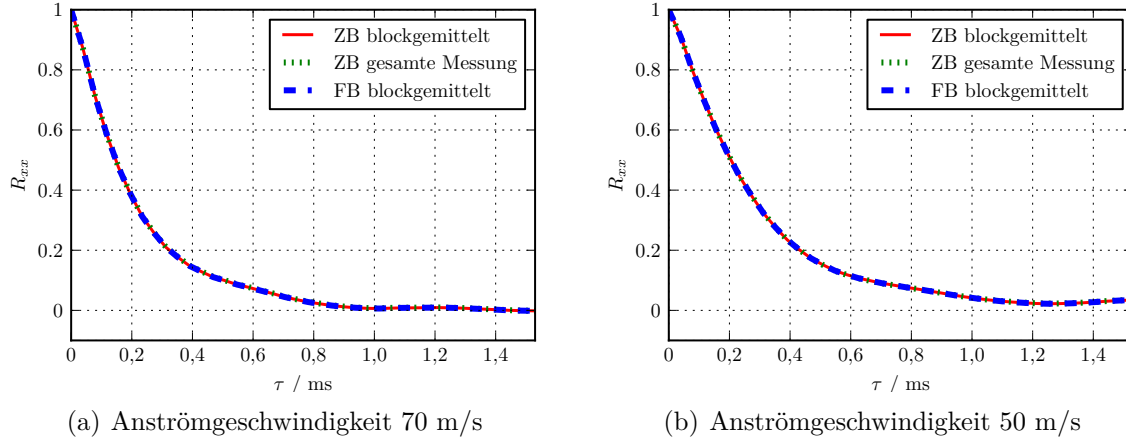


Abbildung 4.17: Autokorrelation berechnet im Zeitbereich (ZB) und im Frequenzbereich (FB) der Geschwindigkeitsschwankungen 8 mm vor der Vorderkante auf Höhe der Profilschne des Naca0018-Profiles, das in 124 mm Abstand zum Zylinder mit dem Durchmesser 5 mm installiert ist.

redundanten Komponenten der Fourier-Transformation sind.

Ist das Autoleistungsdichtespektrum $G_{ii}(f_K)$ bestimmt, wird mittels inverser Fouriertransformation (Gleichung 4.27) die Autokorrelation berechnet. Die Integration der Autokorrelation der Geschwindigkeitsschwankungen nach Gleichung 4.23 wird in dieser Arbeit in Anlehnung an O’Neill [O’Neill et al., 2004] und an Bultjes [Bultjes, 1975] von Null bis zur ersten Nullstelle der Autokorrelation durchgeführt.

Zur Validierung der Berechnung der Autokorrelation nach dem zuvor erläuterten Verfahren im Frequenzbereich, wird die Autokorrelation für ausgewählte Fälle auch im Zeitbereich (ZB) berechnet. Sowohl die Berechnung einer einzelnen Autokorrelation aus den Daten eines ganzen Messfiles mit 10 Sekunden Dauer, als auch die Berechnung einer blockgemittelten Autokorrelation ergibt für die Testfälle keine Unterschiede im Vergleich zu der zuvor beschriebenen Berechnung im Frequenzbereich (FB), was Abbildung 4.17 zeigt. Den blockgemittelten Autokorrelationen liegt eine Blockgröße von 4096 Abtastwerten zugrunde, woraus sich eine Mittelung über 62 ganze Blöcke ergibt.

Ausschlaggebend für die Berechnung der Autokorrelation im Frequenzbereich in dieser Arbeit ist die deutlich verkürzte Rechenzeit gegenüber den testweise durchgeführten Berechnungen im Zeitbereich.

4.5.3 Qualität der Hitzdrahtmessungen

Zur Verifizierung der aus den Hitzdrahtmessungen gewonnenen Daten wird die in Abbildung 4.18 dargestellte dimensionslose spektrale Energiedichte

$$L_{E,d} = 10 \lg \left(\frac{Su \cdot \bar{U}}{u'^2 \cdot d} \right) \quad (4.31)$$

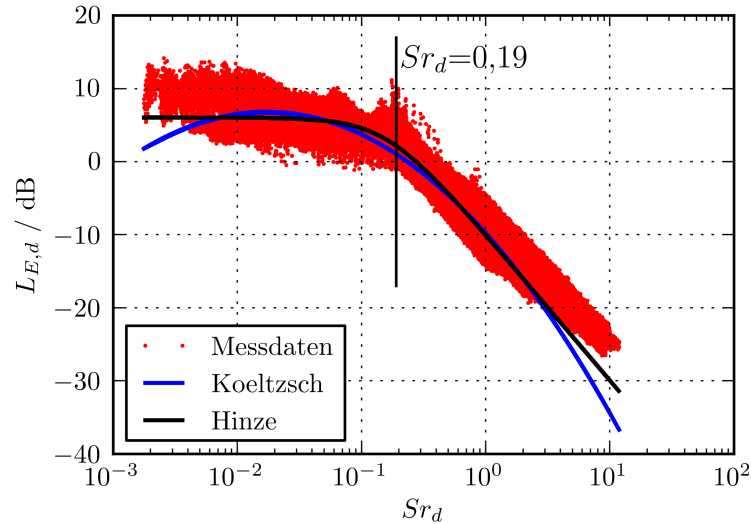


Abbildung 4.18: Spektrale, mittels Zylinderdurchmesser dimensionslos gemachte, Energiedichte der Anströmturbulenz $L_{E,d}$ in Abhängigkeit der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d .

in Abhängigkeit von der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl

$$Sr_d = \frac{f \cdot d}{\bar{U}} \quad (4.32)$$

analysiert. Als Vergleichskurven werden das Polynom von Költzsch [Költzsch, 1994]

$$F(Sr_d) = \sum_{i=1}^4 g_i (\lg(Sr_d))^{i-1} \quad \text{mit} \quad g_i = \begin{cases} -9,784 \\ -19,001 \\ -5,548 \\ -0,06 \end{cases} \quad (4.33)$$

als auch die Funktion von Hinze [Hinze, 1975]

$$L_{Sc} = 10 \lg \left(\frac{4}{1 + (2\pi Sr_d)^2} \right) \quad (4.34)$$

herangezogen, die hier ebenfalls mit der auf dem Zylinderdurchmesser basierenden Strouhalzahl gebildet werden. Man erkennt, dass die aus den Messwerten gebildeten dimensionslosen Energiedichten um die beiden Kurven liegen. Insofern sind die Ergebnisse der Messungen für einen weiten Strouhalzahlbereich in dem von der Literatur genannten Bereich. Deutlich zu erkennen ist auch die erwartete Erhöhung im Verlauf der dimensionslosen Energiedichte in der Umgebung von $Sr_d=0,19$, die von den periodischen Wirbelablösungen am Zylinder generiert wird.

Die Analyse der Hitzdrahtmessdaten für die Konfiguration Naca0012-Profil, Zylinder mit Durchmesser 13 mm, Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und Freistrahlggeschwindigkeit von 50 m/s ergibt physikalisch nicht sinnvolle Werte, die auf eine Störung bei dieser

einzelnen Messung hindeuten. Die Messdaten für diese Konfiguration werden daher verworfen und sind bei der Erstellung des Diagramms für die spektrale Energiedichte (Abbildung 4.18) nicht eingeflossen. In alle nachfolgenden Betrachtungen werden sie ebenfalls nicht einbezogen.

5 Experimentelle Ergebnisse

Innerhalb dieses Kapitels werden die experimentellen Ergebnisse der Mikrofonarraymessungen und der Hitzdrahtmessungen vorgestellt. Bei der Analyse der Messdaten wird zunächst der Einfluss des jeweiligen Parameters (Anströmgeschwindigkeit, Profildicke, Zylinderdurchmesser und Zylinder-Profil-Abstand) auf die Profilstromung und anschließend dessen Einfluss auf die Schallgenerierung am Ort der Vorderkante des Profils untersucht. Am Ende dieses Kapitels wird ein spezieller Strouhal-Oktavbandpegel eingeführt, der die gemeinsame Analyse der Schallentstehung an der Profilverkante in Abhängigkeit des Zylinderdurchmessers, des Zylinder-Profil-Abstands und der Strouhalzahl ermöglicht.

Basierend auf den Ergebnissen der Analysen der einzelnen Parametereinflüsse auf die Schallentstehung an der Vorderkante des Profils werden konstruktive Maßnahmen zur Verringerung der Vorderkantenschallentstehung abgeleitet.

5.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit

5.1.1 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Profilstromung

Der Einfluss der Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung \bar{U}_{Zyl} auf die an den in Abbildung 4.16 rot gekennzeichneten Messorten ermittelte Profilstromung wird nachfolgend untersucht. Hierzu wird der interessierende Strömungsparameter normiert und als Funktion der Messhöhe z in einem Diagramm dargestellt, so dass das Bild eines Strömungsprofils entsteht.

Um den Einfluss der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit ermitteln zu können, werden die Ergebnisse für die Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeiten von 50 m/s und von 70 m/s mit Hilfe der Abbildungen 5.1 bis 5.3 analysiert. Die Analysen werden zu Beginn für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil durchgeführt.

Zunächst wird der Einfluss auf die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten \bar{U}_P betrachtet, die in Abbildung 5.1 normiert auf die Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit \bar{U}_{Zyl} dargestellt sind. Deutlich zu erkennen ist der Anstieg der Geschwindigkeit mit zunehmender Höhe z des Messortes. Die Ursache hierfür ist die mit steigender Höhe z des Messpunktes geringer werdende Abschattung und Beeinflussung der Strömung durch den Zylinder bzw. dessen Nachlauf, weswegen sich die Geschwindigkeit der Profilstromung der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit annähert. Für Messorte mit genügend großer Höhe z verschwindet die Beeinflussung der Strömung durch die Abschattung bzw. den Nachlauf

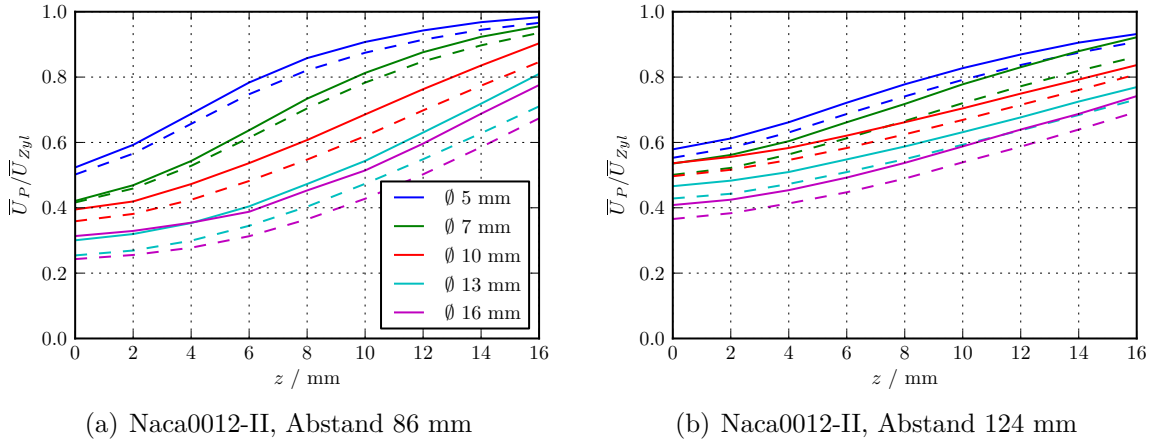


Abbildung 5.1: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl} = 50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl} = 70$ m/s.

des Zylinders vollständig, so dass das Verhältnis $\bar{U}_P / \bar{U}_{Zyl} = 1$ wird. Für die Zylinder-Profil-Konfiguration mit 86 mm Zylinder-Profil-Abstand und 5 mm Zylinderdurchmesser ist die Gleichheit von \bar{U}_P und \bar{U}_{Zyl} am Messpunkt der Höhe $z = 16$ mm nahezu erreicht.

Das Verhältnis $\bar{U}_P / \bar{U}_{Zyl}$ ist für die beiden getesteten Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeiten nicht gleich, weshalb die Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P nicht proportional zur Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit ist. Die Abhängigkeit der normierten Geschwindigkeit der Profilstromung von der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit ist für den geringeren Zylinder-Profil-Abstand stärker. Dies ist verständlich, denn in geringerer Entfernung zum Zylinder ist das Strömungsfeld stärker vom Zylindernachlauf geprägt.

Der Einfluss der Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung auf die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{u'^2}$, die ebenfalls auf die Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung \bar{U}_{Zyl} normiert sind, wird anhand von Abbildung 5.2 analysiert. Für kleine Zylinderdurchmesser hängt die turbulente Geschwindigkeitsschwankung im Wesentlichen nicht von der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit ab, während für größere Zylinderdurchmesser eine geringere Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit zu höheren turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen führt.

Die auf den Zylinderdurchmesser d normierten integralen Längenskalen der Turbulenz (Abbildung 5.3) sind nur für die beiden kleinsten untersuchten Zylinderdurchmesser von 5 mm und 7 mm in geringem Maße von der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit abhängig.

Die Analyse der Daten für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0018-Profil ergibt vergleichbare Resultate. Die zugehörigen Diagramme für die Konfigurationen mit Naca0018-Profil sind im Anhang A.5.1 in den Abbildungen A.7 bis A.9 zu finden.

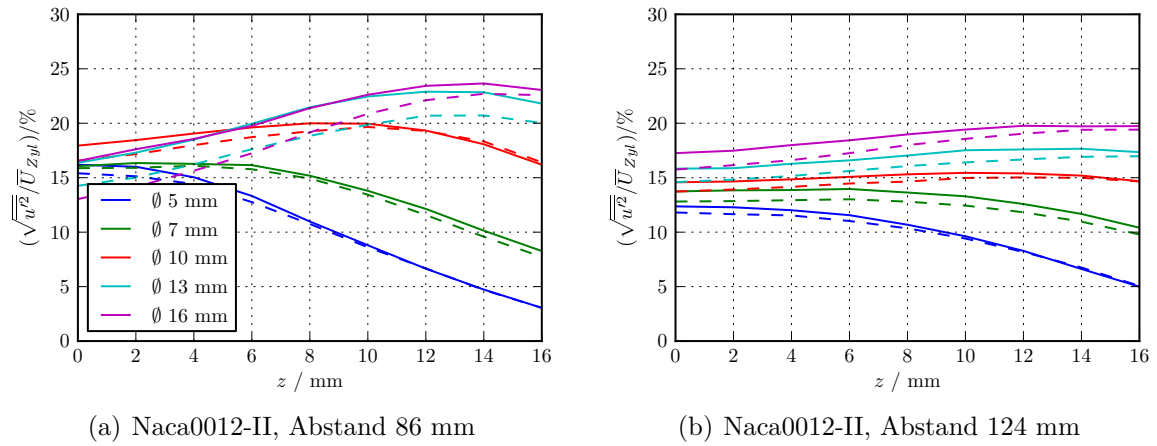


Abbildung 5.2: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.

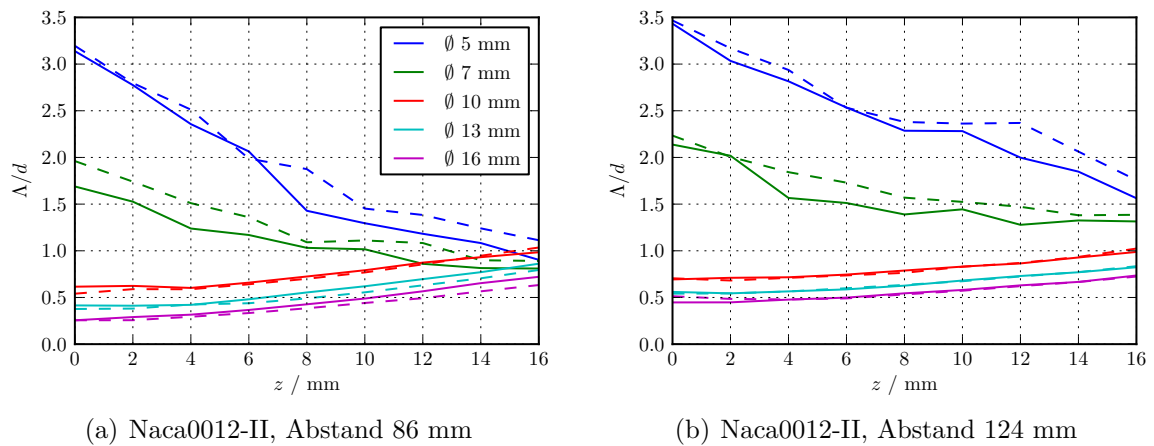


Abbildung 5.3: Integrale Längenskala der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.

5.1.2 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Schallgenerierung an der Vorderkante

Die Modelle von Sharland und von Amiet (vgl. Abschnitt 2.1) zeigen, dass die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung in hohem Maße von der Geschwindigkeit der Zuströmung abhängig ist. Aufgrund der hohen Potenz der Abhängigkeit, die Sharland mit sechs (U^6) und Amiet mit fünf (U^5) angibt, ist die Zuströmgeschwindigkeit der die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung dominierende Parameter.

Unter der Annahme, dass in Folge dieser Dominanz andere Einflussfaktoren für die Schallentstehung von untergeordneter Bedeutung sind und unter der Voraussetzung, dass die Spektren des generierten Schalls für unterschiedliche Zuströmgeschwindigkeiten ähnlich und nur entlang der Frequenzachse verschoben sind, fallen die Schalldruckpegel für unterschiedliche Zuströmgeschwindigkeiten und Frequenzen in einer Kurve zusammen, wenn man die Schalldruckpegel mit der n-ten Potenz der Zuströmgeschwindigkeit skaliert ($U_{\text{ref}}=1$ m/s)

$$L_{p,\text{skaliert}} = L_p - 10 \lg \left[\left(\frac{\bar{U}_{\text{Zyl}}}{U_{\text{ref}}} \right)^n \right] \quad (5.1)$$

und über der Strouhalzahl $Sr_d = f \cdot d / \bar{U}$ darstellt.

Skaliert man die Terz-Schalldruckpegel, die für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-I-Profil und Naca0018-Profil bestimmt wurden, in Anlehnung an Oerlemans und Migliore [Oerlemans u. Migliore, 2004] mit der sechsten Potenz der Zuströmgeschwindigkeit ($n=6$) und stellt sie über der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d dar, so erhält man die in Abbildung 5.4 gezeigten Verläufe. Der Zylinderdurchmesser ist für die einzelnen Diagramme in Abbildung 5.4 jeweils konstant. Aufgrund der unterschiedlichen Zylinderdurchmesser ändert sich die Strouhalzahl Sr_d , weswegen sich die Verläufe in den Diagrammen mit steigendem Zylinderdurchmesser hin zu höheren Strouhalzahlen verschieben.

Während die Schalldruckpegel für die Konfigurationen mit Naca0012-I-Profil abgesehen von Terzbändern von 12,5 kHz bis 20 kHz für die Zylinder mit 5 mm und 7 mm Durchmesser gut in einer Kurve zusammenfallen, skalieren die Schalldruckpegel für die Konfigurationen mit Naca0018-Profil nicht, obgleich ein vermehrtes Zusammenrücken der einzelnen Kurven für steigende Zylinderdurchmesser erkennbar ist. Für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit dem größten Zylinderdurchmesser von 16 mm ist ein lokales Maximum in den Verläufen der skalierten Schalldruckpegel festzustellen.

Andere Werte des Exponenten n verbessern das Zusammenfallen der Kurven zu einer gemeinsamen nicht wesentlich, wie weitere, hier nicht näher dargestellte, Skalierungsversuche zeigen. Neben dem erwarteten starken Einfluss der Zuströmgeschwindigkeit ist insbesondere für die Konfigurationen, in denen die Schalldruckpegel nicht in einer Kurve zusammenfallen, ein deutlicher Einfluss zusätzlicher Parameter, wie z. B. der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen oder der Profilgeometrie, auf die Schallentstehung an der Profilverkante zu vermuten.

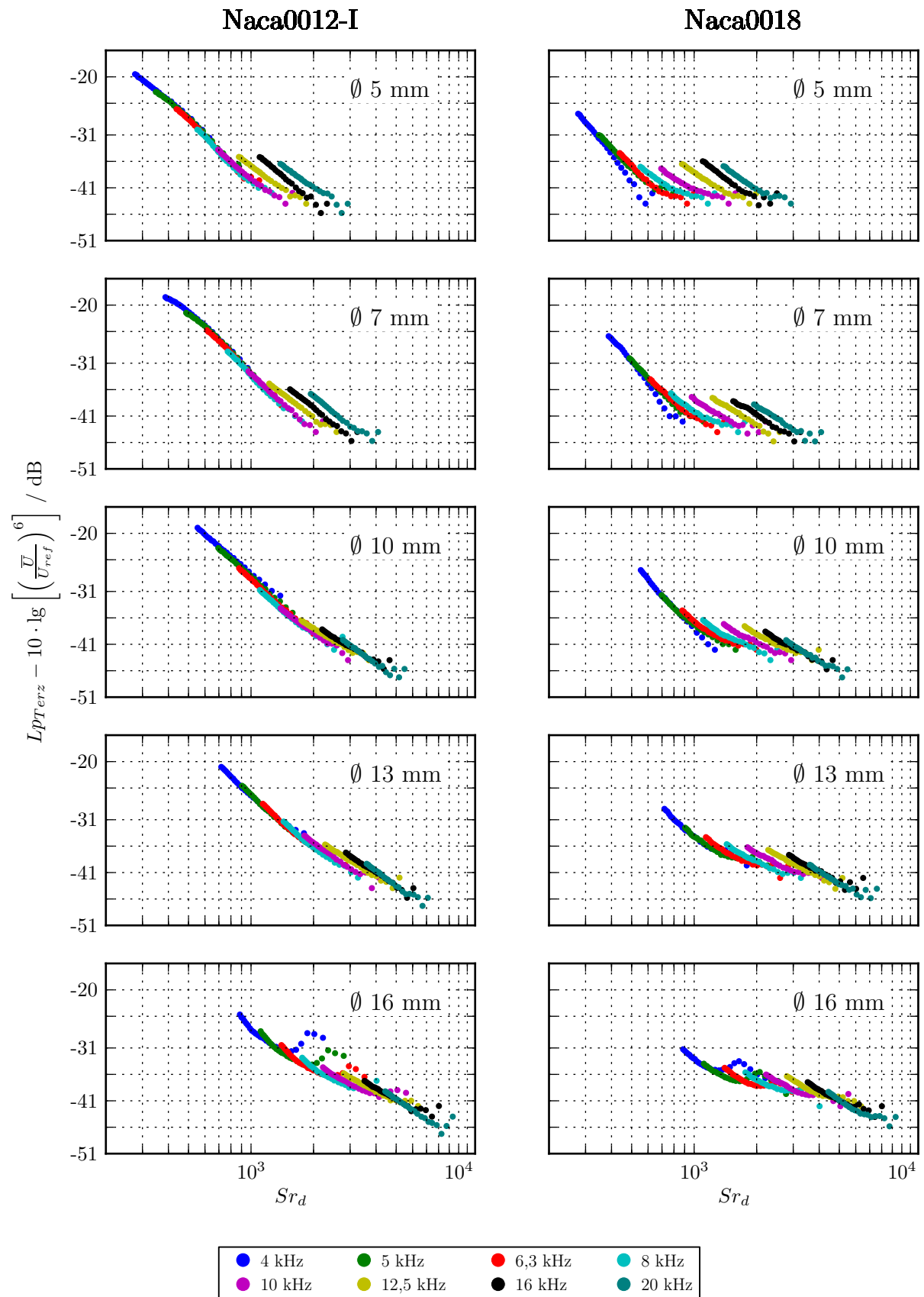


Abbildung 5.4: Terz-Schalldruckpegel skaliert mit $\left(\bar{U}_{Zyl}\right)^6$ und aufgetragen als Funktion der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d . Die Farben kennzeichnen die Terzmittenfrequenzen; $U_{ref}=1$ m/s.

5.2 Einfluss der Profildicke

5.2.1 Einfluss der Profildicke auf die Profilstromung

Der Einfluss der Profildicke auf die Profilstromung wird für die Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil anhand der Strömungsprofile der normierten Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P/\bar{U}_{Zyl} , der normierten Geschwindigkeitsschwankung $\sqrt{u'^2}/\bar{U}_{Zyl}$ und der normierten integralen Längenskala der Turbulenz Λ/d analysiert. Die Strömungsprofile entlang der in Abbildung 4.16 rot markierten Messpunkte sind in den Abbildungen 5.5 bis 5.7 dargestellt.

Verglichen mit dem Einfluss der Zylinderzuströmungsgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 5.1.1) auf die normierte Geschwindigkeit der Profilstromung und auf deren Schwankungen ist der Einfluss der Profildicke etwas stärker.

Der Einfluss der Profildicke auf die dimensionslose Geschwindigkeit der Profilstromung und den normierten Effektivwert der Geschwindigkeitsschwankungen ist für den geringeren Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm stärker. Aufgrund des geringeren Abstands zwischen Profil und Zylinder sind die Auswirkungen des Zylindernachlaufs an der Profilverdkernte deutlicher und es kommt zu einer stärkeren Wechselwirkung des Profils mit der Zuströmung. Die ungleiche Profilgeometrie führt zu unterschiedlichen Interaktionen der Profile mit der Zuströmung, wodurch die Profilstromung verschieden beeinflusst wird.

Die normierte Geschwindigkeit der Profilstromung ist für die Konfigurationen mit Naca0018-Profil geringer als für die Konfigurationen mit Naca0012-Profil. Die Ergebnisse zeigen die Abhängigkeit der normierten Geschwindigkeit der Profilstromung und der normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen von der Profildicke. Sie belegen somit den bereits in Abschnitt 4.4 beschriebenen Einfluss des Profils auf die Profilstromung im Gebiet der Profilverdkernte und rechtfertigen nachträglich

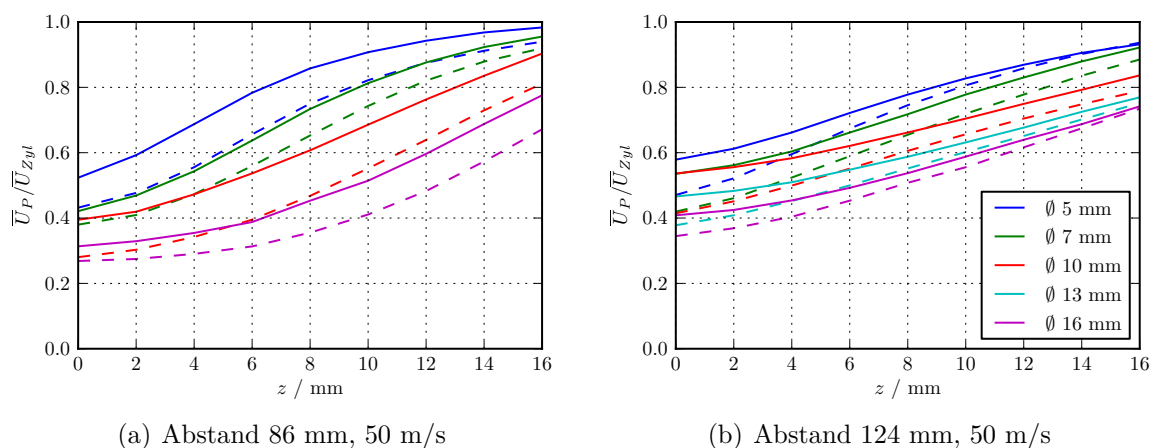


Abbildung 5.5: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

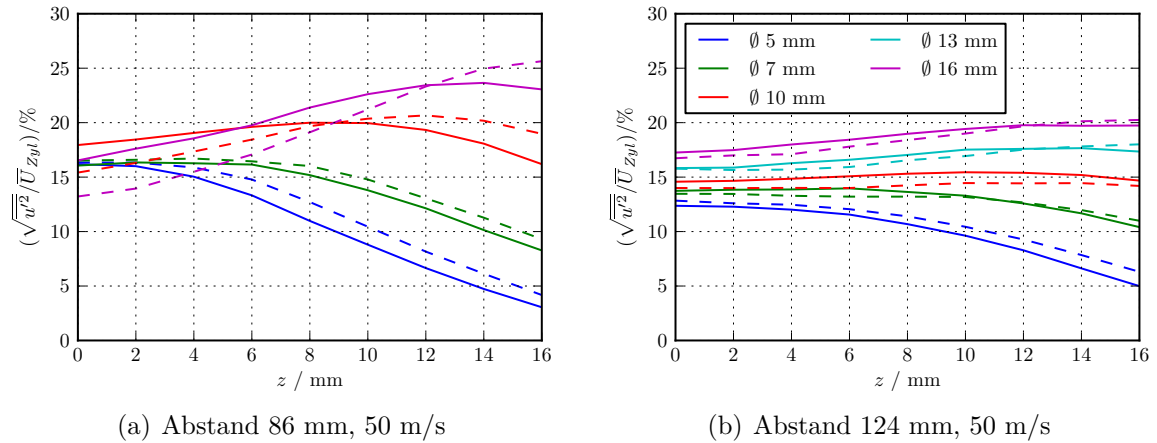


Abbildung 5.6: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

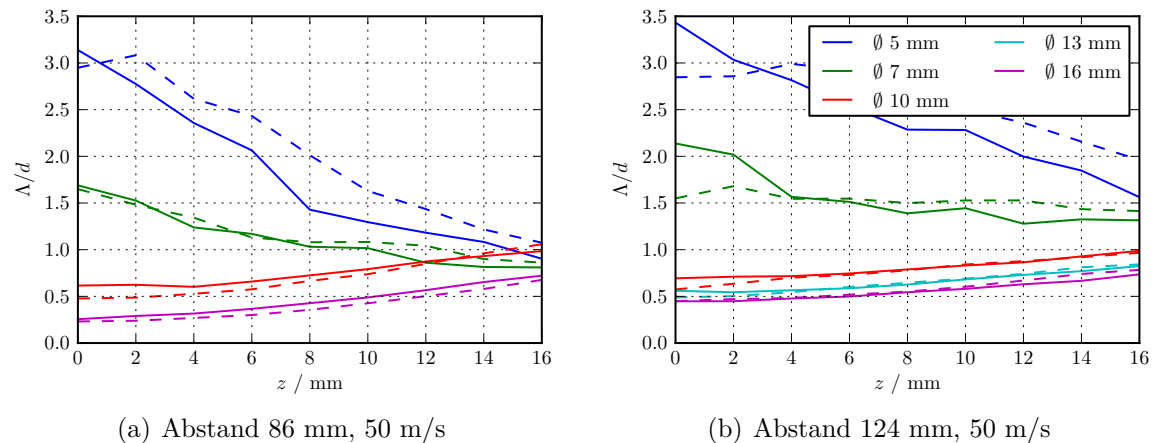


Abbildung 5.7: Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

die aufwendigeren Hitzdrahtmessungen an Konfigurationen mit installiertem Profil. Für die Verläufe der integralen Längenskalen der Turbulenz (Abbildung 5.7) ist mit Ausnahme der Konfiguration mit 5 mm Zylinder keine wesentliche Abhängigkeit von der Profildicke erkennbar. Die integralen Längenskalen der Konfigurationen mit 5 mm Zylinderdurchmesser und dem dickeren Naca0018-Profil sind bis auf die Werte für $z = 0$ mm (86 mm Zylinder-Profil-Abstand) bzw. $z < 4$ mm (124 mm Zylinder-Profil-Abstand) etwas größer als für die entsprechenden Konfigurationen mit dem dünneren Naca0012-Profil.

Die Analyse der Daten für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s bestätigt die beschriebenen Ergebnisse. Die Diagramme für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s sind im Anhang A.5.2 zu finden.

5.2.2 Einfluss der Profildicke auf die Schallgenerierung an der Vorderkante

Die an den Konfigurationen mit 106 mm Zylinder-Profil-Abstand gemessenen Terzspektren des Vorderkantschalldruckpegels sind für die getesteten maximalen Profildicken von 12 mm (Naca0012-I und Naca0012-II) und 18 mm (Naca0018) für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Spektren fallen mit zunehmender Frequenz ab, wobei die Steilheit des Abfalls ab einem bestimmten Terzband geringer ist.

Im Fall der Konfigurationen mit einem Naca0012-Profil ändert sich die Steilheit etwa im 10 kHz Terzband. Im Fall der Konfigurationen mit Naca0018-Profil ist das Terzband, in dem sich die Steilheit ändert, niedriger, aber nicht konstant. Die Änderung der Steilheit ist für Konfigurationen mit kleineren Zylinderdurchmessern stärker.

Die Analyse zeigt weiter, dass die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit dem dickeren Naca0018-Profil einen zum Teil deutlich geringeren Schalldruckpegel generieren als Anordnungen mit dem dünneren Naca0012-Profil und bestätigt somit die in der Literatur häufig geschilderte Feststellung, dass an dickeren Profilen mit stumpferer Vorderkante weniger Schall generiert wird [Guidati, 2004; Moreau u. Roger, 2004]. Die Ursache für die verminderte Schallgenerierung am dickeren Naca0018-Profil ist vermutlich die vergleichsweise geringere Geschwindigkeit der Profilzuströmung (vgl. Abbildung 5.5). Allerdings ist die Verminderung des Schalldruckpegels für tiefere Frequenzen stärker und verschwindet für die hier untersuchten Fälle ab dem 12,5-kHz-Terzband gänzlich. Es ist daher zu vermuten, dass für den Einfluss der Profildicke auf die Vorderkantschallgenerierung eine obere Grenzfrequenz existiert. Für die Untersuchung dieser These ist die Anzahl der hier getesteten zwei Profildicken nicht ausreichend. Aufgrund der Schalldruckpegelverläufe in den tieferen Terzbändern ist stark zu vermuten, dass die geringere Schallgenerierung am dickeren Naca0018-Profil auch bei tieferen, hier nicht untersuchten Frequenzen festzustellen ist. Zur Minimierung der Schallentstehung an der Vorderkante des Profils ist daher die Nutzung eines möglichst dicken Profils mit stumpfer Vorderkante zu empfehlen.

Die relative Übereinstimmung der Schalldruckpegel der beiden Naca0012-Profile wurde erwartet und wird durch die Analyse bestätigt. Sie zeigt am Beispiel der dargestellten Ergebnisse für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-Profil und 106 mm Zylinder-Profil-Abstand, dass eine gute Reproduzierbarkeit der akustischen Messergebnisse gegeben ist.

In Abbildung 5.9 sind die Terzspektren der für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s gemessenen Schalldruckpegel für die Konfigurationen: Naca0012-I- oder Naca0018-Profil, Zylinder-Profil-Abstand von 106 mm und Zylinder mit 10 mm Durchmesser dargestellt. Zusätzlich sind die Bereiche, innerhalb derer die Schalldruckpegel aller untersuchten Zylinder-Profil-Konfigurationen (fünf Zylinderdurchmesser und fünf Zylinder-Profil-Abstände) liegen, durch vertikale Balken angegeben. Für die Konfigurationen mit Naca0012-I-Profil variieren die Schalldruckpegel bis ungefähr zur 10 kHz-Terz stärker. Die Ursache für diese stärkere Variation der Schalldruckpegel im

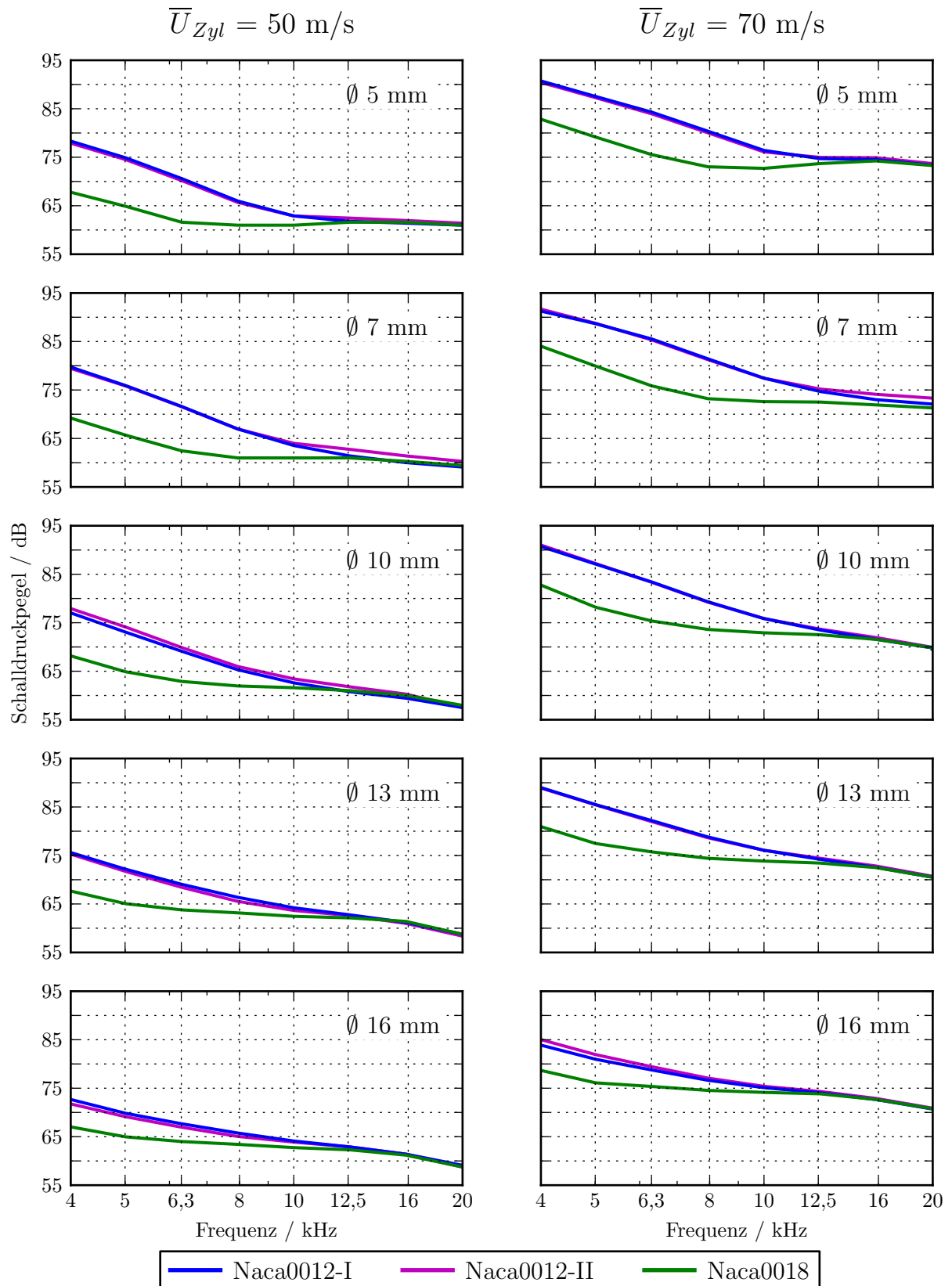


Abbildung 5.8: Terzspektren der Schalldruckpegel des Vorderkanschalls für die Konfigurationen mit 106 mm Zylinder-Profil-Abstand in Abhängigkeit von den unterschiedlichen maximalen Profildicken von 12 mm (Naca0012-I und Naca0012-II) und 18 mm (Naca0018).

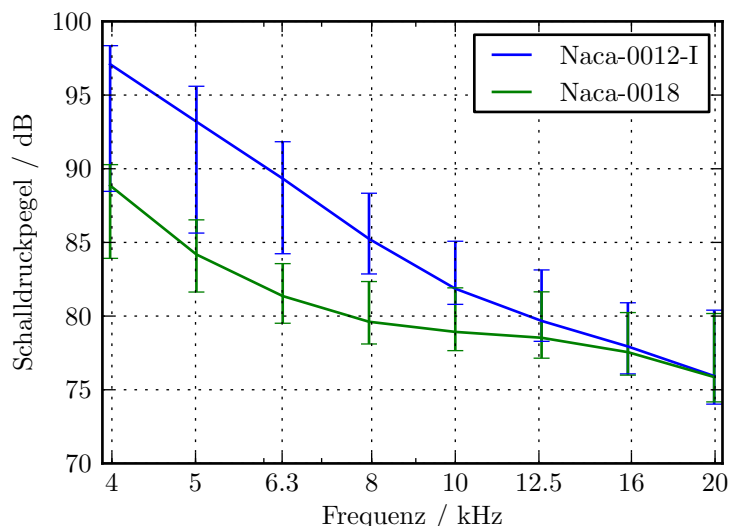


Abbildung 5.9: Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für zwei Naca-Profile unterschiedlicher Dicke (Naca0012-I und Naca0018) installiert in Konfigurationen mit 106 mm Zylinder-Profil-Abstand und 10 mm Zylinder (durchgezogene Kurven) für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 70 m/s. Die vertikalen Balken kennzeichnen den Bereich, innerhalb dessen die Pegel aller Konfigurationen (Zylinderdurchmesser und Zylinder-Profil-Abstand) liegen.

Fall des dünneren Naca0012-Profiles ist vermutlich auf die, bis für die Ausnahme der Konfigurationen mit 5 mm Zylinder, geringfügig höhere Turbulenz in der Profilstromung zurückzuführen (vgl. Abbildung A.8 für $z < 6$ mm). Es ist zu vermuten, dass das dickere Naca0018-Profil unempfindlicher auf die Schwankungen der Zuströmturbulenz reagiert als die dünneren Naca0012-Profile.

5.3 Einfluss des Zylinderdurchmessers

5.3.1 Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Profilstromung

Der Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Profilstromung wird mit Hilfe der Abbildungen 5.1 bis 5.3 und der Abbildung 5.10 am Beispiel der Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil diskutiert.

Zunächst wird die auf die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit der Profilstromung, die an den in Abbildung 4.16 rot gekennzeichneten Messpunkten bestimmt wurde, in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes analysiert (Abbildung 5.1). Die dimensionslosen Geschwindigkeiten $\bar{U}_P / \bar{U}_{Zyl}$ sind für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit 5 mm Zylinderdurchmesser am höchsten und sinken mit steigendem Zylinderdurchmesser. Die Ergebnisse für die Messhöhe $z=0$ mm sind im Einklang mit den Ergebnissen aus [Norberg, 1987], die bei steigender Reynoldszahl (hier gegeben durch die Zunahme des Zylinderdurchmessers) eine Abnahme des Verhältnisses $\bar{U}_P / \bar{U}_{Zyl}$ zeigen.

Die dimensionslosen Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2} / \bar{U}_{Zyl}$ (Ab-

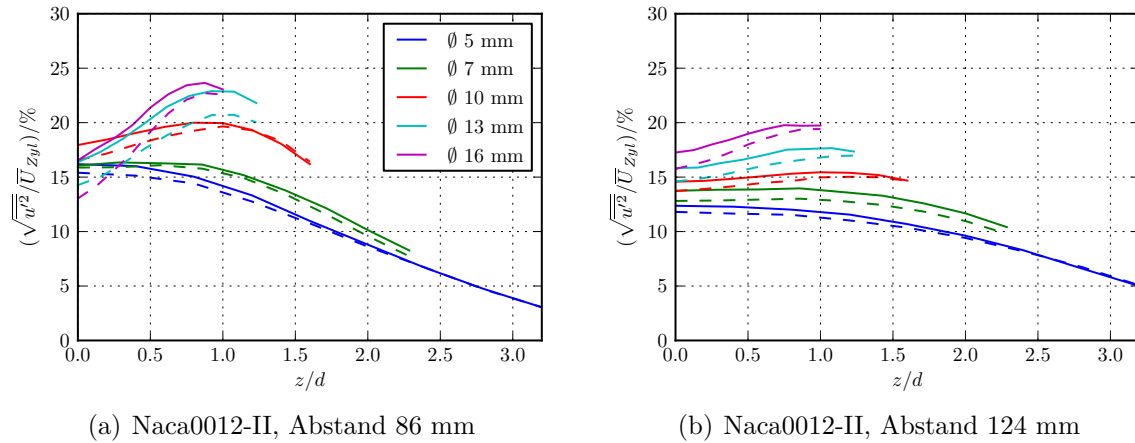


Abbildung 5.10: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der mit dem Zylinderdurchmesser d normierten Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.

bildung 5.2) sind mit Ausnahme der Daten der Messpunkte bei $z=0$ mm und $z=2$ mm für die Konfigurationen mit 86 mm Zylinder-Profil-Abstand für einen Zylinderdurchmesser d von 5 mm am geringsten und steigen mit Zunahme des Zylinderdurchmessers. Während die turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeit für $z=0$ mm noch annähernd gleich stark sind, laufen sie mit Zunahme der Messhöhe z stark auseinander. Sie sind für die Messpunkte mit größerer Höhe z stärker vom Zylinderdurchmesser abhängig. Hierfür ist das Verlassen des Zylindernachlaufs mit zunehmender Messhöhe verantwortlich. Die Höhe dieses Bereichs in z nimmt mit dem Zylinderdurchmesser ab, weswegen die Turbulenzen mit steigendem z geringer werden. Für die Konfigurationen mit 13 mm bzw. 16 mm Zylinderdurchmesser bleibt der Einfluss des Zylindernachlaufs über die untersuchte Höhe von 16 mm erhalten, wodurch die Turbulenzen für diese Konfigurationen an dem Messpunkt mit $z=16$ mm nicht geringer sind als am Messpunkt mit $z=0$ mm. Die in Abbildung 5.10 über dem z/d -Verhältnis aufgetragenen $\sqrt{u'^2}/\bar{U}_{Zyl}$ -Kurven zeigen, dass das Maximum der Turbulenz entlang der untersuchten Messhöhe von 16 mm für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit 10 mm, 13 mm und 16 mm Zylinderdurchmesser zwischen $0,7 \leq z/d \leq 1,3$ liegt. Die Amplitude des Turbulenzmaximums nimmt mit dem Zylinderdurchmesser zu. Für die Konfigurationen mit 5 mm bzw. mit 7 mm Zylinderdurchmesser lässt sich kein eindeutiges Maximum ermitteln.

Die integralen Längenskalen der Turbulenz, die in Abbildung 5.3 mit dem Zylinderdurchmesser normiert dargestellt sind, sind für die Konfigurationen mit dem 5 mm Zylinder am größten und nehmen mit steigendem Zylinderdurchmesser ab. Die tendenzielle Abnahme des Verhältnisses aus integraler Längenskale Λ und Zylinderdurchmesser d mit steigendem Zylinderdurchmesser bei gleichbleibendem Abstand x in Strömungsrichtung zum Zylinder wurde auch an durchströmten Gittern mit Zylinderstreben

festgestellt [Roach, 1987]. Die Gültigkeit der von Roach empirisch gefundenen Gleichung

$$\frac{\Lambda_x}{d} = W \cdot \sqrt{\frac{x}{d}} \quad (5.2)$$

wurde ebenfalls für Gitter mit viereckigem Strebenquerschnitt bestätigt [Van Fossen u. Ching, 1994]. Allerdings differiert für viereckige Streben die Konstante W von der von Roach für runde Streben angegebenen. Die Abschätzung der integralen Längenskalen mit dem einfachen Modell von Roach im inhomogenen und stark turbulenten Zylindernachlauf liefert keine sinnvollen Ergebnisse, wie ein Test mit den Messdaten der Zylinder-Profil-Konfigurationen ergab.

In Abbildung 5.3 ist deutlich zu erkennen, dass die Kurven für die drei größten Zylinderdurchmesser von 10 mm, 13 mm und 16 mm mit der Höhe des Messortes z leicht ansteigen, während die beiden Kurven für die Zylinderdurchmesser von 5 mm und 7 mm abfallen. Die Ursache für diese gegensätzlichen Kurvenverläufe ist derzeit nicht geklärt. Möglicherweise ist die von Norberg [Norberg, 1994] im sub-kritischen Reynoldszahlbereich beobachtete fundamentale Änderung des Wirbelausbildungsmechanismus am umströmten Zylinder hierfür verantwortlich. Demnach kommt es im Fall geringerer Reynoldszahlen (hier gegeben durch kleinere Zylinderdurchmesser) zur Ausbildung zweier zunächst getrennter Wirbelschleppen an der Ober- und Unterseite des Zylinders und im Fall höherer Reynoldszahlen zur Ausbildung einer einzelnen Wirbelschleppe. Es ist zu vermuten, dass in Folge der einzelnen Wirbelschleppe die Wirbel und somit die integralen Längenskalen an Messpunkten geringer Höhe zunächst klein sind und dann mit steigender Höhe und damit zunehmender Entfernung zum Zentrum des Zylindernachlaufs zunehmen. In Folge der Ablösung je einer Wirbelschleppe an der Ober- und der Unterseite des Zylinders wären die integralen Längenskalen zunächst vergleichsweise groß und würden dann mit zunehmender Höhe z des Messpunktes aufgrund des stärker werdenden Einflusses der Wirbelschleppe geringer. Allerdings müssten in diesem Fall auch die Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen mit der Höhe des Messpunktes aufgrund des stärker werdenden Einflusses der Wirbelschleppe zu- und nicht abnehmen, wie für diese Konfigurationen ermittelt (vgl. Abbildung 5.2). Zur Klärung der Ursache für die beschriebenen gegensätzlichen Verläufe der integralen Längenskalen ist die detaillierte Kenntnis der Geometrie des Zylindernachlaufs notwendig. Die vorhandenen Messdaten sind hierzu nicht ausreichend. Das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Hitzdrahtmessungen war eine möglichst exakte Beschreibung der Zuströmturbulenz der Profile. Trotz der sich aus den vorhandenen Ergebnissen ergebenden durchaus interessanten Fragestellungen geht eine detailliertere Untersuchung der Nachlaufturbulenz der Zylinder daher über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Zur detaillierten Beschreibung des Zylindernachlaufs sind weitere Hitzdrahtmessungen zwischen Zylinder und Profil notwendig, die idealerweise die Ermittlung aller drei Geschwindigkeitskomponenten (x , y , z) gestatten und daher mit Mehrdrahtsonden durchgeführt werden müssten.

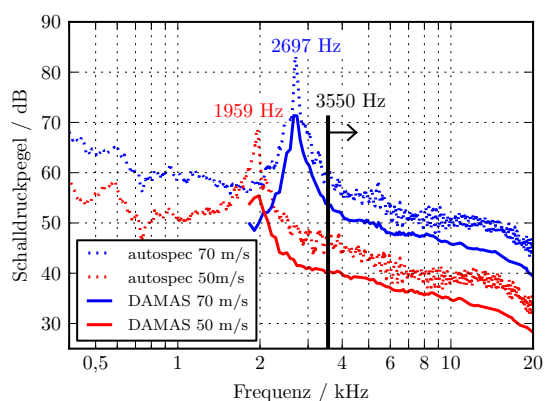
5.3.2 Generierung von Äolstönen in Folge der Zylinderumströmung

Ogleich in dieser Arbeit die Untersuchung der breitbandigen Schallentstehung an der Vorderkante von turbulent angeströmten Profilen im Vordergrund steht, wird der Vollständigkeit halber in diesem Abschnitt die tonale Schallentstehung am Zylinder betrachtet.

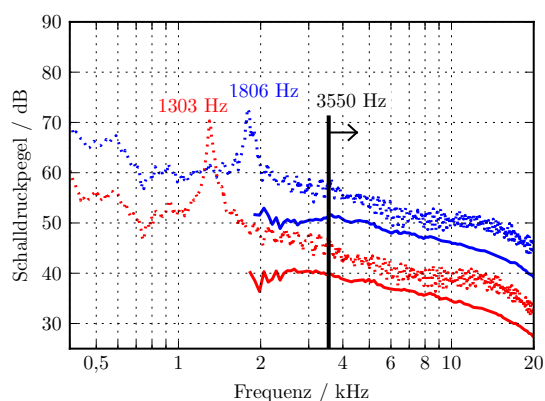
Für den Nachweis und die Charakterisierung der Äolstöne, die in Folge der Zylinderumströmung generiert werden [Strouhal, 1878], werden die akustischen Messdaten für die Konfigurationen der einzelnen Zylinder ohne installiertes Profil ausgewertet. Die Frequenzen der Äolstöne, die sich bei Anströmung des Zylinders mit 50 m/s bzw. 70 m/s einstellen, sind in den in Abbildung 5.11 dargestellten Spektren angegeben. Die Spektren sind sowohl aus dem Einzelmikrofonsignal der Array-Mikrofonkapsel der Nummer 23 (vgl. Anhang A.1), als auch aus den gesamten Mikrofonarraydaten unter Anwendung des DAMAS-Algorithmus berechnet worden. Die Mikrofonkapsel der Nummer 23 befindet sich in 0,721 m Abstand ungefähr mittig über dem axialen Zentrum des Zylinders. Der Versatz der Mikrofonkapsel zur axialen Zylindermitte beträgt ca. 0,068 m in Strömungsrichtung. In Spannweitenrichtung ist die Mikrofonkapsel gegenüber der halben Zylinderlänge um ca. 0,03 m versetzt. Zur Lösung des Gleichungssystems im DAMAS-Algorithmus werden 1000 Iterationen verwendet. Der Frequenzlinienabstand der FFT beträgt für die DAMAS-Rechnungen 12,5 Hz und für die Autospektren des Einzelmikrofons 3,125 Hz. Das DAMAS-Beamforming wird ab der Startfrequenz von 1800 Hz durchgeführt. Unterhalb dieser Frequenz liefern die Mikrofonarraymessdaten für die untersuchten Konfigurationen keine physikalisch sinnvollen Ergebnisse.

Die Analyse der Spektren zeigt, dass die Äolstöne für die Zylinder der kleinen Durchmesser von 5 mm und 7 mm deutlich zu erkennen sind. Für den 5-mm-Zylinder sind die Töne auch in den DAMAS-Ergebnissen sichtbar. Für alle anderen Durchmesser liegt die Frequenz unterhalb von 1800 Hz und könnte daher höchstens den Autospektren des Einzelmikrofons entnommen werden.

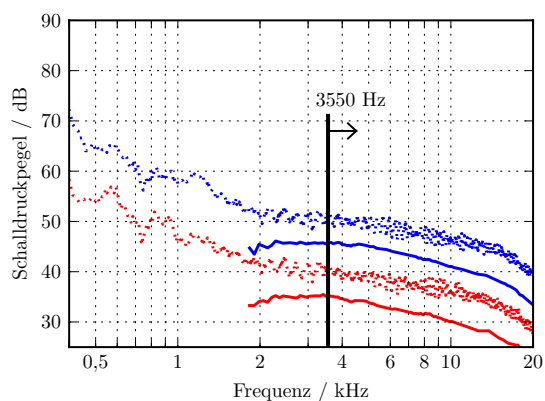
Auffällig ist, dass überhaupt nur bis inklusive des Zylinders mit 7 mm Durchmesser Äolstöne in den Spektren sichtbar sind. Die Spektren des 10 mm, des 13 mm und des 16 mm Zylinders weisen keine nachweisbaren tonalen Komponenten auf. Die hier nicht dargestellte Auswertung des über alle 38 Arraymikrofone gemittelten Autospektrums bestätigt den Verlauf der Spektren des Einzelmikrofons. Die Ursache für die fehlende tonale Schallentstehung wird in dem Verhältnis von Zylinderlänge zu Zylinderdurchmesser vermutet. Untersuchungen zeigen, dass die tonale Schallentstehung durch Umströmung eines Zylinders mit kreisförmigem Querschnitt stark abnimmt, wenn das Verhältnis von axialer Zylinderlänge zum Zylinderdurchmesser kleiner als ca. 25 wird [Holle, 1938; Martin u. Ahuja, 1992]. Die Zylinderlänge der in der vorliegenden Arbeit genutzten Zylinder beträgt 120 mm. Das Verhältnis von axialer Zylinderlänge zum Zylinderdurchmesser ist für die Zylinderdurchmesser $d \geq 10$ mm kleiner bzw. gleich 12 und somit deutlich geringer als 25. Es ist zu vermuten, dass die für die Generierung der



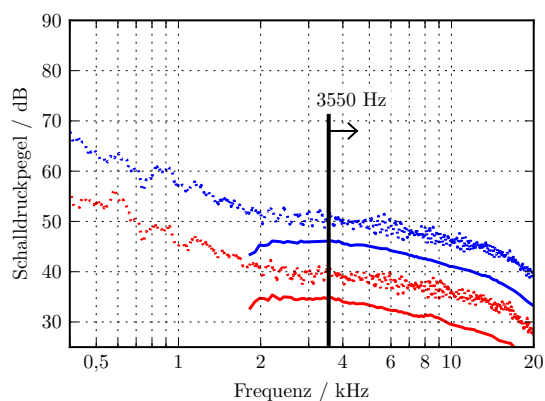
(a) Zylinderdurchmesser 5 mm



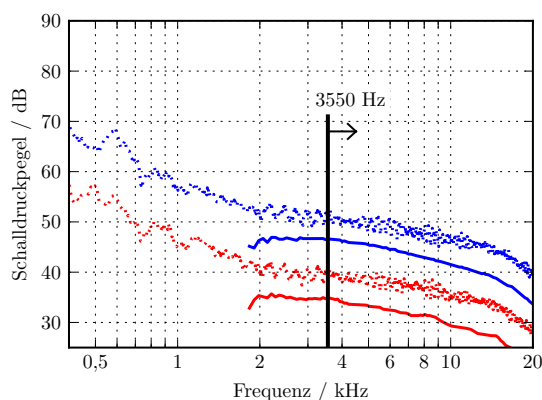
(b) Zylinderdurchmesser 7 mm



(c) Zylinderdurchmesser 10 mm



(d) Zylinderdurchmesser 13 mm



(e) Zylinderdurchmesser 16 mm

Abbildung 5.11: Spektrale Leistungsdichte des Schalldrucks (G_{ii} re 4×10^{-10} Pa²/Hz) der DAMAS-Beamforming-Ergebnisse (Frequenzlinienabstand = 12,5 Hz) und des Einzelmikrofons Nr. 23 (Frequenzlinienabstand = 3,125 Hz) für die unterschiedlichen Zylinder. Während der Messungen war kein Profil installiert.

Äolstöne verantwortlichen Mechanismen, wie die periodischen Wirbelablösungen, nicht oder zumindest nicht in der zur Generierung von starken Äolstönen nötigen Intensität auftreten.

Die Strouhalzahlen Sr_d für die bestimmten Äolstöne liegen für die beiden getesteten Zuströmgeschwindigkeiten zwischen $Sr_d=0,181$ ($d=7$ mm, $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s) und $Sr_d=0,196$ ($d=5$ mm, $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s), also in der auch von anderen Autoren gefundenen Größenordnung ($Sr_d=0,185$ [Strouhal, 1878], $Sr_d=0,195$ [Jacob et al., 2005]).

Die Pegeldifferenzen zwischen den DAMAS-Ergebnissen und den Ergebnissen des Einzelmikrofons von ca. 5 dB sind in der während der Auswertung der Beamforming-Ergebnisse vollzogenen Sektorintegration begründet. Das Mikrofonarray separiert den vom Zylinder generierten Schall von den Störgeräuschen, wodurch im Vergleich zu einer Einzelmikrofonmessung ein erhöhter Signal-Rausch-Abstand entsteht.

Wie eingangs erwähnt, wird im Rahmen dieser Arbeit die breitbandige Schallentstehung oberhalb der Zylindertöne untersucht. Sämtliche Analysen der breitbandigen Schallentstehung werden ab dem 4-kHz-Terzband, also für den Frequenzbereich ab 3550 Hz, durchgeführt. Da die Äolstöne weit unterhalb dieser Frequenz liegen, sind sie für die breitbandige Schallgenerierung ohne Einfluss.

5.3.3 Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Schallgenerierung an der Vorderkante

Die Schalldruckpegelspektren, die für die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeiten von 50 m/s bzw. 70 m/s in Abhängigkeit der unterschiedlichen Zylinderdurchmesser gemessen wurden, sind in den Abbildungen 5.12 und 5.13 dargestellt. Die Analyse der Spektren zeigt, dass die Schalldruckpegel in den tieferen Terzbändern mit zunehmendem Zylinderdurchmesser geringer werden. Eine Ausnahme bilden hier die Schalldruckpegel für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit dem Zylinderdurchmesser von 7 mm, die in den tieferen Terzbändern am höchsten sind. Die Ursache für diese Ausnahme ist derzeit nicht bekannt. Aus der Analyse der Strömungsmessdaten kann aber eine höhere Geschwindigkeit der Profilstromung für die Konfigurationen mit 7 mm als Ursache der höheren Schallentstehung ausgeschlossen werden, denn die Geschwindigkeit der Profilstromung ist für die Konfigurationen mit 5 mm Zylinder am höchsten (vgl. Abbildung 5.1) und lässt daher den maximalen Schalldruckpegel für die Konfiguration mit 5 mm Zylinderdurchmesser erwarten. Allerdings ist der Turbulenzgrad für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit 7 mm Zylinderdurchmesser höher als für die Konfigurationen mit 5 mm Zylinder (vgl. Abbildung 5.2). Möglicherweise überwiegt daher für die tieffrequente Schallentstehung an den Konfigurationen mit 7 mm Zylinderdurchmesser der Einfluss des Turbulenzgrads den Einfluss der Geschwindigkeit der Profilstromung, wodurch die stärkere Schallgenerierung verursacht wird. Die Unterschiede zwischen den durch die Konfigurationen mit dem 5 mm Zylinder und den durch die Konfigurationen mit dem 7 mm Zylinder generierten Schalldruckpegeln sind nur gering (ca. 2-3 dB).

In den mittleren Terzbändern (Mittelfrequenz etwa 8 kHz bis 12 kHz) für die Konfi-

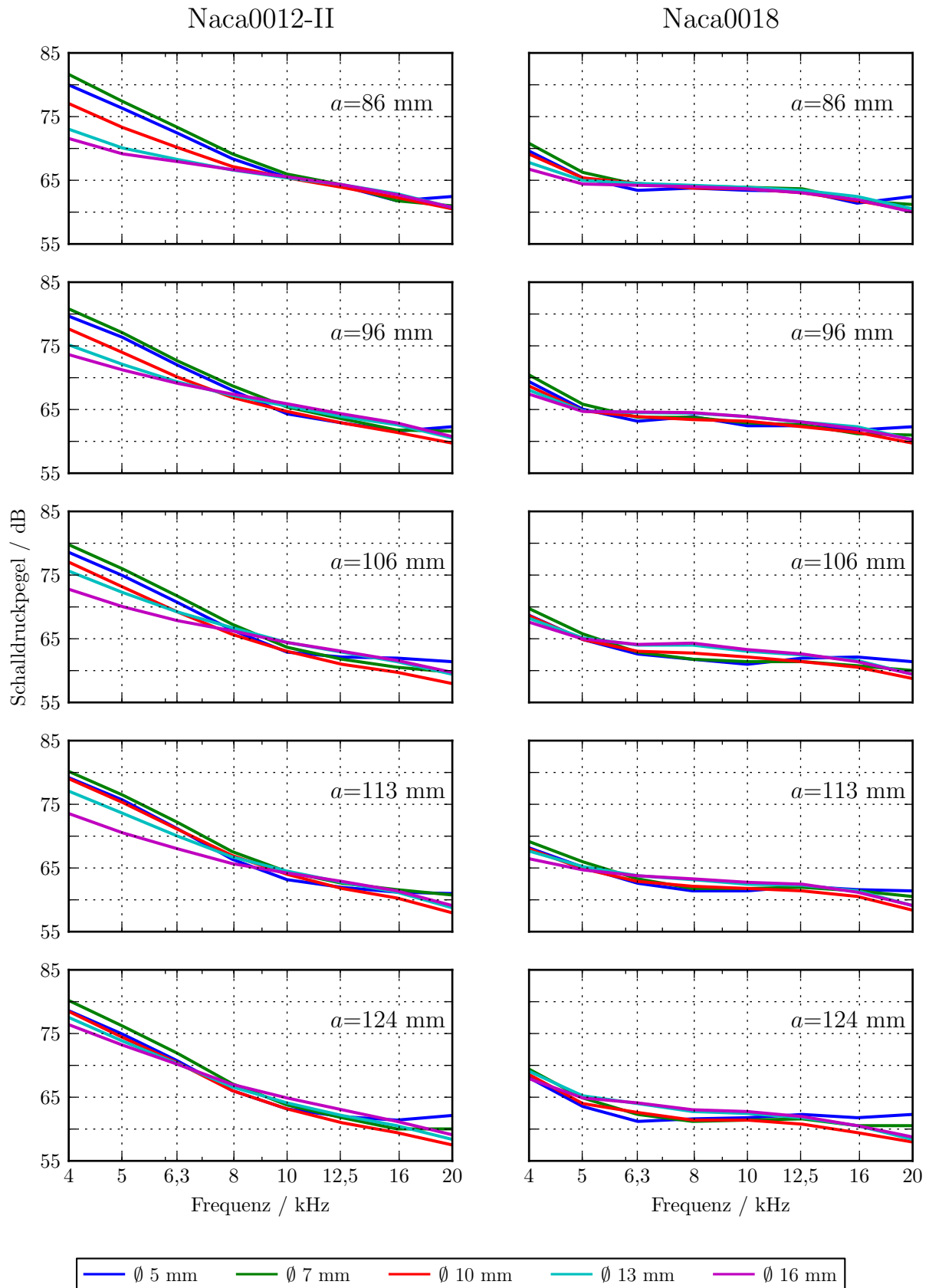


Abbildung 5.12: Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinderdurchmesser der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 50 m/s.

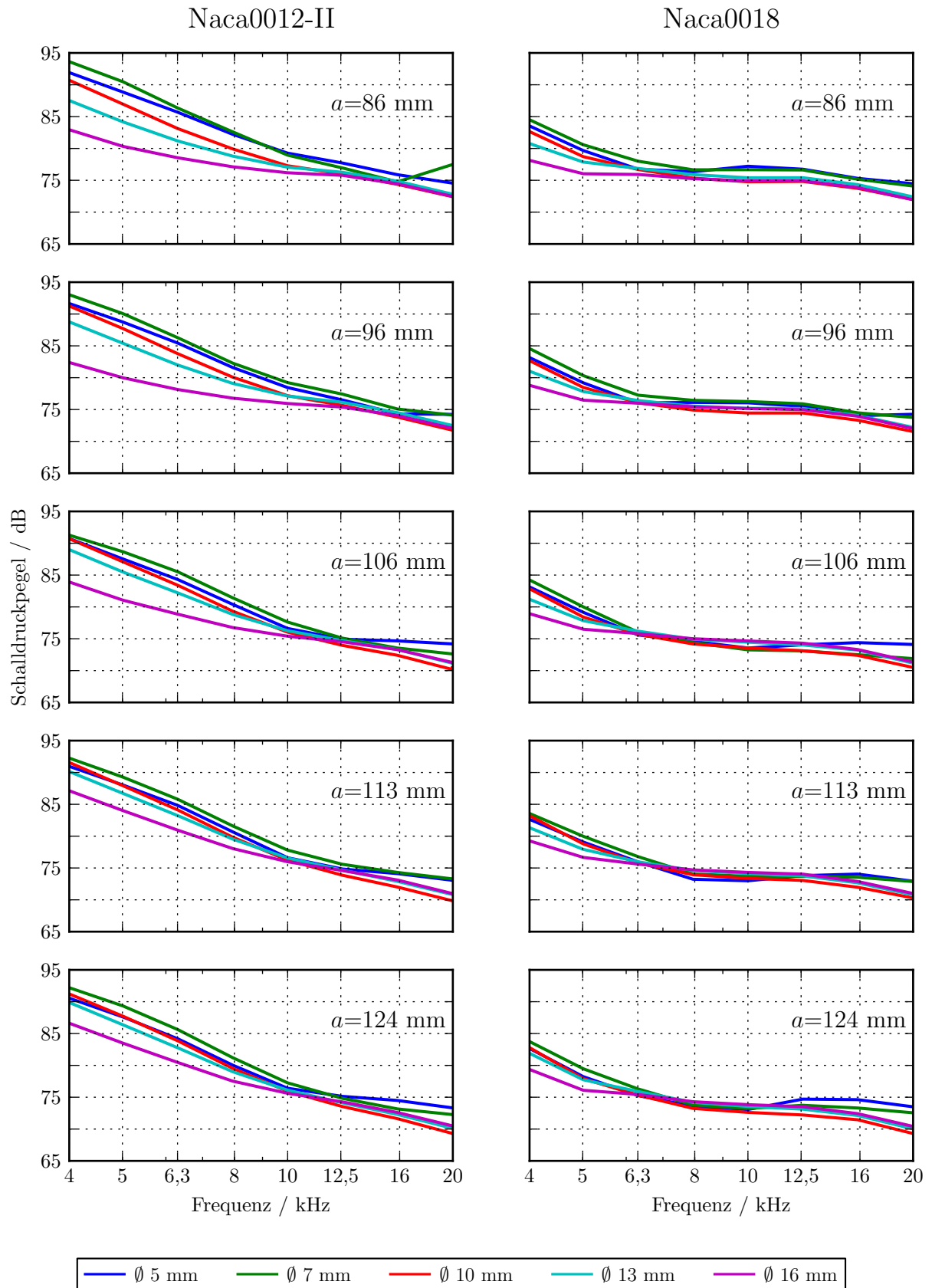


Abbildung 5.13: Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinderdurchmesser der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 70 m/s.

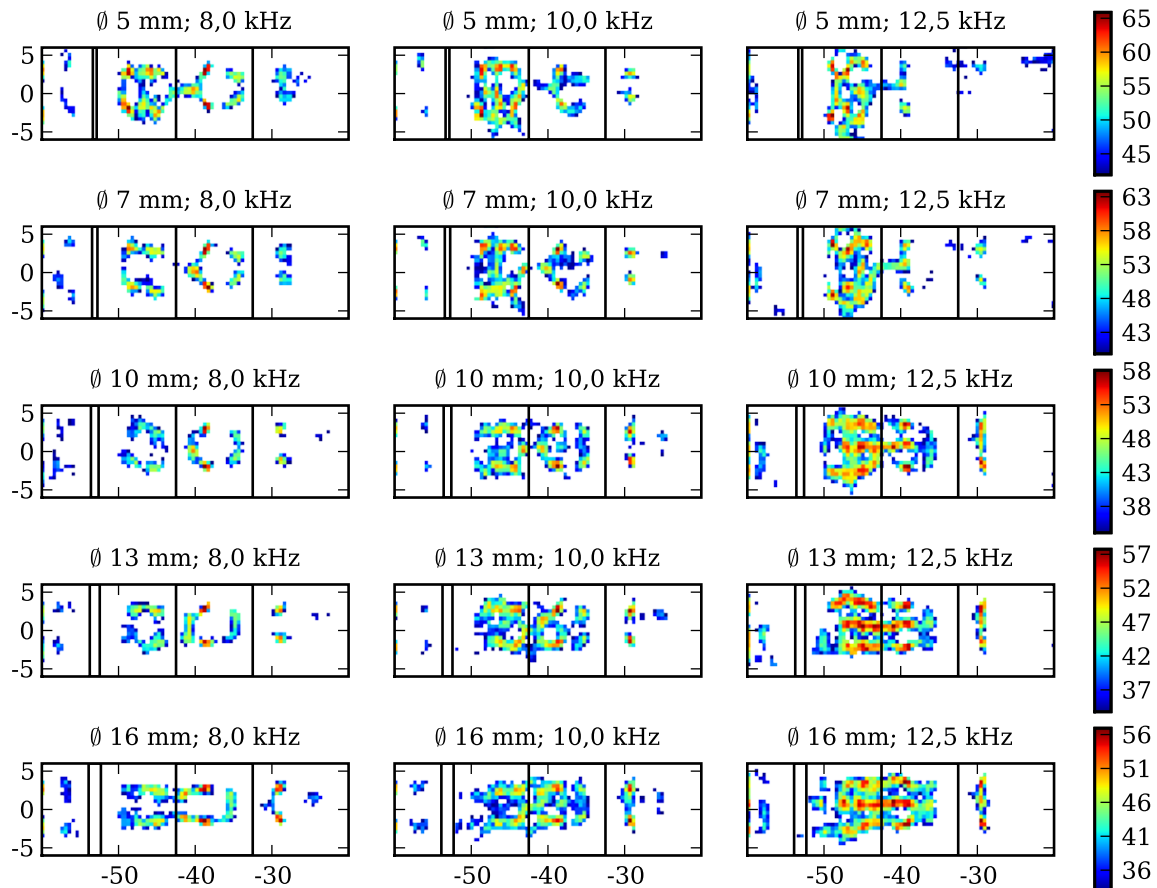


Abbildung 5.14: Kartierungen des an der Vorderkante des Profils generierten Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil, 106 mm Zylinder-Profil-Abstand und variiertem Zylinderdurchmesser für die Zuströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

gurationen mit Naca0012-II-Profil bzw. in den unteren Terzbändern (Mittenfrequenz etwa 5 kHz bis 6.3 kHz) für die Konfigurationen mit Naca0018-Profil flacht der Abfall des Spektrums für die verschiedenen Zylinderdurchmesser unterschiedlich stark ab, wodurch es zu einer Überkreuzung der Schalldruckpegelverläufe kommt.

Die Ursache für diese Verminderung der Abnahme des Schalldruckpegelspektrums wird beispielhaft für die Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil, 106 mm Zylinder-Profil-Abstand und Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s anhand der in Abbildung 5.14 dargestellten Schalldruckpegel-Kartierungen diskutiert. Die Kartierungen zeigen, dass mit zunehmendem Zylinderdurchmesser und mit steigender Terzmittenfrequenz die Trennung des Schalls, der am Zylinder bzw. in dessen Nachlauf generiert wird, vom Schall, der an der Profilverkante entsteht, schwierig ist. Es ist daher zu vermuten, dass sich mit zunehmender Frequenz und steigendem Zylinderdurchmesser der Vorderkantenschall und der Zylinderschall in dem zur Berechnung des Spektrums gewählten Vorderkantensektor überlagern und summieren, wodurch es zur Erhöhung des Schalldruckpegels und somit zur Verminderung der Steilheit des spektralen Abfalls kommt.

Die Differenz zwischen den Schalldruckpegelspektren für unterschiedliche Zylinderdurchmesser in den tieferen Frequenzen wird mit zunehmendem Zylinder-Profil-Abstand tendenziell geringer, da bei Abstandsvergrößerung die Stärke des Zylindernachlaufs und somit dessen Auswirkung an der Profilvorderkante nachlässt.

Der Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Schallentstehung ist für die Konfigurationen mit dem dickeren Naca0018-Profil geringer.

Insgesamt ist ein starker Einfluss des Zylinderdurchmessers vor allem bei tiefen Frequenzen (vermutlich auch für Frequenzen unterhalb des betrachteten Frequenzbereichs) auf die Schallgenerierung an der Vorderkante des Profils vorhanden. Die Vergrößerung des Zylinderdurchmessers würde daher zu einer breitbandigen Vorderkantenschallreduktion bis zu einer oberen Grenzfrequenz führen, ab der der Einfluss des Zylinderdurchmessers auf die Schallgenerierung an der Profilvorderkante vernachlässigbar wird.

5.4 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands

5.4.1 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands auf die Profilstromung

Der Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands wird anhand der in den Abbildungen 5.15 bis 5.18 dargestellten Strömungsprofile analysiert, die sich aus den Messdaten der in Abbildung 4.16 rot markierten Messpunkte ergeben. Die auf die Zylinderzuströmgeschwindigkeit \bar{U}_{Zyl} normierte Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P , dargestellt in Abbildung 5.15, wird deutlich vom Zylinder-Profil-Abstand beeinflusst. Die Geschwindigkeit der Profilstromung ist an den Messpunkten mit geringer Höhe z zunächst für die Konfigurationen mit dem Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm höher. Mit Zunahme der Messpunkthöhe steigen die Geschwindigkeiten für die Konfigurationen mit 86 mm

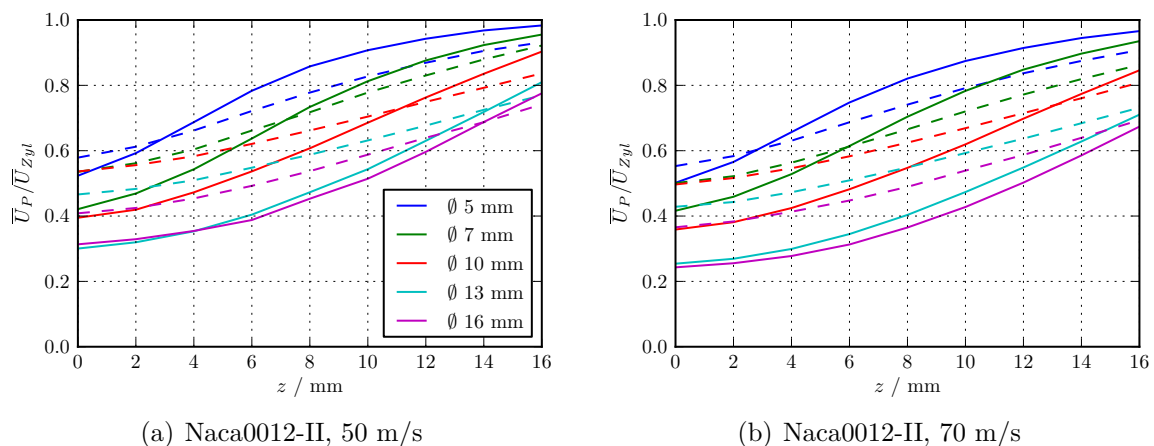


Abbildung 5.15: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

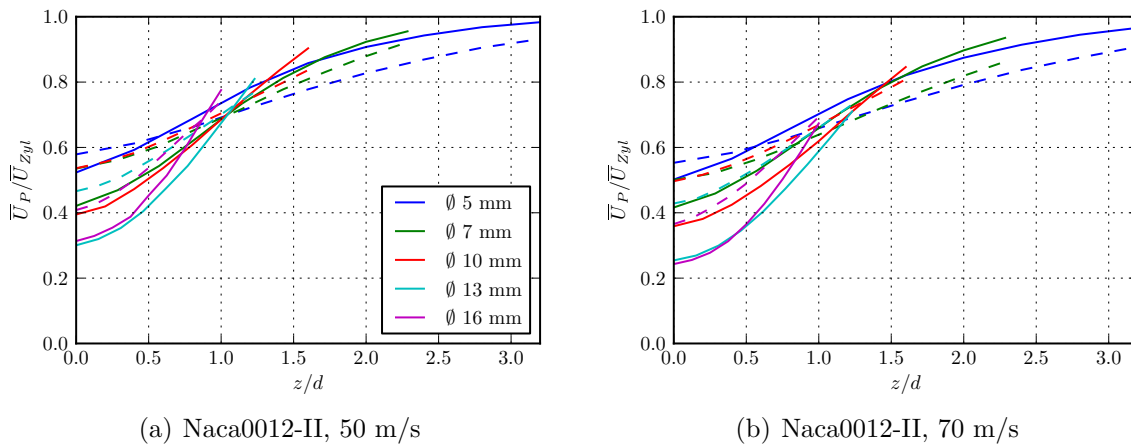


Abbildung 5.16: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der mit dem Zylinderdurchmesser d normierten Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

Zylinder-Profil-Abstand stärker an als die Geschwindigkeiten für die Konfigurationen mit 124 mm Zylinder-Profil-Abstand, so dass es zunächst zur Überkreuzung der \bar{U}_P/\bar{U}_{Zyl} -Kurven kommt und schließlich für große Messpunkthöhen die Geschwindigkeiten für die Konfigurationen mit 86 mm Zylinder-Profil-Abstand höher sind. Der Schnittpunkt der \bar{U}_P/\bar{U}_{Zyl} -Kurven ist abhängig vom Zylinderdurchmesser und liegt zwischen $0,56 \leq z/d \leq 1,12$ für $\bar{U}_{Zyl} = 50$ m/s bzw. $0,56 \leq z/d \leq 1,29$ für $\bar{U}_{Zyl} = 70$ m/s (Abbildung 5.16). Die Ursache für die zunächst größeren Geschwindigkeiten an Messpunkten kleinerer Höhe für die Konfigurationen mit Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm ist der geringere Einfluss des Zylindernachlaufs auf diese Messpunkte in Folge des größeren Abstands zum Zylinder. Mit Zunahme des Abstands zum Zylinder wird der Strömungsschatten stromab des Zylinders immer kleiner, wodurch die Geschwindigkeit der Profilstromung immer weniger von der vergleichsweise geringen Geschwindigkeit im Zylindernachlauf und immer stärker von der Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit beeinflusst wird und in Folge dessen ansteigt. Die höheren Geschwindigkeiten der Profilstromung für die Konfigurationen mit geringerem Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm an Messpunkten vergleichsweise großer Höhe lässt sich durch die Aufweitung des Zylindernachlaufs in z mit zunehmendem Abstand zum Zylinder in Strömungsrichtung erklären. Die Geschwindigkeiten an den Messpunkten mit großer Höhe werden für die Konfigurationen mit geringerem Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm nicht mehr so stark durch die geringere Geschwindigkeit im Zylindernachlauf, sondern stärker durch die Zylinder-Zuströmungsgeschwindigkeit beeinflusst, da die Messpunkte sich schon weitgehend am Rand oder außerhalb des Zylindernachlaufs befinden. Die Messpunkte mit großer Höhe bei einem Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm befinden sich dagegen noch innerhalb des Nachlaufs und sind somit tendenziell geringer.

Die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen (Abbildung 5.17) sind ebenfalls abhängig vom Zylinder-Profil-Abstand. Die normierten Effektivwerte der Geschwindigkeits-

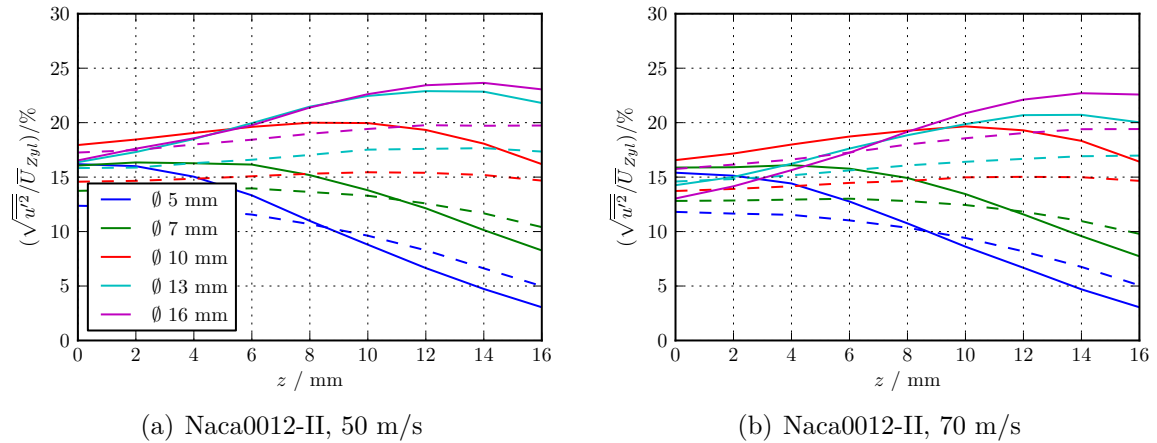
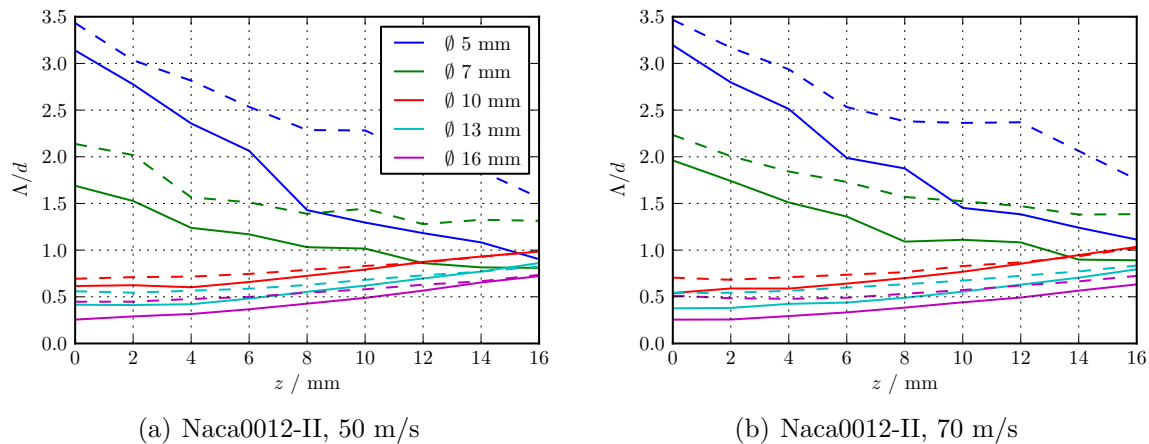


Abbildung 5.17: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

schwankungen an Messpunkten geringer Höhe z sind mit Ausnahme der Werte für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit 16 mm Zylinder für den geringeren Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm größer. Für die Konfigurationen mit 5-mm- bzw. 7-mm-Zylinder sind die normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen nur an den Messpunkten geringer Höhe z für den kleineren Zylinder-Profil-Abstand größer. Aufgrund des geringeren Abstands zum Zylinder ist die Profilstromung zumindest an den Messpunkten mit geringer Höhe noch stärker vom Zylindernachlauf beeinflusst, wodurch die höheren Turbulenzgrade entstehen. Für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Zylinderdurchmessern von 5 mm bzw. 7 mm und den größeren Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm (vergleichsweise großes a/d -Verhältnis) sind die normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen an den Messpunkten mit größerer Höhe trotz der Zunahme des Zylinder-Profil-Abstands höher als für den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm. Es ist zu vermuten, dass die stärkere Turbulenz an den Messpunkten mit größerer Höhe z dieser Konfigurationen die Folge der Aufweitung des Zylindernachlaufs in z mit zunehmendem Abstand in Strömungsrichtung zum Zylinder ist. Die Zunahme der Turbulenz an den Messpunkten durch die Aufweitung des Zylindernachlaufs überwiegt dabei die durch den größeren Abstand zum Zylinder verursachte Verringerung der Turbulenz. Die normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen sind für die Konfigurationen mit 16 mm Zylinder und den kleineren Zylinder-Profil-Abstand für kleine Messpunkthöhen geringer als für die entsprechenden Konfiguration mit dem 124 mm Zylinder-Profil-Abstand. Ursächlich hierfür ist vermutlich das vergleichsweise kleine a/d -Verhältnis aufgrund dessen sich der durch den Zylinder bedingte Strömungsschatten auf Messpunkte mit geringer Höhe für den kleineren Zylinder-Profil-Abstand noch erkennbar auswirkt.

Auch die integralen Längenskalen der Turbulenz Λ , dargestellt in Abbildung 5.18, sind abhängig vom Zylinder-Profil-Abstand, wobei die Abhängigkeit verglichen mit denen



(a) Naca0012-II, 50 m/s

(b) Naca0012-II, 70 m/s

Abbildung 5.18: Integrale Längenskala der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

von der Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 5.1.1) und der Profildicke (vgl. Abschnitt 5.2.1) stärker ist. Die normierten integralen Längenskalen der Turbulenz sind für gleiche Zylinderdurchmesser für den größeren Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm größer (Abbildung 5.18). Das Ansteigen der normierten integralen Längenskala mit zunehmendem Abstand zum Zylinder bei gleichbleibendem Zylinderdurchmesser wurde in den bereits in Abschnitt 5.3.1 erwähnten Untersuchungen an Gittern [Roach, 1987] und [Van Fossen u. Ching, 1994] ebenfalls festgestellt (vgl. Gleichung 5.2). Die Analyse der Daten für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit dem Naca0018-Profil kommt zu vergleichbaren Ergebnissen. Die Diagramme sind im Anhang A.5.3 zu finden.

5.4.2 Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands auf die Schallgenerierung an der Vorderkante

Der Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands a auf das Terzspektrum des an der Vorderkante des Naca0012-II- und des Naca0018-Profiles generierten Schalls wird anhand der Abbildungen 5.19 und 5.20 analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass der Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands auf die Schallentstehung an der Profilverkante für die untersuchten Konfigurationen und die Zuströmgeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s gering ist. Die größten Pegeldifferenzen zwischen den Ergebnissen für den 86 mm Zylinder-Profil-Abstand und denen für den 124 mm Abstand von bis zu 5 dB ergeben sich für die Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil und 13 mm bzw. 16 mm Zylinder in den Terzbändern von 4 kHz bis 6,3 kHz. Der Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands ist somit für geringe a/d -Verhältnisse und für die geringere Profildicke stärker. Die Ursache hierfür liegt in den für diese Konfigurationen stark vom Abstand abhängigen Größen der Profilstromung (vgl. Abbildungen 5.15 und 5.17). Fraglich ist, warum die Spektren für das dickere Naca0018-Profil die beschriebenen Pegeldifferenzen nicht aufweisen. Möglicherweise ist das Naca0018-Profil aufgrund seiner größeren Dicke unempfind-

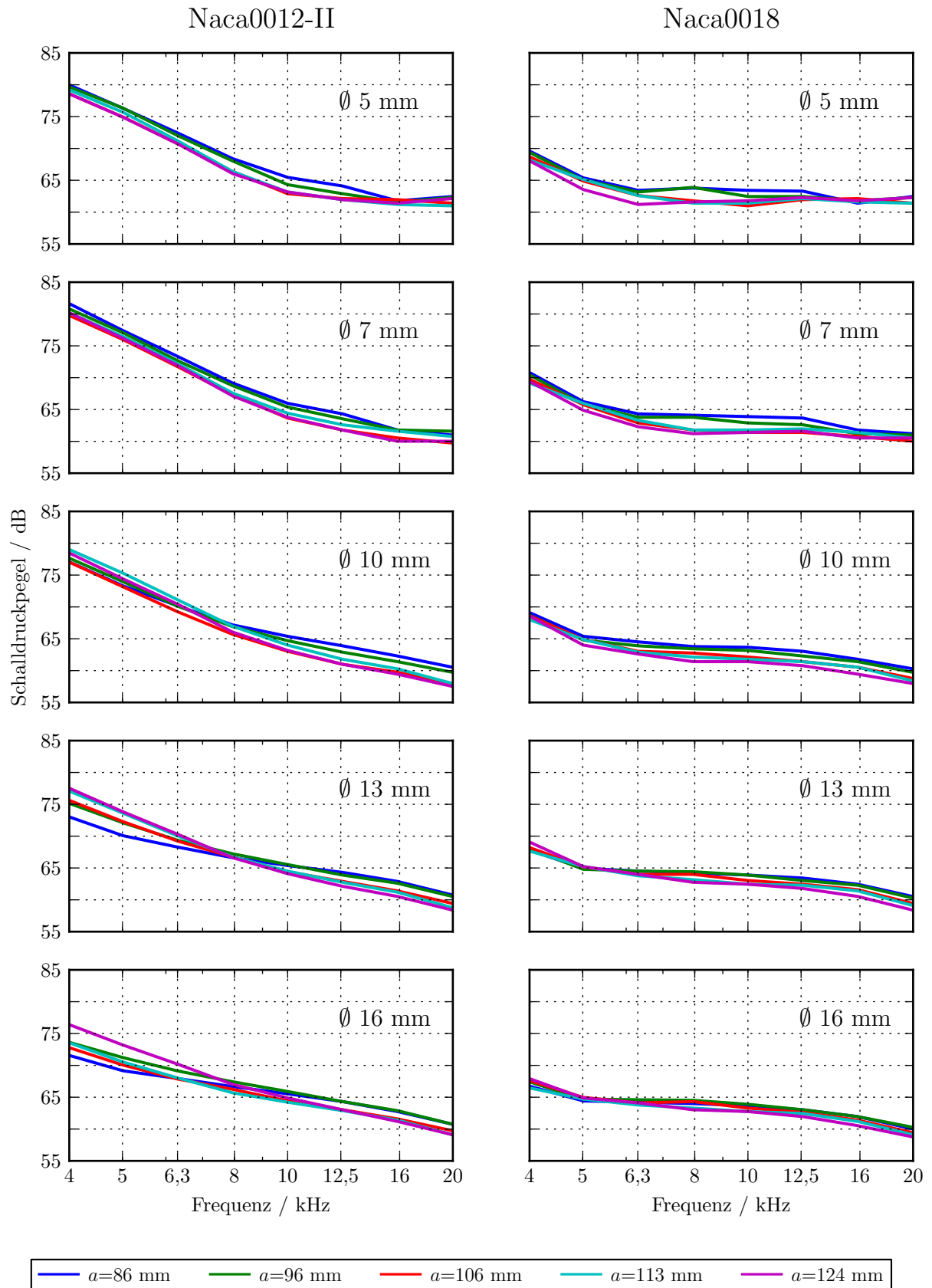


Abbildung 5.19: Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinder-Profil-Abstand der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 50 m/s.

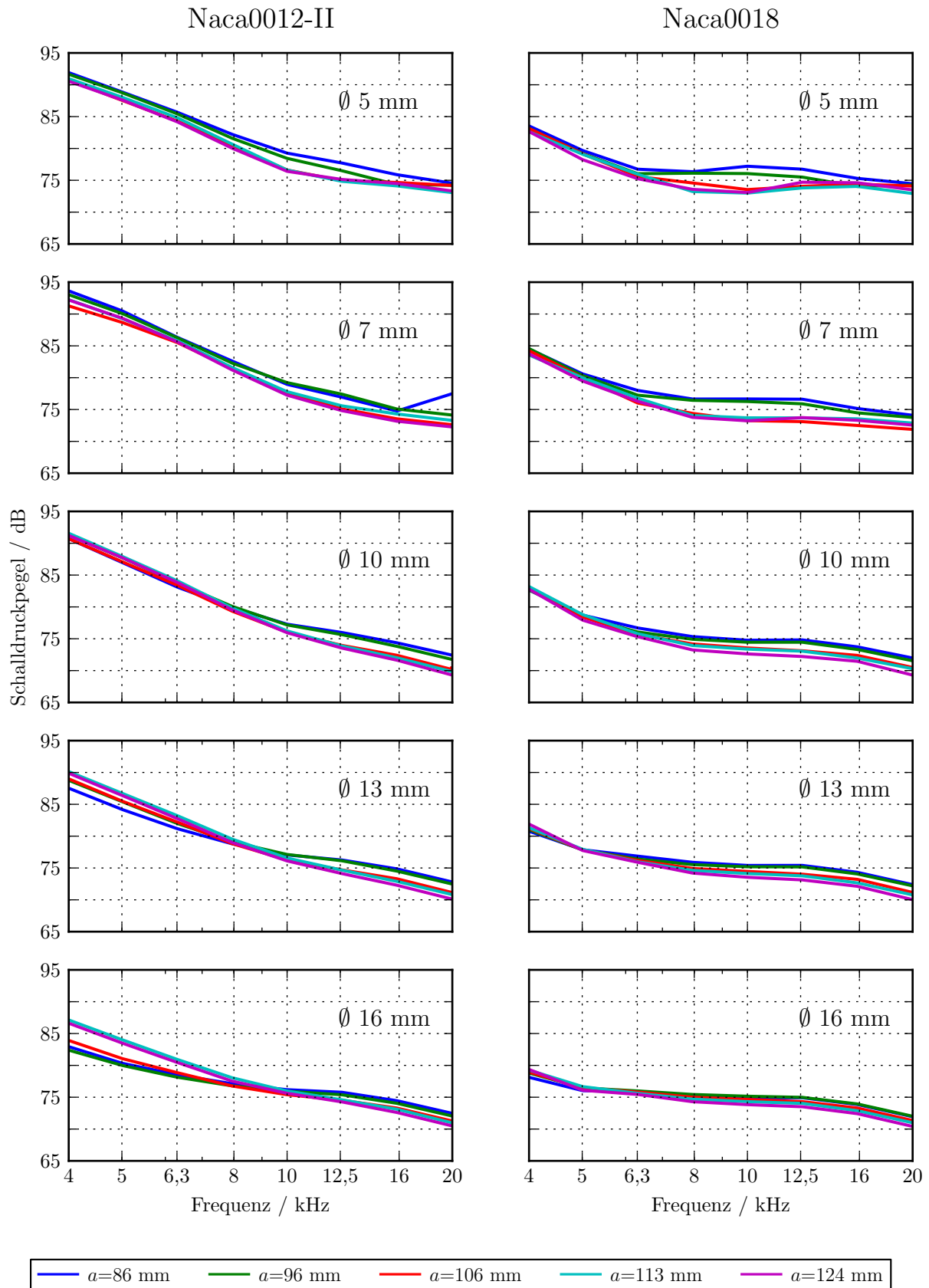


Abbildung 5.20: Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinder-Profil-Abstand der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 70 m/s.

licher gegenüber den unter anderem auch vom Zylinder-Profil-Abstand abhängigen turbulenten Schwankungen der Profilstromung, wodurch es für die unterschiedlichen Zylinder-Profil-Abstände nicht zu deutlichen Unterschieden der Schallgenerierung an der Profilverderrkante kommt.

Die Schalldruckpegel für die Konfigurationen mit dem 5 mm und dem 7 mm Zylinder sind für die kleineren Zylinder-Profil-Abstände geringfügig höher, da die Turbulenz der Profilstromung (vgl. Abbildung 5.17 bis $z=6$ mm bzw. $z=8$ mm) stärker ist. Für tiefe Frequenzen sind die relativen Unterschiede der Schalldruckpegel für die verschiedenen Zylinder-Profil-Abstände aber gering (maximal ca. 2 dB).

Die Schalldruckpegel für die Konfigurationen mit Zylinderdurchmesser ab 13 mm sind in den tieferen Terzbändern für die größeren Zylinder-Profil-Abstände höher. Die Ursache hierfür ist vermutlich die für diese Fälle höhere Geschwindigkeit der Profilstromung (vgl. Abbildung 5.15).

Für die Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil und Zylinderdurchmessern von 10 mm, 13 mm und 16 mm kommt es in dem 10-kHz-Terzband zur Überkreuzung der Schalldruckpegelspektren der unterschiedlichen Zylinder-Profil-Abstände. Die Ursache für diese Überkreuzung wird beispielhaft für die Zylinder-Profil-Konfigurationen aus Naca0012-II-Profil und 10 mm Zylinder für die Zuströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s anhand der in Abbildung 5.21 für verschiedene Zylinder-Profil-Abstände dargestellten Schalldruckpegel-Kartierungen diskutiert.

Die Kartierungen zeigen, dass die Trennung des Schalls, der in Folge der Zylinderumströmung generiert wird, von dem, der an der Verderrkante des Profils entsteht, mit zunehmender Terzmittenfrequenz und kleiner werdendem Zylinder-Profil-Abstand schwieriger wird. Es kann daher vermutet werden, dass es für die Konfigurationen mit kleinerem Zylinder-Profil-Abstand und großem Zylinderdurchmesser in den höheren Terzbändern im Verderrkantensektor zur Überlagerung des Verderrkantenschalls und des Schalls, der in Folge der Zylinderumströmung entsteht, kommt. Diese Überlagerung führt zum Energieanstieg innerhalb des Verderrkantensektors, wodurch der Schalldruckpegel ansteigt und somit die Steilheit des spektralen Abfalls geringer wird. Der Vergleich der Verderrkantenschall-Spektren zur Untersuchung des Abstandseinflusses (Abbildungen 5.19 und 5.20) mit denen zur Analyse des Einflusses des Zylinderdurchmessers (Abbildungen 5.12 und 5.13) macht deutlich, dass der Abstandseinfluss auf die Schallentstehung an der Profilverderrkante für die getesteten Konfigurationen deutlich geringer ist als der Einfluss des Zylinderdurchmessers.

Die Veränderung des Abstands zwischen Zylinder und Profil bewirkt zumindest für die getesteten Abstände nur eine vernachlässigbare Minderung der breitbandigen Schallgenerierung an der Verderrkante des Profils.

Der geringe Einfluss des Abstands auf die Schallentstehung wurde auch in experimentellen Studien an Rotor-Stator-Anordnungen gefunden [Woodward u. Glaser, 1983; Woodward et al., 1998]. Die Studien dienen der Untersuchung der Schallentstehung in Abhängigkeit des Rotor-Stator-Abstands und zeigen, dass die Vergrößerung des Rotor-Stator-Abstands zwar die tonalen Komponenten mindert, aber die breitbandigen Anteile unverändert bleiben.

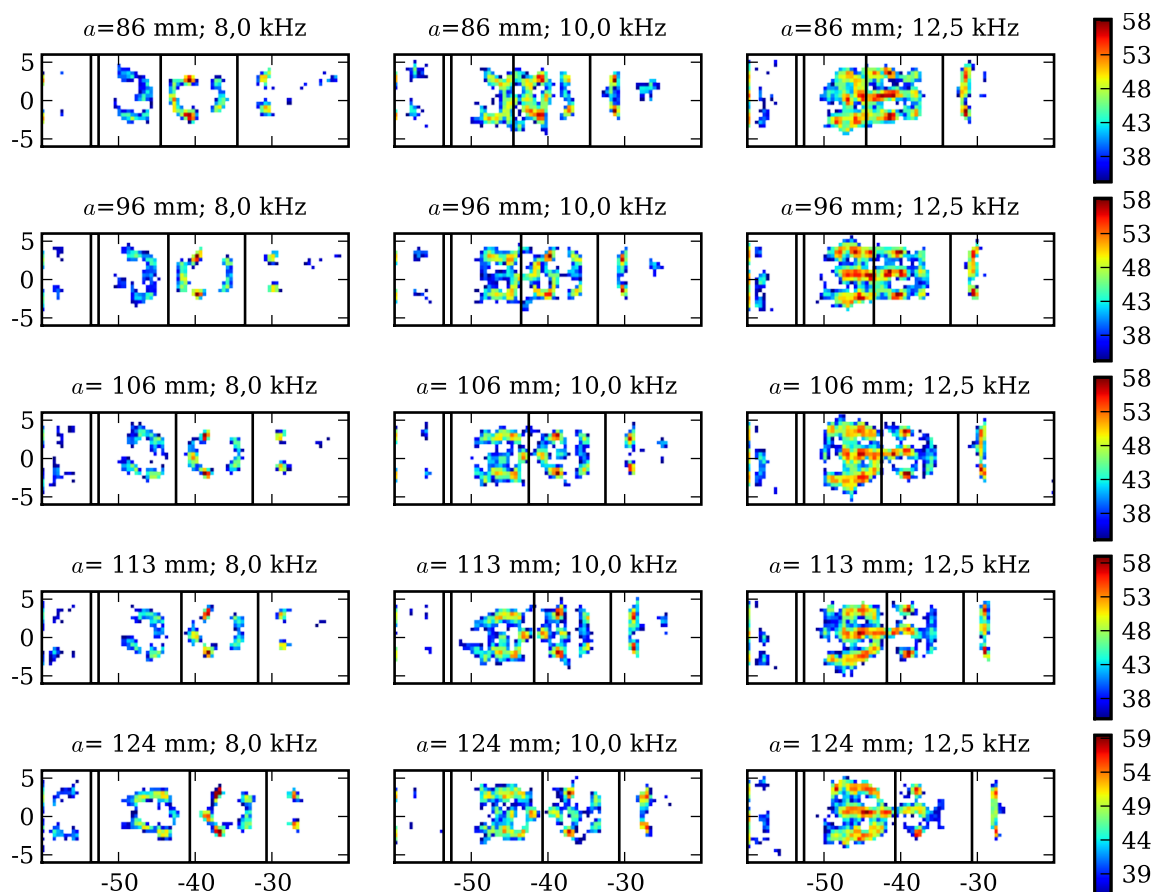


Abbildung 5.21: Kartierungen des an der Vorderkante des Profils generierten Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil, 10 mm Zylinderdurchmesser und variiertem Zylinder-Profil-Abstand für die Zuströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

5.5 Strouhalbandpegel

Die Ergebnisse der Analysen zur Bestimmung der Einflüsse der unterschiedlichen Parameter (Abschnitte 5.1 bis 5.4) zeigen, dass der durch turbulente Zuströmung an der Vorderkante von Profilen generierte Schall zum einen von dem Zylinderdurchmesser d und dem Zylinder-Profil-Abstand a beeinflusst wird, zum anderen aber auch von der Strouhalzahl Sr_d abhängt.

Um den Einfluss des Verhältnisses aus Zylinder-Profil-Abstand a und Zylinderdurchmesser d auf den generierten Schalldruckpegel zu untersuchen, ist für jede Strouhalzahl der Schalldruckpegel in Abhängigkeit des a/d -Verhältnisses zu analysieren.

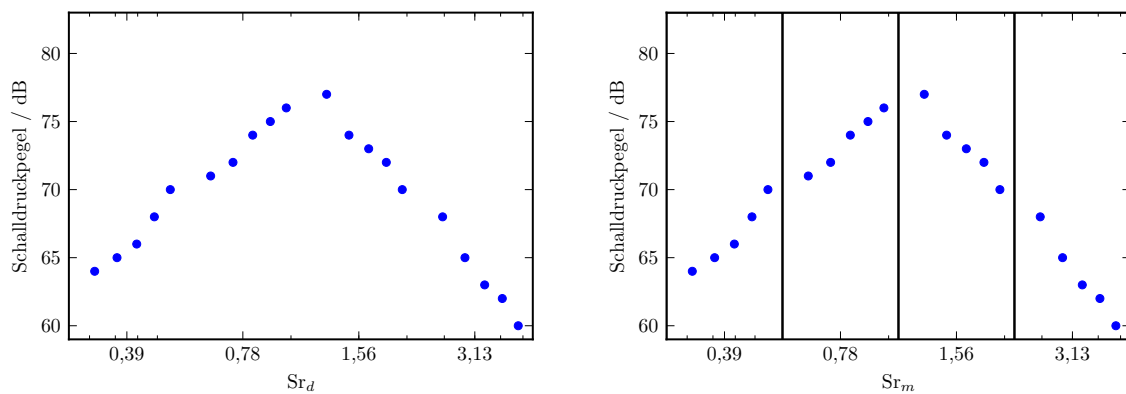
Dies ist aber für die vorliegenden Messdaten der Zylinder-Profil-Konfigurationen nicht für alle Konfigurationen in einem Diagramm möglich, da für die verschiedenen a/d -Verhältnisse die Strouhalzahlen aufgrund der unterschiedlichen Zylinderdurchmesser und der leicht differierenden Zuströmgeschwindigkeiten nicht gleich sind.

Die Abhängigkeit der Schallentstehung vom a/d -Verhältnis und der Strouhalzahl wird daher im Folgenden mit Hilfe eines speziellen Strouhalbandpegels untersucht, der

zunächst anhand des in Abbildung 5.22 gezeigten hypothetischen Beispiels erklärt wird. Die Bildung der Strouhalbandpegel geschieht in Anlehnung an die in der Akustik übliche Bildung von Frequenzbandpegeln. Ausgegangen wird von dem in Abhängigkeit der Strouhalzahl aufgetragenen Schalldruckpegelverlauf für ein konstantes a/d -Verhältnis. Der Strouhalzahlbereich wird dann in Strouhalbänder zunehmender Breite unterteilt (Schritt 1). Anschließend wird aus den Schalldruckpegeln innerhalb eines Strouhalbands durch energetische Summation ein Strouhalbandpegel gebildet, der über den Strouhalbandmitten Sr_m dargestellt wird (Schritt 2).

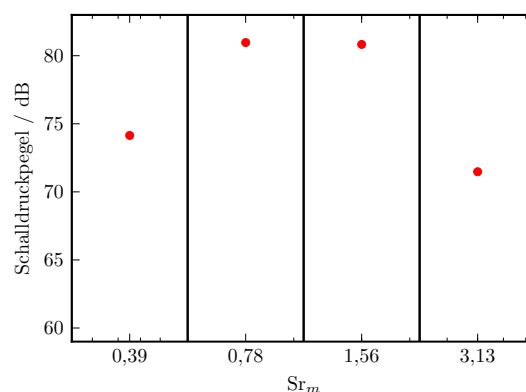
Wird der Strouhalbandpegel für alle untersuchten a/d -Verhältnisse gebildet, so kann dieser für ein festes Strouhalband über dem a/d -Verhältnis dargestellt werden.

Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen die Strouhal-Oktavbandpegel für die Strouhal-Oktavbandmitten ($Sr_m=0,39$, $Sr_m=0,78$, $Sr_m=1,56$, $Sr_m=3,13$ und $Sr_m=6,25$) für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-I-Profil bzw. Naca0018-Profil. Neben der verwendeten Oktavbandbreite wurde auch die Terzbandbreite bei der Bildung



(a) Ausgangssituation: Schalldruckpegelverlauf für konstantes a/d Verhältnis

(b) Schritt 1: Einteilung des Strouhalzahlbereichs in Strouhalbänder (dargestellt für Oktavbandbreite)



(c) Schritt 2: Bildung des Strouhalbandpegels durch Bandmittelung

Abbildung 5.22: Hypothetisches Beispiel für ein konstantes Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d zur Bildung des Strouhalbandpegels.

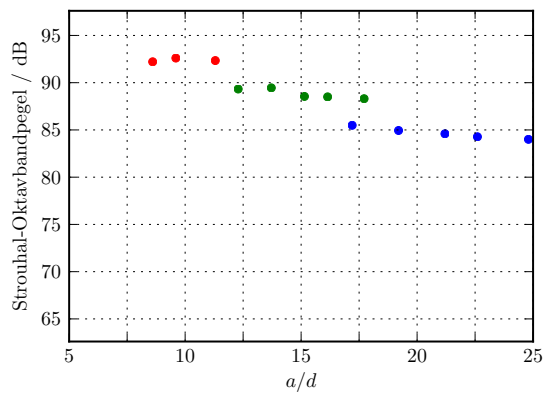
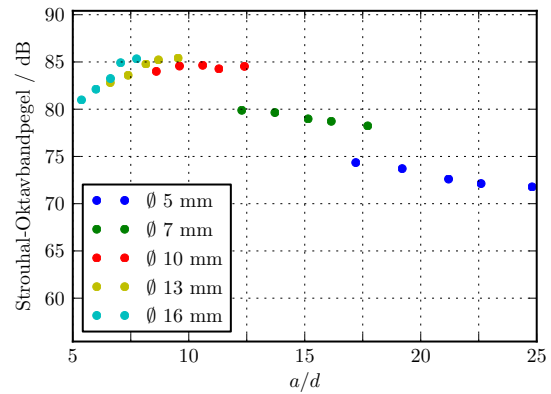
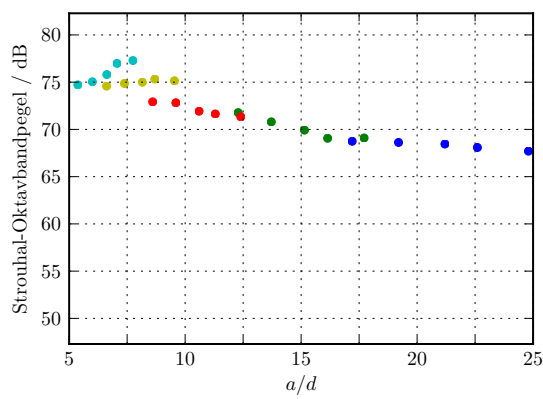
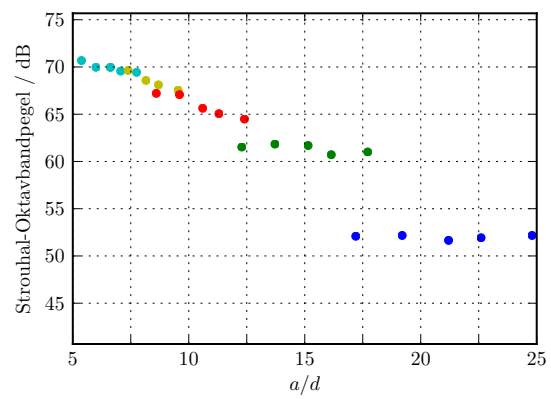
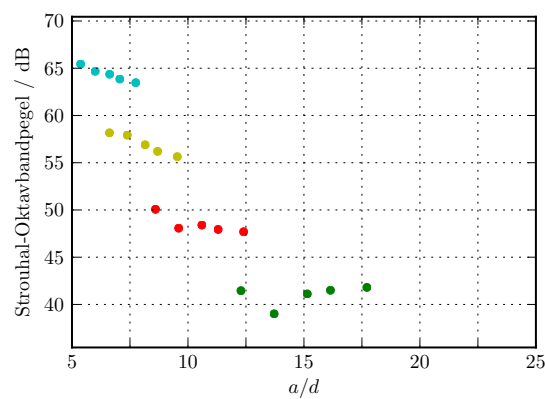
(a) $Sr_m=0,39$ (b) $Sr_m=0,78$ (c) $Sr_m=1,56$ (d) $Sr_m=3,13$ (e) $Sr_m=6,25$

Abbildung 5.23: Strouhal-Oktavbandpegel für die Strouhal-Oktavbandmitten Sr_m in Abhängigkeit vom Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d für die mit dem Naca0012-I-Profil gebildeten Zylinder-Profil-Konfigurationen. Die Farbgebung der Datenpunkte kennzeichnet den Durchmesser des Zylinders der zugehörigen Zylinder-Profil-Konfiguration.

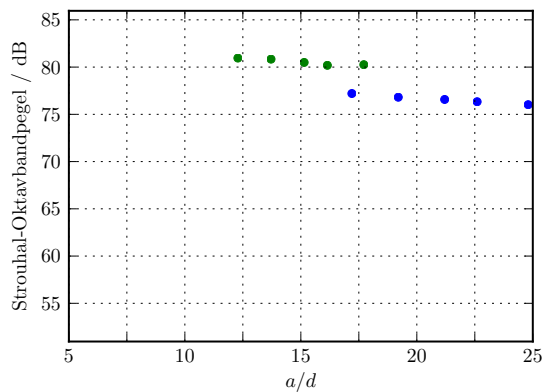
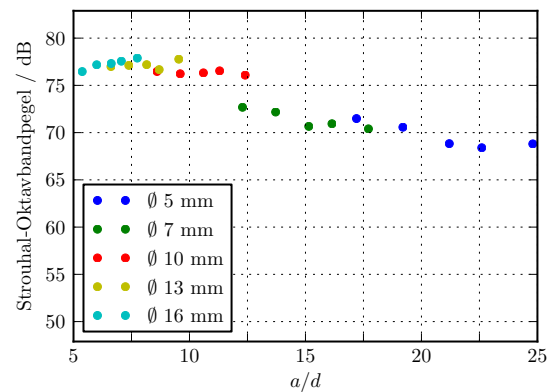
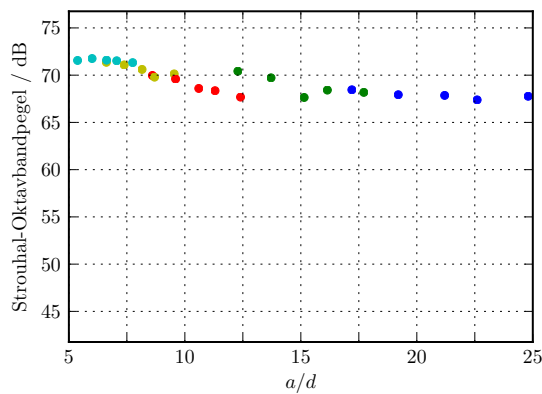
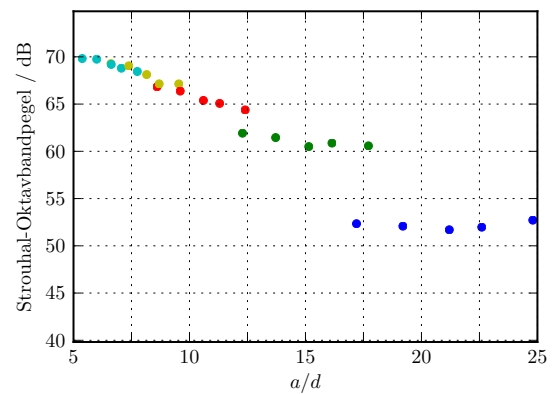
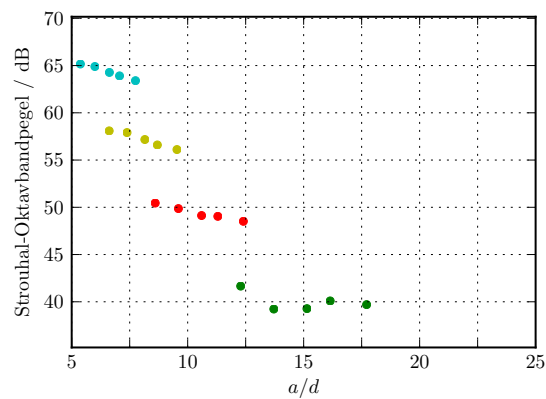
(a) $Sr_m=0,39$ (b) $Sr_m=0,78$ (c) $Sr_m=1,56$ (d) $Sr_m=3,13$ (e) $Sr_m=6,25$

Abbildung 5.24: Strouhal-Oktavbandpegel für die Strouhal-Oktavbandmitten Sr_m in Abhängigkeit vom Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d für die mit dem Naca0018-Profil gebildeten Zylinder-Profil-Konfigurationen. Die Farbgebung der Datenpunkte kennzeichnet den Durchmesser des Zylinders der zugehörigen Zylinder-Profil-Konfiguration.

der Strouhalbandpegel getestet. Durch die Unterteilung des Strouhalzahlbereichs in Terzbänder ergeben sich keine qualitativen Unterschiede zu den Aussagen der dargestellten Strouhal-Oktavbandpegel, weswegen hier auf die Darstellung der Strouhal-Terzbandpegel verzichtet wird.

Die Analyse der Strouhal-Oktavbandpegel für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-I-Profil (Abbildung 5.23) bzw. mit Naca0018-Profil (Abbildung 5.24) zeigt, dass die Strouhal-Oktavbandpegel mit steigender Strouhal-Oktavbandmitte geringer werden. Die Ursachen für diese Pegelabnahmen sind die für hohe Frequenzen ohnehin niedrigere Schallentstehung als für tiefere Frequenzen (vgl. Schalldruckpegelspektren Abbildungen 5.12, 5.13, 5.19 und 5.20) und die Minderung der Schallentstehung durch die Reduktion der Zuströmgeschwindigkeit.

Ursächlich für die verminderte Schallgenerierung an der Profilverderrkante ist auch die mit steigender Strouhalzahl abnehmende Turbulenzenergie (vgl. Abbildung 4.18).

Die Abnahme des Strouhal-Oktavbandpegels ist auch für steigende a/d -Verhältnisse festzustellen, wobei die Stärke der Pegelabnahme in den einzelnen Strouhalbändern unterschiedlich ist. Sie ist vergleichsweise deutlich in dem höchsten untersuchten Strouhal-Oktavband ($Sr_m=6,25$) und am geringsten in dem mittleren Strouhal-Oktavband ($Sr_m=1,56$). Es ist zu vermuten, dass die Profilzuströmung innerhalb dieser Strouhal-Oktavbänder vergleichsweise stark bzw. vergleichsweise wenig vom a/d -Verhältnis abhängt und es somit zu den beschriebenen Unterschieden bei der Schallgenerierung kommt.

In den mittleren Strouhal-Oktavbändern und insbesondere für kleinere a/d -Verhältnisse konvergieren die einzelnen Strouhal-Oktavbandpegel gegen eine Kurve.

Zur Erzielung einer möglichst starken Minderung der Schallentstehung an der Verderrkante von Profilen ist ein großes a/d -Verhältnis vorteilhaft.

5.6 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Die Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen zeigen, dass die Geschwindigkeiten, die Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen und die integralen Längenskalen der Profilzuströmung der untersuchten Zylinder-Profil-Konfiguration vergleichsweise stark von dem Durchmesser des Zylinders beeinflusst werden. Die absolute Geschwindigkeit der Profilzuströmung ist zudem natürlich noch stark von der Geschwindigkeit der Zylinder-Zuströmung abhängig. Auch der Zylinder-Profil-Abstand hat einen deutlichen Einfluss auf die Profilzuströmung, wobei der Einfluss geringer ist als der des Zylinderdurchmessers. Der Einfluss der maximalen Profildicke auf die Profilzuströmung ist vergleichsweise gering und lässt sich bis auf wenige Ausnahmefälle nur für die Geschwindigkeiten und die Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen ermitteln.

Die Analyse der Terz-Schalldruckpegelspektren in Abhängigkeit des Zylinderdurchmessers bzw. des Zylinder-Profil-Abstands zeigt, dass der Zylinderdurchmesser die Schallentstehung an der Verderrkante des Profils stärker beeinflusst als der Zylinder-

Profil-Abstand. Zylinder mit größerem Durchmesser führen hierbei zu einer niedrigeren Schallabstrahlung im Bereich tieferer Frequenzen. Die stärkere Abhängigkeit des an der Profilverkante generierten Schalls vom Zylinderdurchmesser ist die Folge der vergleichsweise deutlicheren Beeinflussung der Profilstromung durch den Zylinderdurchmesser.

Insgesamt ist die Abhängigkeit der Schallentstehung an der Vorderkante des Profils von den untersuchten Parametern (Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung, Profildicke, Zylinderdurchmesser und Zylinder-Profil-Abstand) für die Konfigurationen mit dem dünneren Naca0012-Profil stärker. Die Schallentstehung am dickeren Naca0018-Profil ist insgesamt geringer als die am Naca0012-Profil. Die Messwerte bestätigen somit die in der Literatur häufig geschilderte Feststellung, dass an Profilen mit dickerer und stumpferer Vorderkante weniger Schall generiert wird als an dünneren Profilen [Guidati, 2004; Moreau u. Roger, 2004]. Offenbar reagiert das dickere Naca0018-Profil nicht so sensitiv auf die unterschiedlichen Zuströmbedingungen wie das Naca0012-Profil.

Zur gemeinsamen Analyse der Abhängigkeiten der Schallgenerierung von dem Zylinder-Profil-Abstand a , dem Zylinderdurchmesser d und der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d wird ein spezieller Strouhalbandpegel vorgestellt. Die Analyse der über ein Strouhal-Oktavband gemittelten Strouhalbandpegel in Abhängigkeit vom a/d -Verhältnis zeigt eine höhere Abhängigkeit des Strouhal-Oktavbandpegels vom a/d -Verhältnis für höhere Strouhal-Oktavbänder. Die Schallgenerierung an der Vorderkante des Profils ist für große a/d -Verhältnisse geringer.

Fasst man die Analyse der experimentellen Daten zusammen, so ist festzustellen, dass sich die breitbandige Schallgenerierung in Folge der inhomogenen turbulenten Zuströmung an der Vorderkante des Profils in Zylinder-Profil-Konfigurationen durch die folgenden Maßnahmen verringern lässt:

- Verringerung der Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit
- Nutzung eines Profils größerer Dicke
- Erhöhung des Zylinderdurchmessers
- Vergrößerung des Verhältnisses aus Zylinder-Profil-Abstand und Zylinderdurchmesser

Die Analyse der tonalen Schallentstehung in Folge der Umströmung des Zylinders zeigt, dass nur für die beiden Zylinder mit den kleinsten getesteten Durchmessern von 5 mm und 7 mm Äolstöne generiert werden. Es wird vermutet, dass für die Zylinder mit größeren Durchmessern (10 mm, 13 mm und 16 mm) das Verhältnis von axialer Zylinderlänge zum Zylinderdurchmesser zu gering ist, um die zur Generierung der Äolstöne nötigen periodischen Wirbelablösungen mit hinreichender Intensität hervorzurufen. Die Strouhalzahlen der Äolstöne für die beiden Zylinderdurchmesser von 5 mm und 7 mm liegen zwischen 0,181 und 0,196 und sind damit im Bereich der aus der Literatur bekannten Werte.

6 Modelle zur Vorhersage der Vorderkantenschallgenerierung

6.1 Modellrechnungen zur Schallentstehung

In diesem Abschnitt werden bekannte Modelle zur Vorhersage der Vorderkantenschallentstehung anhand der an der Zylinder-Profil-Anordnung gemessenen Daten erprobt. Getestet werden das Modell von Amiet, das ebenfalls aus Messdaten abgeleitete Verfahren von Körtzsch und das numerische, auf der Boundary-Element-Methode basierende Verfahren von Guidati. Allen drei Modellen ist gemeinsam, dass sie eine homogene Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung der Vorderkantenanströmung voraussetzen. Diese liegt aber im Bereich der Vorderkante stromauf des Profils an einer Zylinder-Profil-Konfiguration nicht vor. Die Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen für die Zylinder-Profil-Konfigurationen zeigen eine deutlich inhomogene Verteilung entlang der zur Profilhöhe und zur Profilspannweite senkrechten Koordinatenrichtung des Geschwindigkeitsverlaufs, der Geschwindigkeitsschwankungen und der integralen Längenskalen der Turbulenz.

Zur Berücksichtigung der beschriebenen inhomogenen Verläufe in den Modellrechnungen wird das Strömungsfeld um das Profil in Schichten unterteilt, innerhalb der näherungsweise von einer homogenen Strömung ausgegangen wird (Abbildung 6.1). Bei der Berechnung der Schallvorhersage sind dann generell zwei Varianten möglich, die anhand der Abbildung 6.1 erläutert werden:

Zum einen können die Werte des jeweiligen Modelleingangsparameters $E_1 \dots E_N$ vor der Modellrechnung gemittelt werden, zum anderen kann eine Modellrechnung für jedes Werteset i ($\bar{U}_i, \bar{u}^2_i, \Lambda_i$) durchgeführt werden und die Modellergebnisse $P_1 \dots P_N$ anschließend arithmetisch zu einer Gesamtleistung gemittelt werden.

Bei der Anwendung der zuerst beschriebenen Variante ist die Festlegung eines Einzahlwertes für die jeweilige Modelleingangsgröße ($\bar{U}, \bar{u}^2, \Lambda$) schwierig, da a priori nicht klar ist, wie dieser Einzahlwert aus den unterschiedlichen Werten der Schichten $E_1 \dots E_N$ sinnvollerweise bestimmt werden sollte. Ist eine rein arithmetische Mittelung günstig oder ist eine Gewichtung der Messwerte mit einem Wichtungsfaktor vor der Mittelung günstiger?

Variante zwei verschiebt diese Fragestellung auf die Modellausgangsgröße. Da es sich bei der Modellausgangsgröße um eine Leistung bzw. eine leistungsproportionale Größe handelt, ist hier eine arithmetische Mittelung ohne zusätzliche Wichtungsfaktoren physikalisch sinnvoll. Die arithmetische Mittelung erfolgt hier erst im letzten Schritt der

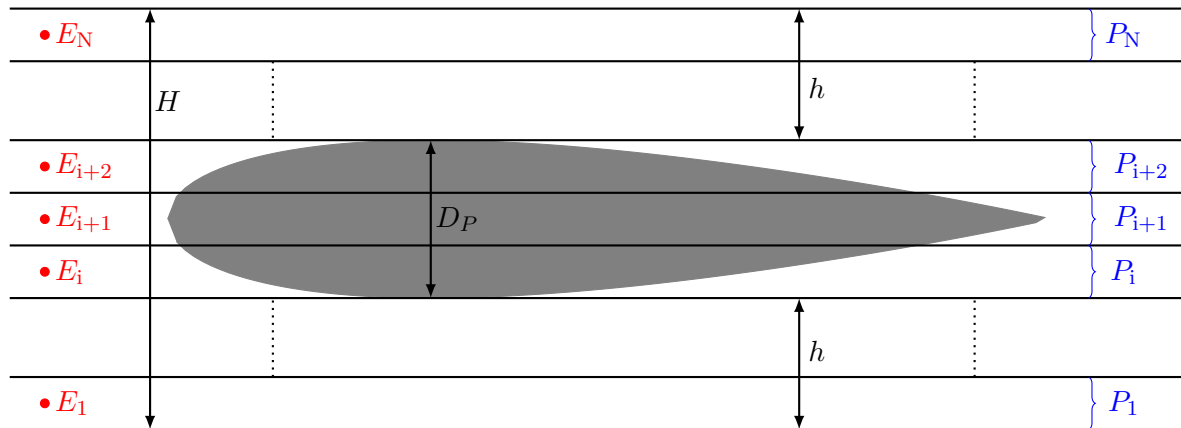


Abbildung 6.1: Prinzip der schichtweisen Definition der Modelleingangs- ($E_1 \dots E_N$) und Modellausgangsparameter ($P_1 \dots P_N$). Die maximale Profildicke ist mit D_P , die Höhe des betrachteten Strömungsbereichs ist mit H und die Höhen der Strömungsbereiche oberhalb und unterhalb des Profils sind mit h bezeichnet. Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht.

Berechnung des Modellergebnisses. Somit wirkt sich der mit der Mittelung verbundene Informationsverlust nicht auf weitere Berechnungsschritte aus. Variante zwei entspricht somit dem Grundsatz einer möglichst späten Mittelung.

Zur Vorhersage eines an der Profilverderrkante generierten Schalldruckpegelspektrums nach dem Amiet-Modell und dem Verfahren von Költzsch wird hier aus beschriebenen Gründen nach der letzteren Variante vorgegangen.

Die Vorhersage nach dem Guidati-Verfahren wird jedoch nach der ersten Variante bestimmt. Grund hierfür ist, dass die benutzte Implementierung *NAFNoise* [Moriarty, 2006] nicht die Vorgabe einer inhomogenen Anströmung gestattet. Das Programm berechnet zunächst die Profilmströmung, indem es stromauf des Profils eine konstante Wirbelverteilung ansetzt, die passiv mit der Hauptströmung konvektiert und ein Strömungsfeld mit vorgegebenem Turbulenzgrad generiert.

Es ist zu erwarten, dass deutlich verschiedene Eingangswerte unterschiedliche Strömungsfelder generieren. Die Auswirkungen dieser unterschiedlichen Strömungsfelder auf das vom Verfahren berechnete Terzpegelspektrum sind unbekannt. Zur Umgehung einer möglichen Fehlerquelle werden hier daher die Modelleingangsparameter gemittelt. Optimal wäre an dieser Stelle die Erweiterung des bestehenden Programms, so dass es auch die Vorgabe einer inhomogenen Wirbelverteilung stromauf des Profils erlaubt. Dies sollte prinzipiell möglich sein, wurde aber aufgrund des hohen zeitlichen Aufwands im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet.

Es ist bekannt, dass neben den Wirbeln, die direkt auf das Profil auftreffen, auch diejenigen Wirbel die Schallentstehung beeinflussen, die in gewissem Abstand am Profil vorbeischwimmen. Die Beeinflussung durch die vorbeischwimmenden Wirbel geschieht indirekt durch deren Rückwirkung auf die das Profil umgebenden Strömungsschichten. Zur Erzielung einer möglichst guten Übereinstimmung zwischen gemessenem und mittels der Modelle berechneten Vorderkantenschall muss daher auch die Frage

geklärt werden, wie vieler solcher Wirbelschichten ober- und unterhalb des Profils bei Nutzung des jeweiligen Modells berücksichtigt werden sollten. Dies wird im Folgenden nacheinander für die drei hier verwendeten Modelle untersucht. Des Weiteren wird geklärt, ob die in das Amiet-Modell einfließende Machzahl und der in den Verfahren von Amiet und Költzsch eingehende zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit günstigerweise im Sinne einer besseren Modellvorhersage mit den lokalen Größen im Bereich der Profilverkante $E_1 \dots E_N$ in Abbildung 6.1 oder eher mit der Zuströmgeschwindigkeit des Freistrahls gebildet werden sollte. Beim Guidati-Modell ist es physikalisch sinnvoll, die Geschwindigkeiten im Bereich der Profilverkante zu nutzen, da die Berechnung der Schallgenerierung, wie bereits erwähnt, auf der Berechnung der Profilmströmung basiert, für die die Geschwindigkeit unmittelbar stromauf des Profils Eingangsgröße ist. Zur Klärung der zuvor genannten Fragen wird nachfolgend für jedes der drei Modelle und für jede variierte Eingangsgröße das Terzspektrum der mittleren Schalldruckpegelabweichung der Modellergebnisse von den Messergebnissen nach Gleichung 6.1 berechnet und in Abhängigkeit der Höhe des bei der Modellrechnung berücksichtigten Strömungsbereiches analysiert.

$$L_\delta = 10 \lg \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 10^{\frac{|L_{pi,Modell} - L_{pi,Messung}|}{10}} \right) \text{ dB} \quad (6.1)$$

Bei der Ermittlung des Terzspektrums der mittleren Schalldruckpegelabweichung werden alle 39 Zylinder-Profil-Konfigurationen berücksichtigt, für die physikalisch sinnvolle Hitzdrahtmessdaten vorliegen (vgl. Tabelle 4.2 und Anmerkungen in Abschnitt 4.5.3).

6.1.1 Diskussion der Eingangsparameter für das Amiet-Modell

Zur Erzielung einer möglichst guten Modellvorhersage wird für das Amiet-Modell (Gleichung 2.6) ermittelt, ob die Machzahl M günstigerweise mit dem jeweiligen lokalen, im Bereich der Profilverkante deutlich ortsabhängigen, zeitlichen Mittelwert der Geschwindigkeit oder besser mit dem Mittelwert der Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung gebildet werden sollte.

Hierzu werden die nach Gleichung 6.1 bestimmten und in Abbildung 6.2 dargestellten mittleren Abweichungen des Terz-Schalldruckpegels analysiert.

In Abbildung 6.2 ist zu erkennen, dass bei Bildung der Machzahl mit dem jeweiligen lokalen zeitlichen Mittelwert der Geschwindigkeit die Modellergebnisse für alle getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen im Mittel am geringsten abweichen.

Bei der Betrachtung der mittleren Modellabweichungen in Abhängigkeit des in die Berechnung eingegangenen Strömungsbereiches wird deutlich, dass keine allgemeine Empfehlung über die Höhe H des günstigerweise zu betrachtenden Strömungsbereiches in der einfachen Form:

$$H/D_P = 1 + 2h/D_P \quad (6.2)$$

(h , H und D_P vgl. Abbildung 6.1) gegeben werden kann. Während sich beispielsweise im Fall des Naca0018-Profils aus den Modellergebnissen für $h/D_P = 0,22$ im Mittel

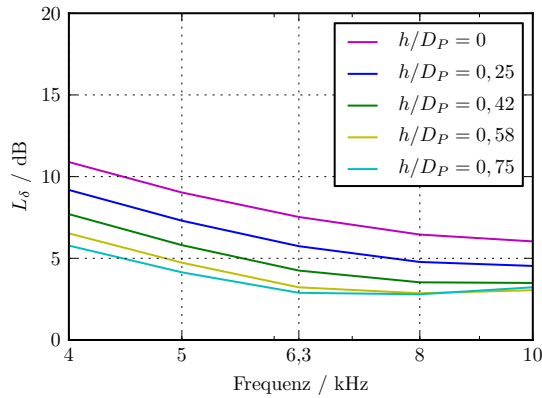
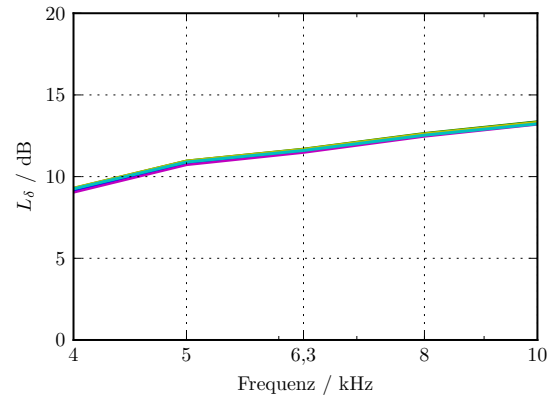
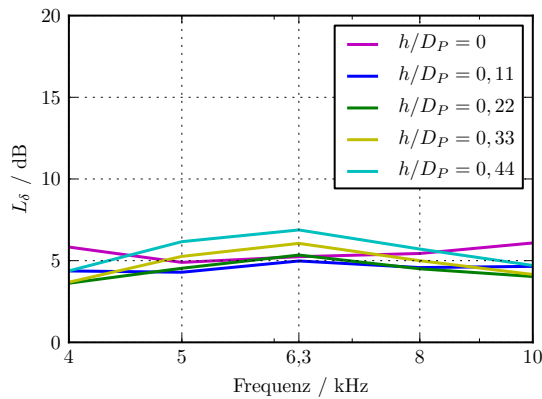
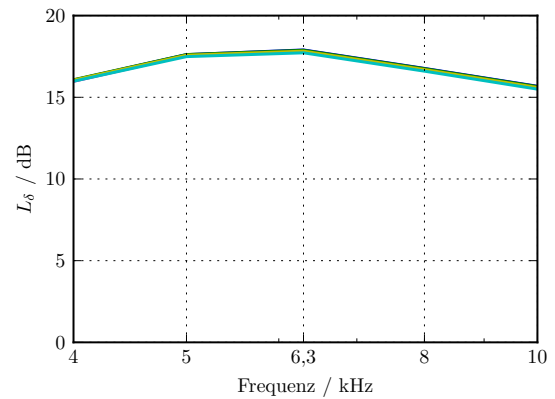
(a) Naca0012-II, $M = \frac{\bar{U}_P}{c}$ (b) Naca0012-II, $M = \frac{\bar{U}_{Zy1}}{c}$. Die Kurven für unterschiedliche h/D_P liegen übereinander.(c) Naca0018, $M = \frac{\bar{U}_P}{c}$ (d) Naca0018, $M = \frac{\bar{U}_{Zy1}}{c}$. Die Kurven für unterschiedliche h/D_P liegen übereinander.

Abbildung 6.2: Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Amiet-Modellergebnisse von den Messwerten für unterschiedlich gebildete Machzahlen M und für verschiedene, in Abhängigkeit von h/D_P betrachtete Höhen des Strömungsbereiches (Gleichung 6.2). Die Spektren sind für die beiden Profildicken getrennt dargestellt.

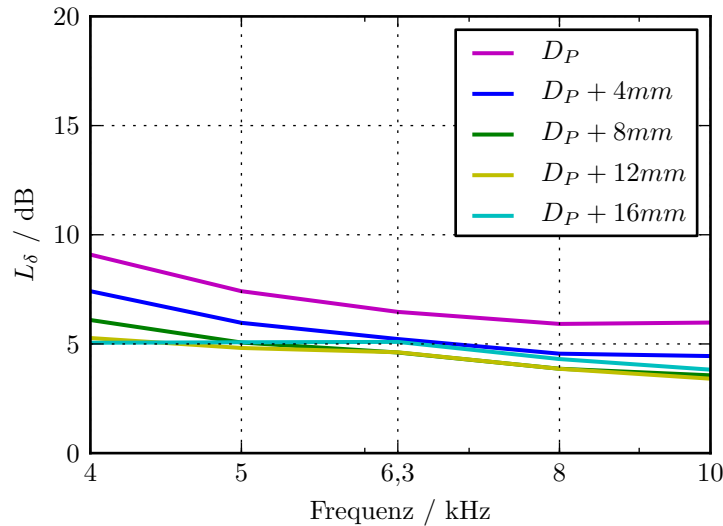


Abbildung 6.3: Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Amiet-Modellergebnisse von den Messwerten dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereichs. Die Eingangsmachzahl des Amiet-Modells wurde mit der jeweiligen Geschwindigkeit im Bereich der Profilvorderkante gebildet.

mit die geringsten Abweichungen zu den Messwerten ergeben, sind die Abweichungen für das Naca0012-II-Profil für $h/D_P = 0,25$ vergleichsweise hoch.

Um dennoch eine Empfehlung für die zu verwendende Höhe des Strömungsbereich zu ermitteln, wird anhand von Abbildung 6.3 das über alle getesteten Fälle gemittelte Terzspektrum der mittleren Modellabweichung untersucht. Der Abbildung kann man entnehmen, dass die mittlere Modellabweichung für $H = D_P + 12$ mm am geringsten ist.

Das Amiet-Modell wird daher für alle nachfolgenden Rechnungen mit den auf den Geschwindigkeiten im Bereich der Profilvorderkante basierenden Machzahlen gebildet. Bei der Ermittlung der Modelleingangsdaten wird ein Strömungsbereich der Höhe $H = D_P + 12$ mm berücksichtigt.

6.1.2 Diskussion der Eingangsparameter für das Verfahren nach Költzsch

In das Verfahren von Költzsch, das in Gleichung 2.4 beschrieben ist, geht eine zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit zur vierten Potenz ein. Zur Erzielung einer möglichst guten Modellvorhersage wird für dieses Verfahren nachfolgend ermittelt, ob günstigerweise der zeitliche Mittelwert der ortsabhängigen Geschwindigkeit im Bereich der Profilvorderkante \bar{U}_P (Messpunkte $E_1 \dots E_N$ in Abbildung 6.1) oder die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit der Zylinderzuströmung \bar{U}_{Zyl} , die näherungsweise als örtlich konstant angesehen werden kann, als Modelleingangsgröße zu verwenden ist. Zur Klärung dieser Frage werden die nach Gleichung 6.1 bestimmten und in Abbildung 6.4 dargestellten mittleren Abweichungen des Terz-Schalldruckpegels analysiert. In der

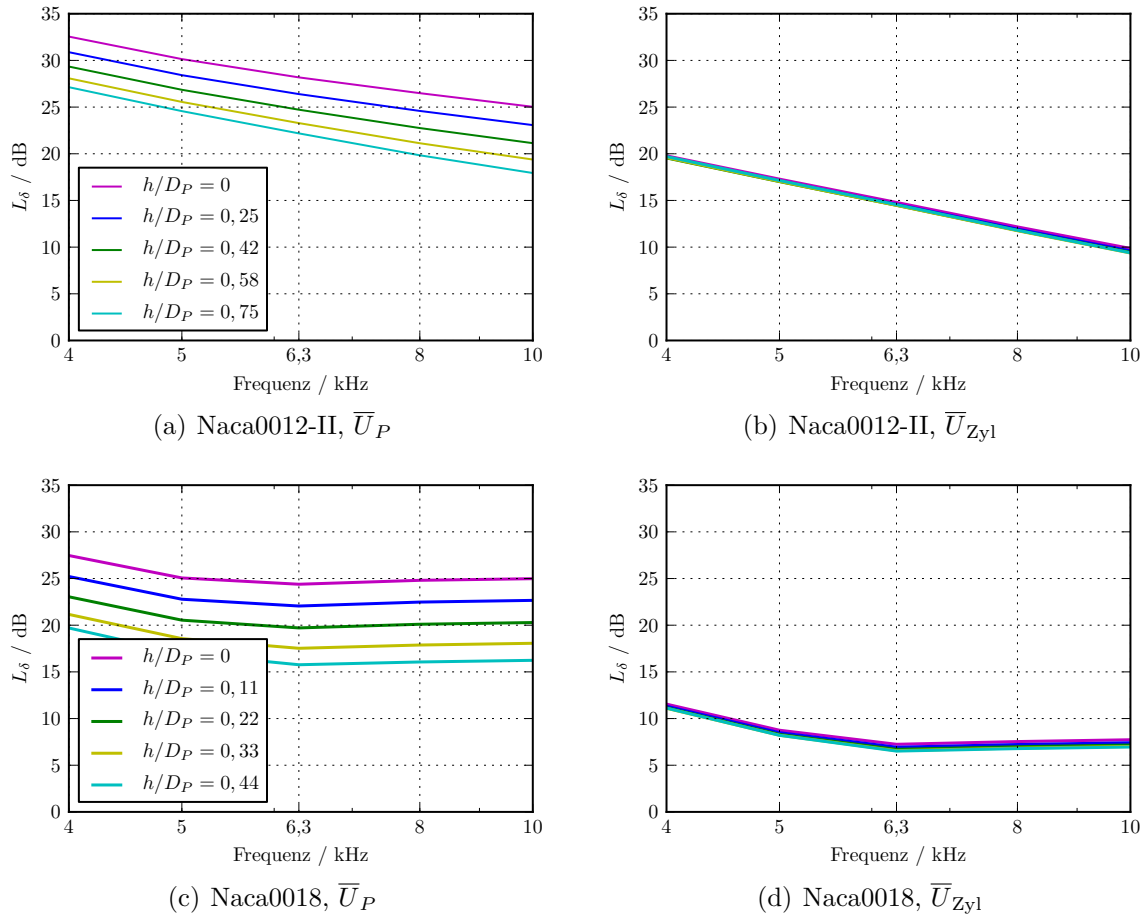


Abbildung 6.4: Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens aus den Messwerten für unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und für verschiedene, in Abhängigkeit von h/D_P betrachteten Höhen des Strömungsbereiches (Gleichung 6.2). Die Spektren sind für die beiden Profildicken getrennt dargestellt.

Abbildung 6.4 ist zu erkennen, dass die Modellabweichungen von den Messergebnissen für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0018-Profil im Mittel geringer sind als für Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil. Des Weiteren zeigt sich, dass die Nutzung der zeitlich gemittelten Anströmgeschwindigkeit des Zylinders als Modelleingangsgröße die vergleichsweise beste Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und gemessenen Werten ergibt. Da die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders bedingt durch den Strömungsschatten des Zylinders zudem höher ist als die stromab des Zylinders ermittelte Geschwindigkeit \bar{U}_P , werden die Abweichungen zwischen Modellvorhersage und Messwerten mit zunehmender Geschwindigkeit geringer. Diese Tatsache zeigt, dass anhand des Verfahrens von Költzsch für die untersuchten Zylinder-Profil-Konfigurationen geringere Schallentstehungen berechnet werden, als im Experiment tatsächlich ermittelt werden.

Bei Nutzung der Anströmgeschwindigkeit des Zylinders als Modelleingangsgröße hängt die mittlere Modellabweichung nicht von der Höhe des betrachteten Strömungsbereiches ($12 \text{ mm} \leq H \leq 32 \text{ mm}$) ab, was in den Abbildungen 6.4b, 6.4d und 6.5 zu erkennen ist.

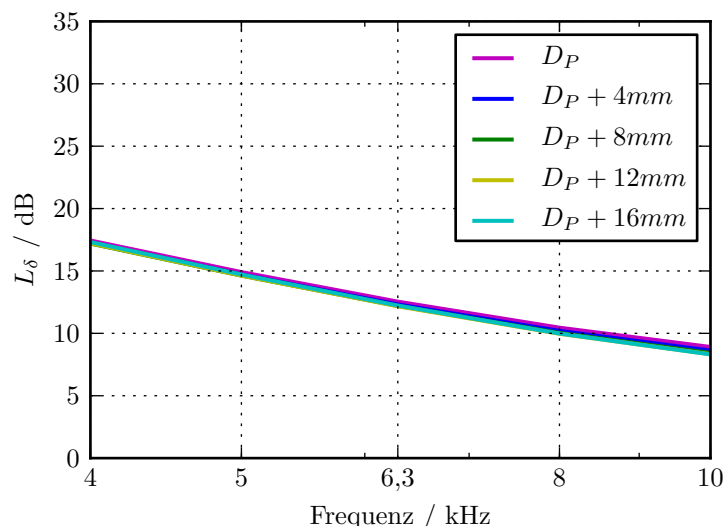


Abbildung 6.5: Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens von den Messwerten dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereichs. Eingangsgeschwindigkeit des Költzsch-Verfahrens ist die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit \bar{U}_{Zyl} .

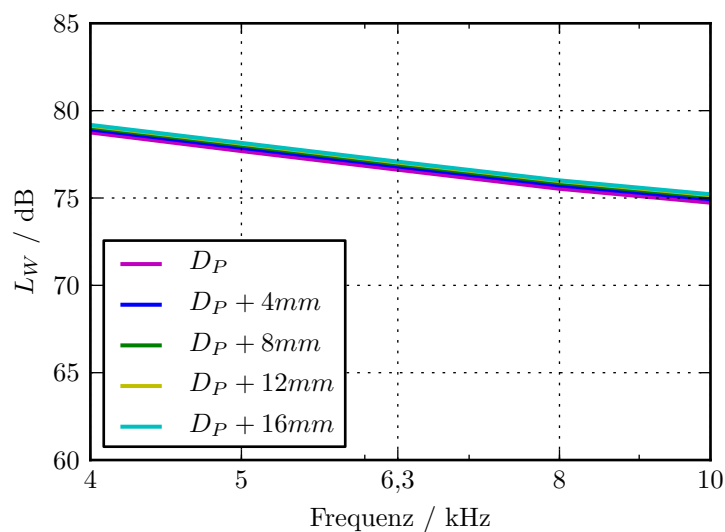


Abbildung 6.6: Terzspektrum des mittels Költzsch-Verfahren berechneten Schalleistungspegels L_w der Konfiguration: Naca0012-II-Profil, Zylinder mit 10 mm Durchmesser, Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm und Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereichs.

Die Ursache für diese Unabhängigkeit liegt in der Unabhängigkeit bzw. der in wenigen Fällen geringen Abhängigkeit des Modellergebnisses von den zusätzlich in die Rechnung einbezogenen Strömungsschichten oder genauer deren Geschwindigkeitsschwankungen begründet, wie die Analyse der Abbildung 6.6 beispielhaft für die Konfiguration aus Zylinder mit 10 mm Durchmesser, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand, und Naca0012-II-Profil für eine Zylinderanströmgeschwindigkeit von 70 m/s zeigt. Die am Beispiel

gezeigte Übereinstimmung der Modellergebnisse ergibt sich in annähernd gleicher Weise für die anderen 39 getesteten, hier nicht dargestellten Konfigurationen. Die Ausführungen dieses Absatzes gelten in gleicher Weise für das Amiet-Modell (vgl. Abbildung 6.2).

Aufgrund der beschriebenen Ergebnisse wird für alle nachfolgenden Rechnungen nach dem Költzsch-Verfahren die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders als Modelleingangsgröße genutzt und die Höhe des betrachteten Strömungsbereichs wird gleich der maximalen Profildicke gewählt.

6.1.3 Diskussion der Eingangsparameter für das Verfahren nach Guidati

Das Modell von Guidati berechnet die frequenzabhängigen relativen Pegeländerungen, die sich bei der turbulenten Umströmung eines Profils gegenüber der Umströmung einer halbunendlichen Platte ergeben. Zur Berechnung absoluter Schalldruckpegel koppelt Moriarty in seiner hier verwendeten Software *NAFNoise* das Amiet-Modell mit dem Guidati-Modell [Moriarty et al., 2005]. Der Einfachheit wegen wird in dieser Arbeit jedoch vom Guidati-Verfahren gesprochen, worunter die beschriebene Kopplung verstanden wird.

Wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, ist es sinnvoll, die Geschwindigkeiten im Bereich der Profilverkante als Eingangsgröße zu verwenden. Da *NAFNoise* jedoch einen Einzahlwert für die Zuströmgeschwindigkeit erfordert, werden die Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Profilverkante arithmetisch zu einem Einzahlwert gemittelt. Die Nutzung der Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Vorderkante hat sich auch für das Amiet-Modell als günstig erwiesen (vgl. Abschnitt 6.1.1). Somit kann eine ungünstige Beeinflussung des Ergebnisses des Guidati-Verfahrens durch die beschriebene Kopplung durch das Amiet-Ergebnis ausgeschlossen werden.

Die Höhe des im Guidati-Modell einzubeziehenden Strömungsbereichs untersucht Guidati in seiner Arbeit [Guidati, 2004]. Er kommt zu der Feststellung, dass ein Fünftel der Profelsehnenlänge ober- und unterhalb der Staupunkt-Stromlinie ausreichend ist. Für die hier eingesetzten symmetrischen Profile mit der Sehnenlänge von 100 mm ist nach Empfehlung Guidatis also eine Höhe des Strömungsbereichs von 20 mm auf jeder Profelseite zu betrachten oder in Abhängigkeit der maximalen Profildicke D_P ausgedrückt und für beide Profilhälften summiert D_P+28 mm (Naca0012-Profil) bzw. D_P+22 mm (Naca0018-Profil). Eigene, in den Abbildungen 6.7 und 6.8 dargestellte Untersuchungen zeigen, dass eine eindeutige Empfehlung für die zu berücksichtigende Höhe des Strömungsbereichs schwierig ist, denn während für die unteren Terzbänder die Abweichungen nach Gleichung 6.1 für D_P+16 mm am geringsten sind, ergeben sich für die oberen Terzfrequenzen für diese Höhe die vergleichsweise höchsten Abweichungen.

Aufgrund der Kurvenverläufe für die getesteten Strömungshöhen ist zu vermuten, dass diese Aussage ihre Gültigkeit auch für noch höhere, hier nicht untersuchte Strömungsbereiche behält. Die Analyse der in Abbildung 6.8 dargestellten mittleren Abweichungen

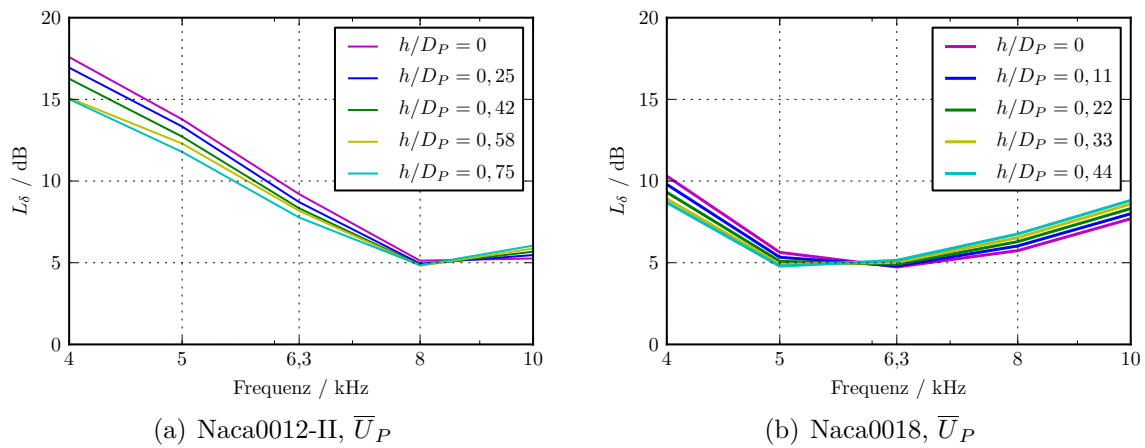


Abbildung 6.7: Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens von den Messwerten für die beiden Profile, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereichs.

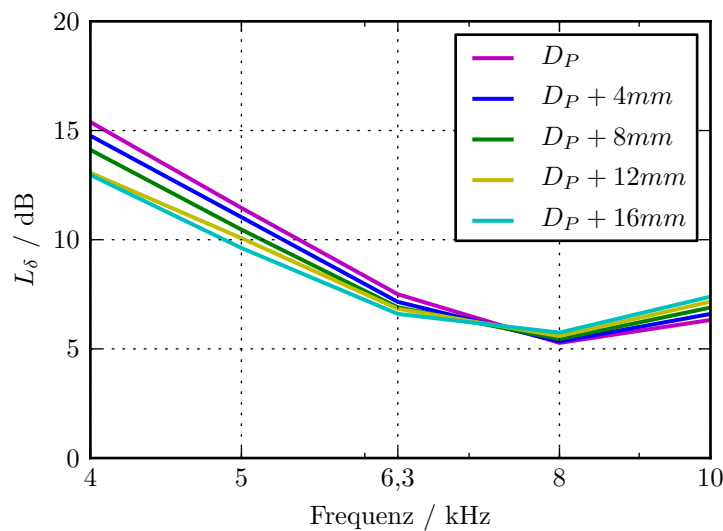


Abbildung 6.8: Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens von den Messwerten, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereichs. Eingangsgeschwindigkeit des Guidati-Verfahrens ist die jeweilige Geschwindigkeit im Bereich der Profilverderrkante.

für den betrachteten Strömungsbereich D_P+12 mm und D_P+16 mm lässt erwarten, dass die Modellabweichung für noch größere Strömungsbereiche nicht wesentlich geringer wird. Die maximale Differenz dieser beiden Abweichungen beträgt ca. 0,5 dB und ergibt sich für die Terzmittenfrequenz von 5 kHz.

6.2 Empirische Modellbildung

Innerhalb dieses Abschnitts wird der Versuch unternommen, ein empirisches Modell zur Vorhersage der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an der Profilverkante auf Basis der vorhandenen Messdaten zu entwickeln.

Hierzu werden zunächst die Parameter der angeströmten Zylinder-Profil-Anordnung betrachtet. Diese sind in der Abbildung 6.9 dargestellt, wobei diejenigen Parameter, die sich während der durchgeführten Versuche nicht oder näherungsweise nicht änderten, fett gedruckt sind. Zur Durchführung einer Dimensionsanalyse [Görtler, 1975] werden aus den 14 Parametern die Dichte ρ [kg/m³], die Profillehnenlänge c_L [m] und die Schallgeschwindigkeit c [m/s] als Primärgrößen gewählt. Die Primärgrößen, deren Anzahl hier mit r angegeben wird, können prinzipiell beliebig gewählt werden. Es ist jedoch darauf zu achten, dass alle im Parameterraum vorkommenden Grundeinheiten durch die gewählten Primärgrößen vertreten werden. Für die hier betrachtete Zylinder-Profil-Anordnung sind die Grundeinheiten die Masse [kg], die Länge [m] und die Zeit [s], weshalb man auch von einem sogenannten {M, L, T}-System spricht. Jeder der verbleibenden elf Parameter wird nun durch Kombination der gewählten Primärgrößen dimensionslos gemacht. Die Anzahl m der dimensionslosen Größen π_i ergibt sich aus der Differenz der Parameterzahl n und der Primärgrößen ($m = n - r$). Für den hier betrachteten Fall ergeben sich elf dimensionslose Parameter:

$$\frac{\bar{U}_{Zyl}}{c}, \quad \frac{d}{c_L}, \quad \frac{a}{c_L}, \quad \frac{R}{c_L}, \quad \frac{\sqrt{u'^2}}{c}, \quad \frac{\bar{U}_P}{c}, \quad \frac{\Lambda}{c_L}, \quad \frac{D_P}{c_L}, \quad \frac{\tilde{p}}{\rho c^2}, \quad \frac{f c_L}{c}, \quad \frac{\nu}{c \cdot c_L} \quad .$$

Wählt man als Primärgrößen möglichst Parameter, die sich innerhalb der Versuchsreihe nicht oder annähernd nicht ändern (wie hier geschehen), so ergeben sich eventuell dimensionslose Größen, die zumindest näherungsweise konstant bleiben und somit die Experimente nicht unterschiedlich beeinflussen. Die Anzahl der dimensionslosen Einflussparameter reduziert sich somit. Für den hier untersuchten Fall entfallen die dimensionslosen Größen R/c_L und $\nu/(c \cdot c_L)$. Somit verbleiben folgende dimensionslose Parameter:

$$\frac{\bar{U}_{Zyl}}{c}, \quad \frac{d}{c_L}, \quad \frac{a}{c_L}, \quad \frac{\sqrt{u'^2}}{c}, \quad \frac{\bar{U}_P}{c}, \quad \frac{\Lambda}{c_L}, \quad \frac{D_P}{c_L}, \quad \frac{\tilde{p}}{\rho c^2}, \quad \frac{f c_L}{c} \quad .$$

Diese können nun beliebig kombiniert werden. Für die Zylinder-Profil-Konfiguration werden folgende dimensionslose Parameter gebildet:

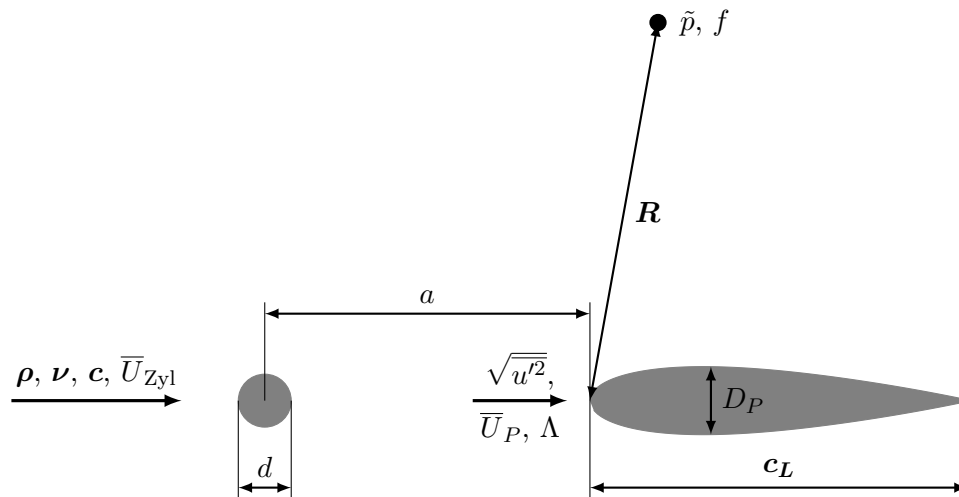


Abbildung 6.9: Parameter der angeströmten Zylinder-Profil-Anordnung. Die fett gedruckten Parameter sind während aller Versuche konstant bzw. näherungsweise konstant.

Konfigurationsmaß:	$\frac{a}{c_L} \cdot \left(\frac{d}{c_L}\right)^{-1} = \frac{a}{d}$
Turbulenzgrad:	$\frac{\sqrt{u'^2}}{c} \cdot \left(\frac{\bar{U}_P}{c}\right)^{-1} = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{U}_P}$
lokale Machzahl:	$\frac{\bar{U}_P}{c}$
Wirbellängenmaß:	$\frac{\Lambda}{D_P} \cdot \left(\frac{D_P}{c_L}\right)^{-1} = \frac{\Lambda}{D_P}$
akustische Euler-Zahl:	$\frac{\tilde{p}}{\rho c^2}$
Strouhalzahl:	$\frac{f c_L}{c} \cdot \frac{d}{c_L} \cdot \left(\frac{\bar{U}_{Zyl}}{c}\right)^{-1} = \frac{f d}{\bar{U}_{Zyl}}$

Die dimensionslosen Parameter, von denen die Schallentstehung abhängt, sind somit bekannt. Unbekannt ist, in welcher Form die verbliebenden sechs Parameter günstigerweise zu kombinieren sind, um ein physikalisch sinnvolles empirisches Modell für die Vorhersage der Vorderkantenschallentstehung an Zylinder-Profil-Anordnungen zu erhalten.

Die Berücksichtigung von bekannten physikalischen Abhängigkeiten und Zusammenhängen erleichtert aber die experimentelle Modellfindung. Über die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an Vorderkanten ist beispielsweise bekannt, dass sie mit ungefähr der fünften Potenz der Zuströmgeschwindigkeit ansteigt und dass höhere Turbulenzgrade eine stärkere Schallentstehung verursachen. Ebenfalls erwiesen ist, dass an Profilen mit dickerer und stumpferer Vorderkante weniger Vorderkantenschall

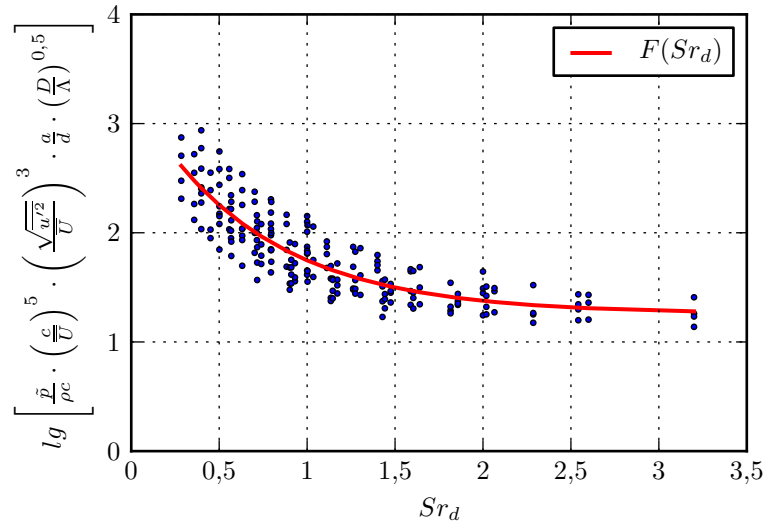


Abbildung 6.10: Dimensionslose Darstellung der skalierten Messergebnisse als Funktion der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d sowie der Approximation der skalierten Messergebnisse durch die Funktion $F(Sr_d) = 2,0298 \cdot \exp(-1,4248 \cdot Sr_d) + 1,2590$.

entsteht. Dieses Wissen wird bei der Modellfindung gezielt eingesetzt.

Durch weiteres Experimentieren mit den an der Zylinder-Profil-Anordnung gemessenen Daten zeigt sich, dass sich die Messdaten einer Kurve annähern, wenn man sie durch

$$\lg \left[\frac{\tilde{p}}{c^2 \rho} \cdot \left(\frac{c}{\bar{U}_P} \right)^5 \cdot \left(\frac{\bar{U}_P}{\sqrt{u'^2}} \right)^3 \cdot \frac{a}{d} \cdot \left(\frac{D_P}{\Lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (6.3)$$

kombiniert und als Funktion der mit dem Zylinderdurchmesser und der Zylinderzuströmgeschwindigkeit gebildeten Strouhalzahl

$$Sr_d = \frac{fd}{\bar{U}_{Zyl}} \quad (6.4)$$

im Diagramm aufträgt (vgl. Abbildung 6.10). Der sich ergebende Kurvenverlauf lässt sich durch eine Funktion $F(x)$ der Form:

$$F(x) = g_1 \cdot \exp(g_2 x) + g_3 \quad (6.5)$$

darstellen. Ein Least-Square-Fit ermittelt für den Parameter $g_1 = 2,0$, den Parameter $g_2 = -1,4$ und den Parameter $g_3 = 1,3$, so dass man

$$F(Sr_d) = 2,0 \cdot \exp(-1,4 \cdot Sr_d) + 1,3 \quad (6.6)$$

erhält. Hieraus kann man den Ausdruck:

$$\lg \left[\frac{\tilde{p}}{c^2 \rho} \cdot \left(\frac{c}{\bar{U}_P} \right)^5 \cdot \left(\frac{\bar{U}_P}{\sqrt{u'^2}} \right)^3 \cdot \frac{a}{d} \cdot \left(\frac{D_P}{\Lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = F(Sr_d) \quad (6.7)$$

ableiten, woraus sich nach Umstellung und Kürzung schließlich die Gleichung für den Schalldruckeffektivwert:

$$\tilde{p} = 10^{F(S_{ra})} \cdot \frac{\rho \bar{U}_P^2 (\overline{u'^2})^{\frac{3}{2}} d}{c^3 a} \cdot \sqrt{\frac{\Lambda}{D_P}} \quad (6.8)$$

ergibt. Da das Modell auf Grundlage von terzgefilterten Messdaten erstellt wurde, handelt es sich um einen Terz-Schalldruckeffektivwert.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass der soeben beschriebene Prozess iterativ auch für andere Parameterkombinationen durchgeführt wurde, jedoch für den Schalldruckeffektivwert nach Gleichung 6.8 im Mittel die vergleichsweise geringsten Abweichungen zwischen Modellergebnissen und Messwerten ermittelt werden.

6.3 Modellvorhersagen im Vergleich zu Messwerten

6.3.1 Analyse der Modellabweichungen von den Messdaten

Die durch Anwendung der in den Abschnitten 6.1 und 6.2 beschriebenen Modelle berechneten Schalldruckpegel werden in den Abbildungen 6.11 (Freistrahlgeschwindigkeit 50 m/s) und 6.12 (Freistrahlgeschwindigkeit 70 m/s) für die 39 Testfälle gegenübergestellt. Die Analyse der Diagramme zeigt, dass die gemessenen Schalldruckpegel mit zunehmender Frequenz abnehmen. Dieses Verhalten wird von dem Amiet-Modell, dem Költzsch-Verfahren und dem in Abschnitt 6.2 vorgestellten empirischen Modell richtig vorhergesagt. Durch Anwendung des Guidati-Verfahrens wird bis auf wenige Ausnahmen in den unteren Terzbändern ein mit der Frequenz ansteigender Schalldruckpegel berechnet.

Die mit dem Költzsch-Verfahren bestimmten Schalldruckpegel sind für alle getesteten Fälle geringer als die Messwerte.

Die Übereinstimmung zwischen der Modellvorhersage und den gemessenen Schalldruckpegeln ist für das Amiet-Modell und das im Rahmen der vorliegenden Arbeit empirisch erstellte Modell ähnlich gut.

Die Analyse der mittleren Modellabweichungen in Abhängigkeit der Freistrahlgeschwindigkeit (Abbildung 6.13) macht deutlich, dass das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Modell für die niedrigere Geschwindigkeit von 50 m/s die vergleichsweise geringsten Abweichung zu den Messdaten generiert, während für die Freistrahlgeschwindigkeit von 70 m/s die Ergebnisse des Amiet-Modells oberhalb und beginnend mit dem 5 kHz Terzband am geringsten von den Messergebnissen abweichen. Die Unterschiede der mittleren Abweichungen des Amiet-Modells und des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells bei der Freistrahlgeschwindigkeit von 70 m/s sind gering und betragen maximal ca. 1,5 dB im 6,3 kHz Terzband. Die mit Hilfe des Költzsch-Verfahrens berechneten Schalldruckpegel weichen tendenziell am stärksten von den Messdaten ab. Die Abweichung beträgt bis zu 18 dB und ist in allen betrachteten Terzbändern für die höhere

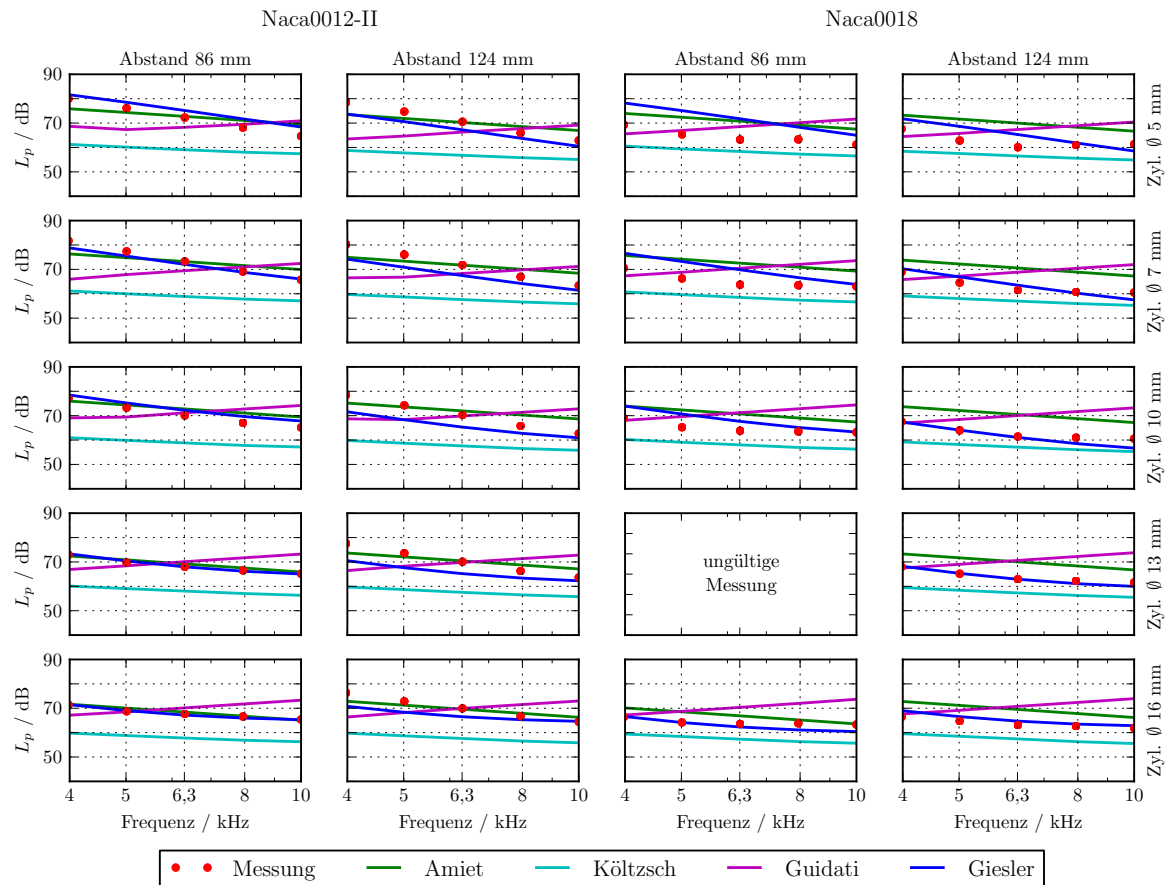


Abbildung 6.11: Terzspektren der Schalldruckpegel aus Modellrechnungen und Messung für die 19 Zylinder-Profil-Konfigurationen, die bei einer Freistrahlggeschwindigkeit von 50 m/s getestet wurden.

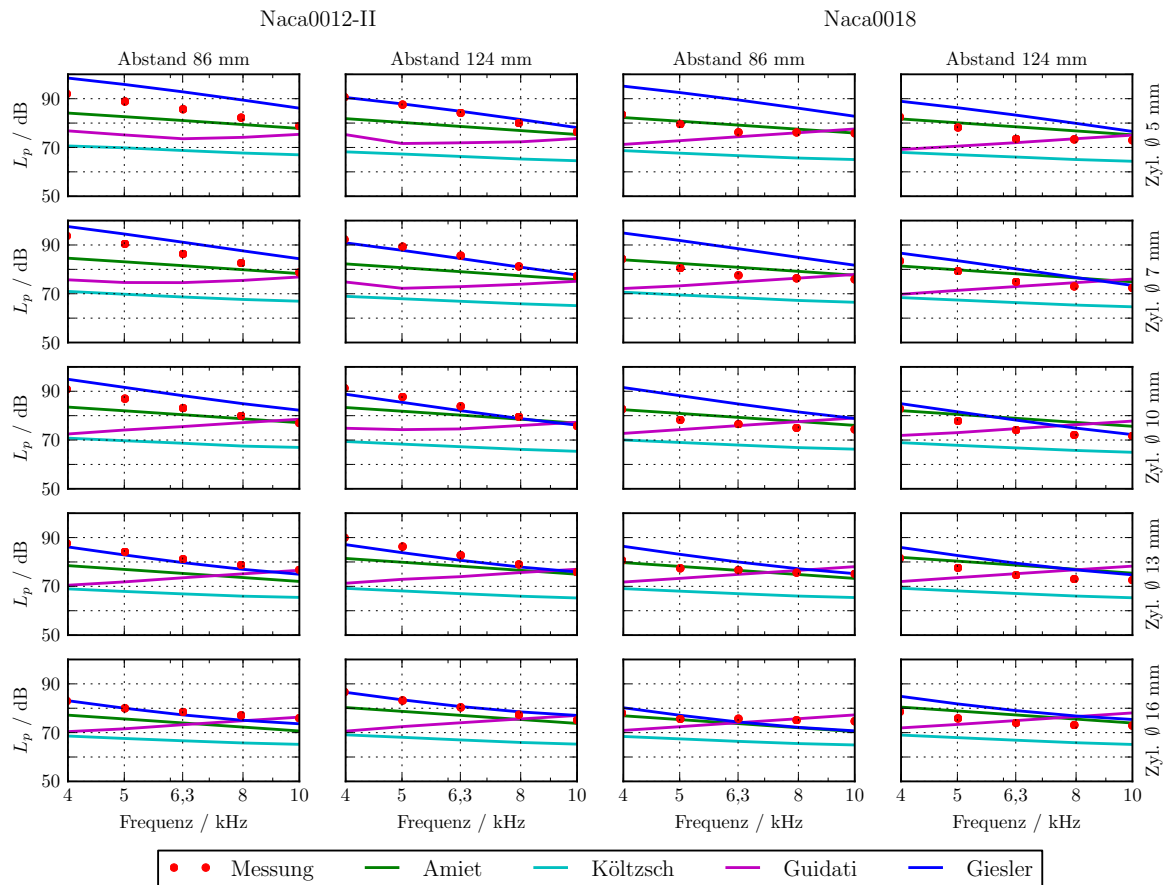


Abbildung 6.12: Terzspektren der Schalldruckpegel aus Modellrechnungen und Messung für die 20 Zylinder-Profil-Konfigurationen, die bei einer Freistrahlggeschwindigkeit von 70 m/s getestet wurden.

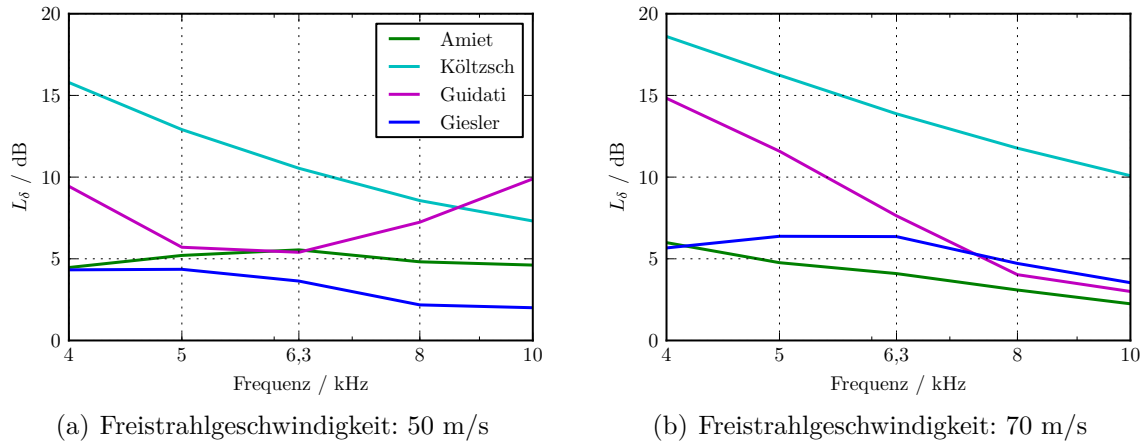


Abbildung 6.13: Terzspektrum der mittleren Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1, dargestellt für die beiden getesteten Freistrahlgeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s.

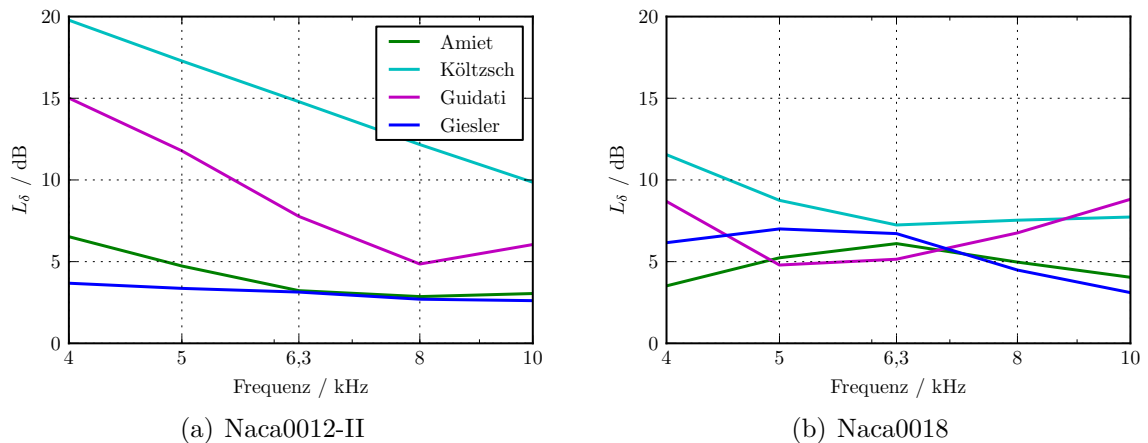


Abbildung 6.14: Terzspektrum der mittleren Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1, dargestellt für die beiden getesteten Profile unterschiedlicher Dicke Naca0012-II ($D_P=12$ mm) und Naca0018 ($D_P=18$ mm).

Freistrahlgeschwindigkeit von 70 m/s größer. Die Vorhersagen des Guidati-Verfahrens liegen jeweils für zwei Terzbänder im Bereich der Vorhersagen des Amiet-Modells und des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells (≤ 5 dB).

Die Analyse der mittleren Modellabweichungen in Abhängigkeit der unterschiedlichen Profildicken (Abbildung 6.14) ergibt ein ähnliches Bild wie die Analyse in Abhängigkeit der Freistrahlgeschwindigkeit. Wiederum sind die mit Hilfe des Amiet-Modells und des innerhalb der vorliegenden Arbeit entwickelten Modells erzielten Ergebnisse ähnlich und differieren im Vergleich zu den Ergebnissen des Költzsch-Verfahrens und des Guidati-Verfahrens am wenigsten zu den Messwerten. Für das dickere Naca0018-Profil sind die anhand des Költzsch-Verfahrens ermittelten mittleren Abweichungen geringer als für das dünnere Naca0012-II-Profil.

In der Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse der Analyse der mittleren Modellabweichungen in qualitativer Form zusammengefasst. Für die getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen

Modell	$\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s	$\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s	Naca0012-II	Naca0018
Amiet	+++	++++	+++	++++
Költzsch	+	+	+	+
Guidati	++	++	++	++
Giesler	++++	+++	++++	++++

Tabelle 6.1: Qualitative Zusammenstellung der mittleren Abweichungen für die betrachteten Modelle in Abhängigkeit von der Freistrahlgeschwindigkeit und der maximalen Profildicke.

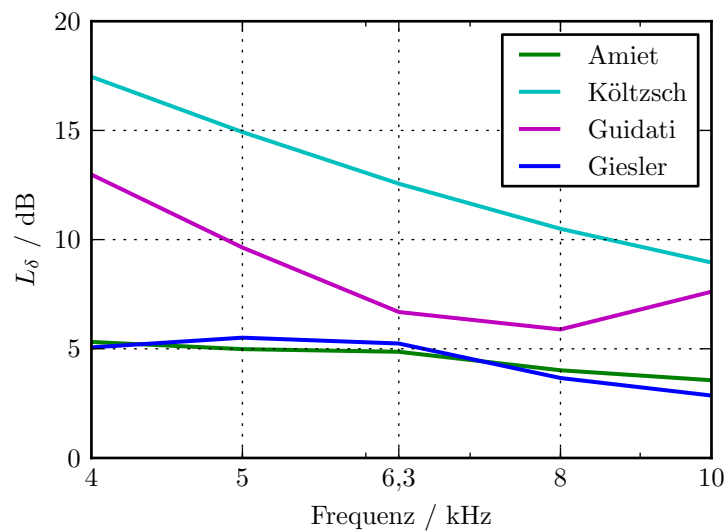


Abbildung 6.15: Terzspektrum der über alle 39 getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen und Geschwindigkeiten gemittelten Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1.

werden die mittleren Modellabweichungen verglichen und in Abhängigkeit von der Freistrahlgeschwindigkeit und der maximalen Profildicke in eine Reihenfolge („++++“ bis „+“) gebracht. Für das Modell, dessen Ergebnisse die vergleichsweise geringsten mittleren Abweichungen zu den Messwerten aufweisen wird „++++“ vergeben. Die Vergabe von „++++“ im Fall des Naca0018-Profils sowohl für das Amiet-Modell als auch das im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellte Modell erklärt sich aus dem nicht abzulesenden Trend (vgl. Abbildung 6.14b).

Die Analyse der in Abbildung 6.15 dargestellten über alle 39 Testfälle gemittelten Modellabweichung von den Messwerten bestätigt in Summe die in der Tabelle 6.1 gut zu entnehmende qualitative Reihenfolge der Modelle. Zusätzlich wird deutlich, wie dicht die Kurven der Schalldruckpegelabweichungen für das Amiet-Modell und das innerhalb dieser Arbeit entwickelten Modell beieinander liegen.

6.3.2 Mögliche Ursachen für die Modellabweichungen

Die Untersuchung der mittleren Abweichungen der Modelle zeigt, dass für das Amiet-Modell und das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Modell die mittleren Schalldruckpegelabweichungen des Modellergebnisses von den Messwerten ca. 2,5 dB bis 5 dB betragen. Für das Guidati-Verfahren liegen diese Abweichungen zwischen ca. 6 dB und 13 dB und für das Költzsch-Verfahren zwischen ca. 9 dB und 18 dB (vgl. Abbildung 6.15). Vor dem Hintergrund, dass das innerhalb der vorliegenden Arbeit entwickelte Modell aus den vorliegenden Messdaten entstanden ist, ist es natürlich nicht erstaunlich, dass es im Vergleich zu den anderen hier getesteten Modellen eine präzise Vorhersage liefert. Die Validierung an Daten, die ebenfalls Grundlage für die Erstellung des Modells sind, ist natürlich nicht ganz fair. Vielmehr sollte das präsentierte Modell an weiteren Daten getestet werden, was aus Mangel an weiteren Strömungsmessdaten derzeit aber nicht möglich ist. Dennoch ist zu erwarten, dass das Modell auch für die bisher nicht getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen mit 96 mm, 106 mm und 113 mm Zylinder-Profil-Abstand Ergebnisse berechnet, deren mittlere Abweichung zu den Messwerten in derselben Größenordnung liegen wie für die untersuchten Konfigurationen mit 86 mm und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand. Diese Annahme ergibt sich aus der Erwartung, dass die nicht vorhandenen Strömungsdaten der Konfigurationen mit mittlerem Zylinder-Profil-Abständen innerhalb des Wertebereiches liegen, der durch die Messwerte der Konfigurationen mit minimalem und maximalem Zylinder-Profil-Abstand begrenzt werden sollte.

Die durch Anwendung des Amiet-Modells berechneten Ergebnisse führen zu mittleren Abweichungen, die im Bereich derer liegen, die sich aus den Ergebnissen des im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellten Modells ergeben. Das Amiet-Modell liefert somit vergleichsweise gute Vorhersagen des Terz-Schalldruckpegels. Die Ergebnisse des Amiet-Modells sind insbesondere dann als gut zu werten, wenn man bedenkt, dass das in Abschnitt 6.2 vorgestellte empirische Modell auf Basis der getesteten Messdaten erstellt wurde, wohingegen das Amiet-Modell auf Grundlage von experimentellen Daten entwickelt wurde, die an einer Platte gemessen wurden, welche im Gegensatz zu den hier untersuchten Zylinder-Profil-Anordnungen von einer homogenen Turbulenz angeströmt wurde.

Die Differenzen der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens von den Messergebnissen sind im Vergleich zu denen der anderen Modelle deutlich. Die auf Grundlage der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens berechneten Terz-Schalldruckpegel sind durchweg geringer als die gemessenen. Die Gründe für die deutlichen Unterschiede sind unbekannt. Möglich ist, dass die Differenzen sich in Folge der nicht homogenen Profilstromung ergeben, die sowohl durch die zeitlich gemittelte Anströmgeschwindigkeit als auch durch die spektrale Energiedichte in das Modell eingeht. Die Analyse der auf den Hitzdrahtmessdaten basierenden spektralen Energiedichte (Abbildung 4.18) ergibt jedoch eine gute Übereinstimmung zu den Ergebnissen, die anhand der aus der Literatur bekannten Näherungsfunktionen berechnet sind, weshalb solch starke Differenzen im Vorhinein nicht erwartet wurden.

Die mittlere Abweichung der Modellergebnisse des Guidati-Verfahrens von den Messergebnissen liegt zwischen den mittleren Abweichungen, die sich bei Nutzung des Amiet-Modells und des Költzsch-Verfahrens ergeben. Es ist zu vermuten, dass die Abweichungen durch den bei der Mittelung der inhomogenen Strömungsdaten auf einen Einzahlwert entstehenden Informationsverlust begünstigt werden.

Wahrscheinlich ist, dass das Modell in Folge der Einzahlwertvorgaben für die Profilmströmung Geschwindigkeiten berechnet, die nicht den tatsächlichen entsprechen. Ebenso ist anzunehmen, dass die fehlende Ortsabhängigkeit des Turbulenzgrads im Modell zur Generierung von Wirbelstärken führt, die sich von den Wirbelstärken im Experiment unterscheiden. Inwieweit sich eine Annäherung der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens hin zu den Messwerten einstellt, wenn man die inhomogene Zuströmung durch Erweiterung des Guidati-Modells mitberücksichtigt, bleibt zu überprüfen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Schallentstehung durch turbulente Zuströmung an aerodynamischen Profilen untersucht.

Zunächst werden die bisherigen Arbeiten zur Schallentstehung durch turbulente Zuströmung aus der Literatur zusammengestellt und die vorhandenen Modelle zur Abschätzung des durch diesen Mechanismus generierten Schalls beschrieben. Die Zusammenstellung zeigt, dass in vergangenen Arbeiten nur selten die Parameter der Turbulenz der Profilstromung variiert wurden. Des Weiteren wird deutlich, dass die verfügbaren experimentellen Daten, anhand derer die Modelle entstanden bzw. getestet sind, alle aus Versuchen stammen, in denen entweder eine schallharte ebene Platte oder ein aerodynamisches Profil mit einer homogenen, das heißt im zeitlichen Mittel nicht ortsabhängigen Turbulenz, angeströmt wurde. Die Modelle sind daher ebenfalls nur unter der Voraussetzung einer homogenen turbulenten Zuströmung gültig und wurden bisher nicht für inhomogene Anströmungen getestet.

Zudem wird deutlich, dass insbesondere die breitbandige Schallentstehung bis hin zu hohen Frequenzen noch nicht umfassend untersucht wurde und derzeit auch noch nicht vollständig verstanden ist, aber einen großen Beitrag zur gesamten Schallentstehung liefert.

Zur Generierung von Daten, die sowohl die Untersuchung der breitbandigen, höherfrequenten Schallentstehung durch inhomogene turbulente Zuströmung ermöglichen als auch die Prüfung der vorhandenen Modelle bzw. die Entwicklung eines neuen Modells für diese Zuströmbedingung erlauben, werden in der vorliegenden Arbeit Experimente im aeroakustischen Windkanal durchgeführt. Als Versuchsanordnung dient eine Anordnung aus einem Zylinder mit kreisförmigem Querschnitt und ein symmetrisches aerodynamisches Profil, das sich stromab des Zylinders in dessen Nachlauf befindet (Zylinder-Profil-Konfiguration). Um die Turbulenz der Profilstromung in einem weiten Bereich zu variieren, werden insgesamt 50 unterschiedliche Zylinder-Profil-Konfigurationen untersucht, die sich aus der Kombination von fünf Zylindern der Durchmesser 5 mm bis 16 mm, aus fünf Zylinder-Profil-Abständen von 86 mm bis 124 mm und zwei unterschiedlichen Profilen mit 100 mm Sehnenlänge und mit Naca0012- und Naca0018-Geometrie zusammensetzen. Für jede derartige Zylinder-Profil-Konfiguration wird der Schall, der an der Vorderkante des Profils in Folge der Interaktion der Turbulenzen mit der Profilloberfläche generiert wird, für 28 Geschwindigkeiten zwischen 26,1 m/s und 72,0 m/s ($0,075 \leq M \leq 0,21$) der Zylinderzuströmung mit einem 38-Kanal-Mikrofonarray gemessen. Während der Versuchsreihen wurden insgesamt über 2000 einzelne Mikrofonarray-Messungen durchgeführt. Die auf dem Zylinderdurchmesser basierende Reynoldszahl Re variiert für die gesamte Versuchsreihe

zwischen $8,3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 7,3 \cdot 10^4$.

Zusätzlich zu den Mikrofonarray-Messungen wurden für die Konfigurationen mit 86 mm und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für die Zuströmgeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s Hitzdrahtmessungen im Gebiet der Profilverderrkante durchgeführt. Aus den Daten der Hitzdrahtmessungen werden die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten, die Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen und die integralen Längenmaße der Turbulenz ermittelt. Diese Größen sind Eingangsparameter der Schallvorhersagemodelle und -verfahren.

Die Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen zeigen, dass die Profilverderrkante vergleichsweise stark vom Durchmesser des Zylinders beeinflusst wird. Die absolute Geschwindigkeit der Profilverderrkante ist zudem stark von der Geschwindigkeit der Zylinder-Zuströmung abhängig. Auch der Zylinder-Profil-Abstand hat einen Einfluss auf die Profilverderrkante, der verglichen mit dem Einfluss des Zylinderdurchmessers aber gering ist. Der Einfluss der maximalen Profildicke auf die mit der Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit normierten Größen der Profilverderrkante ist vergleichsweise gering.

Die Analyse der Mikrofonarraymessdaten zeigt, dass die Schallentstehung an der Verderrkante des Profils stärker vom Zylinderdurchmesser als vom Zylinder-Profil-Abstand beeinflusst wird und dass am dickeren Naca0018-Profil weniger Verderrkantenschall generiert wird als am dünneren Naca0012-Profil. Zur gemeinsamen Analyse der Abhängigkeiten der Schallgenerierung vom Zylinder-Profil-Abstand a , dem Zylinderdurchmesser d und der Strouhalzahl wird ein spezieller Strouhalbandpegel vorgestellt. Die Analyse der über ein Strouhal-Oktavband gemittelten Strouhalbandpegel in Abhängigkeit des a/d -Verhältnisses zeigt eine höhere Abhängigkeit des Strouhal-Oktavbandpegels vom a/d -Verhältnis für höhere Strouhal-Oktavbänder. Die Schallentstehung an der Verderrkante des Profils ist für vergleichsweise große a/d -Verhältnisse geringer.

Die Ergebnisse zeigen somit, dass die Schallentstehung an der Verderrkante des Profils in Zylinder-Profil-Konfigurationen insbesondere durch die Verringerung der Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit, durch die Nutzung eines Profils mit möglichst großer Dicke, durch die Erhöhung des Zylinderdurchmessers und durch Vergrößerung des a/d -Verhältnis vermindert werden kann.

Anhand aller gewonnenen Messdaten werden die Modelle von Amiet und Költzsch und das numerische, auf der Randelementemethode basierende Verfahren von Guidati zur Abschätzung der Schallgenerierung durch turbulente Zuströmung getestet. Da diese Modelle ausnahmslos eine homogene turbulente Profilverderrkante voraussetzen, wird die inhomogene turbulente Profilverderrkante der Zylinder-Profil-Anordnung in Schichten unterteilt, innerhalb der näherungsweise von einem quasi-homogenen Strömungsprofil ausgegangen wird. Die Eingangsgrößen des Amiet-Modells und des Költzsch-Modells werden getrennt für jede derartige Schicht bestimmt und es wird das Modellergebnis für jede Schicht berechnet. Das endgültige Modellergebnis wird dann durch arithmetische Mittelung der Modellergebnisse der Schichten bestimmt. Zur Berechnung des Ergebnisses des Guidati-Verfahrens werden aufgrund einer Beschränkung des vorliegenden Berechnungscodes zuerst die schichtweise ermittelten Modelleingangsparameter arithmetisch zu einem Einzahlwert pro Parameter gemittelt.

Die Analyse der mit Hilfe der Modelle berechneten Schalldruckpegel zeigt, dass deren Abweichungen zu den gemessenen Schalldruckpegeln nicht in allen Fällen für ein bestimmtes Modell am geringsten sind. Die über alle Testfälle gemittelte Schalldruckpegelabweichung des Modellergebnisses vom Messergebnis ist für das Amiet-Modell am kleinsten (≤ 6 dB). Die mittlere Schalldruckpegelabweichung der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens liegt zwischen der des Amiet-Modells und des Költzsch-Modells, wobei zu vermuten ist, dass die prinzipiell mögliche, jedoch vom verfügbaren Berechnungsprogramm nicht unterstützte Einbeziehung der inhomogenen Zuströmbedingung in das Verfahren zu geringeren Abweichungen führen würde. Die Ergebnisse der Modelluntersuchungen zeigen somit, dass insbesondere das Amiet-Modell zur Abschätzung des durch inhomogene stark turbulente Zuströmung an der Vorderkante des Profils generierten Schalls genutzt werden kann, sofern man die räumlich inhomogene Zuströmung in die Modellierung einbezieht. Der hierzu vorgestellte Ansatz der Unterteilung des Zuströmgebiets in Schichten erwies sich als praktikabel.

Anhand einer Dimensionsanalyse für die angeströmte Zylinder-Profil-Konfiguration wird ein eigenes empirisches Modell auf Basis der Messdaten entwickelt. Der einflussstärkste Modellparameter ist die Geschwindigkeit der Profilstromung, gefolgt vom Turbulenzgrad. Die Verhältnisse von Zylinderdurchmesser zu Zylinder-Profil-Abstand und von integraler Längenskala der Turbulenz zu maximaler Profildicke gehen ebenfalls in das Modell ein, wobei der Einfluss des letzteren Verhältnisses vergleichsweise gering ist.

Die mittlere Schalldruckpegelabweichung der Ergebnisse dieses eigenen Modells gegenüber den Messwerten ist vergleichbar mit der des Amiet Modells, wobei sie im Vergleich für die Geschwindigkeit von 50 m/s etwas geringer und für die Geschwindigkeit von 70 m/s etwas höher ist.

In zukünftigen Untersuchungen sollte das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entstandene Modell an weiteren Daten getestet werden. Interessant wäre der Test des Modells anhand von Daten von realen technischen Anordnungen, wie zum Beispiel Rotor-Stator-Konfigurationen, bei denen der turbulente Nachlauf der Rotorscheaufeln auf die nachfolgenden Statorschaufeln auftrifft und in Folge dieser Interaktion Schall entsteht.

In weiteren experimentellen Untersuchungen könnten bisher unberücksichtigte Parameter wie die Wanddruckschwankungen an der Oberfläche des Profils bestimmt werden und auf Basis dieser Messdaten das Modell um zusätzliche Einflussparameter erweitert werden.

Ebenso könnte das Strömungsfeld im Gebiet der Profilverkante durch weitere Messungen detaillierter analysiert werden. Interessant wäre die Untersuchung der einzelnen Komponenten der Geschwindigkeit und deren Schwankungen, die zum Beispiel aus Hitzdrahtmessungen mit Mehrdrahtsonden ermittelt werden können.

Um insbesondere für die Konfiguration mit dem geringsten Zylinder-Profil-Abstand eine verbesserte Trennung der am Zylinder bzw. in dessen Nachlauf und an der Profilverkante generierten Schallquellen entlang der Strömungsrichtung zu erreichen,

wäre unter Umständen die Entwicklung einer speziell angepassten Arrayanordnung hilfreich, da zu vermuten ist, dass z. B. durch die Verwendung eines Linienarrays mit vielen Mikrofonen entlang der Strömungsrichtung eine bessere Ortsauflösung in dieser Richtung erzielt werden kann.

Literaturverzeichnis

- [Amiet 1975] AMIET, R. K.: Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. In: *Journal of Sound and Vibration* 41(4) (1975), S. 407–420
- [Amiet 1978] AMIET, R. K.: Refraction of sound by a shear layer. In: *Journal of Sound and Vibration* 58(4) (1978), S. 467–482
- [Bendat u. Piersol 2000] BENDAT, J. S. ; PIERSOL, A. G.: *Random Data*. John Wiley & Sons, Inc., 2000, Third Edition
- [Boudet et al. 2004] BOUDET, J. ; CASALINO, D. ; JACOB, M. C. ; FERRAND, P.: Prediction of broadband noise: airfoil in the wake of a rod. In: *2nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA, 2004*
- [Boudet et al. 2002] BOUDET, J. ; CASALINO, D. ; JACOB, M. C. ; P., Ferrand: Unsteady RANS Computations of the Flow past an Airfoil in the Wake of a Rod. In: *Proceedings of ASME FEDSM'02, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 2002. – nur in Papierformat
- [Brooks u. Humphreys 2006] BROOKS, T. F. ; HUMPHREYS, W. M.: A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays. In: *Journal of Sound and Vibration* 294 (2006) (2006), S. 856–879
- [Bultjes 1975] BULTJES, P. J. H.: Determination of the Eulerian longitudinal integral length scale in a turbulent boundary layer. In: *Applied Scientific Research* Vol. 31 (1975), S. 397–399
- [Candel et al. 1976] CANDEL, S. M. ; GUEDEL, A. ; JULIENNE, A.: Radiation, Refraction and Scattering of Acoustic Waves in a Free Shear Flow. In: *3rd AIAA Aeroacoustics Conference*, 1976
- [Casalino et al. 2003] CASALINO, D. ; JACOB, M. ; ROGER, M.: Prediction of Rod-Airfoil Interaction Noise using the Ffowcs-Williams-Hawkings Analogy. In: *AIAA Journal* Vol. 41, No. 2 (2003), S. 182–191
- [Dobrzynski 1984] DOBRZYNSKI, W.: Scherschichtkorrektur nach Amiet unter Berücksichtigung einer zusätzlichen Temperaturschicht / Forschungs-Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Institut für Entwurfsaerodynamik Braunschweig. 1984. – Forschungsbericht

- [Fink 1975] FINK, M.R.: Investigation of Scrubbing and Impingement Noise / NASA Contractor Report 134762. 1975. – Forschungsbericht
- [Gentle 2007] GENTLE, J. E.: *Matrix Algebra - Theory, Computations, and Applications in Statistics*. Springer Science+Business Media, New York, 2007
- [Gershfeld 2004] GERSHFELD, J.: Leading edge noise from thick foils in turbulent flows. In: *Journal of the Acoustic Society of America* 116(3) (2004), S. 1416–1426
- [Geyer et al. 2010] GEYER, T. ; SARRADJ, E. ; FRITZSCHE, C.: Measurements of the noise generation at the trailing edge of porous airfoils. In: *Experiments in Fluids* Vol. 48 (2010), S. 291–308
- [Giesler 2008] GIESLER, J.: Modifikation am aeroakustischen Windkanal der BTU Cottbus. In: *Fortschritte der Akustik*, 2008
- [Glegg 2008] GLEGG, S.: A Theoretical Study of Leading Edge Noise / Florida Atlantic University, USA. 2008. – Forschungsbericht
- [Glegg et al. 2008] GLEGG, S. ; DEVENPORT, W. ; STAUBS, J.: Sound Radiation from Three Dimensional Airfoils in a Turbulent Flow. In: *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, USA*, 2008
- [Guidati 2004] GUIDATI, G.: *Berechnung und Verminderung von Strömungsgeräuschen an Profilen*, Universität Stuttgart, Diss., 2004
- [Görtler 1975] GÖRTLER, H.: *Dimensionsanalyse*. Springer-Verlag, 1975
- [Henning et al. 2009] HENNING, A. ; KOOP, L. ; EHRENFRIED, K. ; LAUTERBACH, A. ; KROEBER, S.: Simultaneous Multiplane PIV and Microphone Array Measurements on a Rod-Airfoil Configuration. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 11-13 May 2009, Miami, USA*, 2009
- [Hinze 1975] HINZE, J. O.: *Turbulence*. McGraw-Hill, 1975
- [Holle 1938] HOLLE, W.: Frequenz- und Schallstärkemessungen an Hiebtönen. In: *Akustische Zeitschrift* Dritter Jahrgang, sechstes Heft (1938), S. 321–331
- [Jacob 2001] JACOB, M. C.: *Experimental study of rod-airfoil interaction noise*. Seminarvortrag für Sonderforschungsbereich 557: Beeinflussung komplexer turbulenter Scherströmungen, 2001
- [Jacob et al. 2005] JACOB, M. C. ; BOUDET, J. ; CASALINO, D. ; MICHARD, M.: A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 19 (2005), S. 171–196

- [Jacob et al. 2008] JACOB, M. C. ; CIARDI, M. ; GAMET, L. ; GRESCHNER, B. ; MOON, Y. J. M. ; VALLET, I.: Assessment of CFD Broadband Noise Predictions on a Rod-Airfoil Benchmark Computation. In: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, Kanada, 2008*
- [Költzsch 1994] KÖLTZSCH, P.: *Beitrag zur Berechnung des Wirbellärms von Axialventilatoren*. In: L. Bommers, J. Fricke, K. Klaes (Hrsg.): *Ventilatoren*. Vulkan-Verlag, Essen, 1994
- [Lauterbach et al. 2008] LAUTERBACH, A. ; EHRENFRIED, K. ; KOOP, L.: Array Measurements in Wind Tunnels with open Test Sections. In: *Berlin Beamforming Conference (BeBeC) (2008)*
- [Lorenzoni et al. 2009] LORENZONI, V. ; MOORE, P. ; SCARANO, F. ; TUINSTRAS, M.: Aeroacoustic analysis of a rod-airfoil flow by means of time-resolved PIV. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 11-13 May 2009, Miami, USA, 2009*
- [Lowson 1992] LOWSON, M. V.: Assessment and Prediction of Wind Turbine Noise / Flow Solutions Report 92/19. 1992. – Forschungsbericht
- [Martin u. Ahuja 1992] MARTIN, J. T. ; AHUJA, K. K.: Effect of Cylinder Length on Vortex Shedding Sound in the Near Field. In: *Second International Congress On Recent Developments In Air- And Structure-Borne Sound And Vibration* March, 4-6, Auburn University, USA (1992)
- [Moreau u. Roger 2004] MOREAU, S. ; ROGER, M.: Effect of Angle of Attack and Airfoil Shape on Turbulence-Interaction Noise. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit, May 23-25, Monterey, USA, 2004*
- [Morel 1975] MOREL, T.: Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions. In: *Journal of Fluids Engineering* June 1975 (1975), S. 225–233
- [Moriarty et al. 2005] MORIARTY, P. J. ; GUIDATI, G. ; MIGLIORE, P.: Prediction of Turbulent Inflow and Trailing-Edge Noise for Wind Turbines. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, USA, 2005*
- [Moriarty 2006] MORIARTY, P.: NWTC Design Codes (NAFNoise by Pat Moriarty). In: <http://wind.nrel.gov/DesignCodes/simulators/NAFNoise/> (2006)
- [Moriarty et al. 2004] MORIARTY, P. J. ; GUIDATI, G. ; MIGLIORE, P. G.: Recent Improvement of a Semi-Empirical Aeroacoustic Prediction Code for Wind Turbines. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, United Kingdom, 2004*
- [Mueller 2002] MUELLER, T. ; MUELLER, T. (Hrsg.): *Aeroacoustic Measurements*. Springer Verlag, 2002
- [Nitsche u. Brunn 2006] NITSCHKE, W. ; BRUNN, A.: *Strömungsmesstechnik*. Springer-Verlag, 2006

- [Norberg 1987] NORBERG, C.: Effects of Reynolds Number and a low-intensity Free-stream Turbulence on the Flow around a circular Cylinder / Chalmers University of Technology, Publikation Nr. 87/2. 1987. – Forschungsbericht
- [Norberg 1994] NORBERG, C.: An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: Influence of aspect ratio. In: *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 258 (1994), S. 287–316
- [Oerlemans et al. 2007] OERLEMANS, S. ; BROERSMA, L. ; SIJTSMA, P.: Quantification of airframe noise using microphone arrays in open and closed wind tunnels. In: *International Journal of Aeroacoustics* Vol. 4 (2007), S. 309–333
- [Oerlemans u. Migliore 2004] OERLEMANS, S. ; MIGLIORE, P. G.: Wind tunnel aeroacoustic tests of six airfoils for use on small wind turbines / NLR. 2004. – Forschungsbericht
- [Oerlemans u. Sijtsma 2000] OERLEMANS, S. ; SIJTSMA, P.: Effects of Wind Tunnel Side Plates on Airframe Noise Measurements with Phased Arrays / NLR. 2000. – Forschungsbericht
- [O’Neill et al. 2004] O’NEILL, P. L. ; NICOLAIDES, D. ; HONNERY, D. ; SORIA, J.: Autocorrelation Functions and the Determination of Integral Length with Reference to Experimental and Numerical Data. In: *15th Australasian Fluid Mechanics Conference, Sydney, Australia, 2004*
- [Paterson u. Amiet 1976] PATERSON, R. W. ; AMIET, R. K.: Acoustic Radiation and Surface Pressure Characteristics of an Airfoil due to incident Turbulence / NASA Contractor Report (CR-2733). 1976. – Forschungsbericht
- [Plumlee 1976] PLUMBLEE, H. E.: Effects of forward Velocity on turbulent Jet Mixing Noise / NASA CR-2702. 1976. – Forschungsbericht
- [Roach 1987] ROACH, P. E.: The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. In: *Heat and Fluid Flow* Vol. 8, No. 2 (1987), S. 82–92
- [Sanford 2008] SANFORD, J.: Acoustic Refraction: A Three-Dimensional Shear Layer Correction for Microphone Measurements in an Open-Jet Acoustic Wind Tunnel. In: *University of Florida, Journal of Undergraduate Research* Vol. 10, Issue 1 (2008)
- [Sarradj 2010] SARRADJ, E.: A fast signal subspace approach for the determination of absolute levels from phased microphone array measurements. In: *Journal of Sound and Vibration* Vol. 329 (2010), S. 1553–1569
- [Sarradj et al. 2009a] SARRADJ, E. ; FRITZSCHE, C. ; GEYER, T. ; GIESLER, J.: Acoustic and aerodynamic design and characterization of a small-scale aeroacoustic wind tunnel. In: *Applied Acoustics* (2009)

- [Sarradj et al. 2009b] SARRADJ, E. ; GEYER, T. ; GIESLER, J.: Aeroacoustic Source Characterisation using Subspace and Deconvolution Techniques. In: *Noise and Vibration, Emerging Method, NOVEM 2009, 5-8 April 2009, Oxford, GB*, 2009
- [Sarradj u. Windisch 2006] SARRADJ, E. ; WINDISCH, T.: Konzeption und Inbetriebnahme eines aeroakustischen Freistrah-Windkanals. In: *Fortschritte der Akustik*, 2006
- [Satti et al. 2009] SATTI, R. ; LEW, P. ; LI, R. Y. S. Y. Shock ; NOELTING, S.: Unsteady Flow Computations and Noise Predictions on a Rod-Airfoil Using Lattice Boltzmann Method. In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, USA*, 2009
- [Scarano u. Moore 2010] SCARANO, F. ; MOORE, P.: An advection model to increase the time-resolution of PIV time-series. In: *15th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, Portugal, 2010*, 2010
- [Schlichting u. Gersten 2000] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K. ; SCHLICHTING, H. (Hrsg.) ; GERSTEN, K. (Hrsg.): *Boundary Layer Theory*. Springer Verlag, 2000
- [Schlinker u. Amiet 1980] SCHLINKER, R. H. ; AMIET, R. K.: Refraction and Scattering of Sound by a Shear Layer / NASA Contractor Report 3371. 1980. – Forschungsbericht
- [Schneider 2005] SCHNEIDER, M.: *Der Einfluss der Zuströmbedingungen auf das breitbandige Geräusch eines Axialventilators*, Universität Siegen, Diss., 2005
- [Shannon u. Morris 2008] SHANNON, D. ; MORRIS, S. C.: Trailing edge noise measurements using a large aperture phased array. In: *International Journal of aeroacoustics* 7 (2008), S. 147–176. – digital und in Papier
- [Sharland 1964] SHARLAND, I. J.: SOURCES OF NOISE IN AXIAL FLOW FANS. In: *Journal of Sound and Vibration* (1964) I (3) (1964), S. 302–322
- [Siekmann 2000] SIEKMANN, H. E.: *Strömungslehre*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2000
- [Sijtsma 2007] SIJTSMA, P.: CLEAN Based on Spatial Source Coherence. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2007
- [Sijtsma u. Stoker 2004] SIJTSMA, P. ; STOKER, R. W.: Determination of absolute Contributions of Aircraft Noise Components using Fly-Over Array Measurements / NLR, NLR-TP-2004-167. 2004. – Forschungsbericht
- [Staubs 2008] STAUBS, J. K.: *Real Airfoil Effects on Leading Edge Noise*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Diss., 2008
- [Stoica u. Moses 1997] STOICA, P. ; MOSES, R.: *Introduction to Spectral Analysis*. Prentice Hall, Upper Saddle River, 1997

- [Strouhal 1878] STROUHAL, V.: Ueber eine besondere Art der Tonerregung. In: *Annalen der Physik und Chemie, Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig* Band V, zehntes Heft (1878), S. 216–251
- [Takagi et al. 2006] TAKAGI, Y. ; FUJISAWA, N. ; NAKANO, T. ; NASHIMOTO, A.: Cylinder wake influence on the tonal noise and aerodynamic characteristics of a NACA0018 airfoil. In: *Journal of Sound and Vibration* 297 (2006), S. 563–577
- [Tulapurkara u. Bhalla 1988] TULAPURKARA, E. G. ; BHALLA, V. V. K.: Experimental Investigation of Morel's Method for Wind Tunnel Contractions. In: *Journal of Fluids Engineering* Vol. 110 (1988), S. 45–47. – Paper nur in Papierform vorhanden
- [Van Fossen u. Ching 1994] VAN FOSSEN, G. J. ; CHING, C. Y.: Measurements of the Influence of Integral Length Scale on Stagnation Region Heat Transfer / NASA, TM-106503. 1994. – Forschungsbericht
- [Wagner et al. 1996] WAGNER, S. ; BAREISS, R. ; GUIDATI, G. ; WAGNER, S. (Hrsg.): *Wind Turbine Noise*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1996
- [Woodward et al. 1998] WOODWARD, R. P. ; ELLIOT, D. M. ; HUGHES, C. E. ; BERTON, J. J.: Benefits of Swept and Leaned Stators for Fan Noise Reduction / NASA TM1998-208661. 1998. – Forschungsbericht
- [Woodward u. Glaser 1983] WOODWARD, R. P. ; GLASER, F. W.: Wind Tunnel Measurements of Blade/Vane Ratio and Spacing Effects on Fan Noise. In: *Journal of Aircraft* Vol. 20, No. 1 (1983), S. 58–65
- [Zdravkovich 1997] ZDRAVKOVICH, M. M.: *Flow around circular cylinders, Vol. 1 Fundamentals*. Oxford University Press, 1997
- [Zdravkovich 2003] ZDRAVKOVICH, M. M.: *Flow around circular cylinders, Vol. 2 Applications*. Oxford University Press, 2003

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mechanismus der Schallentstehung durch turbulente Zuströmung nach unter anderem [Wagner et al., 1996].	2
3.1	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.	14
3.2	Zylinder-Profil-Anordnung im Windkanal (Blick von oben).	16
3.3	Eingesetzte Zylinder und Profile zum Aufbau einer Zylinder-Profil-Anordnung.	17
3.4	Seitenansicht des aeroakustischen Windkanals der BTU Cottbus.	19
3.5	Windkanaldüse mit „Kreis auf Rechteck“-Kontur und berechnete Abnahme der auf die Düsen Eintrittsfläche normierten Querschnittsfläche als Funktion des auf die Düsenlänge normierten Abstands x	20
3.6	A-bewerteter Schalldruckpegel in 1 m Abstand zur Düsenmitte unter einem Winkel von 90°	21
3.7	Geschwindigkeitsprofil und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse für verschiedene dimensionslose Abstände x/d_H für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 72 m/s.	22
3.8	Geschwindigkeit und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse in Abhängigkeit des dimensionslosen Düsenabstands x/d_H	23
4.1	Schematische Darstellung des Messsystems, das zur Aufnahme und Analyse der akustischen Daten, der Umgebungsbedingungen und der Versuchskonfiguration dient.	24
4.2	Anordnung der Mikrofone des Mikrofonarrays.	25
4.3	Maßstabgerechte Darstellung der Versuchsanordnung mit Naca0018-Profil, 10mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand.	25
4.4	Beispielanordnung zur Erläuterung der Theorie zum Beamforming.	28
4.5	Punktspreizfunktion des verwendeten 38-kanaligen Mikrofonarrays für die Terzmittenfrequenzen von 4 kHz bis 20 kHz. Die Hauptkeulenbreite in x- und y-Richtung ist mit Δx und Δy in den Teilbildern angegeben.	31
4.6	Pfad von der Schallquelle zum Mikrofon - ohne Konvektion und ohne Scherschichteinfluss (direkter Pfad) sowie unter Berücksichtigung der Konvektion und des modellierten Scherschichteinflusses (roter Pfad = Konvektion + Brechung).	32
4.7	Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=2025$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	36

4.8	Schalldruckpegel-Kartierungen in Abhängigkeit der Anzahl der Gitterpunkte m für das 5-kHz-Terzband für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	37
4.9	Schalldruckpegel-Kartierungen in Abhängigkeit der Anzahl der Gitterpunkte m für das 12,5-kHz-Terzband für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	38
4.10	Integrationssektor für die Vorderkanten-Quelle der Konfigurationen mit einem Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.	40
4.11	Terzspektren des Schalldruckpegels berechnet für unterschiedliche Gitterauflösungen m der Abtastebene mit den verschiedenen Beamforming Algorithmen für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand und die Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	41
4.12	Terzspektren des Schalldruckpegels berechnet mit OB, DAMAS und CLEAN-SC und einer Gitterauflösung von $m=2025$ Punkten für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand und die Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	42
4.13	Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n berechnete Kartierungen des Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s.	44
4.14	Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n berechnete Kartierungen des Schalldruckpegels des 10-kHz-Terzbands für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s.	45
4.15	Mittels DAMAS-Beamforming für unterschiedliche Anzahlen der Iterationen n und anschließender Integration über den Vorderkantesektor berechnete Spektren des Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder, 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 50 m/s.	46
4.16	Verhältnisgetreue Darstellung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen.	49
4.17	Autokorrelation berechnet im Zeitbereich (ZB) und im Frequenzbereich (FB) der Geschwindigkeitsschwankungen 8 mm vor der Vorderkante auf Höhe der Profilhöhe des Naca0018-Profiles, das in 124 mm Abstand zum Zylinder mit dem Durchmesser 5 mm installiert ist.	53
4.18	Spektrale, mittels Zylinderdurchmesser dimensionslos gemachte, Energiedichte der Anströmturbulenz $L_{E,d}$ in Abhängigkeit der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d	54

- 5.1 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. 57
- 5.2 Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. 58
- 5.3 Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. 58
- 5.4 Terz-Schalldruckpegel, skaliert mit $(\bar{U}_{Zyl})^6$ und aufgetragen als Funktion der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d 60
- 5.5 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 61
- 5.6 Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 62
- 5.7 Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke D_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 62
- 5.8 Terzspektren der Schalldruckpegel des Vorderkanschalls für die Konfigurationen mit 106 mm Zylinder-Profil-Abstand in Abhängigkeit von den unterschiedlichen maximalen Profildicken von 12 mm (Naca0012-I und Naca0012-II) und 18 mm (Naca0018). 64

- 5.9 Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für zwei Naca-Profile unterschiedlicher Dicke (Naca0012-I und Naca0018) installiert in Konfigurationen mit 106 mm Zylinder-Profil-Abstand und 10 mm Zylinder (durchgezogene Kurven) für eine Freistrahlggeschwindigkeit von 70 m/s. Die vertikalen Balken kennzeichnen den Bereich, innerhalb dessen die Pegel aller Konfigurationen (Zylinderdurchmesser und Zylinder-Profil-Abstand) liegen. 65
- 5.10 Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der mit dem Zylinderdurchmesser d normierten Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. 66
- 5.11 Spektrale Leistungsdichte des Schalldrucks (G_{ii} re 4×10^{-10} Pa²/Hz) der DAMAS-Beamforming-Ergebnisse (Frequenzlinienabstand = 12,5 Hz) und des Einzelmikrofons Nr. 23 (Frequenzlinienabstand = 3,125 Hz) für die unterschiedlichen Zylinder. Während der Messungen war kein Profil installiert. 69
- 5.12 Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinderdurchmesser der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 50 m/s. 71
- 5.13 Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinderdurchmesser der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 70 m/s. 72
- 5.14 Kartierungen des an der Vorderkante des Profils generierten Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil, 106 mm Zylinder-Profil-Abstand und variiertem Zylinderdurchmesser für die Zuströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s. 73
- 5.15 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm. 74
- 5.16 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der mit dem Zylinderdurchmesser d normierten Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm. 75

5.17	Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.	76
5.18	Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.	77
5.19	Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinder-Profil-Abstand der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 50 m/s.	78
5.20	Terz-Schalldruckpegel des Vorderkantenschalls für variierten Zylinder-Profil-Abstand der Konfigurationen mit Naca0012-II- und Naca0018-Profil bei einer Zuströmung mit 70 m/s.	79
5.21	Kartierungen des an der Vorderkante des Profils generierten Terz-Schalldruckpegels für die Zylinder-Profil-Konfigurationen mit Naca0012-II-Profil, 10 mm Zylinderdurchmesser und variiertem Zylinder-Profil-Abstand für die Zuströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.	81
5.22	Hypothetisches Beispiel für ein konstantes Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d zur Bildung des Strouhalbandpegels.	82
5.23	Strouhal-Oktavbandpegel für die Strouhal-Oktavbandmitten Sr_m in Abhängigkeit vom Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d für die mit dem Naca0012-I-Profil gebildeten Zylinder-Profil-Konfigurationen.	83
5.24	Strouhal-Oktavbandpegel für die Strouhal-Oktavbandmitten Sr_m in Abhängigkeit vom Verhältnis von Zylinder-Profil-Abstand zu Zylinderdurchmesser a/d für die mit dem Naca0018-Profil gebildeten Zylinder-Profil-Konfigurationen.	84
6.1	Prinzip der schichtweisen Definition der Modelleingangs- ($E_1 \dots E_N$) und Modellausgangsparameter ($P_1 \dots P_N$).	88
6.2	Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Amiet-Modellergebnisse von den Messwerten für unterschiedlich gebildete Machzahlen M und für verschiedene, in Abhängigkeit von h/D_P betrachtete Höhen des Strömungsbereiches (Gleichung 6.2). Die Spektren sind für die beiden Profildicken getrennt dargestellt.	90
6.3	Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Amiet-Modellergebnisse von den Messwerten dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereiches. Die Eingangsmachzahl des Amiet-Modells wurde mit der jeweiligen Geschwindigkeit im Bereich der Profilverkante gebildet.	91

6.4	Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens aus den Messwerten für unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten und für verschiedene, in Abhängigkeit von h/D_P betrachteten Höhen des Strömungsbereiches (Gleichung 6.2). Die Spektren sind für die beiden Profildicken getrennt dargestellt.	92
6.5	Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Költzsch-Verfahrens von den Messwerten dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereiches. Eingangsgeschwindigkeit des Költzsch-Verfahrens ist die Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit \bar{U}_{Zyl}	93
6.6	Terzspektrum des mittels Költzsch-Verfahren berechneten Schallleistungspegels L_w der Konfiguration: Naca0012-II-Profil, Zylinder mit 10 mm Durchmesser, Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm und Zylinder-Zuströmgeschwindigkeit von 70 m/s, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereiches.	93
6.7	Terzspektren der mittleren Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens von den Messwerten für die beiden Profile, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereiches.	95
6.8	Terzspektren der über alle Testfälle gemittelten Schalldruckpegelabweichung L_δ (Gleichung 6.1) der Ergebnisse des Guidati-Verfahrens von den Messwerten, dargestellt für verschiedene einbezogene Höhen des Strömungsbereiches. Eingangsgeschwindigkeit des Guidati-Verfahrens ist die jeweilige Geschwindigkeit im Bereich der Profilverdickung.	95
6.9	Parameter der angeströmten Zylinder-Profil-Anordnung. Die fett gedruckten Parameter sind während aller Versuche konstant bzw. näherungsweise konstant.	97
6.10	Dimensionslose Darstellung der skalierten Messergebnisse als Funktion der mit dem Zylinderdurchmesser gebildeten Strouhalzahl Sr_d sowie der Approximation der skalierten Messergebnisse durch die Funktion $F(Sr_d) = 2,0298 \cdot \exp(-1,4248 \cdot Sr_d) + 1,2590$	98
6.11	Terzspektren der Schalldruckpegel aus Modellrechnungen und Messung für die 19 Zylinder-Profil-Konfigurationen, die bei einer Freistrahlggeschwindigkeit von 50 m/s getestet wurden.	100
6.12	Terzspektren der Schalldruckpegel aus Modellrechnungen und Messung für die 20 Zylinder-Profil-Konfigurationen, die bei einer Freistrahlggeschwindigkeit von 70 m/s getestet wurden.	101
6.13	Terzspektrum der mittleren Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1, dargestellt für die beiden getesteten Freistrahlggeschwindigkeiten von 50 m/s und 70 m/s.	102

6.14	Terzspektrum der mittleren Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1, dargestellt für die beiden getesteten Profile unterschiedlicher Dicke Naca0012-II ($D_P=12$ mm) und Naca0018 ($D_P=18$ mm).	102
6.15	Terzspektrum der über alle 39 getesteten Zylinder-Profil-Konfigurationen und Geschwindigkeiten gemittelten Schalldruckpegelabweichungen L_δ der Modellergebnisse von den Messdaten nach Gleichung 6.1.	103
A.1	Erstellung einer Düsenkontur, die einen kreisförmigen Eintritts- auf einen rechteckigen Austrittsquerschnitt überführt.	127
A.2	Geschwindigkeitsprofil und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse für verschiedene dimensionslose Abstände x/d_H für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 52,5 m/s.	128
A.3	Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=533$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	129
A.4	Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=1044$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	130
A.5	Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=3131$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	131
A.6	Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=4025$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s.	132
A.7	Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.	133
A.8	Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.	133
A.9	Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.	134

- A.10 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 134
- A.11 Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 135
- A.12 Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018). 135
- A.13 Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm. 136
- A.14 Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm. 136
- A.15 Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm. 137

Tabellenverzeichnis

2.1	Arbeiten und Untersuchungen zur Schallentstehung durch turbulente Anströmung	8
3.1	Zylindernachläufe in Abhängigkeit der Reynoldszahl nach Schlichting und Gersten [Schlichting u. Gersten, 2000]	15
3.2	Übersicht der untersuchten Zylinder-Profil-Konfigurationen und der variierten Parameter.	18
4.1	Sektoren für die Integration zur Bestimmung des Schalldruckpegels an der Profilverkante.	40
4.2	Übersicht der durchgeführten Hitzdrahtmessungen.	50
6.1	Qualitative Zusammenstellung der mittleren Abweichungen für die betrachteten Modelle in Abhängigkeit von der Freistrahlggeschwindigkeit und der maximalen Profildicke.	103
A.1	Koordinaten der Mittelpunkte der Mikrofonsensoren des Mikrofonarrays. Der Arraymittelpunkt definiert den Ursprung des Koordinatensystems.	128

A Anhang

A.1 Erstellung der Düsenkontur basierend auf dem Verfahren nach Morel

Die Erstellung der „Kreis auf Rechteck Kontur“ der Düse geschieht unter mehrfacher Anwendung von Gleichung A.1 in drei Schritten (vgl. Abbildung A.1):

1. Erzeugung eines rotationssymmetrischen Körpers, der die Querschnittsfläche πR_E^2 am Eintritt auf πR_A^2 am Austritt überführt.
2. Von dem unter 1. erstellten Körper werden parallel zur horizontalen Mittellinie oben und unten je ein Stück abgeschnitten. Die Schnittlinie in Düsenlängenrichtung verläuft entlang des Radius $R(x)$ der mittels Gleichung A.1 so berechnet wurde, das sich am Düsenaustritt R_{A2} einstellt.
3. Vorgehensweise analog zu Schritt 2., nur wird hier entlang einer zur vertikalen Mittellinie parallelen Kurve geschnitten. Als Radius am Düsenaustritt soll sich R_{A3} ergeben.

$$\begin{aligned} \frac{R - R_A}{R_E - R_A} &= 1 - \frac{1}{X} \left(\frac{x}{l} \right)^3 && \text{für } \frac{x}{l} \leq X && \text{(A.1)} \\ &= \frac{1}{(1 - X)^2} \left(1 - \frac{x^3}{l} \right) && \text{für } \frac{x}{l} > X && \end{aligned}$$

In Gleichung A.1 bezeichnen R den Radius an der Position x (entlang Längsrichtung), R_E und R_A den Radius am Düsenein- bzw. austritt und l die Düsenlänge. Die Größe X gibt die auf die Düsenlänge normierte Position des sogenannten „matching points“ an, der den Übergang der beiden Funktionen in Gleichung A.1 festlegt. Nach Empfehlung von Tulapurkara und Bhalla [Tulapurkara u. Bhalla, 1988] sollte

$$0,12 \leq X = \frac{x_m}{l} \leq 0,8 \quad \text{(A.2)}$$

gelten. Für die auf den Düsen Eintrittsdurchmesser $2R_E$ normierte Düsenlänge l geben die Autoren einen Bereich zwischen

$$0,75 \leq \frac{l}{2R_E} \leq 1,25 \quad \text{(A.3)}$$

als günstig an. Tendenziell sollte für ein höheres Kontraktionsverhältnis eher eine kurze Düsenlänge gewählt werden. Auf Grundlage dieser Empfehlungen wird für die Düse eine Länge von 0,6 m und ein matching point bei $x_m = 0,33$ m gewählt.

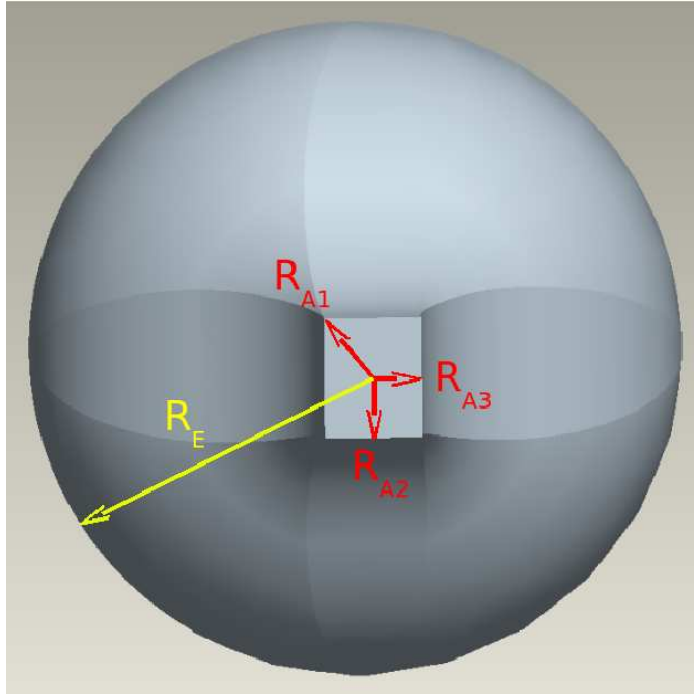


Abbildung A.1: Erstellung einer Düsenkontur, die einen kreisförmigen Eintritts- auf einen rechteckigen Austrittsquerschnitt überführt.

A.2 Weitere Messdaten zur Windkanaldüse

Ergänzend zu den in Abschnitt 3.3.3 gezeigten Diagrammen der Abbildung 3.7 zeigt Abbildung A.2 das für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 52,5 m/s gemessene Geschwindigkeitsprofil und den Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten für verschiedene dimensionslose Abstände x/d_H zur Düsenaustrittsebene.

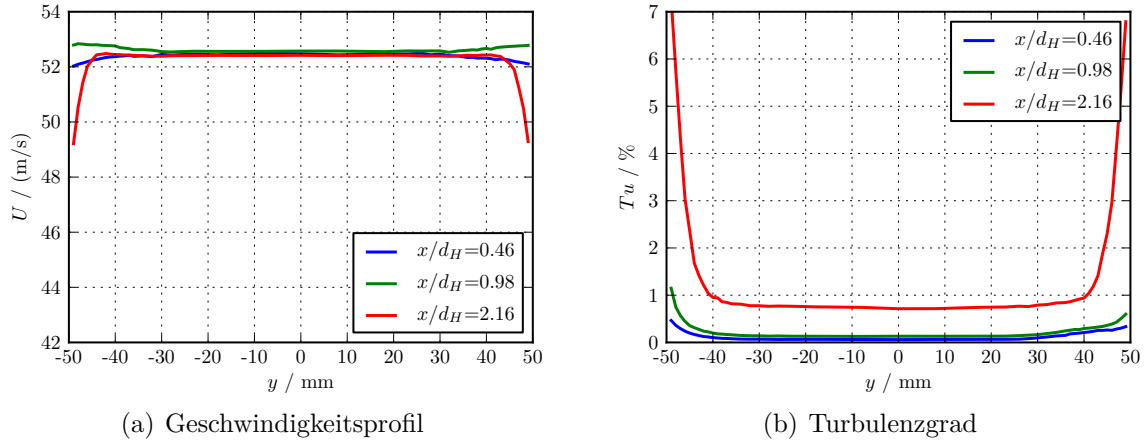


Abbildung A.2: Geschwindigkeitsprofil und Turbulenzgrad zwischen den Seitenplatten der Windkanaldüse für verschiedene dimensionslose Abstände x/d_H für eine Freistrahlgeschwindigkeit von 52,5 m/s.

A.3 Koordinaten der Mikrofonkapseln

Mikrofonnummer	x/m	y/m	Mikrofonnummer	x/m	y/m	Mikrofonnummer	x/m	y/m
1	-0,0667	0,2368	14	0,6410	-0,1080	27	0,0828	-0,0421
2	-0,1523	0,1932	15	0,2443	-0,0289	28	0,4633	0,0296
3	-0,2146	0,1202	16	0,6335	0,1455	29	0,0883	0,0288
4	-0,6410	0,1080	17	0,2368	0,0668	30	0,0421	0,0828
5	-0,2443	0,0289	18	0,1932	0,1523	31	-0,1386	0,2416
6	-0,6335	-0,1455	19	0,1202	0,2146	32	-0,2689	0,0728
7	-0,2368	-0,0668	20	0,0289	0,2443	33	-0,2416	-0,1386
8	-0,1932	-0,1523	21	-0,0288	0,0883	34	-0,0728	-0,2689
9	-0,1202	-0,2146	22	-0,0828	0,0421	35	0,1386	-0,2416
10	-0,0289	-0,2443	23	-0,4633	-0,0296	36	0,2689	-0,0728
11	0,0668	-0,2368	24	-0,0883	-0,0288	37	0,2416	0,1386
12	0,1523	-0,1932	25	-0,0421	-0,0828	38	0,0728	0,2689
13	0,2146	-0,1202	26	0,0288	-0,0883			

Tabelle A.1: Koordinaten der Mittelpunkte der Mikrofonkapseln des Mikrofonarrays. Der Arraymittelpunkt definiert den Ursprung des Koordinatensystems.

A.4 Weitere Schalldruckpegel-Kartierungen

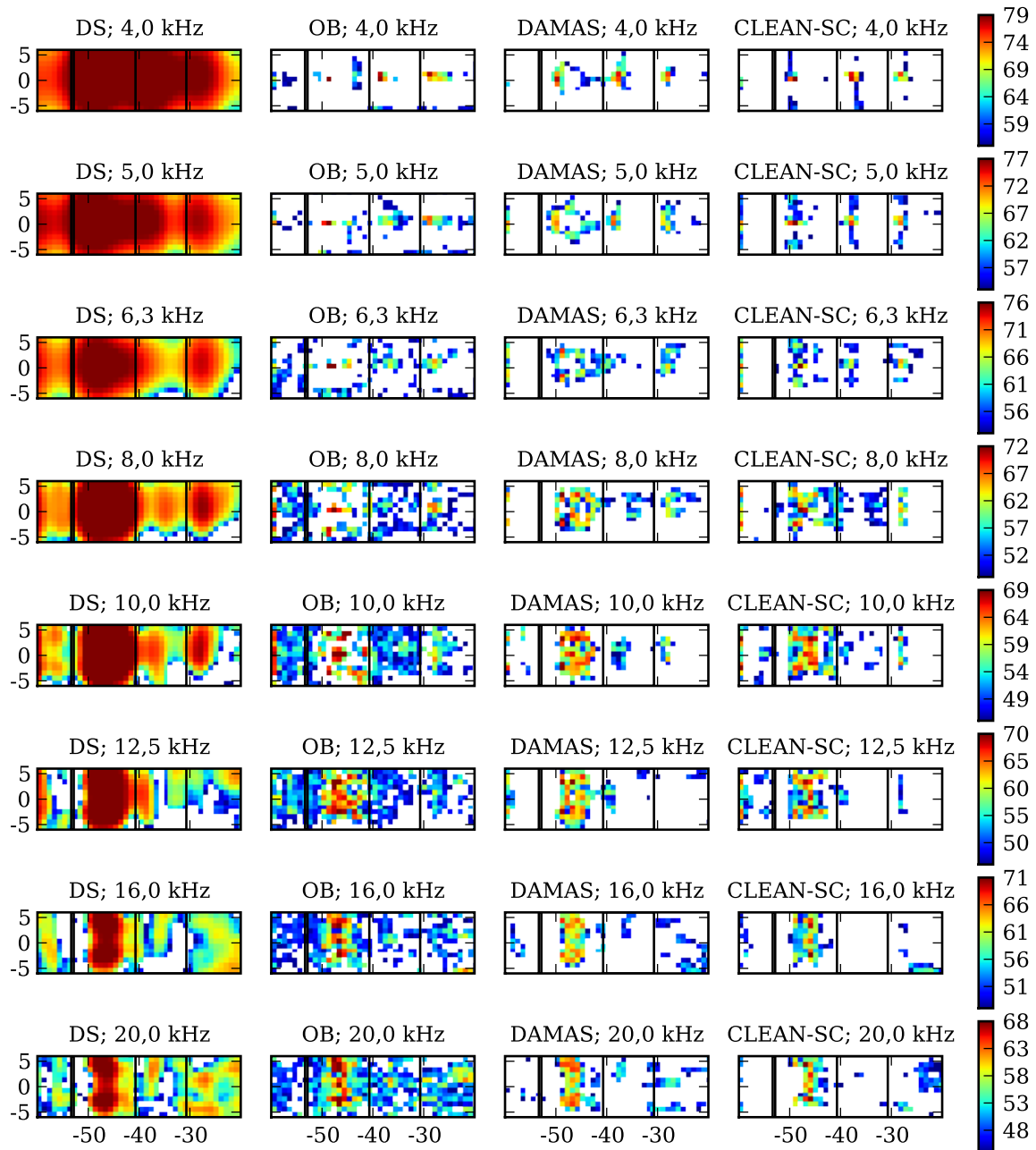


Abbildung A.3: Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=533$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

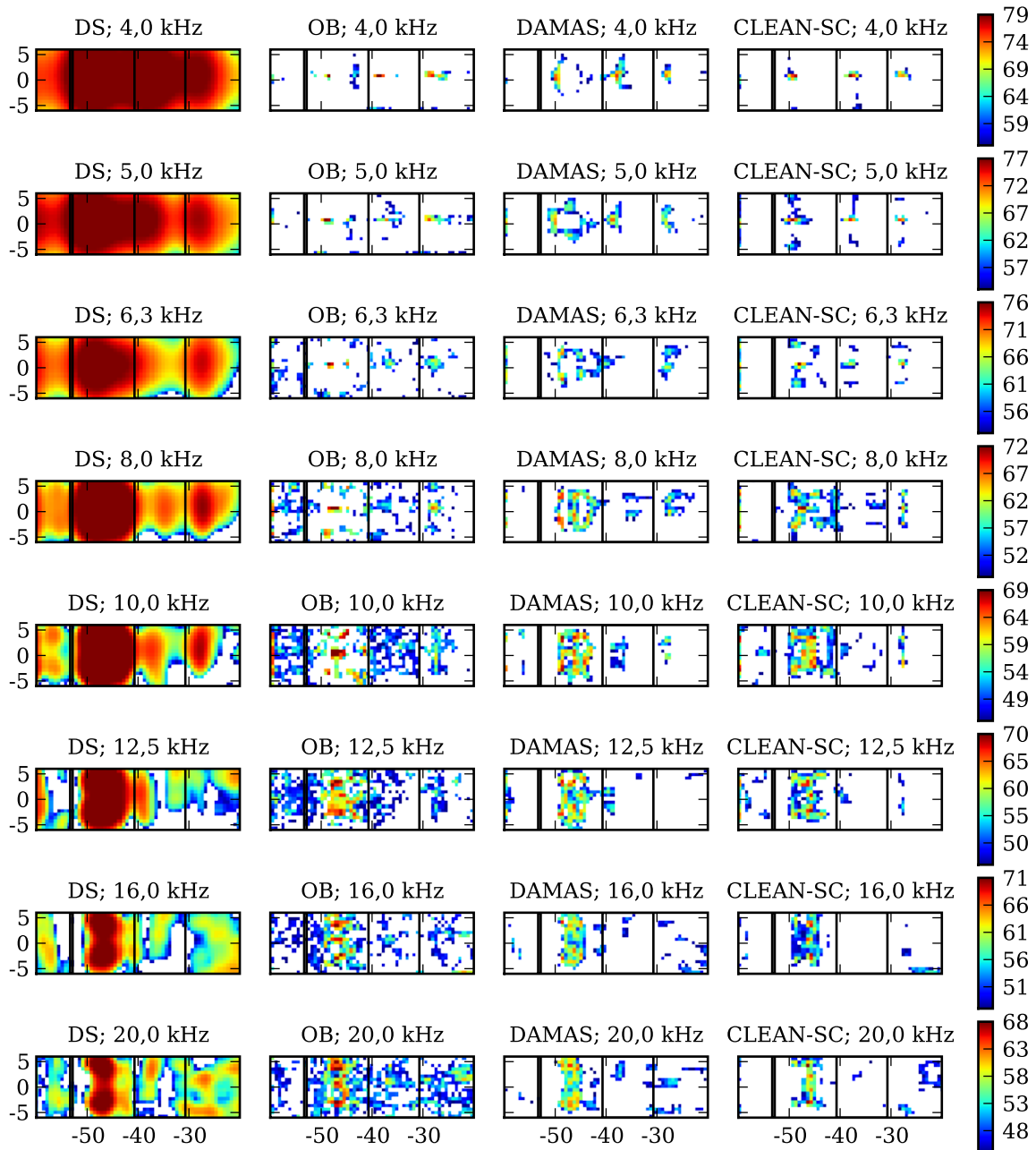


Abbildung A.4: Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=1044$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

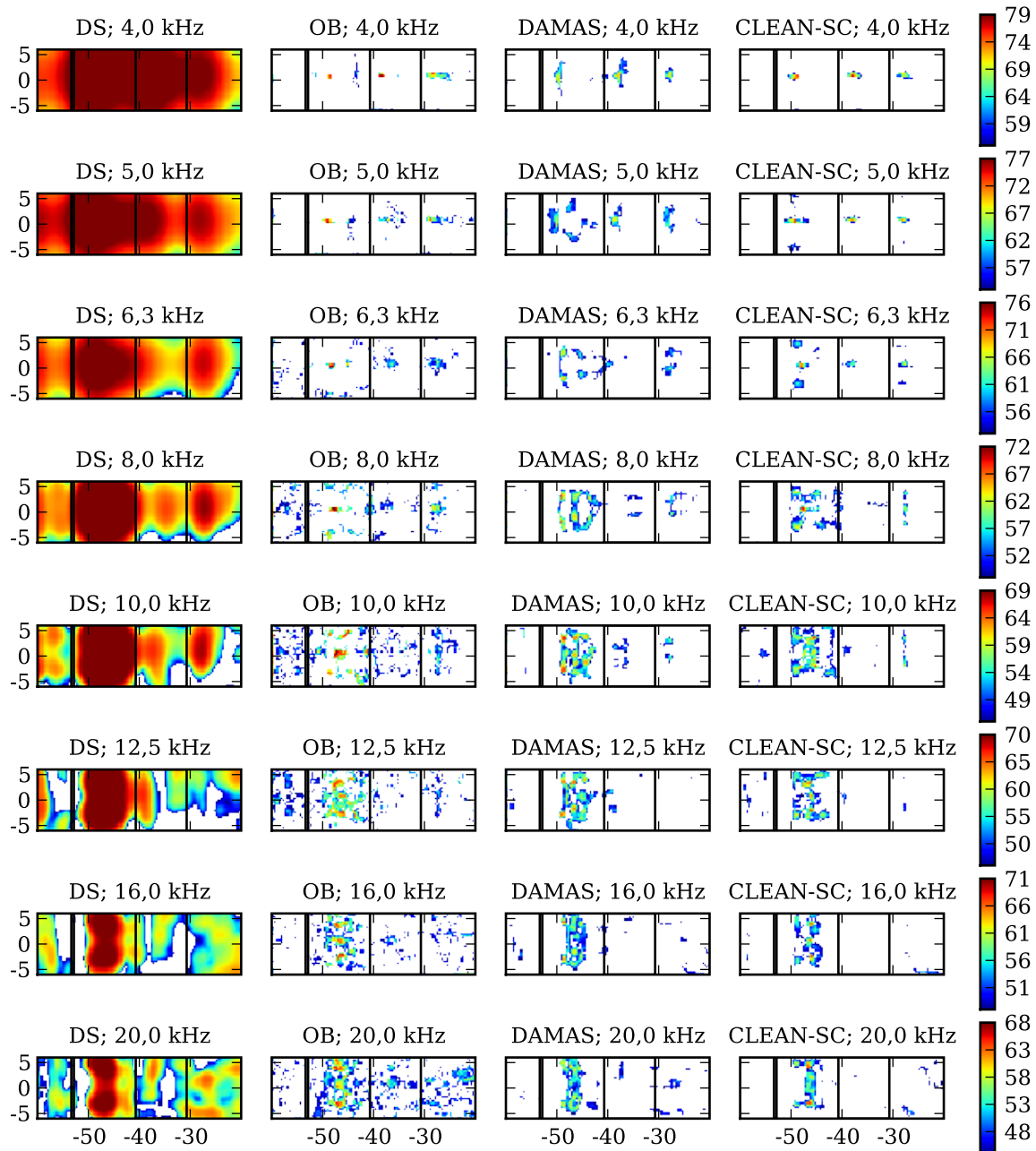


Abbildung A.5: Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=3131$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

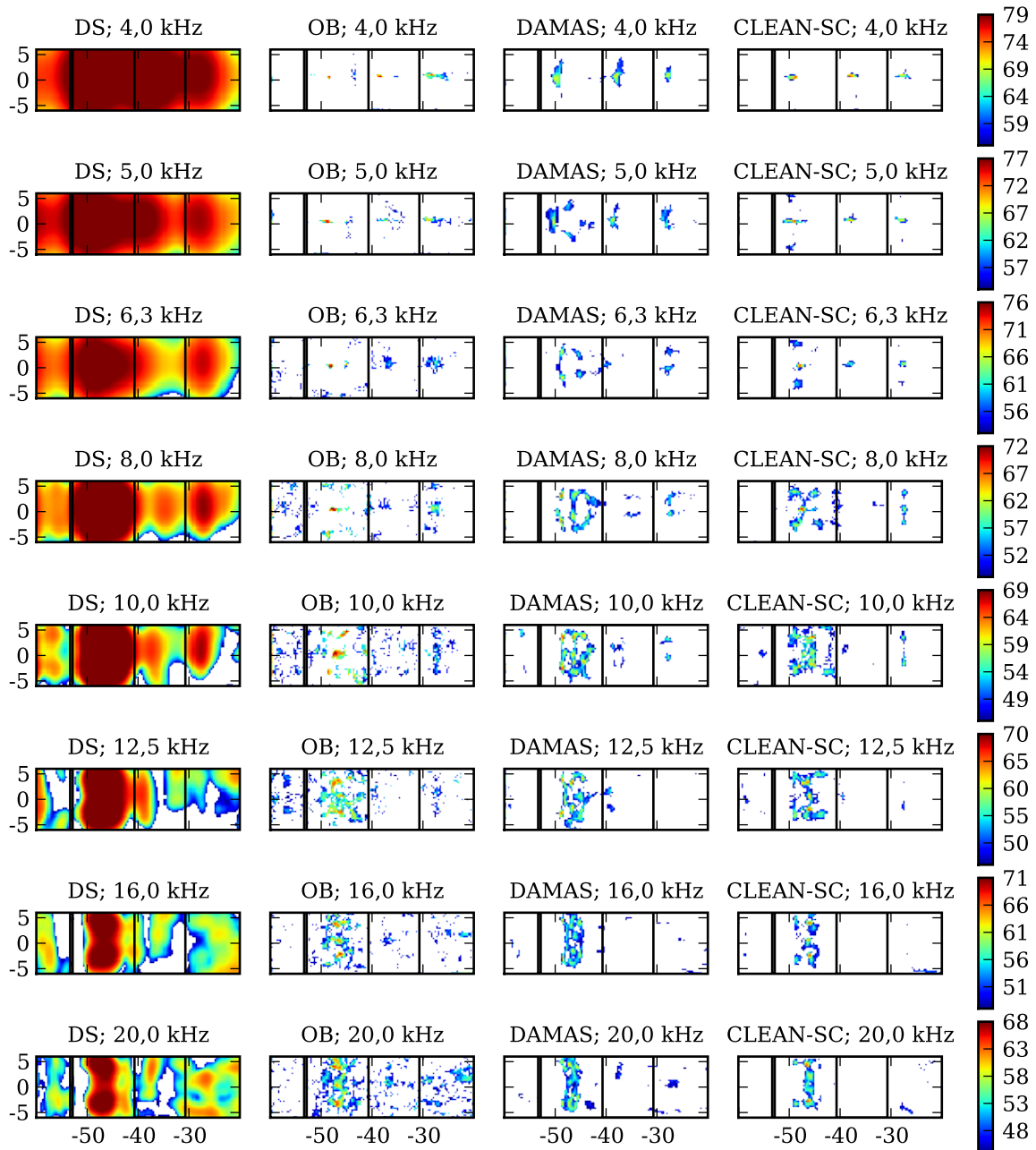
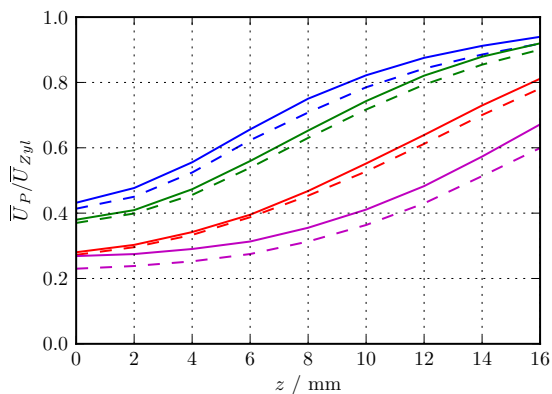


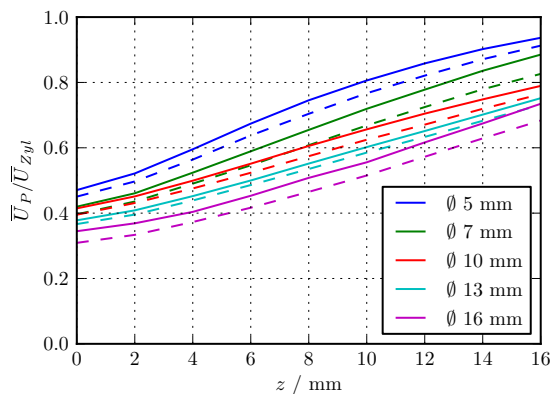
Abbildung A.6: Terz-Schalldruckpegel-Kartierungen ($m=4025$) für die Zylinder-Profil-Konfiguration: Naca0018-Profil, 5 mm Zylinder und 124 mm Zylinder-Profil-Abstand für eine Zuströmgeschwindigkeit von 72 m/s. Die Einheiten der Achsen sind [cm] und die der Farbskala ist [dB].

A.5 Weitere Strömungsmessdaten

A.5.1 zum Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit

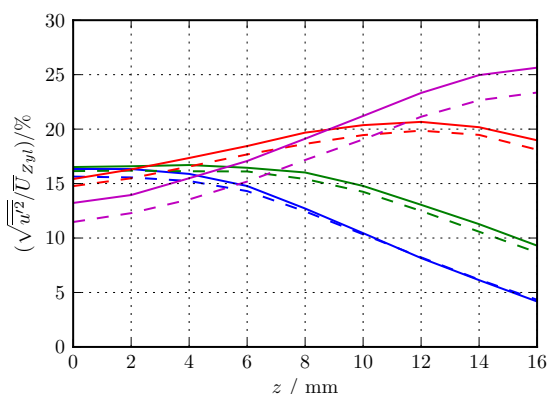


(a) Naca0018, Abstand 86 mm

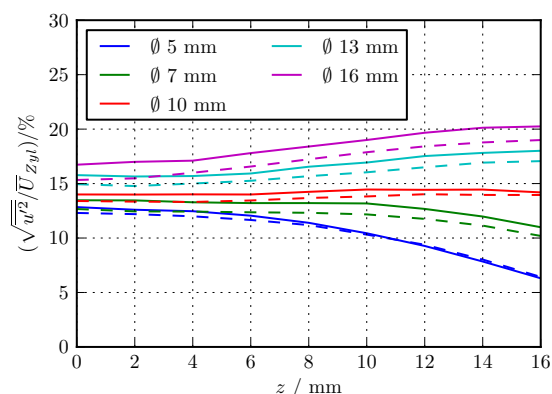


(b) Naca0018, Abstand 124 mm

Abbildung A.7: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.



(a) Naca0018, Abstand 86 mm



(b) Naca0018, Abstand 124 mm

Abbildung A.8: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.

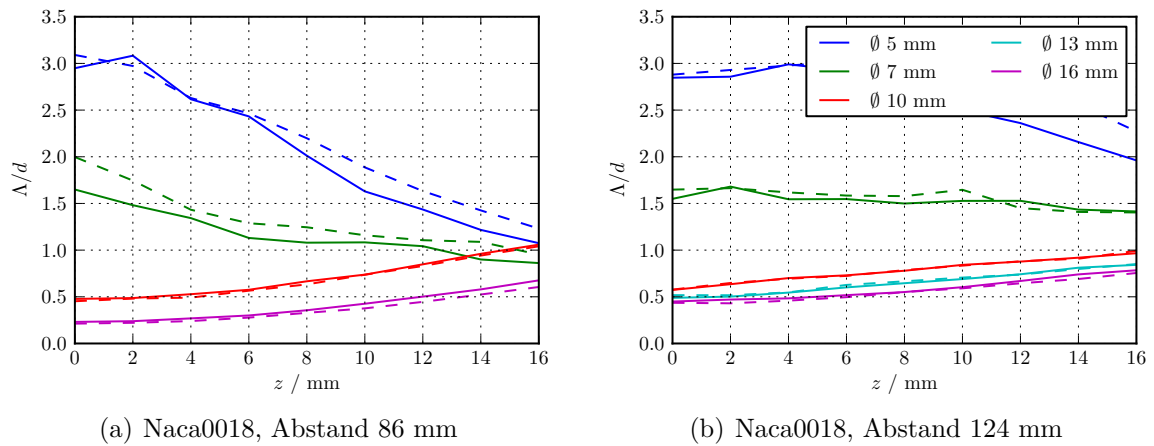


Abbildung A.9: Integrale Längenskala der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=50$ m/s und die gestrichelten Linien die Zylinderanströmgeschwindigkeit $\bar{U}_{Zyl}=70$ m/s.

A.5.2 zum Einfluss der Profildicke

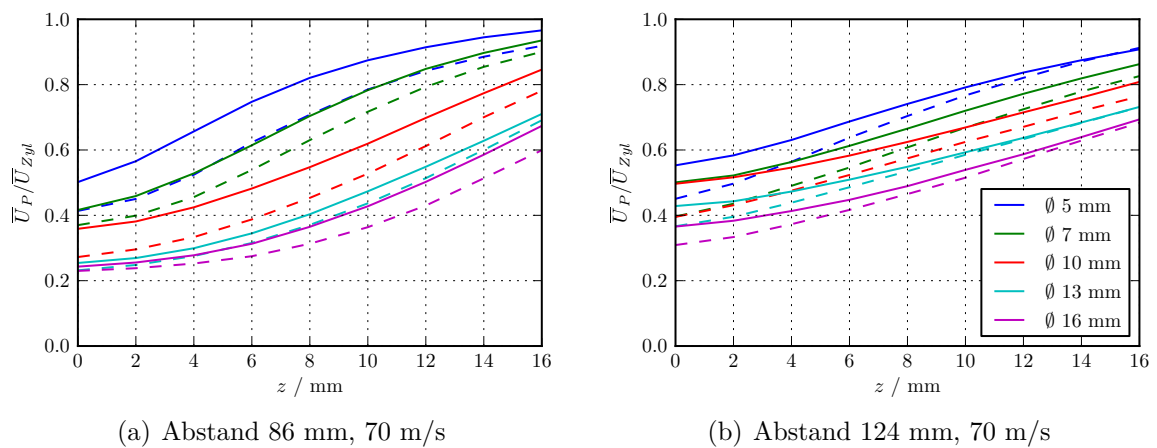


Abbildung A.10: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

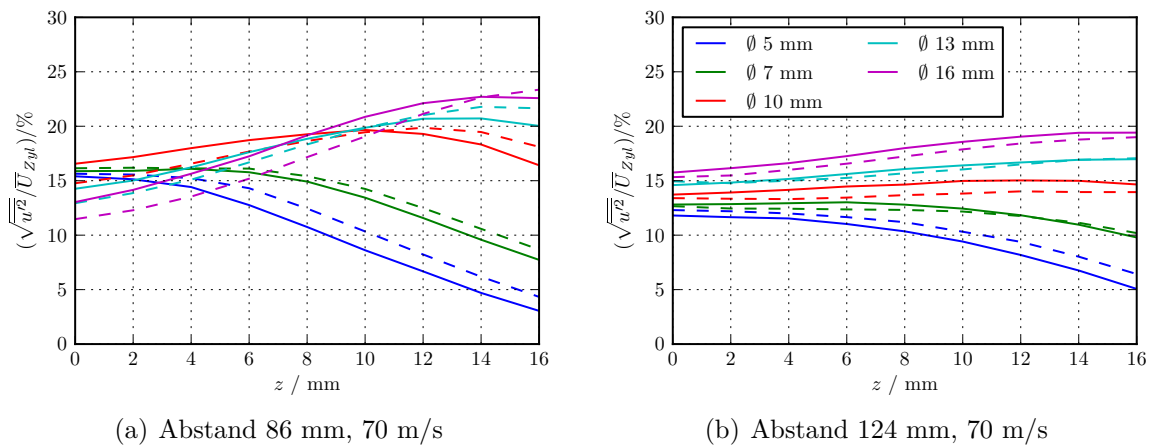


Abbildung A.11: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

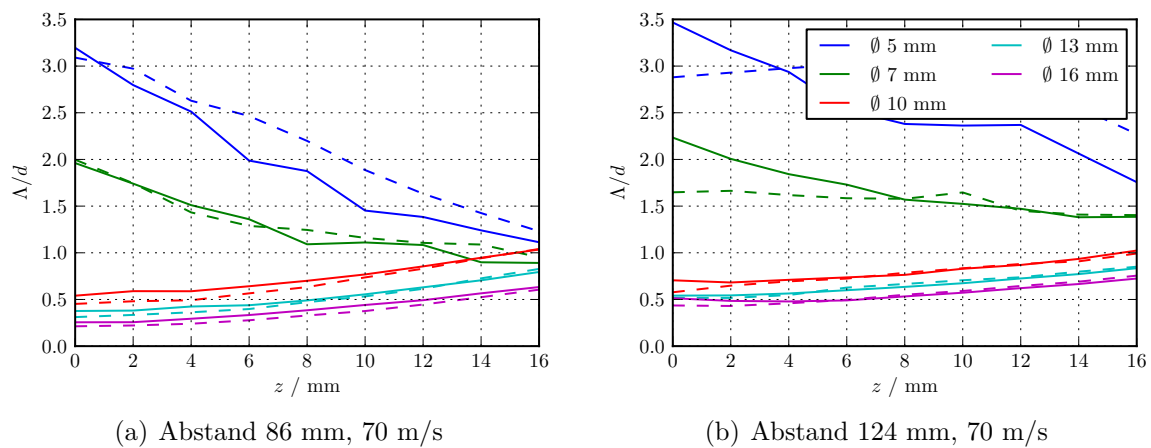


Abbildung A.12: Integrale Längenskale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Profildicke \bar{U}_P von 12 mm (Naca0012-II) und die gestrichelten Linien die Profildicke von 18 mm (Naca0018).

A.5.3 zum Einfluss des Zylinder-Profil-Abstands

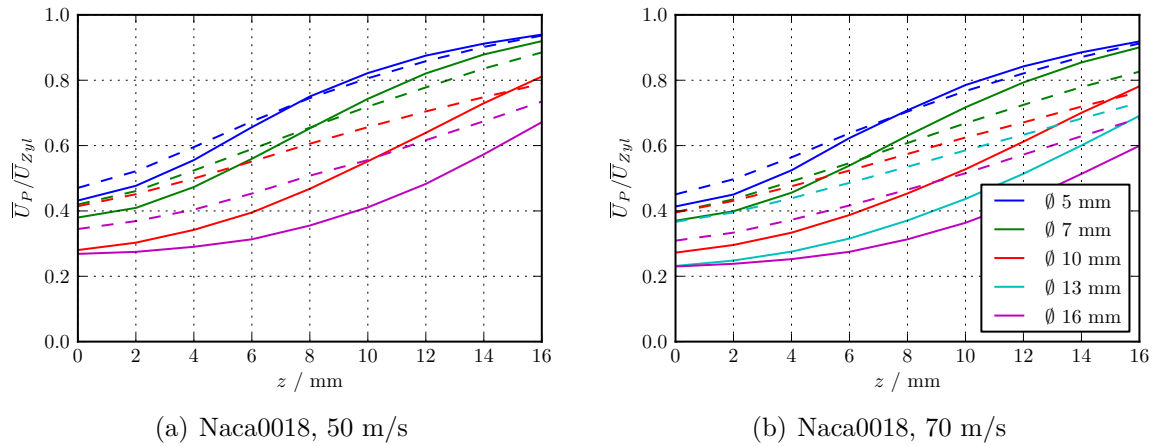


Abbildung A.13: Geschwindigkeit der Profilstromung \bar{U}_P normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

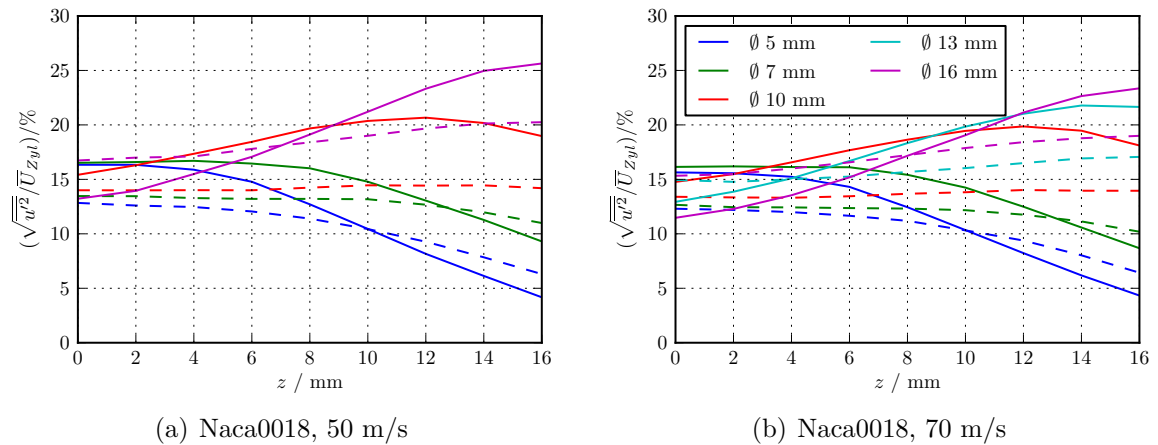


Abbildung A.14: Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $\sqrt{u'^2}$ normiert auf die Anströmgeschwindigkeit des Zylinders \bar{U}_{Zyl} und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.

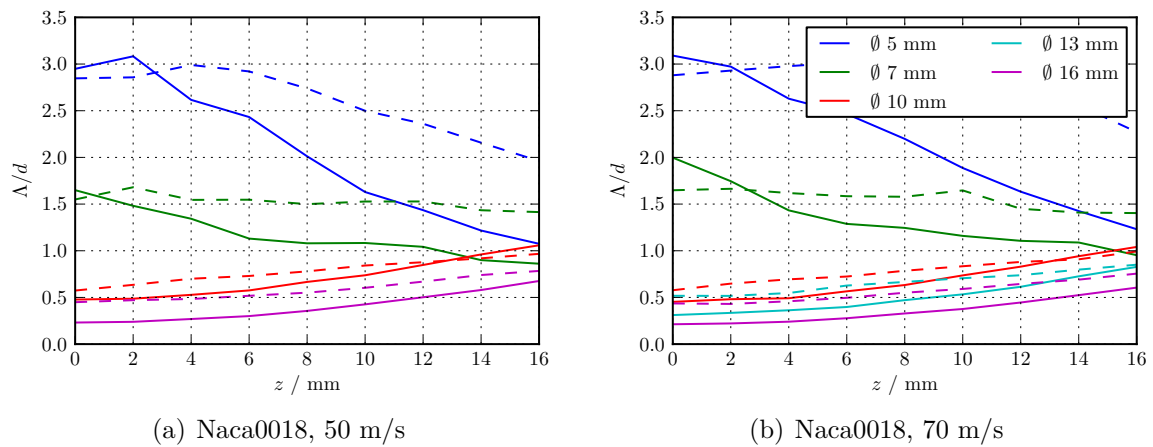


Abbildung A.15: Integrale Längenscale der Turbulenz Λ normiert auf den Zylinderdurchmesser d und dargestellt in Abhängigkeit von der Höhe z des Messpunktes. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Zylinder-Profil-Abstand von 86 mm und die gestrichelten Linien den Zylinder-Profil-Abstand von 124 mm.