

AKTIVE UND PASSIVE STRÖMUNGSBEEINFLUSSUNG
ZUR REDUZIERUNG DER SCHALLABSTRAHLUNG AN
HINTERKANTENKLAPPEN VON TRAGFLÜGELN

Dipl.-Ing. Lars Koop
aus Bremen

Von der Fakultät V
-Verkehrs- und Maschinensysteme-
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. F. Thiele
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil. A. Dillmann
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 08.12.2004

Berlin 2005
D 83

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Hermann- Föttinger Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Berlin in einem Teilprojekt des Sonderforschungsbereiches 557, *Beeinflussung komplexer turbulenter Scherströmungen*.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dillmann für die anspruchsvolle Aufgabenstellung, die kontinuierliche Betreuung der Arbeit sowie die Möglichkeit zur eigenverantwortlichen Arbeitsweise.

Herrn Professor Nitsche möchte ich für die Begutachtung meiner Arbeit und Herrn Professor Thiele für die Übernahme des Vorsitzes im Promotionsausschuss danken.

Ich möchte mich insbesondere bei meinen beiden studentischen Hilfskräften Kristian Käpernick und Stefan Kröber für die Erledigung der konstruktiven Aufgaben am Versuchsaufbau und die gewissenhafte Durchführung der teilweise recht langwierigen Messungen bedanken.

Weiterhin möchte ich allen danken, die am Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere sind hier Carsten Spehr und Robert Meyer zu nennen, die mir durch ihr Wissen im Bereich der Akustik bzw. der Aerodynamik weiterhelfen konnten.

Ein besonderer Dank gilt Klaus Ehrenfried für die zahlreichen Anregungen, die Verbesserungsvorschläge und die Unterstützung bei der Auswertung der Daten. Die PIV-Ergebnisse wurden mit Hilfe eines von ihm entwickelten Algorithmus ausgewertet.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Sabine für ihre liebevolle Unterstützung, für das Korrekturlesen dieser Arbeit sowie für ihr Verständnis hinsichtlich der häufigen Abend- und Wochenendarbeit.

Göttingen, im März 2005

Lars Koop

Kurzfassung

Die Reduktion des Seitenkanten-Geräusches mittels aktiver und passiver Maßnahmen der Strömungsbeeinflussung wird im Rahmen einer experimentellen Arbeit untersucht. Die Experimente werden an einem Halbmodell mit gepfeiltem Flügel in einer geschlossenen Messstrecke durchgeführt. Für die aktive Strömungsbeeinflussung wird Luft an der Seitenkante der Hinterkantenklappe in die Strömung ausgeblasen. Als passive Maßnahmen werden Seitenkantenzäune, kleine Wirbelgeneratoren und Winglets untersucht.

Der abgestrahlte Schalldruckpegel wird mit einem eigens entwickelten Mikrofon-Array, welches sich in der Strömung befindet, bestimmt. Auf diese Weise kann die durch die einzelnen Maßnahmen erzielte Reduzierung des abgestrahlten Schalls quantitativ bestimmt werden.

Der mit dem Mikrofon-Array gemessene Schalldruckpegel des Seitenkanten-Geräusches hat ein ausgeprägtes lokales Maximum bei 2.9 kHz und die gemessene Schallleistung dieses Geräusches wächst mit der Anströmgeschwindigkeit in der fünften Potenz. Ein wichtiges Ergebnis der Array-Messungen zeigt, dass die Position der maximalen Schallemission des Seitenkanten-Geräusches von der Frequenz abhängt.

Das Seitenkanten-Geräusch kann sowohl mit Hilfe des Ausblasens von Luft an der Seitenkante als auch mit passiven Maßnahmen deutlich reduziert werden. Im Bereich des spektralen Maximums zwischen 2.2 und 5 kHz beträgt die maximale Reduktion durch das Ausblasen 16 dB. Es zeigt sich, dass die Reduzierung des Geräusches von dem in die Strömung eingebrachten Impuls abhängt. Mit zunehmendem eingeblasenen Impuls wird der Pegel schrittweise reduziert. Im gleichen Frequenzbereich kann das Seitenkanten-Geräusch mittels Winglets oder eines Saugseiten-Zaunes um bis zu 18 dB vermindert werden. Diese Beeinflussungsmethoden führen auch zu einer Schallreduktion in den höheren Frequenzen. Simultan zu den Array-Messungen durchgeführte Kraftmessungen zeigen, dass die aerodynamischen Beiwerte in der Landekonfiguration weder durch die aktiven noch durch die passiven Maßnahmen beeinflusst werden.

Zur Untersuchung des Schallentstehungsmechanismus an der Seitenkante der Hinterkantenklappe werden PIV- Messungen an einem einzelnen ungepfeilten Flügel durchgeführt. Diese Messungen zeigen eine sehr inhomogene und instationäre Wirbelstärkeverteilung im Bereich der Seitenkante. Die Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes befinden sich sehr nah an der festen Oberfläche des Flügels und stellen damit eine sehr effektive Schallquelle dar. Durch das Ausblasen wird das instationäre Feld von der festen Oberfläche des Flügels weg bewegt, was die Reduktion des Seitenkanten-Geräusches erklärt. Die Messung des Strömungsfeldes mittels PIV zur Beschreibung der Schallentstehung hat demnach wichtige Erkenntnisse über die Schallentstehung im Bereich der Seitenkante geliefert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Umströmungsgeräusch bei Verkehrsflugzeugen	3
1.2	Das Seitenkanten-Geräusch	4
1.3	Schallreduktion durch Strömungsbeeinflussung	9
1.4	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	11
2	Theorie	15
2.1	Wirbelschall im Freifeld	15
2.2	Wirbelschall mit fester Berandung	17
2.3	Symbolverzeichnis	21
3	Versuchsaufbau	23
3.1	Versuchsaufbau I: SCCH-Modell	23
3.2	Versuchsaufbau II: Generisches Modell	26
3.3	Beeinflussungsmethoden	29
3.3.1	Aktive Beeinflussung	31
3.3.2	Passive Beeinflussung	38
3.4	Symbolverzeichnis	42
4	Messmethoden	43
4.1	Mikrofon-Array Messungen	43
4.1.1	Historischer Überblick und Stand der Forschung	44
4.1.2	Delay-and-Sum Beamformer	47
4.1.3	Retardierte Zeit in der Strömung	52
4.1.4	Verbesserung des SNR	53
4.1.5	Array Pattern	57
4.1.6	Berechnung einer optimalen Mikrofonanordnung	61
4.1.7	Aufbau der verwendeten Mikrofon Arrays	63
4.1.8	Kalibrierung der Mikrofone	76
4.1.9	Voruntersuchungen mit dem kleinen Mikrofon-Array	76
4.1.10	Grenzschichtmessungen auf dem Mikrofon-Array	82

INHALTSVERZEICHNIS

4.1.11	Symbolverzeichnis	84
4.2	Messung der aerodynamische Beiwerte	86
4.3	PIV-Messungen	87
4.3.1	Das Messprinzip	87
4.3.2	PIV-Auswertung nach dem Standardverfahren	89
4.3.3	Einfluss starker Geschwindigkeitsgradienten	91
4.3.4	PIV-Auswertung mit Bilddeformation	95
4.3.5	Bestimmung der weiteren Strömungsgrößen	102
4.3.6	Symbolverzeichnis	103
5	Untersuchungen ohne Beeinflussung	105
5.1	Übersicht über das Kapitel	105
5.2	Schallquellen auf dem SCCH-Modell	106
5.3	Variation des Anstellwinkels	115
5.4	Spektrum des Seitenkanten-Geräusches	121
5.5	Variation der Geschwindigkeit	123
5.6	Position des Seitenkanten-Geräusches	130
5.7	Das Strömungsfeld an der Seitenkante	133
5.8	Symbolverzeichnis	150
6	Untersuchungen mit Beeinflussung	151
6.1	Übersicht über das Kapitel	151
6.2	Beeinflussung des Seitenkanten-Geräusches	152
6.3	Parameter der Schallreduzierung	156
6.4	Beeinflussung des Strömungsfeldes	160
6.5	Die Konfiguration E541	175
6.6	Die Konfigurationen E551 und E521	177
6.7	Passive Schallreduktion	181
6.8	Die aerodynamischen Kräfte	184
6.9	Symbolverzeichnis	189
7	Diskussion	191
7.1	Bewertung der aktiven Schallreduktion	191
7.2	Vergleich mit passiver Schallreduktion	197
7.3	Symbolverzeichnis	200
8	Zusammenfassung	201
A	Versuchsaufbau	207
A.1	Generischer Flügel in der Draufsicht	207
A.2	Abmessungen der Wirbelgeneratoren	208

B	Array	209
	B.1 Retardierte Zeit und Phasenfehler	209
	B.2 Array-Pattern im Fernfeld	211
	B.3 Mikrofonpositionen mit Positionsnummer	213
	B.4 Auflösung des kleinen Mikrofon-Arrays	214
	B.5 Versuchsaufbau des kleinen Mikrofon-Arrays	215
	B.6 Innenansicht des großen Mikrofon-Arrays	218
	B.7 Kalibrierung der Mikrofone	219
	B.7.1 Versuchsaufbau	219
	B.7.2 Ergebnisse für die Referenzmikrofone	221
	B.7.3 Ergebnisse für die Sennheiser-Mikrofone	222
	B.8 Daten der Sennheiser Mikrofone	226
C	PIV	231
	C.1 Transformation der Pixeldaten in physikalische Koordinaten . . .	231
D	Diskussion	235

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1

Einleitung

Die Reduzierung der Schallemissionen von Verkehrsflugzeugen ist ein zentrales Thema in der heutigen aeroakustischen Forschung. Nach Angaben des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit fühlen sich in Deutschland durch den Luftverkehr 16% der Bevölkerung *mittelmäßig* oder *stärker belästigt* (BMU, 2002). Um trotz steigenden Verkehrsaufkommens ein Anwachsen dieser Lärmbelastung zu vermeiden und die Schallemissionen weiter zu senken, müssen die vorhandenen Schallquellen reduziert werden.

Die Schallabstrahlung von Verkehrsflugzeugen ist zum einen bestimmt durch die Antriebssysteme und zum anderen durch die Umströmung des Flugzeuges. Der Schall der Antriebssysteme hängt von der Art des Triebwerks ab. Er setzt sich bei Turbofan-Triebwerken aus Freistrahler-, Turbinen-, Verbrennungs- und Rotorgeräuschen zusammen (Michel, 1995). Das Freistrahlergeräusch wurde durch die Entwicklung von Triebwerken mit einem großen Nebenstromverhältnis erheblich vermindert. Absorbierende Materialien und konstruktive Maßnahmen haben die Schallemissionen der Antriebssysteme weiter reduziert.

Seit den siebziger Jahren rückte daher auch das Umströmungsgeräusch, der sog. *Airframe Noise*, in das Zentrum der Forschungsaktivitäten (Crighton, 1991). Abbildung 1.1 zeigt die Anteile der verschiedenen Schallquellen eines typischen kommerziellen Flugzeuges am Gesamtlärm. Das Umströmungsgeräusch ist in der Startphase im Vergleich zu den übrigen Quellen vernachlässigbar, im Landeanflug jedoch gehört es zu den wichtigsten Schallquellen. Der Triebwerkshersteller Pratt & Whitney hat für die kommenden Jahre eine weitere Reduzierung des Antriebsgeräusches um bis zu 7 dB angekündigt (RAND, Europe, 2001). Berücksichtigt man dies in Abbildung 1.1 wird deutlich, dass in der zukünftigen Entwicklung leiserer Flugzeuge das Umströmungsgeräusch eine wichtige Rolle spielt¹.

¹Ein weiteres Indiz für die Aktualität des Themas Airframe Noise ist die Arbeit großer staatlich finanzierter Forschungseinrichtungen in diesem Bereich. So hat die National Aeronautics and Space Administration, NASA, im Jahr 1994 ein *Noise Reduction Program* gestartet, wobei das

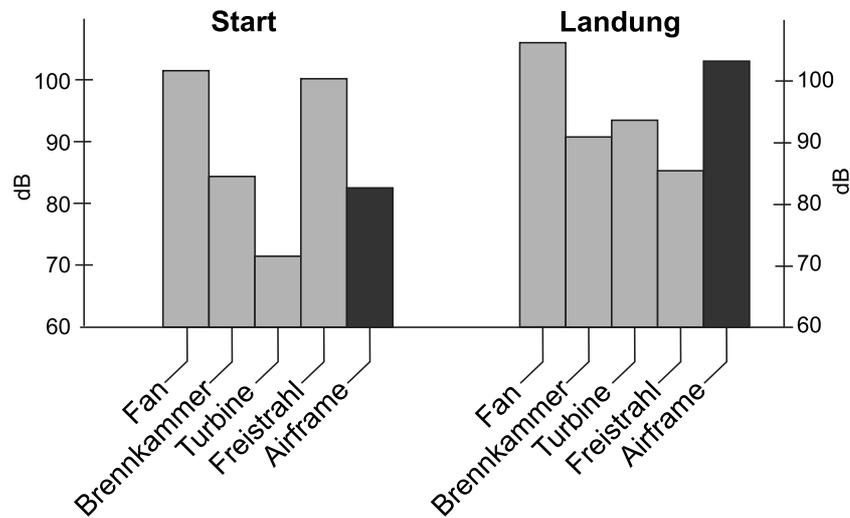


Abbildung 1.1: Anteil der verschiedenen Schallquellen eines typischen Verkehrsflugzeuges am Gesamtlärm während des Starts und der Landung (NASA, 1997).

Eine der dominantesten Schallquellen des Umströmungsgeräusches ist das Seitenkanten-Geräusch, der sog. *Flap Side-Edge Noise*. Der Entstehungsort dieses Geräusches ist der seitliche Rand der ausgefahrenen Hinterkantenklappe. Damit ist diese Quelle insbesondere während des Landeanflugs von großer Bedeutung. Das Seitenkanten-Geräusch steht im Zentrum der vorliegenden Arbeit. Es soll quantitativ vermessen und mit Hilfe von aktiven und passiven Methoden der Strömungsbeeinflussung reduziert werden.

Dieses Kapitel stellt zunächst die verschiedenen Schallquellen des Umströmungsgeräusches und ihre Entstehungsmechanismen dar. Das Seitenkanten-Geräusch wird mit den anderen Schallquellen des Umströmungsgeräusches verglichen und bezüglich seiner Bedeutung eingeordnet (Abschnitt 1.1). Daran anschließend wird in Abschnitt 1.2 das Seitenkanten-Geräusch genauer betrachtet. In einer Übersicht wird der Stand der Forschung dargestellt. Abschnitt 1.3 beschreibt die Ergebnisse anderer Forschungsgruppen bezüglich der Reduktion des Seitenkanten-Geräusches. Die Zielsetzung und die Gliederung der vorliegenden Arbeit schließen das Kapitel im Abschnitt 1.4 ab.

Hauptaugenmerk auf den Airframe Noise gerichtet ist. Das Ziel ist die Reduktion des Schalldruckpegels aller Verkehrsflugzeuge um 10 dB im Vergleich zu 1992 (Macaraeg et al., 1999).

1.1 Umströmungsgeräusch bei Verkehrsflugzeugen

Betrachtet man nur das Umströmungsgeräusch, ist die Schallabstrahlung in der Landekonfiguration am größten, da in dieser Konfiguration der Vorflügel, die Hinterkantenklappen und das Fahrwerk ausgefahren werden. Die Umströmung dieser Elemente führt zu einer starken Schallemission, die auf der Druckseite größer als auf der Saugseite ist. Abbildung 1.2 zeigt einen Airbus A340 in der Landekon-

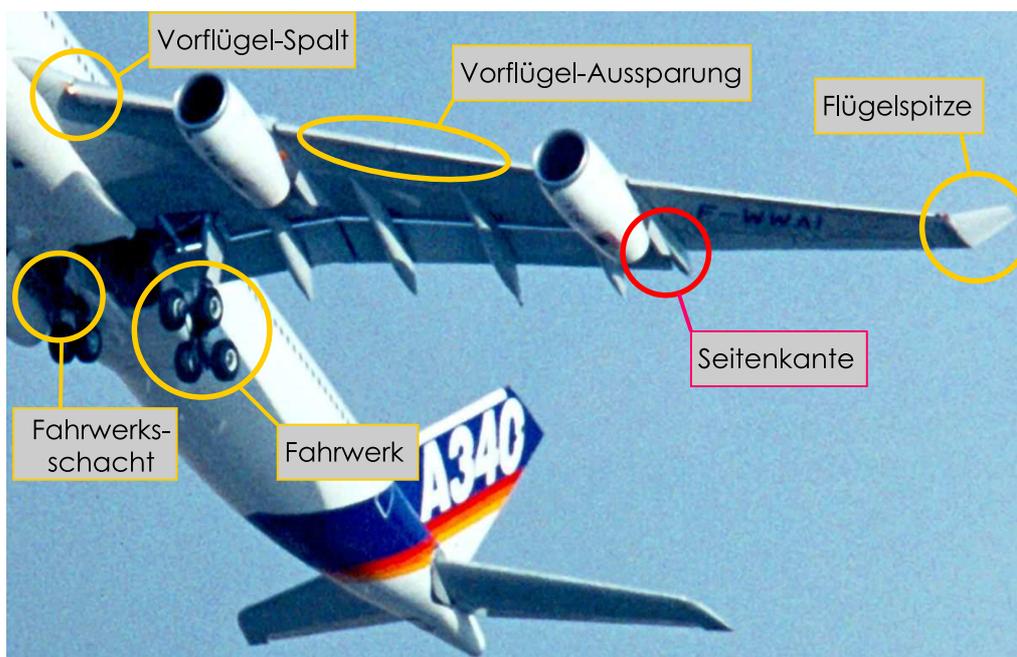


Abbildung 1.2: Hauptquellen des Umströmungsgeräusches.

figuration. Die verschiedenen Schallquellen, welche durch die Umströmung des Flugzeuges hervorgerufen werden, sind eingezeichnet. Die beschriebenen Schallquellen weisen dabei unterschiedliche Quellstärken auf. Eine Vielzahl von experimentellen Untersuchungen zeigen, dass das Seitenkanten-Geräusch zu den dominantesten Schallquellen des Umströmungsgeräusches gehört (Fink & Schlinker, 1980, Hayes et al., 1997, Meadows et al., 1997, Michel et al., 1998, Stoker et al., 2003, van der Wal & Sijtsma, 2001, Choudhari et al., 2002).

Fink & Schlinker, 1980 untersuchen die Schallabstrahlung verschiedener Quellen des Umströmungsgeräusches mit Hilfe von Fernfeld- und Hohlspiegelmessungen in einer offenen Messstrecke. Der Vergleich von einer geteilten mit einer durchgehenden Hinterkantenklappe zeigt, dass die Schallabstrahlung für den Fall der geteilten Hinterkantenklappe um 4 bis 5 dB über dem der durchgehenden

Hinterkantenklappe liegt. Der Pegel des Seitenkanten-Geräusches ist in dem gesamten Frequenzbereich größer als der Pegel des ausgefahrenen Vorflügels. Die maximale Differenz beträgt dabei ca. 8 dB.

Hayes et al., 1997 vergleichen die verschiedenen Quellen des Umströmungsgeräusches mit Hilfe eines Mikrofon-Arrays. In einer geschlossenen Messstrecke werden mit einem Mikrofon-Array die Quellen eines 1 : 21-Modells einer DC10 untersucht. Die Array-Messungen zeigen, dass die dominanten Quellen an den Seitenkanten der äußeren und inneren Hinterkantenklappen zu finden sind. Das Geräusch des Vorflügels ist demgegenüber bei einer Frequenz von $f = 7400$ Hz ca. 8 dB geringer. Messungen mit einem Einzelmikrofon zeigen zudem einen ansteigenden Pegel des abgestrahlten Schalls für eine Erhöhung des Anstellwinkels der Hinterkantenklappe. Der Pegel wird durch das Ausfahren des Vorflügels kaum erhöht, bei keiner Frequenz um mehr als 3 dB. Das gleiche gilt für die Fahrwerksgeräusche.

Das Geräusch in der Vorflügel-Aussparung (*Slat-Cove*) kann für bestimmte Konfigurationen jedoch dominanter sein als das Seitenkanten-Geräusch. In Storms et al., 1999 zeigen Messungen an einem Flügel mit ausgefahrenem Vorflügel und geteilter Hinterkantenklappe den größten Pegel im Bereich der Vorflügel-Aussparung. Der Flügel ist dabei jedoch nicht gepfeilt. Es scheint, dass bei ungepfeilten Flügeln eine zweidimensionale Schallquelle wie das Slat- oder das Flap-Cove Geräusch dominanter ist als eine dreidimensionale Schallquelle wie das Seitenkanten-Geräusch.

Michel et al., 1998 untersuchen die Schallquellen an realen Verkehrsflugzeugen in Überflugmessungen mit einem Mikrofon-Array. Die Hinterkantenklappen sind dabei ausgefahren und die Vorflügel eingefahren. Bei tiefen Frequenzen um 315 Hz stellt das Fahrwerk die stärkste Schallquelle dar. Das Seitenkanten-Geräusch zeigt zwischen 800 und 2000 Hz einen hohen Pegel. Die Ergebnisse zeigen zudem, dass das Seitenkanten-Geräusch im Landeanflug bei bestimmten Flugzeugtypen einen ähnlich großen Pegel aufweist wie das Antriebsgeräusch. Stoker et al., 2003 führen ähnliche Überflugmessungen mit einem Mikrofon-Array an einer Boeing 777-200 durch. Für die Terzen mit den Terzbandmittenfrequenzen 800, 1600 und 2500 Hz sind die innere Hinterkantenklappe und das vordere Fahrwerk die dominanten Schallquellen. Insbesondere bei 800 Hz sind kaum andere Schallquellen als das Seitenkanten-Geräusch zu erkennen.

1.2 Das Seitenkanten-Geräusch

Die beiden wichtigsten theoretischen Arbeiten zu dem Thema Seitenkanten-Geräusch stammen von Hardin, 1980 und Howe, 1982.

Hardin beschreibt in einem zweidimensionalen Wirbelmodell die inkompres-

sible Strömung mittels der Überlagerung einer laminaren Potentialströmung mit einem Längswirbel. Die Berechnung des akustischen Fernfeldes führt auf eine $\sin(\theta/2)$ -Richtcharakteristik, wobei θ den Winkel zwischen der Klappensehne und der Beobachterposition angibt. Hardin zeigt außerdem, dass die Amplitude des abgestrahlten Schalls vom Abstand des Wirbels zur scharfen Seitenkante abhängt. Crighton, 1972 zeigte ähnliche Zusammenhänge für einen Wirbel in der Nähe der Seitenkante einer halbunendlichen Platte. Der dort angegebene Zusammenhang zwischen der Anströmgeschwindigkeit u_∞ und der Schalleistung Π im Fernfeld ist $\Pi \propto u_\infty^3$. Wie im Folgenden gezeigt wird, stehen sowohl die berechnete Richtcharakteristik als auch das Geschwindigkeitsgesetz im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen. Die schallerzeugenden Mechanismen an der Seitenkante einer Hinterkantenklappe können in dem zweidimensionalen Modell Hardins nicht voll erfasst werden.

Howe, 1982 wählt in seiner Arbeit einen anderen Ansatz. Er modelliert die Hinterkante eines Flügels als halbunendliche Platte. Wird eine geteilte Hinterkantenklappe ausgefahren, entsteht ein Spalt zwischen dieser und dem nicht-ausgelenkten Teil der benachbarten Hinterkante. Diesen Spalt berücksichtigt Howe in seinem dreidimensionalen Modell, in welchem die Streuung des Schalls durch diesen Spalt in der verwendeten kompakten GREENSchen Funktion berechnet wird. Das Strömungsfeld selber modelliert er dabei nicht, sondern integriert dies in ein äquivalentes Druckfeld auf der Oberfläche, welches numerisch berechnet oder experimentell gewonnen werden muss. Die berechnete Richtcharakteristik zeigt eine STROUHAL-Abhängigkeit. Bei niedrigen STROUHAL-Zahlen ist die Richtcharakteristik gegeben durch $\sin^2(\theta/2)/(1 + M \cos \theta)^3$ bei hohen durch $1/(1 + M \cos \theta)^2$. Dabei bezeichnet M die jeweilige MACH-Zahl. Die Effizienz der Abstrahlung nimmt außerdem mit kleiner werdendem $\omega S/u_\infty$ zu, wobei S die Breite des Spaltes zwischen der aus- und der eingefahrenen Klappe angibt. Bei niedrigen Frequenzen und einem kleinen Spalt findet eine stärkere Abstrahlung ins Fernfeld statt.

Die ersten experimentellen Untersuchungen des Seitenkanten-Geräusches stammen aus den 70er Jahren. Miller et al., 1982 führen instationäre Druckmessungen auf der Oberfläche einer geteilten Hinterkantenklappe durch. Parallel wird der Schall im Fernfeld mit einem Mikrofon gemessen. Kreuzkorrelationen zwischen den Drucksensoren und dem Fernfeldmikrofon zeigen, dass die Schallemissionen, welche von der Seitenkante herrühren um 10 bis 15 dB größer sind, als die Emissionen, welche von der Mitte der Hinterkantenklappe herrühren. Für das Geschwindigkeitsgesetz gilt der Zusammenhang $\Pi \propto u_\infty^{5.4}$. Die Richtcharakteristik entspricht mit $|p(\theta)| \propto \sin^2(\theta/2)$ eher der Richtcharakteristik einer halbunendlichen Platte als einer Dipol-Richtcharakteristik im Freifeld.

Radeztsky Jr. et al., 1998 untersuchen das Strömungsfeld im Bereich der Seitenkante einer Hinterkantenklappe sehr detailliert. In einer offenen Messstrecke

wird ein ungepfeilter Hauptflügel mit einer geteilten Hinterkantenklappe vermessen. Das Geschwindigkeitsfeld wird im Bereich der Seitenkante mit einer Fünflochsonde gemessen. Die Ergebnisse zeigen das Aufrollen der zwei ablösenden Scherschichten zu zwei Wirbelstrukturen, einem starken Seitenkanten- und einem schwächeren Saugseitenwirbel. Diese verschmelzen bei einer Flügeltiefe von $x/c_F \approx 0.6$ auf der Saugseite der Klappe zu einem starken Hauptwirbel, wobei c_F die Sehnenlänge der Hinterkantenklappe angibt. Der starke Seitenkantenwirbel wird durch die untere Scherschicht mit Wirbelstärke aufgefüllt. Radeztsky Jr. et al., 1998 vermuten, dass diese gekrümmte Scherschicht die Instabilität des Wirbels unterstützt und damit eine Hauptquelle des Seitenkanten-Geräusches darstellt. Sie beobachten außerdem ein Aufplatzen des Hauptwirbels für große Anstellwinkel δ_F der Hinterkantenklappe. Die Messungen der Fünflochsonde zeigen für diesen Fall ein starkes Anwachsen des Wirbelkernradius und eine Reduktion der axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten.

Meadows et al., 1997 und Macaraeg, 1998 führen akustische Messungen an dem gleichen Modell durch. Mit einem großem Mikrofon-Array wird die Quellverteilung auf dem Modell vermessen. Die Richtcharakteristik der einzelnen Quellen wird mit einem kleinen Mikrofon-Array bestimmt. Sie zeigen, dass das von Radeztsky Jr. et al., 1998 gemessene Aufplatzen des Wirbels zu einer erhöhten Schallemission führt. Die Spektren des Seitenkanten-Geräusches zeigen zudem in den tieferen Frequenzen eine Geschwindigkeitsgesetz von $\Pi \propto u_\infty^\alpha$ mit $5 \leq \alpha \leq 5.5$.

Streett, 1998 untersucht das Strömungsfeld im Bereich der Hinterkantenklappe mit Hinblick auf das Seitenkanten-Geräusch numerisch. Die berechnete Konfiguration entspricht derjenigen aus den Experimenten von Radeztsky Jr. et al., 1998. Mit Hilfe von U-RANS Rechnungen wird das Strömungsfeld an einer Seitenkante berechnet. Die räumliche Entwicklung des Strömungsfeldes zeigt eine ähnliche Struktur wie in den experimentellen Messungen. Die Stabilität des Wirbelsystems wird anschließend untersucht, indem lokal kleine Störungen in die Strömung eingeführt werden. Es zeigt sich, dass eine absolute Instabilität für bestimmte Frequenzen angeregt werden kann. Außerdem ist ersichtlich, dass die durch die Störung verursachten Fluktuationen in der Strömung mit zunehmender Flügeltiefe von der Seitenkante auf die Saugseite wandern. Der Pegel der Druckschwankungen ist an der oberen Ecke und an der Seitenkante am größten. Die geometrische Singularität an der Saugseitenecke spielt dabei wahrscheinlich eine entscheidende Rolle in der Schallentstehung. Streett, 1998 geht davon aus, dass die Fluktuationen der absoluten Instabilität auf Wirbelinstabilitäten zurückzuführen sind. Ihre Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Instabilität der Scherschicht eher zu Schallemissionen im oberen Frequenzbereich führt.

Sen, 1997 untersucht den Entstehungsmechanismus mit Hilfe eines theoretischen Modells. Er simuliert die dreidimensionale Strömung an der Seitenkante

in einem zweidimensionalen Schnitt durch das Strömungsfeld. Die Sekundärströmung in diesem Schnitt wird durch die Überlagerung einer laminaren Potentialströmung mit dem Strömungsfeld eines Punktwirbels modelliert. Sen führt zunächst eine Stabilitätsuntersuchung für diese Konfiguration durch und erhält Eigenschwingungen im Bereich

$$0.1 \leq St_d \leq 0.7 \quad \text{mit} \quad St_d = \frac{f d_F}{u_\infty}. \quad (1.1)$$

Die STROUHAL-Zahl St_d wird dabei mit der Dicke der Hinterkantenklappe d_F und der Anströmgeschwindigkeit u_∞ gebildet. In der weiteren Untersuchung führt er einen Störwirbel in das Modell ein. Dieser soll Strömungsstrukturen simulieren, die von stromauf in das Rechengebiet gelangen. Die angeregte Dynamik führt zu einer Verbreiterung des Spektrums der Eigenschwingungen. Die Richtcharakteristik seines Modells gibt Sen mit $|p(\theta)| \propto \sin(\theta/2)$ an, was dem Ergebnis von Hardin, 1980 entspricht.

Das Modell von Sen wird in Hardin & Martin, 1997 erweitert, indem das dreidimensionale Schallfeld über die vereinfachte Gleichung von Curle, 1955 berechnet wird. Für typische Parameter eines Flugzeugs im Landeanflug mit einer ausgefahrenen Hinterkantenklappe ermittelt Hardin einen dominanten STROUHAL-Bereich von $0.8 \leq St_d \leq 1.3$.

Guo, 1999 modelliert die Umströmung der Seitenkante ebenfalls mit einem Wirbelverfahren. In einem Schnitt durch die Hinterkantenklappe wird mit dem Einsetzen von Punktwirbeln das Aufrollen der zwei Scherschichten an einer halbunendlichen Platte simuliert. Die Wirbelstärke, die in jedem Zeitschritt neu eingesetzten Punktwirbel, wird mit der instationären KUTTA-Bedingung bestimmt. Im Gegensatz zu Sen, 1997 wird der Seitenkantenwirbel nicht durch einen einzigen Wirbel, sondern aus einer Vielzahl von Punktwirbeln modelliert. Damit kann auch die Scherschichtinstabilität des Seitenkantenwirbels untersucht werden. Die berechneten Druckschwankungen zeigen ein Maximum an der Seitenkante und sind deutlich abgeschwächt auf der Saug- und der Druckseite. Das Spektrum der Oberflächendruckschwankungen zeigt ein Maximum bei $St_d \approx 1$.

Khorrani & Singer, 1999 haben ein Modell der Seitenkantenumströmung entwickelt, in welchem die beiden Hauptmechanismen, Wirbel- und Scherschichtinstabilität, getrennt betrachtet werden. Die Geschwindigkeitsverteilung des Modellwirbels wird nach Batchelor, 1964 und die gekrümmte Scherschicht an der Seitenkante nach Michalke & Timme, 1967 modelliert. Die Ergebnisse aus den Instabilitätsrechnungen zeigen, dass die Wirbelinstabilitäten über einen sehr großen Frequenzbereich angefacht werden können. Die maximale Verstärkungsrate liegt in dem STROUHAL-Zahlbereich

$$0.32 < St_r < 0.64, \quad (1.2)$$

wobei die STROUHAL-Zahl St_r mit der Anströmgeschwindigkeit u_∞ und dem Wirbelkernradius r_1 gebildet wird. Die Frequenz dieser Instabilität nimmt mit der Strecke, die der Seitenkantenwirbel an der Seitenkante zurückgelegt hat, ab. Dies kann mit dem Anwachsen des Wirbelkernradius mit zunehmender Lauflänge erklärt werden.

Brooks & Humphreys, 2000 beschreiben den physikalischen Quellmechanismus ähnlich wie Khorrami & Singer, 1999 und stützen sich dabei auf experimentelle Ergebnisse. Für das theoretische Modell verwenden sie die theoretische Beschreibung der Schallquelle durch die Konvektion der turbulenten Grenzschicht entlang der Hinterkantenklappe in Howe, 1978 und Brooks & Marcolini, 1986. Die daraus erzielten Vorhersagen stimmen sehr gut mit experimentellen Ergebnissen überein. Brooks & Humphreys, 2000 gehen demnach von der Scherschichtinstabilität als primäre Schallquelle aus.

Die wichtigsten Parameter des Seitenkanten-Geräusches wie Richtcharakteristik, Geschwindigkeitsgesetz und Frequenzbereich sind in Tabelle 1.1 in einer Literaturübersicht zusammengefasst. Der Frequenzbereich ist dimensionslos als STROUHAL-Zahl angegeben, gebildet mit der Dicke der Hinterkantenklappe d_F und der Anströmgeschwindigkeit u_∞ . Die St -Zahl wird in der Literatur nicht immer auf diese Weise gebildet. Es besteht noch keine Einigkeit darüber, wie die Größen d und u_∞ zu wählen sind. So wird in Guo, 1999 als Längenmaß die Flügeltiefe, in Hardin & Martin, 1997 die Flügeldicke und in Khorrami & Singer, 1999 der Durchmesser des Wirbelkerns zur Bildung der St -Zahl verwendet. Für die Geschwindigkeit wird entweder die freie Anströmgeschwindigkeit oder die lokale Geschwindigkeit der Umströmung der Seitenkante verwendet (Guo et al., 2000). In Tabelle 1.1 werden alle Frequenzwerte auf die jeweilige Dicke der Hinterkantenklappe und die freie Anströmgeschwindigkeit bezogen. Die geometrischen Daten und damit die St -Zahl müssen dabei z. T. aus den vorhandenen Angaben abgeschätzt werden. Der STROUHAL-Zahlbereich liegt für alle Fälle bei $St = 1 \pm 0.6$. Die Abweichung in Sen, 1997 ist durch das einfache Wirbelmodell zu erklären.

Tabelle 1.1 gibt zudem die Richtcharakteristik und das Potenzgesetz an, falls diese in der jeweiligen Veröffentlichung mit angegeben wurden. Die Richtcharakteristik wird in zwei Veröffentlichungen mit $\sin^2(\theta/2)$ angegeben, was mit den Ergebnissen aus Howe, 1982 übereinstimmt.

Der Mechanismus der Schallentstehung und die wichtigsten Einflussparameter werden im Folgenden auf Grund der vorgestellten Literatur zusammenfassend dargestellt.

Die an den Seitenkantenecken der Hinterkantenklappe ablösenden Scherschichten rollen sich zu zwei Wirbelstrukturen auf. Diese Wirbel verbinden sich bei $x/c_F \approx 0.5 - 0.6$ zu einem Hauptwirbel auf der Saugseite der Klappe. Die ablösenden gekrümmten Scherschichten sind selber instabil und führen zu Schwan-

1.3. SCHALLREDUKTION DURCH STRÖMUNGSBEEINFLUSSUNG

Tabelle 1.1: Parameter des Seitenkanten-Geräusches. Angegeben ist jeweils, ob die Ergebnisse experimentell (Exp.) oder numerisch (Num.) erzielt wurden.

Literatur	St_d	Richtch.	Potenzgesetz
Miller, 1982 , Exp.	-	$\sin^2(\theta/2)$	$\Pi \propto u_\infty^{5.4}$
Brooks, 1986 Exp.	0.65 – 1.62	-	$\Pi \propto u_\infty^5$
Meadows, 1997 , Exp.	0.45 – 1.5	-	$\Pi \propto u_\infty^{5.0-5.5}$
Sen, 1997 , Num.	0.1 – 0.7	$\sin(\theta/2)$	-
Streett, 1998 , Num.	≈ 1.16	$\sin^2(\theta/2)$	$\Pi \propto u_\infty^5$
Khorrami, 1999 , Num.	0.633 – 1.27	-	-
Brooks, 2000 , Exp.	0.36 – 1.7	-	-

kungen in dem Strömungsfeld (Scherschichtinstabilität). Die geometrische Singularität der Saugseitenecke spielt bei dem Mechanismus der Schallentstehung eine bedeutende Rolle. Außerdem regen diese Instabilitäten die gesamte Wirbelstruktur zu Oszillationen an (Wirbelinstabilität). Diese Wirbelinstabilität kann zudem verstärkt werden durch Störungen, welche durch die stromauf befindlichen Flügelkomponenten an die Seitenkante gelangen. Das instationäre Strömungsfeld in der Nähe der festen Oberfläche der Klappe führt zur Schallabstrahlung ins Fernfeld. Die entstehenden Druckschwankungen auf der festen Oberfläche werden dabei häufig als Quellen angenommen.

Die Richtcharakteristik weist eine Nierenform mit $|p(\theta)| = \sin^2(\theta/2)$ auf. Die Hauptabstrahlrichtung ist normal zur Klappenoberfläche orientiert, wobei in Richtung der Druckseite die Abstrahlung etwas höher ist. Der Zusammenhang zwischen der Anströmgeschwindigkeit und der abgestrahlten Schalleistung im Fernfeld ist u_∞^α , wobei $5.0 \leq \alpha \leq 5.5$ und ist demnach ähnlich dem Schallmechanismus beim Hinterkantengeräusch (Brooks & Hodgson, 1981) und dem theoretischen Ersatzmodell einer Wirbelbewegung in der Nähe einer Ecke (Kambe, 1986). Der schallerzeugende Mechanismus ist am effizientesten bei tiefen Frequenzen in dem Bereich $0.6 \leq St_d \leq 1.3$. Dabei ist der Schalldruckpegel an der Seitenkante um mehr als eine Größenordnung höher als in der Mitte der Hinterkantenklappe. Bei großen Anstellwinkeln kommt es zudem zum Aufplatzen des Wirbels und damit zu einer zusätzlichen Erhöhung des abgestrahlten Pegels.

1.3 Schallreduktion durch Strömungsbeeinflussung

Die Maßnahmen zur Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches, die bereits in der Literatur existieren, werden im Folgenden dargestellt. Es handelt sich in allen

Fällen um passive Beeinflussungsmethoden.

Storms et al., 1998 und van der Wal & Sijtsma, 2001 untersuchen die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches mit Hilfe von Zäunen (*Fences*). Dabei handelt es sich um Abdeckplatten an der Seitenkante, welche die Seitenkante auf der Saug- oder Druckseite weiterführen. Die genaue Form der Zäune variiert zwischen den verschiedenen Untersuchungen. Der Seitenkanten-Zaun verzögert das Aufrollen der Seitenkantenwirbel und stabilisiert die Position des Wirbels an der unteren Ecke der Seitenkante. Damit wird ein Verschmelzen der beiden Wirbel zu einer großen Wirbelstruktur auf der Saugseite der Hinterkantenklappe verhindert. Van der Wal & Sijtsma messen mit einem Mikrofon-Array an einem 1:12-Modell eine Reduzierung des abgestrahlten Schalls um bis zu 7 dB. Die größte Effektivität erreicht dieses Verfahren für Frequenzen oberhalb von 6 kHz. Der dominante Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches wird zudem durch die Anbringung der Zäune zu tieferen Frequenzen verschoben.

Eine weitere Methode der passiven Strömungsbeeinflussung ist das Ersetzen der undurchlässigen Seitenkante durch poröses Material (Revell et al., 1997). Dadurch kommt es zum einen zu einer Veränderung des lokalen mittleren Strömungsfeldes durch die Durchströmung des porösen Materials. Zum anderen wird durch die poröse Seitenkante die akustische und aerodynamische Oberflächenimpedanz verändert. Dies führt zu einer Dissipation der Strömungsenergie und zu einer Absorption der akustischen Energie. Die akustischen Messungen mittels eines Mikrofon-Arrays an einem Modell mit dem Maßstab 1:20 zeigen eine Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches über einen großen Frequenzbereich. Insbesondere zwei Frequenzmaxima bei 15 bzw. 24.5 kHz werden um 8 bzw. 10 dB abgesenkt. Die instationären Druckmessungen zeigen eine Reduzierung des Pegels bei Verwendung des porösen Materials an der Seitenkante um ca. 6 bis 9 dB. In der Arbeit von Choudhari & Khorrani, 2003 wird das Strömungsfeld an der Seitenkante bei Verwendung des porösen Materials mit Hilfe von RANS-Rechnungen numerisch untersucht. Die berechnete gemittelte Wirbelstärke im Bereich der Seitenkante zeigt, dass die Verwendung des porösen Materials den primären Seitenkantenwirbel schwächt. Außerdem verschmelzen die beiden Wirbel nicht zu einem Hauptwirbel. Der Auftriebsbeiwert wird durch die Beeinflussung nicht verändert. Die Zirkulation wird demnach nicht verringert, sondern die Wirbelstärke auf einen größeren Bereich verteilt. Der Unterdruckbereich des Seitenkantenwirbels führt zudem zu einem zusätzlichen Massenfluss an der Seitenkante. Dieser drückt die Wirbelstruktur etwas weiter weg von der festen Oberfläche.

Storms et al., 2000 untersuchen den Einfluss der sog. *Continuous Moldline Technology, CMT*, auf das Seitenkanten-Geräusch. Dabei handelt es sich um ein flexibles Material, welches einen weichen Übergang zwischen der Seitenkante der ausgefahrenen Hinterkantenklappe und der Hinterkante des Hauptflügels herstellt. Die Messungen wurden an dem Modell aus Radeztsky Jr. et al., 1998 durchge-

führt. Der Eingriff in die Auftriebsverteilung ist größer als bei den übrigen Beeinflussungsmethoden, da die Flügelgeometrie stark verändert wird. Der Auftriebsbeiwert c_A wird über dem gesamten Bereich des Anstellwinkels ($0^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$) um ca. 5% für den Fall mit CMT verringert. Die Veränderung des Widerstandes ist nicht angegeben. Die akustischen Messungen mit einem Mikrofon-Array zeigen im unbeeinflussten Fall eine dominante Schallquelle im Bereich der Seitenkante. Das Leistungsspektrum dieser Quelle zeigt ein deutliches Maximum zwischen 5 und 7.5 kHz. In diesem Frequenzbereich liegt das Seitenkanten-Geräusch ca. 7 dB über dem Hintergrundrauschen. Diese Quelle verschwindet vollständig bei dem Verbinden der Seitenkante mit dem Hauptflügel durch die CMT-Methode.

Choudhari et al., 2002 untersuchen kleine Wirbelgeneratoren zur Schallminderung. Diese trapezförmigen Wirbelgeneratoren, sog. *Microtabs*, werden auf der Druckseite der Hinterkantenklappe angebracht. Die Sehnenlänge der ausgefahrenen Klappe beträgt dabei 165 mm. An den Seiten der Wirbelgeneratoren lösen kleine Wirbel ab, welche die ablösende Scherschicht verdicken. Die Mischungsschicht wird vergrößert und die mittlere Scherrate reduziert. Akustische Messungen mit einem Mikrofon-Array zeigen, dass mit Hilfe dieser Microtabs in einem großen Frequenzbereich eine Reduzierung der gemessenen Schalldruckpegel erreicht werden kann. Für sehr hohe Frequenzen beobachtet man eine Erhöhung der gemessenen Pegel, wahrscheinlich auf Grund von kleinskaligen Schwankungen, die durch die Wirbelgeneratoren hervorgerufen werden.

1.4 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches mittels aktiver und passiver Strömungsbeeinflussung.

In der aktiven Konfiguration zur Strömungsbeeinflussung wird Luft mit verschiedenen Ausblasraten an der Seitenkante in die Wirbelstruktur geblasen. Die physikalische Idee hinter dieser Art der Strömungsbeeinflussung lässt sich wie folgt zusammenfassen:

- Durch das Einbringen der Luft wird die Wirbelstruktur an der Seitenkante aufgeweitet und die maximale Wirbelstärke im Kernbereich des Wirbels reduziert.
- Zudem soll durch das Ausblasen die Entfernung zwischen den Wirbelstrukturen und der festen Oberfläche der Hinterkantenklappe vergrößert werden.
- Ein weiteres Ziel des Ausblasens ist die Reduzierung der instationären Dynamik des Seitenkantenwirbels.

Es wird erwartet, dass die dargestellten Mechanismen zu einer Reduktion der Schallemission führen. Die erzielten Pegelminderungen durch die aktive Strömungsbeeinflussung sollen mit Ergebnissen ausgewählter passiver Beeinflussungsmethoden quantitativ verglichen werden. Die passiven Methoden werden dabei zum großen Teil aus der Literatur entnommen. Es handelt sich um Wirbelgeneratoren, Winglets und Randkantenzäune.

Die Arbeitsschritte ergeben sich aus der Bearbeitung des eben dargestellten Hauptzieles.

1. Für die Durchführung der aeroakustischen und aerodynamischen Messungen müssen die entsprechenden Versuchsstände und Modelle entwickelt und aufgebaut werden. Die jeweiligen Modelle müssen dabei so konstruiert sein, dass an der Klappen-Seitenkante Luft mit verschiedenen Volumenströmen ausgeblasen werden kann.
2. Das Seitenkanten-Geräusch muss zur quantitativen Messung von den übrigen Schallquellen in der Messstrecke separiert werden. Aus diesem Grund soll ein Mikrofon-Array entwickelt werden mit dessen Hilfe unterschiedliche aeroakustische Schallquellen in der geschlossenen Messstrecke vermessen werden können. Der Signal-Rausch-Abstand dieses Messsystems muss groß sein, um die angestrebte Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches quantitativ bestimmen zu können.
3. Eine grundlegende Frage bei der Untersuchung des Seitenkanten-Geräusches ist, ob diese Quelle eine dominante Schallquelle darstellt. Dies kann mit Hilfe des Mikrofon-Arrays beantwortet werden. In diesem Zusammenhang soll zudem untersucht werden, von welchen Parametern die Quellverteilung abhängt und in welchem Frequenzbereich das Seitenkanten-Geräusch von Bedeutung ist.
4. In der Literatur existiert bisher noch keine einheitliche Theorie zum Quellmechanismus des Seitenkanten-Geräusches. Anhand von PIV-Messungen soll daher das Strömungsfeld an der Seitenkante vermessen werden. Da für eine effektive Schallabstrahlung die instationäre Bewegung von Wirbelstärke in der Nähe von festen Oberflächen verantwortlich ist, wird bei den PIV-Messungen das Hauptaugenmerk auf die Entstehung des Seitenkantenwirbels im Bereich der Seitenkante gelegt. In Zusammenhang mit den Ergebnissen aus den Array-Messungen ergibt sich daraus ein Bild über den Quellmechanismus.
5. Das Problem bei der Anwendung von Beeinflussungsmethoden in der Literatur ist vielfach, dass zwar die Schallabstrahlung reduziert wird, aber

1.4. ZIELSETZUNG UND GLIEDERUNG DER ARBEIT

der Wirkmechanismus nicht erklärt werden kann. Daher soll in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe des Mikrofon-Arrays und den PIV-Messungen der Wirkmechanismus des Ausblasens beschrieben und der wichtigste Einflussparameter gefunden werden.

6. Durch die verschiedenen Methoden der Schallreduzierung wird das Strömungsfeld an der Hinterkantenklappe beeinflusst. Aus diesem Grund werden für alle Beeinflussungsmethoden die aerodynamischen Kräfte gemessen. Damit wird sichergestellt, dass die jeweiligen Methoden keinen Einfluss auf die aerodynamische Leistung des Flügels haben.
7. Abschließend sollen die erzielten Ergebnisse der aktiven Beeinflussung mit Ergebnissen ausgewählter passiver Beeinflussungsmethoden quantitativ verglichen werden. Die passiven Methoden werden aus der Literatur entnommen. Da die Abmessungen der Modelle in den angegebenen Veröffentlichungen von dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Modell abweichen, müssen die passiven Methoden entsprechend den Angaben aus der Literatur neu konstruiert und an das hier vorliegende Modell angepasst werden.

Die Gliederung der Arbeit ergibt sich aus den oben genannten Arbeitsschritten.

In Kapitel 2 wird die Theorie zur Entstehung des Wirbelschalls bei Vorhandensein einer festen Berandung vorgestellt. Damit wird zum einen die Argumentationsgrundlage für die in der vorliegenden Arbeit gewählte aktive Beeinflussungsmethode geschaffen und zum anderen lassen sich anhand dieser theoretischen Betrachtungen die Ergebnisse zum Quellmechanismus und der Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches gut interpretieren.

Die Messungen der vorliegenden Arbeit wurden in zwei Windkanälen an zwei verschiedenen Modellen durchgeführt. An einem Halbmodell mit gepfeiltem Flügel konstanter Sehnenlänge (*Swept Constant-Chord Half Model*, SCCH-Modell) wurden im wesentlichen die aeroakustischen Schallquellen und die aerodynamischen Beiwerte vermessen. Die Messungen fanden im großen Windkanal des Hermann-Föttinger Institutes der TU Berlin statt. Das Strömungsfeld an der Seitenkante wurde mit Hilfe der *Particle Image Velocimetry* an einem generischen Flügel untersucht. Dazu wurde an einem kleineren Windkanal eine Messstrecke aufgebaut, in der das Modell optisch zugänglich ist. Die beiden Messstrecken und die verschiedenen Beeinflussungsmethoden werden in Kapitel 3 dargestellt.

Zur quantitativen Bestimmung des Seitenkanten-Geräusches am SCCH-Modell wurde ein Mikrofon-Array entwickelt mit dessen Hilfe die aeroakustischen Quellen auf dem Modell sehr genau bestimmt werden können. Die theoretischen Grundlagen, die Anpassung des Messsystems auf die vorliegenden Ge-

gebenheiten, der Aufbau des Mikrofon-Arrays in der Messstrecke und die Ergebnisse erster Voruntersuchungen werden in den Abschnitten 4.1.1 bis 4.1.10 des Kapitels 4 dargestellt.

Das Strömungsfeld des Seitenkantenwirbels wurde mit PIV quantitativ vermessen. Im Bereich der Wirbelstruktur treten dabei große Geschwindigkeitsgradienten auf. Aus diesem Grund wurde der Standard-Auswertealgorithmus erweitert und an diese Problematik angepasst. Eine detaillierte Begründung für dieses Vorgehen, der verwendete Algorithmus und Tests an experimentellen Daten werden in den Abschnitten 4.3.1 bis 4.3.4 beschrieben.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse ohne Beeinflussung dargestellt. Dieses Kapitel gliedert sich in zwei Bereiche. Zum einen wird anhand der Array-Messungen die Schallabstrahlung des Seitenkanten-Geräusches, seine Abhängigkeit vom Anstellwinkel, der Anströmgeschwindigkeit und der betrachteten Frequenz, systematisch untersucht. Zum anderen wird der Quellmechanismus des Seitenkanten-Geräusches analysiert. Dazu werden die Ergebnisse der PIV-Messungen, welche das Strömungsfeld des Seitenkantenwirbels zeigen, diskutiert.

Die Ergebnisse zur Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches durch das Ausblasen werden in Kapitel 6 beschrieben. Mit Hilfe des Mikrofon-Arrays wird zunächst untersucht, ob und durch welchen Einflussparameter der Pegel des Seitenkanten-Geräusches gemindert wird. Die PIV-Messungen geben in Abschnitt 6.4 einen Aufschluss über den Wirkmechanismus der Schallreduktion. In den Abschnitten 6.5 und 6.6 werden Ergebnisse mit weiteren Ausblaskonfigurationen dargestellt. Die Ergebnisse der passiven Beeinflussungsmethoden werden in Abschnitt 6.7 diskutiert. In Abschnitt 6.8 werden abschließend die Ergebnisse der Kraftmessungen am SCCH-Model dargestellt. Die aerodynamischen Beiwerte mit und ohne Strömungsbeeinflussung werden jeweils miteinander verglichen.

In Kapitel 7 werden die erhaltenen Ergebnisse der Schallreduzierung diskutiert. Für die jeweilige Ausblaskonfiguration wird ein Gesamtschalldruckpegel berechnet, der das Reduzierungspotential bei realen Überflugbedingungen eines Verkehrsflugzeuges abschätzt. Dabei werden auch die Absorption des Schalls in der Atmosphäre und die frequenzabhängige Bewertung durch das menschliche Ohr berücksichtigt. Die gleichen Berechnungen werden für die passiven Methoden der Schallreduzierung durchgeführt. Damit können die Ergebnisse der aktiven mit denen der passiven Strömungsbeeinflussung verglichen und die erzielten Schallreduktionen gut bewertet werden.

In Kapitel 8 werden die erzielten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammenfassend dargestellt.

Kapitel 2

Theorie

Die vorliegende Arbeit untersucht die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches. Im Zentrum stehen dabei experimentelle Untersuchungen des Strömungsfeldes und der akustischen Schallquellen. Um ein besseres Verständnis der Quellmechanismen zu erhalten, soll in diesem Kapitel kurz die Theorie zur Entstehung von Schall in turbulenter und wirbelbehafteter Strömung dargestellt werden. Damit wird außerdem eine Argumentationsgrundlage geschaffen, anhand derer die experimentellen Ergebnisse besser interpretiert werden können.

2.1 Wirbelschall im Freifeld

Mit der Entwicklung von Düsentriebwerken in der Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts wurde das Freistrahlergeräusch zum zentralen Problem in der Strömungsakustik. Im Jahr 1952 entwickelte Sir James Lighthill in seiner Arbeit *On Sound Generated Aerodynamically* (Lighthill, 1952 und Lighthill, 1954) eine Theorie zur Schallentstehung durch turbulente Strömung. Die Grundidee ist wie in allen akustischen Analogien, die akustische Variable auf der linken Seite der Gleichung in Form eines Wellenoperators zu formulieren. Die weiteren Terme werden als Quellterme auf der rechten Seite zusammengefasst. Die Grundlage bilden die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial(\varrho - \varrho_o)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\varrho v_i) = 0 \quad (2.1)$$

und die Impulserhaltungsgleichung mit Reibung

$$\frac{\partial(\varrho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varrho v_i v_j + P_{ij}) = 0, \quad (2.2)$$

jeweils in differentieller Form. Die Reibungs- und Druckspannungen sind in dem Tensor

$$P_{ij} = (p - p_o)\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (2.3)$$

zusammengefasst, wobei τ_{ij} den Spannungstensor darstellt. Das System von zwei Differentialgleichungen erster Ordnung wird, ähnlich wie in der Herleitung der linearen Wellengleichung, zu einer Gleichung zweiter Ordnung umgeformt. Durch die Reibungsterme und Nichtlinearitäten ergeben sich Quellterme, die in der Lighthill-Gleichung auf der rechten Seite zusammengefasst werden:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \right] \varrho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.4)$$

Der Term T_{ij} stellt den Lighthillschen Spannungstensor dar:

$$T_{ij} = \varrho v_i v_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} (p' - c_0^2 \varrho'). \quad (2.5)$$

Mit der zweiten räumlichen Ableitung in Gl. (2.4) ergibt sich eine Quadrupolverteilung. Die Lösung kann für das Freifeld in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\varrho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2 4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d^3 \mathbf{y}. \quad (2.6)$$

Die Terme in der Definition von T_{ij} in Gl. (2.5) berücksichtigen nicht nur die Entstehung, sondern auch die Veränderung und Modulation des Schalls durch turbulente Konvektion, Brechung und Nichtlinearitäten. In der Praxis kann der Bereich, in dem Reibungseffekte und nichtlineare Zusammenhänge eine Rolle spielen, meist räumlich begrenzt werden. Außerhalb dieses Bereichs werden die Schubspannungen T_{ij} gleich Null gesetzt. Die Schallabstrahlung kann damit durch Integration über dieses Quellgebiet V_q berechnet werden:

$$\varrho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2 4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_q} \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d^3 \mathbf{y}. \quad (2.7)$$

Lighthill hat mit Hilfe von Gl. (2.7) die akustische Leistung eines Freistrahls abgeschätzt. Unter der Annahme von kleinen Machzahlen, $M^2 \ll 1$, eines kalten Freistrahls und unter Vernachlässigung der laminaren Spannungen und Dichteunterschiede kann der Spannungstensor vereinfacht werden:

$$T_{ij} \approx \varrho_0 v_i v_j. \quad (2.8)$$

Damit ergibt sich für den Druck p' im Fernfeld, also für $|\mathbf{x}| \gg V_q$,

$$p'(\mathbf{x}, t) \approx \frac{1}{c_0^2 4\pi |\mathbf{x}|} \frac{x_i x_j}{|\mathbf{x}|^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{V_q} \varrho_0 v_i v_j \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0} \right) d^3 \mathbf{y}. \quad (2.9)$$

Die abgestrahlten Druckschwankungen $p'(\mathbf{x}, t)$ können für kleine Machzahlen noch weiter vereinfacht werden (Powell, 1964) zu

$$p'(\mathbf{x}, t) \approx \frac{1}{c_o^2 4\pi |\mathbf{x}|} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_q} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})_i \left(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_o} \right) d^3\mathbf{y}. \quad (2.10)$$

Um die akustische Leistung abzuschätzen, wird eine charakteristische Geschwindigkeit v und die Längenskalierung ℓ eingeführt. Die charakteristische Frequenz ergibt sich damit zu $f \propto v/\ell$. Die statistisch unabhängigen turbulenten Quellregionen werden als kompakt angesehen: $\lambda > \ell$. Damit gilt für die akustische Leistung, die von einer turbulenten Region mit Volumen V_q abgestrahlt wird, nach Howe, 2003 der folgende Zusammenhang:

$$\Pi_q \propto \frac{V_q}{\ell^3} \ell^2 \rho_o \frac{v^8}{c_o^5}. \quad (2.11)$$

2.2 Wirbelschall mit fester Berandung

Gl. (2.4) gilt für Schallausbreitung im Freifeld. Für die Betrachtung des Seitenkanten-Geräusches ist aber das Vorhandensein des Flügels von großer Bedeutung. Aus diesem Grund muss die Lighthill-Gleichung für den Fall erweitert werden, dass sich ein Körper in der Strömung befindet.

Die Oberfläche des Körpers sei durch $\mathcal{S}(\mathbf{x}, t) = 0$ gegeben, wobei innerhalb des Körpers $\mathcal{S}(\mathbf{x}, t) < 0$ und außerhalb des Körpers $\mathcal{S}(\mathbf{x}, t) > 0$ gilt. Die Multiplikation der Impulserhaltungs- und der Kontinuitätsgleichung mit der Heavisidefunktion $H(\mathcal{S})$ ergibt nach Curle, 1955 und Ffowcs Williams & Hawkings, 1969:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t^2} - c_o^2 \Delta \right] \rho' H(\mathcal{S}) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(\mathcal{S})] \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} (\Theta \delta(\mathcal{S})) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} (\Lambda_i \delta(\mathcal{S})), \end{aligned} \quad (2.12)$$

mit

$$\Theta = \left[\rho_o u_i + \rho(v_i - u_i) \right] \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial x_i} \quad (2.13)$$

$$\Lambda_i = \left[\rho v_i (v_j - u_j) + P_{ij} \right] \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial x_j}. \quad (2.14)$$

Für den Fall, dass überall $\mathcal{S} > 0$ gilt, geht Gl. (2.12) über in die Lighthill-Gleichung ohne Berandung. Durch die Einführung der Kontrollfläche $\mathcal{S}(\mathbf{x}, t)$ wird

die Randbedingung des Körpers also in der Differentialgleichung mit berücksichtigt.

Gl. (2.12) vereinfacht sich deutlich, falls das mit der Körperoberfläche mitbewegte Bezugssystem betrachtet wird. Die Differenz zwischen der Geschwindigkeit der Oberfläche \mathbf{u} und der Geschwindigkeit des Fluids \mathbf{v} muss dabei senkrecht zum Normalenvektor \mathbf{n} orientiert sein:

$$(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n} = 0. \quad (2.15)$$

Damit gilt für Gl. (2.12) nach Farassat, 1980 die folgende vereinfachte Beziehung:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \right] \varrho' H(\mathcal{S}) \\ &= \frac{\partial^2 (H T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[l_i |\nabla \mathcal{S}| \delta(\mathcal{S}) \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\varrho_o u_n |\nabla \mathcal{S}| \delta(\mathcal{S}) \right], \end{aligned} \quad (2.16)$$

wobei

$$u_n = u_i n_i \quad \text{und} \quad l_i = (p - p_o) n_i - \tau_{ij} n_j. \quad (2.17)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt, wie oben bereits erwähnt, die Schallentstehung und -modulation einer turbulenten Strömung. Sie besitzt Quadrupolcharakter. Der zweite und der dritte Term auf der rechten Seite beschreiben Dipol- beziehungsweise Monopolquellen auf der Oberfläche des Körpers. Diese Quellterme berücksichtigen die Anwesenheit des Körpers in der turbulenten Strömung. Der Dipolterm steht für die Schallentstehung durch instationäre Oberflächenkräfte, welche der Körper auf das Fluid ausübt. Der Monopolterm stellt eine Massen- oder Volumenquelle dar und berücksichtigt die Schallentstehung durch die Verdrängung des Fluids durch einen bewegten oder pulsierenden Körper. Entsprechend werden die beiden Terme auch als *Loading* bzw. *Thickness-Noise* bezeichnet. Deren Lösung wird in der Literatur häufig getrennt betrachtet, da in der Praxis zumeist ein Term dominant ist und der jeweils andere vernachlässigt werden kann. Treten im Fernfeld nur kleine Schwankungen auf, kann von der linearisierten Druck-Dichtebeziehung: $p' = c^2 \varrho'$ ausgegangen werden. Es gilt dann für den Loading-Noise im Fernfeld

$$p'_L(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{l_i}{r |1 - M_r|} \right]_{ret} dS(\eta) \quad (2.18)$$

und für den Thickness-Noise im Fernfeld

$$p'_T(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\varrho_o u_n}{r |1 - M_r|} \right]_{ret} dS(\eta), \quad (2.19)$$

wobei r den Abstand zwischen dem bewegten Körper und dem Beobachter und M_r die Machzahl in Richtung des Beobachters darstellt. Das Integral wird in dem mit dem Körper mitbewegten Bezugssystem η ausgewertet. Außerdem muss als Quellzeit die retardierte Zeit τ_{ret} gewählt werden, zu der alle möglichen Oberflächenquellen Schall ausgesendet haben, der zur Zeit t am Ort \mathbf{x} ankommt.

Die akustische Leistung eines kompakten Körpers kann für den Monopol- und den Dipolterm ähnlich zum Quadrupolterm abgeschätzt werden (Howe, 2003). Es ergibt sich

$$\Pi_m \propto A \rho_o v M^3 \quad \text{und} \quad \Pi_d \propto A \rho_o v^3 M^3, \quad (2.20)$$

wobei A die Oberfläche des von der turbulenten Strömung benetzten Körpers darstellt.

Der Quadrupolterm wird bei sehr großen REYNOLDSschen Schubspannungen $\rho v_i v_j$ wichtig. Dies ist der Fall für das Freistrahlergeräusch eines Düsentriebwerks. Die REYNOLDSschen Schubspannungen sind hier so groß, dass die Dipol- und Monopolterme der Körperoberfläche vernachlässigt werden können (Michel, 1995). Das gleiche gilt bei heißen Strahlen, wo starke räumliche Entropieschwankungen auftreten.

Der Airframe Noise entsteht durch die Umströmung des Flugzeugs und die damit verbundene Interaktion des Strömungsfeldes mit der Oberfläche des Körpers. Das gleiche gilt für den Propeller eines Flugzeugs oder den Rotor eines Helikopters. Bei der numerischen Berechnung des abgestrahlten Schalls für diese Fälle wird zumeist der Quadrupolterm vernachlässigt. Carley, 1996 berechnet den abgestrahlten Schall eines Propellers und betrachtet hierbei nur die Terme p'_L und p'_T . Die Terme des Thickness Noise lassen sich dabei aus der Propellergeometrie berechnen. Die l_i -Terme werden über instationäre Druckmessungen gewonnen. Ähnliches gilt für die Berechnung des Hinterkanten-Geräusches des Vorflügels in Singer et al., 1999 oder des Geräusches der Vorflügel-Aussparung in Terracol et al., 2003.

Es existieren ein Vielzahl von weiteren Ansätzen zur Berechnung des Umströmungsgeräusches. In der Regel werden hybride Modelle verwendet. Die Berechnung des Strömungsfeldes im Nahfeld des umströmten Körpers erfolgt über verschiedene CFD-Algorithmen. Dabei muss das Turbulenzmodell und das verwendete Gitter so gewählt sein, dass die für das akustische Feld wichtigen Strukturen räumlich und zeitlich aufgelöst sind. In der Literatur werden dazu U-RANS-Methoden (Singer et al., 2000), *Large Eddy Simulationen* (Manoha et al., 2000) und direkte numerische Simulationen verwendet. Die CFD-Berechnungen werden bis zu einer bestimmten Grenze durchgeführt, deren Position vom Strömungsfeld abhängt. An der Grenze wird das berechnete Strömungsfeld mit einer Gleichung gekoppelt, welche die Ausbreitung der akustischen Schwankungen ins Fernfeld berechnet. Eine weitere Möglichkeit der Berechnung des akustischen Fernfeldes

besteht in der Bestimmung der Dipol- und Monopolterme auf einer Kontrollfläche außerhalb des nichtlinearen Strömungsfeldes und der Integration nach KIRCHHOFF (Brentner & Farassat, 1998) bzw. mit der Randelementmethode (Manoha et al., 1999). In Sagaut et al., 2002 wird in einem Zwischenbereich, in welchem die Strömung einen geringen Turbulenzgrad, aber einen nicht zu vernachlässigen Geschwindigkeitsgradienten aufweist, die EULER-Gleichung verwendet.

Neben dem Ansatz von Ffowcs Williams & Hawkings, 1969, die Randbedingung mit Hilfe einer Oberflächenfunktion S in die Freifeldgleichung zu integrieren, existieren weitere Methoden zur Berechnung der Schallabstrahlung bei umströmten Körpern. In Howe, 1982 wird die Schallabstrahlung an einer Randkante mit Hilfe einer kompakten GREENSchen Funktion berechnet. Die Lösung kann mit dieser GREENSchen Funktion direkt angegeben werden. Die Oberflächenterme sind in dieser Vorgehensweise in der Impulsantwort mit Berandung enthalten. Mit Hilfe der Singularitätenmethode kann für kleine Machzahlen die Schallemission ins Fernfeld auch direkt aus Gl. (2.10) berechnet werden. Die Randbedingungen werden dann über die entsprechenden Spiegelwirbel berücksichtigt (Guo, 2001). Auf diese Weise erhält man eine einfache Interpretation der Quellterme. Die instationäre Bewegung einer Wirbelstruktur bzw. der einzelnen Wirbel mit der Wirbelstärke ω führt zu einer zeitlichen Änderung des Terms $\omega \times \mathbf{v}$ und damit zu einer Schallabstrahlung ins Fernfeld.

Das Seitenkanten-Geräusch ist das zentrale Thema dieser Arbeit. Bei numerischen Berechnungen dieser Schallquelle wird zumeist ausschließlich der Dipolterm p'_L berücksichtigt. In Hardin & Martin, 1997 werden die Druckkräfte l_i auf der Oberfläche mit Hilfe eines Wirbelverfahrens ermittelt. Streett, 1998 berechnet die instationären Druckschwankungen an der Seitenkante der Hinterkantenklappe mit Hilfe der U-RANS Gleichungen und berücksichtigt dabei ebenfalls nur die Dipolterme. Hardin, 1980 und Sen, 1997 berechnen das instationäre Strömungsfeld an der Seitenkante mit Hilfe von niederdimensionalen Wirbelmodellen. Aus dem Strömungsfeld werden dann mit Hilfe der instationären BERNOULLI-Gleichung die Druckschwankungen auf der Oberfläche der Klappe berechnet. Der Schalldruck im Fernfeld ergibt sich anschließend über eine abgewandelte Form von Gl. (2.18). In experimentellen Arbeiten wird die Schallemission häufig auch über den Loading-Noise Term $p'_L(\mathbf{x}, t)$ berechnet (Brooks & Humphreys, 2000, Miller et al., 1982). Dazu werden die Druckschwankungen auf der Oberfläche mit Drucksensoren gemessen. Diese stellen dann die Loading-Terme l_i dar. Unter Berücksichtigung der abstrahlenden Fläche, der Abstrahlrichtung, der Strömungsgeschwindigkeit und der retardierten Zeit ergibt sich dann die Druckschwankung p' am Ort \mathbf{x} im Fernfeld.

2.3 Symbolverzeichnis

A	Fläche des abstrahlenden Körpers
c_o	frei wählbare Konstante bzw. Schallgeschwindigkeit
$H(\cdot)$	Heaviside-Funktion
ℓ	charakteristische Länge
l_i	lokale Kraft pro Fläche
M	MACH-Zahl
M_r	MACH-Zahl in Richtung des Beobachters
\mathbf{n}	Normalenvektor
p'	Schwankungsanteil des Druckes
p_o	statischer Druck
r	Abstand zwischen Körper und Beobachter
S	Oberflächenfunktion eines Körpers
t	Zeit
T_{ij}	LIGHTHILLScher Spannungstensor
u_i, u_j, u_k	Geschwindigkeitskomponenten des Körpers in kartesischen Koordinaten
V_q	Quellregion in \mathbb{R}^3
v	charakteristische Geschwindigkeit
v_i, v_j, v_k	Geschwindigkeitskomponenten des Fluids in kartesischen Koordinaten
x_i, x_j, x_k	kartesische Koordinaten
Δ	Laplace Operator
δ_{ij}	Kronecker Symbol
$\delta(\cdot)$	Delta Funktion
λ	Wellenlänge
Π_q, Π_d, Π_m	akustische Leistung für Quellen mit Quadrupol-, Dipol- und Monopolcharakter
ρ_o	Dichte des Fluids
ρ'	Dichteschwankungen
$\rho_o u_n$	verdrängte Masse pro Fläche
τ	retardierte Zeit
τ_{ij}	Spannungstensor
ω	Wirbelstärke

Kapitel 3

Versuchsaufbau

Die Experimente dieser Arbeit wurden in zwei Windkanälen an zwei verschiedenen Modellen durchgeführt.

1. An einem Halbmodell mit gepfeiltem Flügel konstanter Sehnenlänge (*Swept Constant-Chord Half Model*, SCCH-Modell) wurden im wesentlichen die aeroakustischen Schallquellen und die aerodynamischen Beiwerte vermessen. Die Untersuchungen am SCCH-Modell fanden im großen Windkanal des Hermann Föttinger Institutes der TU Berlin statt. Die entsprechenden Messmethoden sind in den Abschnitten 4.1 bis 4.2 genauer dargestellt.
2. Die quantitativen Sichtbarmachungen mit Hilfe der *Particle Image Velocimetry* (PIV) wurden an einem generischen Flügel durchgeführt. Dazu wurde an einem kleineren Windkanal eine Messstrecke aufgebaut, in der das Modell optisch zugänglich ist.

Die beiden Messstrecken werden in den nächsten Abschnitten beschrieben. Im dritten Abschnitt dieses Kapitels werden die Beeinflussungsmethoden zur Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches dargestellt. Dabei handelt es sich sowohl um passive als auch um aktive Methoden. Diese Beeinflussungsmethoden werden sowohl am SCCH-Modell als auch an dem generischen Modell untersucht.

3.1 Versuchsaufbau I: SCCH-Modell

Der große Windkanal des Hermann-Föttinger-Institutes ist in Abbildung 3.1 in der Draufsicht dargestellt. Es handelt sich dabei um einen Windkanal mit geschlossener Messstrecke. Die Düse hat ein Kontraktionsverhältnis von 6.25:1. Die Schallemissionen des Antriebs werden durch Kulissenschalldämpfer, welche vor und

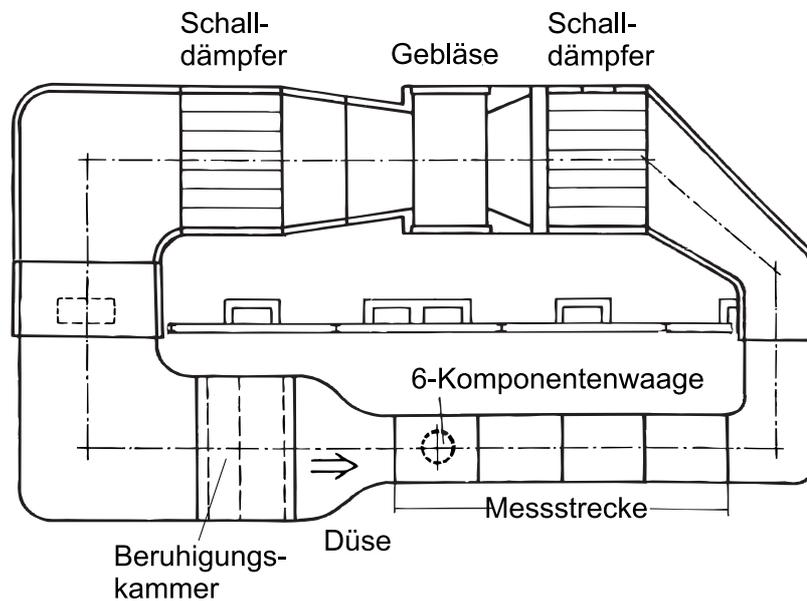


Abbildung 3.1: Der große Windkanal am Hermann-Föttinger Institut in der Draufsicht.

hinter dem Gebläse angebracht sind, reduziert. Die Messstrecke hat einen Querschnitt von $2\text{ m} \times 1.4\text{ m}$ und eine Länge von 10 m . Sie besteht aus vier auswechselbaren Versuchsboxen mit einer jeweiligen Länge von 2.5 m . Die aeroakustischen und die aerodynamischen Messungen finden in der ersten Versuchsbox statt. Die maximale Anströmgeschwindigkeit beträgt $u_\infty = 40\text{ m/s}$ und der Turbulenzgrad je nach Anströmgeschwindigkeit $0.1\% < Tu < 0.2\%$.

Das verwendete Modell ist ein Halbmodell mit gepfeiltem Flügel konstanter Flügeltiefe. Es besteht aus einem Flügel, einem Halbrumpf und einem Grenzschichtsockel. Der Flügel ist mit 30° gepfeilt und hat eine über die Spannweite konstante Flügeltiefe von $c = 450\text{ mm}$. Die Halbspannweite beträgt $s = 1120\text{ mm}$. Der Flügel besteht aus einem Hauptflügelkasten, an dem durchgehende Vorder- (Slat) und Hinterkantenklappen (Flap) befestigt sind. Die Klappen können eingefahren oder mit verschiedenen Klappenwinkeln δ_S und δ_F ausgefahren werden. Die Anstellwinkel der Klappen ist in allen hier dargestellten Messungen $\delta_S = 26.5^\circ$ und $\delta_F = 32^\circ$.

Das gesamte Halbmodell ist auf einer 6-Komponenten-Unterflurwaage befestigt. Diese ist drehbar gelagert, so dass der Anstellwinkel zwischen $\alpha = -10^\circ$ und $\alpha = 36^\circ$ variiert werden kann. Das vorliegende SCCH-Modell besitzt eine durchgehende Hinterkantenklappe aus Stahl. Es wurde eine Negativform dieser Klappe gefertigt und eine neue Hinterkantenklappe aus Epoxydharz gegossen.

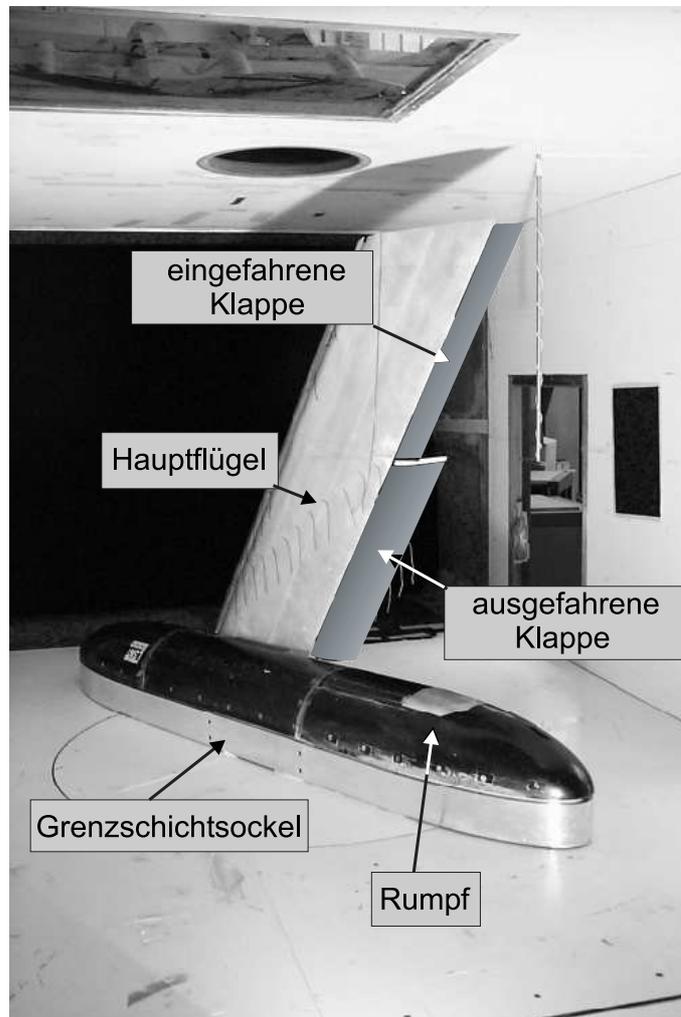


Abbildung 3.2: Das SCCH-Modell im Windkanal

Für die Untersuchung des Seitenkantenwirbels wurde die Hinterkantenklappe geteilt, so dass zwei Klappensegmente vorlagen. Die rumpferne (äußere) Klappe wurde eingefahren und die rumpfnaher (innere) Klappe mit einem Anstellwinkel von $\delta_F = 32^\circ$ ausgefahren. Auf diese Weise entstand eine Seitenkante zwischen den Klappensegmenten, an denen ein Seitenkantenwirbel ablöst. Abbildung 3.2 zeigt das Halbmodell im Windkanal. Man blickt entgegen der Strömungsrichtung auf das Modell. Das Photo zeigt die Versuchskonfiguration, in welcher die äußere Klappe ein- und die innere Klappe ausgefahren ist.

Die innere Klappe hat eine Länge von 585 mm, so dass sich der äußere Rand der Klappe genau in der Mitte des Windkanals befindet. Im Innern der Klappe ist

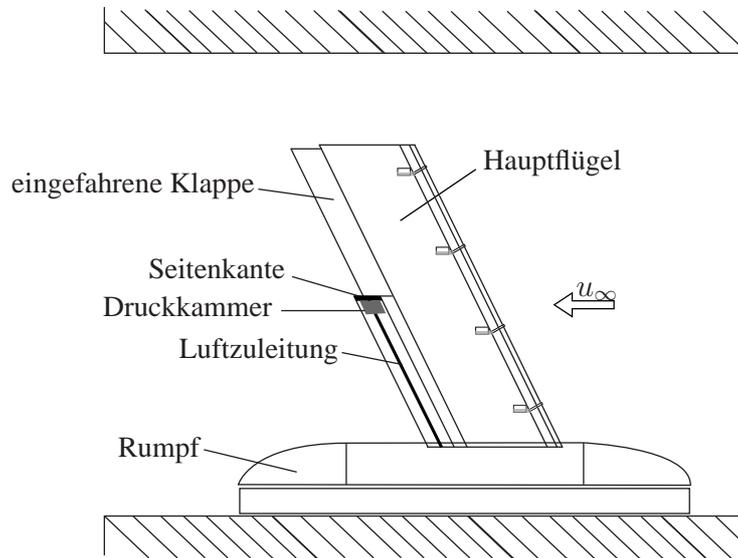


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Druckseite des SCCH-Modells

eine Druckkammer integriert, um Luft an der oberen Kante ausgeblasen zu können. Diese Kammer wird am Rand durch einen austauschbaren Deckel verschlossen und durch eine in der Hinterkantenklappe integrierte Zuleitung mit Druckluft versorgt. An einem Prototyp wurden Festigkeitstests durchgeführt, um zu ermitteln, ob die Druckkammer und die Dichtung zwischen Druckkammer und Abschlussdeckel dem anzulegenden Druck standhält. Dazu wurde eine geschlossene Deckplatte aufgeschraubt und ein Langzeittest von 12 h bei 2.0 bar und ein Kurzzeittest von 30 min. bei 3.5 bar Überdruck durchgeführt. In diesen Tests haben sich das Material und die Dichtungen als stabil und luftdicht erwiesen.

In die Klappe ist zur Versteifung ein Stahlblech eingegossen. Die Druckluftzuleitung aus Stahl ist an dieses Blech angelötet und versteift die Klappe zusätzlich. In Abbildung 3.3 ist die Druckseite des Halbmodells schematisch dargestellt. Die detaillierte Konstruktion der verschiedenen Beeinflussungsmethoden wird im Abschnitt 3.3 beschrieben.

3.2 Versuchsaufbau II: Generisches Modell

Die PIV-Messungen wurden an einem optisch zugänglichen Umlaufwindkanal durchgeführt. Die geschlossene rotationssymmetrische Messstrecke hat einen Innendurchmesser von 440 mm und eine Gesamtlänge von 2105 mm. Der Antrieb

3.2. VERSUCHSAUFBAU II: GENERISCHES MODELL

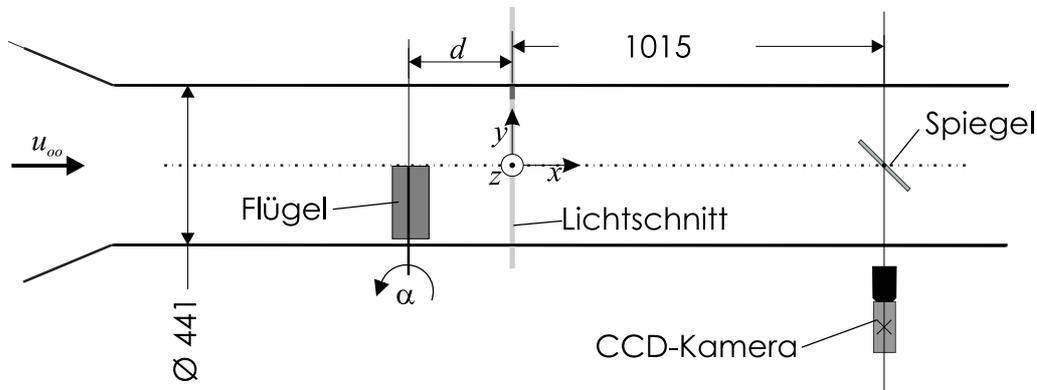


Abbildung 3.4: Die Messstrecke des generischen Flügels in der Draufsicht. Die Abmessungen [mm] sind angegeben. Die Position des Flügels im Verhältnis zum Lichtschnitt d kann stufenlos, der Anstellwinkel in 1° -Schritten eingestellt werden.

erfolgt über ein Radialgebläse und erzeugt eine maximale Kanalgeschwindigkeit von $u_\infty = 25 \text{ m/s}$.

Abbildung 3.4 zeigt die Messstrecke in der Draufsicht. Der Lichtschnitt ist normal zur Hauptströmungsrichtung ausgerichtet. Der Abstand d zwischen dem Flügelmodell und dem Lichtschnitt kann variiert und damit das Strömungsfeld in der (y, z) -Ebene an verschiedenen x -Positionen untersucht werden. Um die Position des Flügels verstellen zu können, ist die Messstrecke über eine Länge von 1130 mm geschlitzt und das Modell verschiebbar außerhalb des Kanals an einer Trägerschiene befestigt. Der Anstellwinkel kann in 1° -Schritten an einer Lochkreisscheibe eingestellt werden (siehe Abbildung 3.5).

Zwei frequenzverdoppelte Nd-YAG-Laser befinden sich außerhalb der Messstrecke. Diese Laser haben eine Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ und eine maximale Leistung von 35 mJ pro Puls. Über eine optische Bank, bestehend aus Sammell-, Streu- und Zylinderlinse und einen Umlenkspiegel, wird ein Lichtschnitt mit der Dicke 3 mm an der angegebenen Position in den Kanal gelenkt.

Das Streulicht der Messebene wird über einen stromab im Kanal befindlichen Spiegel durch ein Sichtfenster nach außen gelenkt und dort von einer CCD-Kamera der Firma PCO (SensiCam) aufgezeichnet. Die optische Achse ist normal zum Lichtschnitt ausgerichtet. Somit werden die normal zur Anströmung orientierten Geschwindigkeitskomponenten v und w bestimmt. Mit der CCD-Kamera können zwei separate Bilder in sehr kurzer zeitlicher Abfolge aufgenommen werden. Sie besitzt eine räumliche Auflösung von $1280(\text{H}) \times 1024(\text{V})$ Pixeln und eine Dynamik von 12 bit. Die aktive Pixelfläche hat die Abmessungen:

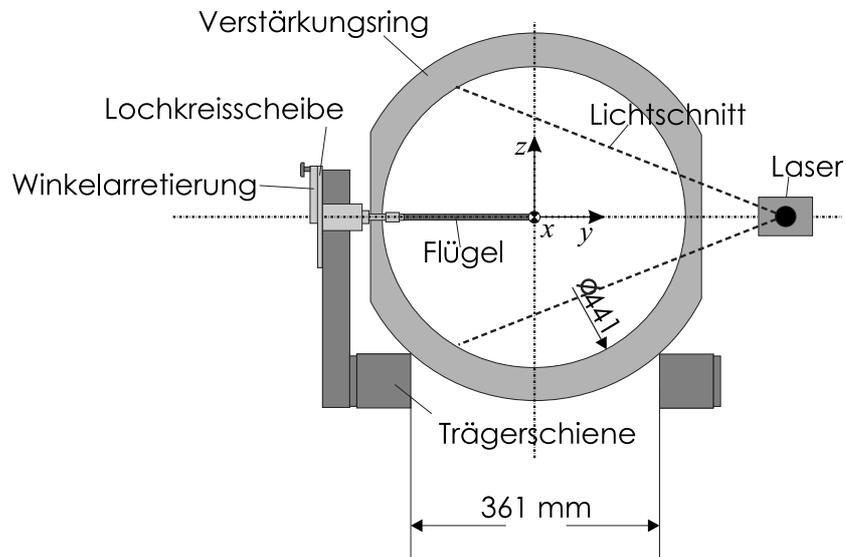


Abbildung 3.5: Die Messstrecke des generischen Flügels im Querschnitt.

$8.6 \text{ mm} \times 6.9 \text{ mm}$. Damit beträgt die Fläche eines Pixels $d_r^2 = 6.7 \times 6.7 \mu\text{m}^2$. Es werden zwei verschiedene Objektive verwendet, die jeweils eine Festbrennweite haben.

1. Für die Messung der Wirbelstruktur direkt an der Seitenkante ($d < 80 \text{ mm}$) wird ein Makroobjektiv der Firma Nikon mit einer Festbrennweite von $f = 180 \text{ mm}$ verwendet. Der Bildausschnitt in der Messebene beträgt $35 \times 27 \text{ mm}^2$. Für diese Konfiguration beträgt der Abstand zwischen der Schnittebene und der Linse $z_o = 1285 \text{ mm}$, und der Abbildungsmaßstab ist $V = 0.236$.
2. Für die Messung des Wirbels im Nachlauf ($d > 80 \text{ mm}$) wird ein Makroobjektiv der Firma Nikon mit $f = 105 \text{ mm}$ verwendet. Der Bildausschnitt in der Messebene beträgt $68 \times 53 \text{ mm}^2$, der Abstand zwischen Linse und Lichtschnitt $z_o = 1295 \text{ mm}$, und der Abbildungsmaßstab ist $V = 0.123$.

Zur Sichtbarmachung der Strömungsstrukturen ist vor dem Gebläse des Kanals der Aerosolgenerator installiert. Dadurch wird eine gute Durchmischung von Aerosol und Luft gewährleistet. Der Partikeldurchmesser des verwendeten Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate (DEHS) beträgt laut Hersteller $d_p \approx 1 \mu\text{m}$. Der Partikelbilddurchmesser d_t ergibt sich daraus mit der Blendenzahl $f^\# = 5.6$ für das jeweilige Objektiv (s. Abschnitt 4.3.1) zu:

$$d_{t,180} = 8.99 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad d_{t,105} = 8.16 \mu\text{m}. \quad (3.1)$$

Das verwendete Modell hat eine Sehnenlänge von $c_F = 99$ mm und eine Spannweite von $s = 200$ mm. Damit befindet sich die Seitenkante genau in der Mitte des Kanals. Als Profilgrundlage für das Modell diente das Profil der Hinterkantenklappe des SCCH-Modells. Es wurde ebenfalls aus Epoxydharz gegossen. Zur Erhöhung der Festigkeit ist ein Stahlprofil in das Modell integriert, woran auch die Haltestange befestigt wird.

Ähnlich zu den Messungen am SCCH-Modell soll an dem generischen Flügel die Beeinflussung der Strömung durch das Ausblasen untersucht werden. Der Aufbau der Hinterkantenklappe für die Ausblaskonfiguration des SCCH-Modells wurde prinzipiell für den hier verwendeten generischen Flügel übernommen. Im Flügel befindet sich ein Rohr, welches in einer Beruhigungskammer an der Flügelspitze endet. Die Beruhigungskammer wird mit einem Deckel in Form des Profils abgedichtet. In diesem befinden sich die Öffnungen zum Ausblasen der Luft. Um verschiedene Beeinflussungsmaßnahmen zu testen, konnten die Deckel ausgetauscht werden. Abbildung A.1 im Anhang zeigt die Abmessungen des generischen Flügels mit der integrierten Druckluftzuleitung und der anschließenden Beruhigungskammer.

Wie oben bereits erwähnt, kann die Position des Flügels relativ zum Lichtschnitt und damit zur Messebene verschoben werden. Der Abstand d bezeichnet dabei immer die Distanz von der Mitte des Lichtschnitts zur Drehachse des Modells. Mit der in Abbildung 3.4 gezeigten Anordnung kann in Abhängigkeit von d sowohl das Aufrollen der Scherschichten an der Seitenkante (Nahfeldmessungen) als auch der Nachlauf des Wirbels (Nachlaufmessungen) untersucht werden. Abbildung 3.6 zeigt die Position der Lichtschnitte im Verhältnis zum Modell bei $\alpha = 0^\circ$ für die Nahfeldmessungen. Die Positionen der Nachlaufmessungen sind: $d_1 = 100$, $d_2 = 200$ und $d_3 = 300$ mm. Dies entspricht einem Abstand zur Flügelvorderkante von $x_1/c_F = 1.44$, $x_2/c_F = 2.45$ und $x_3/c_F = 3.46$, wobei c_F die Sehnenlänge des Flügels angibt. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass der Flügel relativ zum Lichtschnitt bewegt wird. Der Abstand zwischen dem Lichtschnitt und dem Objektiv bleibt dabei immer konstant und damit auch der Abbildungsmaßstab V . Die Geschwindigkeit ist in allen Messungen $u_\infty = 20$ m/s. Damit ergibt sich eine Re -Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Flügels von $Re = 1.3 \cdot 10^5$. Die geometrischen, optischen und strömungsrelevanten Parameter der PIV-Messung sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.3 Beeinflussungsmethoden

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches mittels aktiver Strömungsbeeinflussung. Dazu soll Luft mit verschiedenen Ausblasraten an der Seitenkante in die Wirbelstruktur geblasen werden. Der Aufbau der

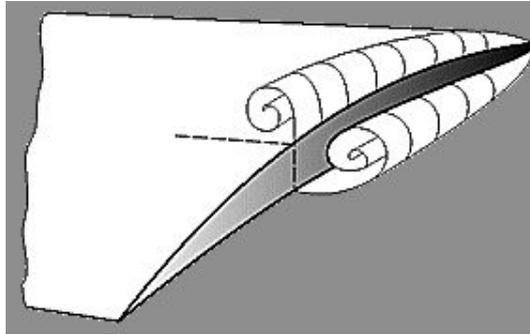


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der sekundären Scherschichtströmung an der Seitenkante.

Hinterkantenklappe für diese Art der Strömungsbeeinflussung wird im folgenden Abschnitt erläutert. Anschließend werden die verwendeten passiven Methoden vorgestellt, welche aus der Literatur stammen. Die entsprechenden Veröffentlichungen wurden bereits in Abschnitt 1.3 angegeben.

3.3.1 Aktive Beeinflussung

Konstruktion der Hinterkantenklappe

Die Luft soll an der Seitenkante in die Wirbelstruktur geblasen werden. Dabei stellt sich die Frage, an welcher Position und mit welcher Ausblasrate dies geschehen soll. Für die Festlegung der Position wurden zwei Strategien verfolgt. Zur Erläuterung des Gedankenganges skizziert Abbildung 3.7 die Entwicklung des Seitenkantenwirbels für den potentialtheoretischen Fall.

Die Scherschichten entstehen an den beiden Ecken der Seitenkante und rollen sich im weiteren Verlauf des Flügels zu zwei Wirbeln auf. Die erste Überlegung war daher, mit dem Ausblasen am Entstehungsort der Scherschichten, also direkt in den beiden Ecken der Seitenkante, anzusetzen. Diese Ausblasposition ist in Abbildung 3.8 A eingezeichnet.

Angeregt durch die theoretischen Arbeiten von Keime, 2002 ergab sich eine weitere Ausblaskonfiguration. In der Arbeit von Keime wird die Seitenkantenströmung mit Hilfe eines zweidimensionalen Wirbelverfahrens beschrieben. In dem theoretischen Modell wird der Einfluss des Ausblasens auf die Seitenkantenströmung untersucht. Ein wichtiges Ergebnis dieser Untersuchungen war, dass eine besonders wirksame Verschiebung der beiden Wirbelstrukturen weg von der Oberfläche zu erwarten ist, falls zwei starke Massenquellen an den in Abbildung 3.8 B bezeichneten Positionen eingesetzt werden. Aus diesem Grund wurde in ei-

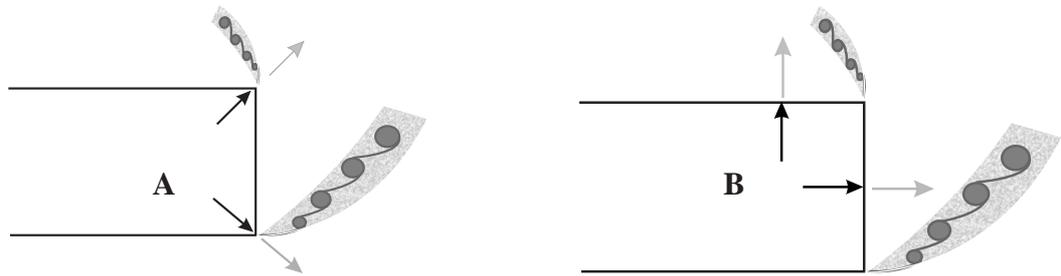


Abbildung 3.8: Detailansicht der ablösenden Scherschichten. Dargestellt ist ein Schnitt durch die Seitenkante. Die Positionen des Ausblasens sind durch Pfeile markiert.

ner weiteren Konfiguration Luft an diesen Positionen ausgeblasen.

Abbildung 3.9 zeigt das SCCH-Model in einer Gesamtansicht. Der durch das Rechteck markierte Bereich der Seitenkante ist in Abbildung 3.10 detailliert dargestellt, wobei ein Teil der ausgefahrenen Klappe transparent eingezeichnet ist. Über eine Zuleitung gelangt Luft in die Druckkammer. Diese ist in die innere Klappe integriert und durch einen austauschbaren Deckel verschlossen. Auf diese Weise können verschiedene Beeinflussungskonfigurationen durch Austauschen des Deckels untersucht werden. Die Ausblasöffnungen sind an dem Abschlussdeckel eingezeichnet. Sie befinden sich im vorderen Bereich der Seitenkante an den Ecken der Saug- und der Druckseite.

Der Abschlussdeckel dieser Konfiguration ist in Abbildung 3.11 in einer Detailansicht dargestellt, wobei der Blickwinkel im Vergleich zur vorherigen Abbildung gedreht ist. In der hier dargestellten Konfiguration sind die Ausblasöffnungen entsprechend Abbildung 3.8 A an den beiden Ecken angebracht. An der Saug- und der Druckseitenecke befinden sich jeweils sieben Öffnungen mit einem Abstand von 7 mm zur Vorderkante. Der Abstand zwischen den Öffnungen beträgt 5 mm. Der Durchmesser der Öffnungen wurde zwischen $D = 0.4$ und $D = 1.0$ mm in 0.2 mm-Schritten variiert. Diese Konfigurationen tragen die Bezeichnung E511 bis E514 (s. Tabelle 3.2). Zwei weitere Konfigurationen dieser Eckenausblasung zeigen die folgenden Abbildungen. In der Konfiguration E521 wird die Luft durch Öffnungen an den Ecken im hinteren Bereich der Klappe ausgeblasen (Abbildung 3.12). Hier wurde nur der Fall $D = 0.8$ mm untersucht. Die Öffnungen der Konfiguration E551 befinden sich nur an der Saugseitenecke im vorderen Bereich der Seitenkante (Abbildung 3.13). Die Positionen dieser Öffnungen entsprechen daher denen in Abbildung 3.11, wobei jedoch nur 7 Bohrungen auf der Saugseite angebracht werden.

Die zweite Gruppe der aktiven Beeinflussung ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Entsprechend Abbildung 3.8 B befinden sich zwei Schlitze an der Seitenkante und

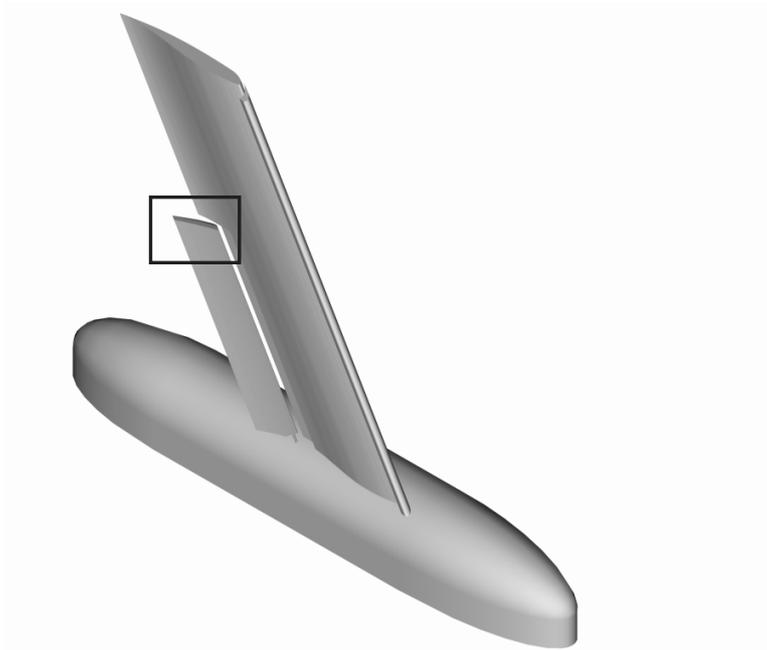


Abbildung 3.9: Das SCCH-Model in einer Gesamtansicht.

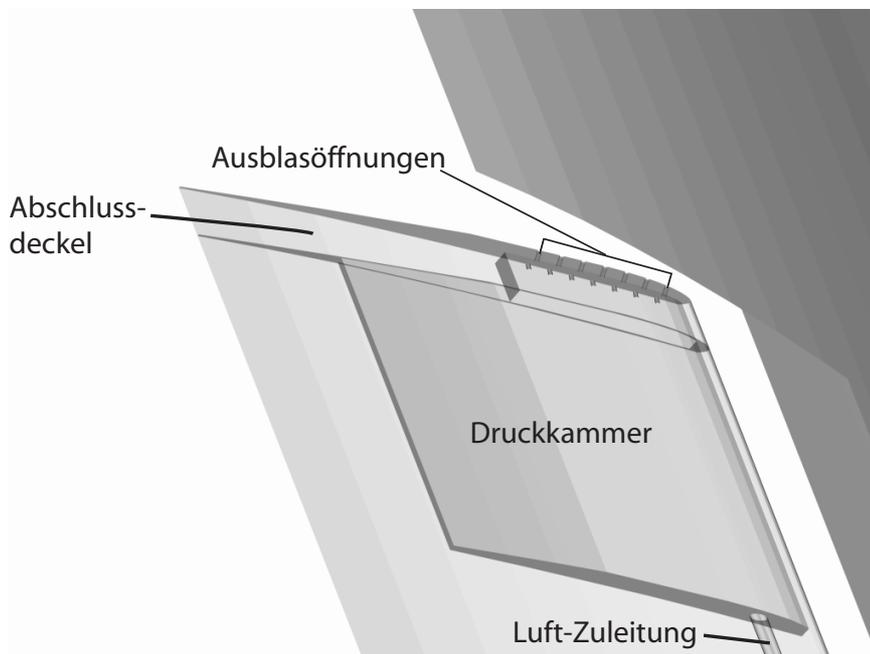


Abbildung 3.10: Die Seitenkante der Hinterkantenklappe in der Detailansicht.

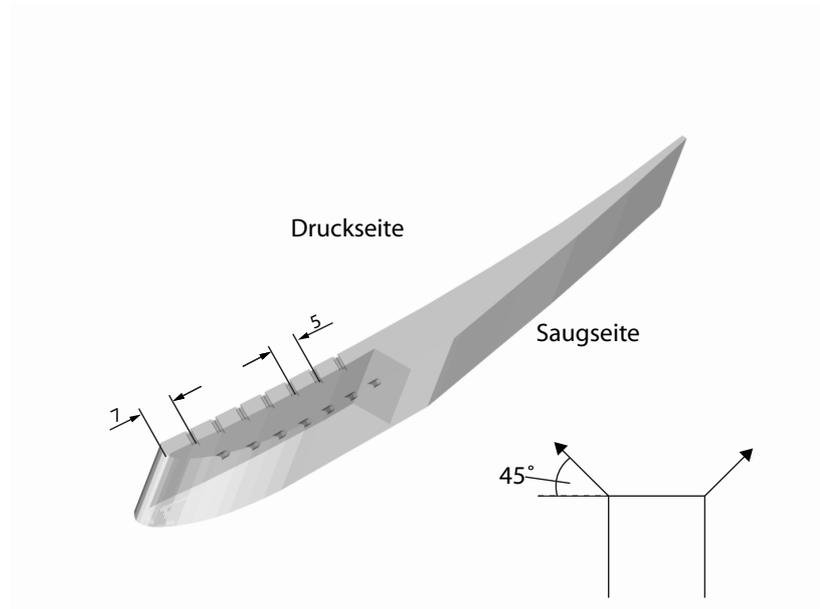


Abbildung 3.11: Der Abschlussdeckel für die Ausblaskonfiguration E511. Die Löcher befinden sich im vorderen Bereich der Seitenkante an der Saug- und der Druckseitenecke. Im unteren rechten Bereich des Bildes wird in einem Schnitt durch den Abschlussdeckel die Ausblasrichtung skizziert.



Abbildung 3.12: Der Abschlussdeckel für die Ausblaskonfiguration E521. Die Löcher befinden sich im hinteren Bereich der Seitenkante an der Saug- und der Druckseitenecke.



Abbildung 3.13: Der Abschlussdeckel für die Ausblaskonfiguration E551. Die Löcher befinden sich im vorderen Bereich der Seitenkante nur an der Saugseite-ecke.

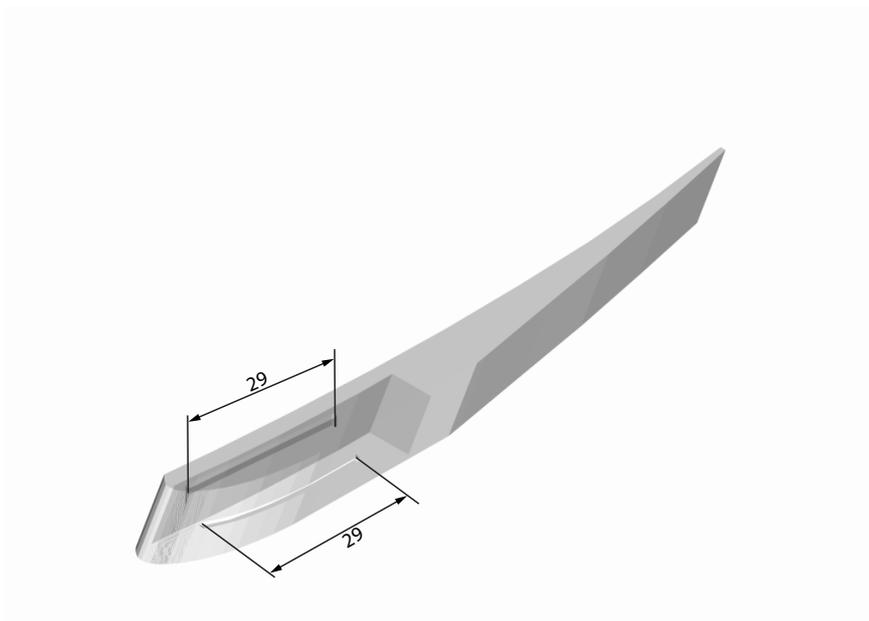


Abbildung 3.14: Der Abschlussdeckel für die Ausblaskonfiguration E541. Die Luft wird über zwei Schlitze in den Seitenkantenwirbel geblasen.

Tabelle 3.2: Die Beeinflussungsmethoden in der Übersicht.

Konfiguration	Methode	Bezeichnung
Ohne Beeinflussung	–	E000
Öffnungen an Vorderkante, $D = 0.4$ mm	aktiv	E513
Öffnungen an Vorderkante, $D = 0.6$ mm	aktiv	E514
Öffnungen an Vorderkante, $D = 0.8$ mm	aktiv	E511
Öffnungen an Vorderkante, $D = 1.0$ mm	aktiv	E515
Öffnungen an Hinterkante, $D = 0.8$ mm	aktiv	E521
Öffnungen nur an Saugseitenkante, $D = 0.8$ mm	aktiv	E551
Schlitz an Vorderkante, $h_S = 1.0$ mm	aktiv	E541
Zaun 1 auf Saugseite	passiv	E401
Zaun 2 auf Druckseite	passiv	E402
Zaun 3 auf Saug- und Druckseite	passiv	E403
Microtabs, Standard	passiv	E701
Microtabs, klein	passiv	E702
Microtabs, groß	passiv	E703
Winglet 1, 1:1 Skalierung (A340)	passiv	E801
Winglet 2, 1:2 Skalierung (A340)	passiv	E802
Winglet 3, generisches Modell	passiv	E803

auf der Saugseite. Die Schlitze haben eine Länge von 29 mm und eine Breite von $h_S = 1.0$ mm. Da sich diese Konfiguration zunächst als weniger effektiv herausstellte, wurde sie nicht weiter variiert.

Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über die verschiedenen Beeinflussungskonfigurationen. In ihr sind die jeweiligen Konfigurationen kurz beschrieben und die Methode, aktiv oder passiv, ist verzeichnet. Zudem wird die intern verwendete Bezeichnung angegeben, durch welche die verschiedenen Konfigurationen auch gruppiert sind.

Bestimmung des Volumenstroms

Der Volumenstrom, welcher in den Seitenkantenwirbel geblasen wird, soll variiert werden, um den Einfluss verschiedener Ausblasraten auf die Schallreduzierung zu ermitteln. Der Volumenstrom wird mittels eines hydraulisch glatten Rohres bestimmt. Die Abmessungen dieses Rohres zeigt Abbildung 3.15. Zwei Druckanbohrungen befinden sich in einem Abstand $l_p = 1000$ mm voneinander. An diesen wird mit einem Baratron der Firma MKS die Druckdifferenz bestimmt. Diese

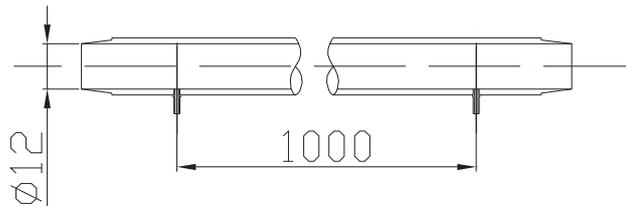


Abbildung 3.15: Rohr zur Bestimmung des Volumenstromes.

Druckdifferenz Δp hält die Strömung im Rohrabschnitt zwischen den beiden Bohrungen aufrecht und kann zur Ermittlung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u_m herangezogen werden. Der Zusammenhang zwischen Δp und u_m hängt dabei vom Strömungszustand ab. Für eine laminare Strömung gilt (Zierep, 1997)

$$u_{m,lam} = \Delta p \frac{R^2}{8 l_p \nu \varrho} , \quad Re < 2300 . \quad (3.2)$$

Dabei ist R der Radius des durchströmten Rohres und ν die kinematische Viskosität. Ist die Strömung turbulent so gilt für die Geschwindigkeit

$$u_{m,turb}^2 = \Delta p \frac{4 R}{l_p \varrho \lambda_{turb}} , \quad Re > 2300 . \quad (3.3)$$

Die Rohrreibungszahl λ_{turb} ist eine Funktion der REYNOLDS-Zahl und muss für eine turbulente Strömung i. a. experimentell bestimmt werden. Für $Re \leq 2 \cdot 10^5$ kann jedoch die von BLASIUS aufgestellte empirische Formel

$$\lambda_{turb} = \frac{0.3164}{\sqrt[4]{Re}} \quad (3.4)$$

verwendet werden. Mit $Re = 2 R u_m / \nu$ ergibt sich die Geschwindigkeit im turbulenten Fall zu

$$u_{m,turb} = \sqrt[7]{\left(\frac{\Delta p 4 R}{0.3164 l_p \varrho} \right)^4 \frac{2 R}{\nu}} , \quad 2300 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5 \quad (3.5)$$

und damit für den Volumenstrom je nach Re -Zahl

$$\dot{V}_{lam} = 2 R^2 \Delta p \frac{R^2}{8 l_p \nu \rho}, \quad Re < 2300. \quad (3.6)$$

und

$$\dot{V}_{turb} = 2 R^2 \sqrt[7]{\left(\frac{\Delta p 4 R}{0.3164 l_p \rho}\right)^4 \frac{2 R}{\nu}}, \quad 2300 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5. \quad (3.7)$$

Dieser Zusammenhang gilt für MACH-Zahlen $M < 0.2$. Für größere MACH-Zahlen muss nach Ronneberger, 1987 die Kompressibilität berücksichtigt werden. In den vorliegenden Untersuchungen beträgt die MACH-Zahl in dem Rohr maximal $M = 0.05$. Der Effekt der Kompressibilität kann damit vernachlässigt werden.

3.3.2 Passive Beeinflussung

Die hier verwendeten passiven Beeinflussungsmethoden sind zum großen Teil aus der Literatur entnommen. Sie werden in der Einleitung in Abschnitt 1.3 beschrieben. In der vorliegenden Untersuchung wurden die Zäune aus Storms et al., 1998 und die Wirbelgeneratoren aus Choudhari et al., 2002 verwendet. Die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches nach Storms et al., 2000 mit Hilfe der Continuous Moldline Technology wurde hier nicht untersucht, da nach Methoden der Schallreduzierung gesucht wird, welche die Leistung des Flügels nicht beeinflussen.

Die Zäune aus Storms et al., 1998 wurden an die vorliegende Hinterkantenklappe angepasst. Es wurden drei verschiedene Zäune aus 1 mm dicken Stahlblech gefertigt. In der Konfiguration E401 befindet sich der Zaun auf der Saugseite in Konfiguration E402 auf der Druckseite und E403 stellt eine Kombination dieser beiden Konfigurationen dar. Abbildung 3.16 zeigt exemplarisch die Positionierung des Zauns E402 an der Seitenkante der Hinterkantenklappe. Der Abschlussdeckel wird bei Verwendung der Zäune gekürzt, so dass sich die Oberseite der Zäune auf gleicher Höhe mit dem Abschluss aller übrigen Konfigurationen befindet. Die Umrisse aller verwendeten Zäune sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Position der Seitenkante in Bezug auf den jeweiligen Zaun ist als graue Farbe hinterlegt.

Zusätzlich zu den Zäunen wurden in der vorliegenden Arbeit Winglets konstruiert, die ebenfalls an der Seitenkante der Hinterkantenklappe angebracht wurden. Die Idee war hierbei, die akustischen Eigenschaften der Seitenkanten-Zäune mit den aerodynamischen Eigenschaften der Winglets zu verbinden. Es wurden drei verschiedene Winglets konstruiert. Die Konfiguration E801 ist dem Winglet

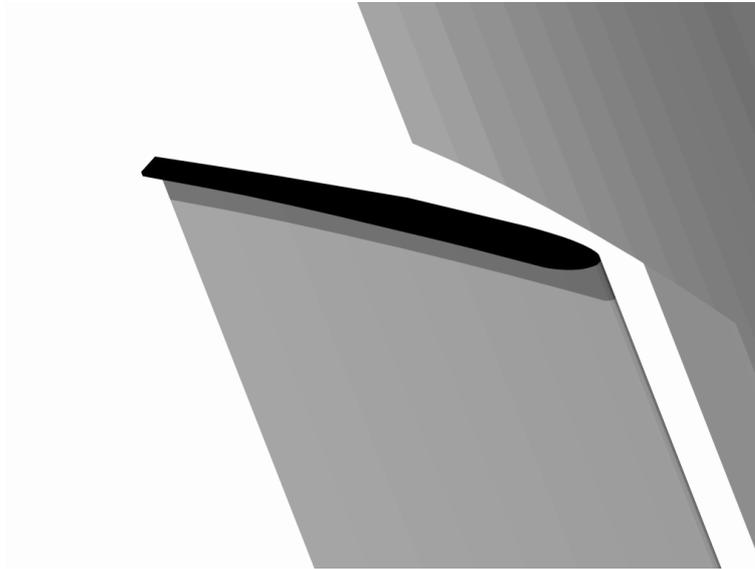


Abbildung 3.16: Die Seitenkante der Hinterkantenklappe in der Detailansicht. Dargestellt ist die Positionierung des Zauns E402 zur passiven Strömungsbeeinflussung. Die Abbildung zeigt den Ausschnitt, welcher in Abbildung 3.9 mit einem Rechteck markiert ist.

des Hauptflügels eines A340 nachgebildet. In der Konfiguration E802 wird diese Form im Verhältnis 1:2 herunterskaliert. Die Konfiguration E803 ist eine generische Form eines Winglets. Abbildung 3.18 zeigt exemplarisch die Positionierung des Winglets E801 an der Seitenkante der Hinterkantenklappe. Die Umrisse der verwendeten Winglets sind ebenfalls in Abbildung 3.17 dargestellt.

Die Wirbelgeneratoren nach Choudhari et al., 2002 wurden aus 0.3 mm Cu-Blech erodiert. Choudhari et al. geben in ihrer Veröffentlichung die Abmessungen für einen Wirbelgenerator an. Dieser trägt in der vorliegenden Arbeit die Bezeichnung E701. Die Größe der Wirbelgeneratoren wurde hier zusätzlich variiert. Es wurde ein kleinerer (E702) und größerer Wirbelgenerator (E703) hergestellt. Die genauen Abmessungen sind im Anhang A.2 angegeben. Choudhari et al., 2002 bringen diese Wirbelgeneratoren im hinteren Bereich der Seitenkante an. Dies ist für das hier verwendete Modell in Abbildung 3.19 dargestellt.

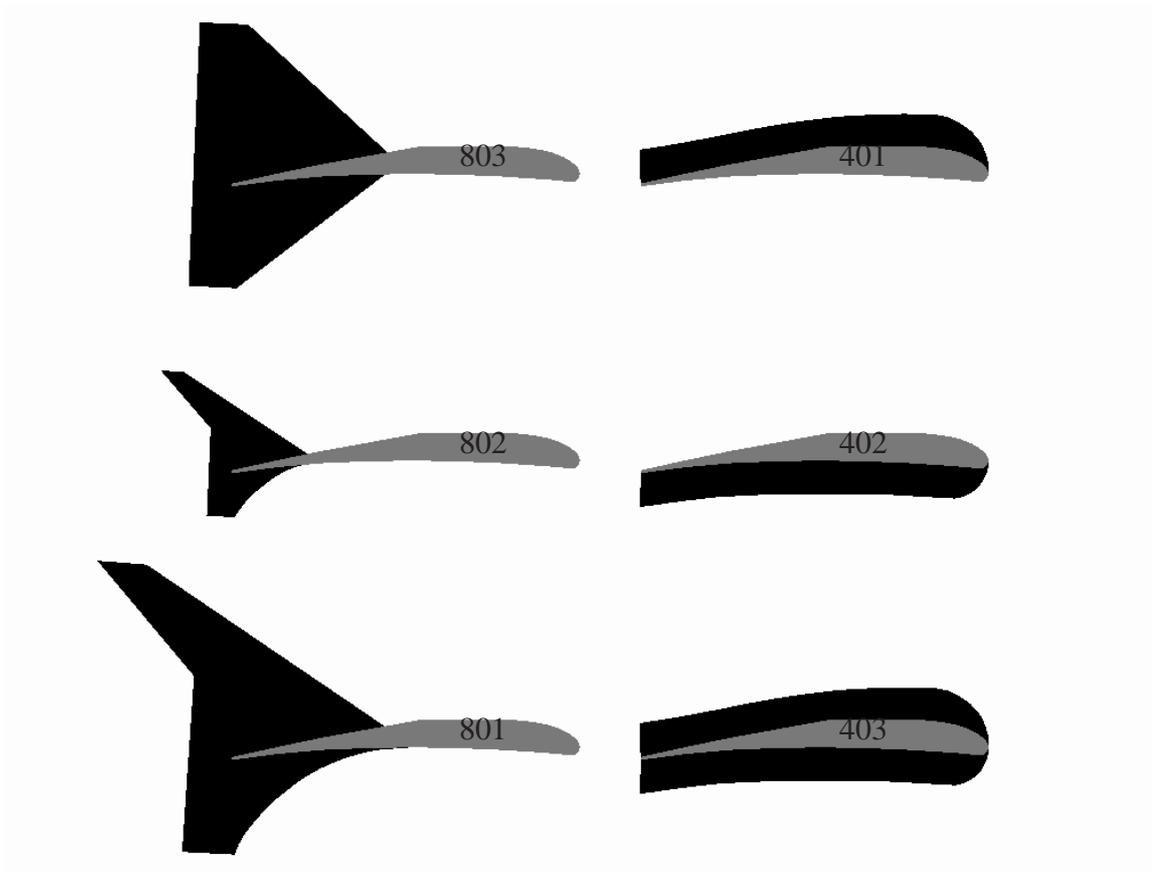


Abbildung 3.17: Umrisse der verwendeten Zäune und Winglets. Die jeweilige Bezeichnung aus Tabelle 3.2 ist angegeben. Grau hinterlegt ist der Umriss der Seitenkante.

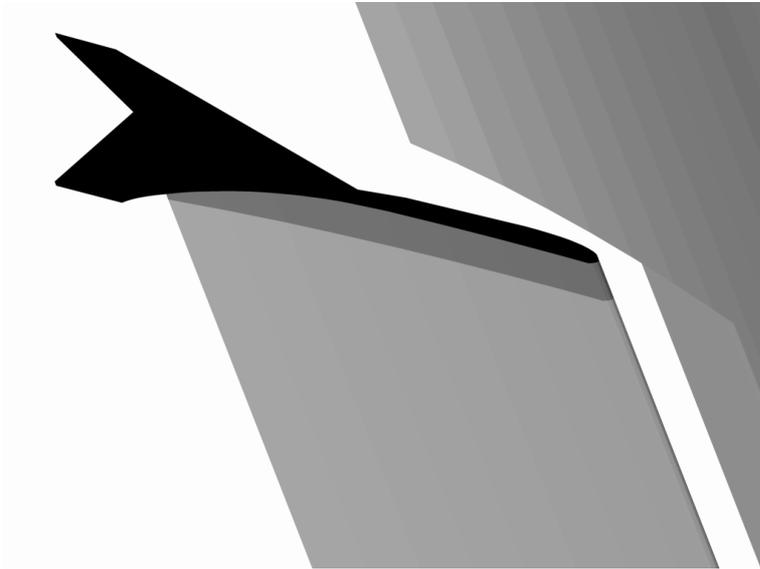


Abbildung 3.18: Die Seitenkante der Hinterkantenklappe mit dem Winglet E801 zur passiven Strömungsbeeinflussung. Die Abbildung zeigt den Ausschnitt, welcher in Abbildung 3.9 mit einem Rechteck markiert ist.



Abbildung 3.19: Der Abschlussdeckel mit Wirbelgeneratoren im hinteren Bereich der Seitenkante (E70x).

3.4 Symbolverzeichnis

c	Sehnenlänge des Hauptflügels
c_F	Sehnenlänge der Hinterkantenklappe des SCCH-Modells und des generischen Flügels
d	Abstand zwischen Drehachse und Lichtschnitt (generisches Modell)
d_F	Dicke der Hinterkantenklappe
d_p	Partikeldurchmesser
d_t	Partikelbilddurchmesser
d_r	Länge eines Pixels
D	Durchmesser der Ausblasöffnungen
f	Brennweite
$f^\#$	Blendenzahl
l_p	Abstand der Druckerbohrungen bei Bestimmung des Volumenstromes
M	MACH-Zahl
Δp	Druckdifferenz
Re	REYNOLDS-Zahl
R	Radius des durchströmten Rohres
s	Halbspannweite
t	Zeit
T_u	Turbulenzgrad
u_m	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in kartesischen Koordinaten
$\dot{V}_{lam}, \dot{V}_{turb}$	Volumenstrom laminar, turbulent
V	Abbildungsmaßstab
z_o	Abstand zwischen Messebene und Linse
α	Anstellwinkel des SCCH-Modells bzw. des generischen Flügels
δ_F	Anstellwinkel der Hinterkantenklappe (SCCH-Modell)
δ_S	Anstellwinkel des Vorflügels (SCCH-Modell)
λ	Wellenlänge
λ_{turb}	Rohrreibungszahl
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte des Fluids

Kapitel 4

Messmethoden

4.1 Mikrofon-Array Messungen

In der vorliegenden Arbeit werden die aeroakustischen Schallquellen des SCCH-Modells mit Hilfe eines Mikrofon-Arrays vermessen. Das Ziel ist dabei die Bestimmung der Position und der Stärke der verschiedenen aeroakustischen Schallquellen. Im folgenden Abschnitt wird ein Überblick über den Stand der Forschung bezüglich der Array-Messtechnik gegeben. Das Hauptaugenmerk ist dabei auf Messungen des Umströmungsgeräusches bei Flugzeugen gerichtet. In Abschnitt 4.1.2 wird der Algorithmus des Delay-and-Sum Beamformers im Zeit- und Frequenzbereich hergeleitet. Dieser wurde zur Auswertung der Messungen in dieser Arbeit verwendet. Die retardierte Zeit für die Messung in einem Windkanal wird in Abschnitt 4.1.3 formuliert. Die Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes (SNR) stellt einige Anforderungen an die Datenerfassung und den Auswertalgorithmus, was in Abschnitt 4.1.4 dargestellt ist. Die Abtastung des Wellenfeldes durch das Mikrofon-Array hat zur Folge, dass die Verstärkung und die Auflösung des Arrays endlich ist. Dies wird in Abschnitt 4.1.5 theoretisch beleuchtet. Der sich aus diesen Betrachtungen ergebende Algorithmus zur Bestimmung einer optimalen Mikrofonanordnung wird in Abschnitt 4.1.6 angegeben. In den darauffolgenden Abschnitten wird der Aufbau des Mikrofon-Arrays der vorliegenden Untersuchung (Abschnitt 4.1.7) und die Kalibrierung der Mikrofone (Abschnitt 4.1.8) beschrieben. Mit einem kleinen Array wurden zu Beginn der Messungen Voruntersuchungen mit einem Lautsprecher durchgeführt. Die Resultate werden in Abschnitt 4.1.9 diskutiert. In diesen Voruntersuchungen stellte sich heraus, dass die Grenzschichtschwankungen auf dem Mikrofon-Array das Hauptproblem in der Auswertung der gemessenen Signale darstellt. Aus diesem Grund wurde die Grenzschicht auf dem Mikrofon-Array vermessen (Abschnitt 4.1.10).

4.1.1 Historischer Überblick und Stand der Forschung

Die erste grundlegende theoretische Arbeit zur Array-Messtechnik stammt von Billingsley & Kinns, 1976 und behandelt bereits einen Großteil der Probleme bei der akustischen Quelllokalisierung mit der Mehrsensortechnik, wie Auflösung, Systemrauschen, Datenerfassung und Rechenzeit. Es werden zudem erste Experimente zur Messung der Schallleistung eines Freistrahles durchgeführt. Weitere theoretische Untersuchungen bezüglich der Array-Auswertung bei korrelierten Signalen zeigen Flynn, 1976 und Soderman & Noble, 1975.

Bereits in den 70er und 80er Jahren wurden Array-Messungen im Freifeld durchgeführt. King & Bechert, 1979 und später Barsikow et al., 1987 verwendeten ein Mikrofon-Array zur Bestimmung der Hauptschallquellen von Hochgeschwindigkeitszügen.

Die Messung von Umströmungsgeräuschen bei Flugzeugen wurde in den letzten fünf bis zehn Jahren fast ausschließlich mit Mikrofon-Arrays durchgeführt. Neben Messungen an Modellen im Windkanal (Jaeger et al., 2002, Sijtsma & Holthusen, 1999, Hutcheson & Brooks, 2002, Piet & Elias, 1997, Storms et al., 1999) wurden auch Messungen an Flügeln im Originalmaßstab (Dobrzynski et al., 2001) und Messungen im Freifeld, sogenannte Überflugmessungen, durchgeführt (Piet et al., 2002, Michel et al., 1998).

Die Messungen im Windkanal finden entweder in offenen oder in geschlossenen Messstrecken statt. In offenen Messstrecken besteht das Problem, dass die Schallwellen durch die turbulente Scherschicht gebeugt und gebrochen werden. Dieses Problem wird grundsätzlich in Amiet, 1978 behandelt und in Mosher, 1996 und Hutcheson & Brooks, 2002 für die Array-Messtechnik spezialisiert.

In geschlossenen Messstrecken befindet sich das Mikrofon-Array in der Strömung. Die Grenzschichtschwankungen an den Mikrofonen verursachen zum einen erhebliches Störgeräusch, und zum anderen kommt es durch die zumeist schallharten Kanalwände zu Reflektionen. Für die Reduktion des Grenzschichtgeräusches an den Mikrofonen existieren unterschiedliche Ansätze. Jaeger et al., 2000 und Burnside et al., 2002 reduzieren den sogenannten *Selfnoise* durch eine Kevlarschicht, die in einem bestimmten Abstand über den Mikrofonen angebracht wird, so dass die Strömung keinen direkten Kontakt zu den Mikrofonen hat. Zwischen der Kevlarschicht und den Mikrofonen entsteht auf diese Weise jedoch ein Resonanzraum. Der Phasengang dieser Konstruktion muss sehr genau vermessen werden, da es ansonsten zu Phasenfehlern in der Auswertung kommt. Zudem ist der Aufbau sehr aufwendig. Andere Autoren verwenden eine perforierte Platte, welche zwischen die Mikrofone und die Strömung montiert wird (Sijtsma & Holthusen, 1999). Dougherty, 2003 integriert ein Turbulenzmodell in die Ausbreitungsrechnung innerhalb der Array-Auswertung. Diese Herangehensweise ist aus der Atmosphären-Physik entlehnt. Dougherty kann einige grundlegende Zusam-

menhänge klären, aber die Störungen lassen sich nicht befriedigend unterdrücken. Ein weiterer rechnerischer Ansatz besteht in der Modifikation der Kreuzkorrelationsmatrix. Die Hauptdiagonale dieser Matrix enthält die gemessene Leistung der einzelnen Mikrofone und keine Phaseninformation. Durch Weglassen der Diagonalelemente kann somit das Rauschen reduziert werden (Mueller, 2002).

Die Reflektionen im Windkanal stören die Messung nur dann signifikant, falls die Länge des analysierten Zeitfensters im Bereich der Zeitverzögerung des reflektierten Signals liegt (Mosher, 1996). Einige Autoren messen nur einen sehr geringen Einfluss der Schallreflektionen auf die Bestimmung der Quellpositionen (Sijtsma & Holthusen, 1999). Guidati et al., 2002 entwickeln einen Algorithmus, der die Störungen durch die Reflektionen unter bestimmten Bedingungen unterdrückt. Dieser Algorithmus wird für den allgemeinen Fall in Sijtsma & Holthusen, 2003 erweitert.

Ein Mikrofon-Array kann durch die Parameter Auflösung, Aliasing, relative Hauptkeulenhöhe und Signal-Rausch-Abstand beschrieben werden. Einen allgemeinen Überblick über die Bestimmung und Einordnung dieser Parameter geben Johnson & Dudgeon, 1993. Die Anwendung der Array-Messtechnik auf die Untersuchung von Modellen im Windkanal und die Abstimmung des Array-Designs auf diesen speziellen Fall wird in Mueller, 2002 beschrieben. Mosher, 1996 untersucht den Einfluss von Array-Apertur, Anzahl und Anordnung der Sensoren, Multipler Arrayanordnung und Arrayposition auf die Qualität dieser Messtechnik im Windkanal. Der Zusammenhang von Array-Apertur (d.h. dem Abstand der äußersten Mikrofone zueinander) und gemessener Quellstärke, wird in Brooks & Humphreys, 1999 genauer dargestellt. Humphreys et al., 1998 schlagen die Verwendung von zwei Arrays vor: ein großes Array mit hoher Auflösung zur genauen Quelllokalisierung und ein kleines bewegliches Array für die Bestimmung der Richtcharakteristik der Quellen.

Die oben genannten Parameter zur Beschreibung eines Arrays lassen sich in der räumlichen Impulsantwort des Arrays, dem sogenannten Array-Pattern, zusammenfassen. Dieses wird durch die Positionierung der Mikrofone auf dem Array bestimmt. Für geometrisch einfache Anordnungen lässt sich das Array-Pattern analytisch bestimmen (Johnson & Dudgeon, 1993). Piet & Elias, 1997 schlagen eine Kreuzanordnung vor, welche sich relativ einfach montieren lässt. Sie verbessern die Auswertung, so dass die Ergebnisse fast gleichwertig mit denen eines voll besetzten rechteckigen Arrays sind. Humphreys et al., 1998 verwenden eine spiralförmige Anordnung, bei der die Mikrofone auf logarithmischen Spiralarmen angeordnet sind. Auf einem weiteren Array mit kleinerer Apertur sind die Mikrofone zirkulär angeordnet. Diese Anordnungen werden so gewählt, dass die Seitenkeulen auf einem gleich hohen Niveau liegen. Das Aliasing bei hohen Frequenzen durch die Unterabtastung des Wellenfeldes steht bei Michel et al., 1998 im Mittelpunkt der Ermittlung der Mikrofonanordnung. Mit Hilfe eines Evoluti-

onsalgorithmus' werden die Mikrofone diesbezüglich optimal positioniert.

In der Literatur existieren eine Vielzahl von Algorithmen zur Auswertung der gemessenen Signale. Der grundlegende Delay-and-Sum Beamformer wird in den meisten Lehrbüchern einführend behandelt (Johnson & Dudgeon, 1993, Unnikrishna Pillai, 2000, Brandstein & Ward, 2001). In diesen werden auch der *Minimum Variance Beamformer* und Eigenwertverfahren vorgestellt. Der instabile *Minimum Variance Beamformer* wird in Wang et al., 2003 durch ein robusteres Verfahren erweitert. Aus der Theorie der adaptiven Filter werden ebenfalls Algorithmen entlehnt, um diese auf eine adaptive Array-Auswertung anzuwenden (Haykin, 1996). Aus anderen Bereichen der Physik werden ebenfalls Algorithmen verwendet, wie z.B. der *CLEAN*-Algorithmus der Astrophysik (Högbom, 1974, Schwarz, 1978), der von Dougherty & Stoker, 1998 auf die Auswertung akustischer Wellen angewendet wird. In der Spracherkennung steht zumeist die Separation verschiedener Sprecher oder eines Sprechers in Anwesenheit von Hintergrundrauschen im Vordergrund. Sensor-Arrays werden in diesem Bereich daher meist in Verbindung mit Algorithmen zur Quellentrennung verwendet (Fabry & Servière, 2000).

In der Array-Auswertung muss eine Annahme über den Typ der Quellen getroffen werden. Die Quellen werden dabei meistens als Monopolquellen angenommen. Dies ist aber nicht zwingend notwendig. In Yoon & Nelson, 1998 wird eine inverse Formulierung zur Quellanalyse vorgeschlagen. Die Quellpositionen werden wie in der Standardauswertung festgelegt. Für die verschiedenen Quelltypen (Monopol, Dipol und Quadrupol) werden Ausbreitungsmodelle angenommen und diese in dem Modell als Übertragungsmatrix formuliert. Die Inversion dieser Matrix ergibt die Stärken der einzelnen Quelltypen an den verschiedenen Positionen. Da das Problem jedoch nicht eindeutig ist und die Übertragungsfunktionen linear abhängig sein können, muss die Kondition der Übertragungsmatrix für jeden interessierenden Fall kontrolliert werden. Außerdem müssen die Positionen der Mikrofone an das jeweilige Problem angepasst werden. Die Ergebnisse in Nelson & Yoon, 2000 zeigen, dass sich auf diese Weise die Quellverteilung mit einem erheblichen messtechnischen und rechnerischen Aufwand bestimmen lässt.

Ist die Quellstärke in einem Bereich ermittelt, kann die Schalleistung der Quelle durch Integration über den entsprechenden Quellbereich gewonnen werden. Brooks & Humphreys, 1999, Burnside et al., 2002 und Oerlemans & Sijtsma, 2002 geben hierfür entsprechende Ansätze an. Für jede Frequenz wird dabei die Impulsantwort des Arrays berücksichtigt, um die Integration von Seitenkeulen zu verhindern. Blacodon & Élias, 2003 entwickeln ein Verfahren zur Bestimmung der spektralen Leistung von ausgedehnten Quellen, indem die einzelnen Quellregionen in unkorrelierte Monopolquellen zerlegt und aus diesen eine Modellkorrelationsmatrix berechnet wird. Die Quellstärke der einzelnen Monopole wird dann über ein Minimierungsproblem berechnet.

4.1.2 Delay-and-Sum Beamformer

Der Delay-and-Sum Beamformer ist ein robuster Algorithmus zur Lokalisierung und Quantifizierung von Schallquellen. Er wird hier im Zeit- und Frequenzbereich hergeleitet. Die Grundidee besteht in der Ausnutzung der Phaseninformationen zwischen einer gegebenen Quell- und verschiedenen Sensorpositionen.

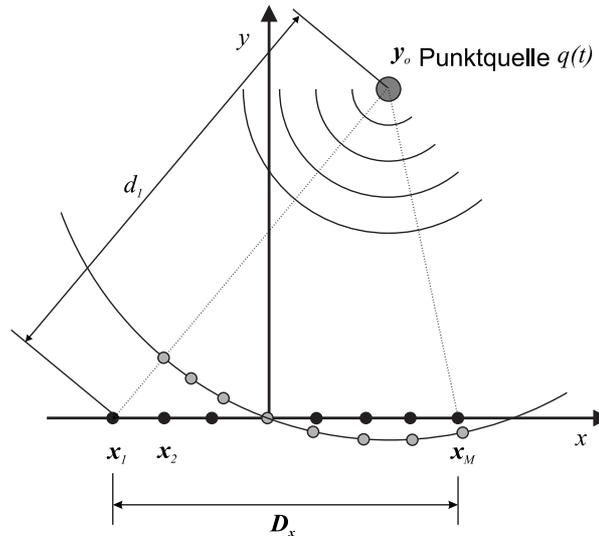


Abbildung 4.1: Die Wellenausbreitung einer Punktquelle wird von einem linearen Mikrofon-Array aufgezeichnet. Der Abstand zwischen der Quelle und dem ersten Mikrofon d_1 und Apertur D_x sind eingezeichnet. Grau hinterlegt sind die Mikrofonpositionen nach der virtuellen Verschiebung.

Die prinzipielle Idee eines Mikrofon-Arrays zeigt Abbildung 4.1. An der Position y_o befindet sich eine Punktquelle mit der Zeitfunktion $q(t)$. Die Kugelwelle wird von den M Mikrofonen nach einer bestimmten Zeitspanne, die sich aus dem jeweiligen Abstand d_m ergibt, aufgezeichnet. Die aufgezeichneten Zeitsignale werden nun so verschoben, dass die Zeitdifferenz durch die Schallausbreitung kompensiert wird. Dies kann anschaulich als eine virtuelle Verschiebung der Mikrofone an die in Abbildung 4.1 grau hinterlegten Positionen interpretiert werden. Die zeit- bzw. phasenkompensierten Signale aller Mikrofone werden aufsummiert, und für den Fall idealer Kompensation ergibt sich ein Maximum der berechneten Quellstärke.

Das Feld einer Punkt- oder Monopolquelle am Ort y_o lässt sich mathematisch als eine inhomogene Wellengleichung formulieren:

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right\} p = q(t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}_o), \quad (4.1)$$

deren Lösung sich im Freifeld zu

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}_o|}{c}\right)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}_o|} \quad (4.2)$$

ergibt. Dabei bedeutet $p(\mathbf{x}, t)$ der Schwankungsanteil des Druckes am Ort \mathbf{x} zur Zeit t . Das Schallfeld wird durch das Mikrofon-Array von M Mikrofonen an den Positionen \mathbf{x}_m aufgezeichnet:

$$p(\mathbf{x}_m, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|}{c}\right)}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|}. \quad (4.3)$$

Die retardierte Zeit $\tau_m = t - |\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|/c$ gibt die Zeit an, zu der das Signal, welches zum Zeitpunkt t am Mikrofon m gemessen wird, am Quellort \mathbf{y}_o ausgesendet wurde. Die Zeitdifferenzen $\Delta T_{m,o} = |\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|/c$ unterscheiden sich bei einer Punktquelle zwischen den verschiedenen Mikrofonen und werden im Delay-and-Sum Beamformer kompensiert. Dazu wird eine Quell- oder Fokusposition \mathbf{y}_f und die entsprechenden Zeitverschiebungen $\Delta T_{m,f} = |\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_f|/c$ angenommen¹. Das zeitverschobene und aufsummierte Array-Signal ergibt sich damit zu

$$\begin{aligned} z(\mathbf{y}_f, t) &= \sum_{m=1}^M w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) p_m(\mathbf{x}_m, t + \Delta T_{m,f}) \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) \frac{q\left(t - \Delta T_{m,o} + \Delta T_{m,f}\right)}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Gewichtung $w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m)$ kann dabei so gewählt werden, dass die Reduktion der Amplituden durch die verschiedenen Ausbreitungsdistanzen kompensiert werden: $w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) = |\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_f|$. Der Gewichtungparameter $w(\cdot)$ kann jedoch auch, je nach Ziel der Auswertung, allgemeiner interpretiert werden und gegebenenfalls komplex sein.

Das gemessene Signal am Mikrofon m in Gl. (4.3) kann auch im Frequenzbereich betrachtet werden:

$$P(\mathbf{x}_m, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\mathbf{x}_m, t) e^{-j\omega t} dt. \quad (4.5)$$

Damit berechnet sich der Array-Ausgang für die Frequenz ω zu

$$Z(\mathbf{y}_f, \omega) = \sum_{m=1}^M w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) P(\mathbf{x}_m, \omega) e^{j\omega \Delta T_{m,f}} \quad (4.6)$$

¹Der Index f beschreibt in Zukunft das fokussierte (d.h. angenommene) Signal und der Index o das Quell- (d.h. tatsächliche) Signal.

$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M \frac{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_f|}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|} Q(\omega) e^{-j\omega(\Delta T_{m,o} - \Delta T_{m,f})},$$

wobei hier für die Gewichtungen wieder $w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) = |\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_f|$ angenommen wurde. Ist tatsächlich eine Monopolquelle an der Position \mathbf{y}_f vorhanden, ergibt sich ein Maximum für die Funktion $Z(\mathbf{y}_f, \omega)$, da sich die Phasendifferenzen ideal kompensieren:

$$Z(\mathbf{y}_f = \mathbf{y}_o, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M Q(\omega) = \frac{M}{4\pi} Q(\omega). \quad (4.7)$$

Bisher wurde das Zeitsignal des Array-Ausgangs nach Gl. (4.4) oder das Frequenzspektrum eines Zeitfensters nach Gl. (4.6) bestimmt. In der Regel ist man jedoch an einer gemittelten Leistung interessiert. Daher wird als Array-Ausgang häufig die Autokorrelation des fokussierten Signals $z(\mathbf{y}_f, t)$ berechnet:

$$r_{pp}(\mathbf{y}_f, \tau) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} z(\mathbf{y}_f, t) z(\mathbf{y}_f, t + \tau) dt. \quad (4.8)$$

Mit Gl. (4.4) erhält man die vollständige Form, die für die weitere Analyse nicht von Bedeutung ist, hier aber der Vollständigkeit halber notiert wird:

$$r_{pp}(\mathbf{y}_f, \tau) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m)}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_o|} q(\tau_m + \Delta T_{m,f}) \cdot \frac{w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_n)}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_o|} q(\tau_n + \Delta T_{n,f} + \tau) dt \quad (4.9)$$

$$r_{pp}(\mathbf{y}_f, \tau) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m)}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_o|} \frac{w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_n)}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_o|} \hat{s}_{q_m q_n}(\mathbf{y}_f, \tau) \quad (4.10)$$

$$\hat{s}_{q_m q_n}(\mathbf{y}_f, \tau) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} q(\tau_m + \Delta T_{m,f}) q(\tau_n + \Delta T_{n,f} + \tau) dt. \quad (4.11)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion $\hat{s}_{q_m q_n}$ ist dabei eigentlich für $T = t_2 - t_1 \rightarrow \infty$ definiert (Hoffmann, 1998):

$$s_{q_m q_n}(\mathbf{y}_f, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} q(\tau_m + \Delta T_{m,f}) q(\tau_n + \Delta T_{n,f} + \tau) dt. \quad (4.12)$$

Aus diesem Grund ist $s(\cdot)$ in Gl. (4.11) mit einem Dach versehen. Davon wird in Zukunft abgesehen und stillschweigend davon ausgegangen, dass die jeweiligen Korrelationsfunktionen nur über eine endliche Zeit berechnet werden.

Die spektrale Leistungsdichte Z_{pp} ergibt sich aus der FOURIER-Transformierten der Autokorrelation r_{pp} zu

$$Z_{pp}(\mathbf{y}_f, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} r_{pp}(\mathbf{y}_f, \tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (4.13)$$

und stellt damit das leistungsproportionale Spektrum des fokussierten Array-Signals dar. Die Auswertung von Gl. (4.13) kann aber auch direkt aus der FOURIER-Transformierten des gemessenen Mikrofonsignals $p(\mathbf{x}_m, t)$ bestimmt werden:

$$Z_{pp}(\mathbf{y}_f, \omega) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_n) S_{p_m p_n}(\mathbf{y}_f, \omega). \quad (4.14)$$

S_{pp} gibt dabei die spektrale Leistungsdichte der gemessenen Mikrofon-signale an:

$$S_{p_m p_n}(\mathbf{y}_f, \omega) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-\infty}^{\infty} p_m(t + \Delta T_{m,f}) p_n(t + \Delta T_{n,f} + \tau) dt e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (4.15)$$

Da das Signal als stationär angenommen werden kann, ist nur die relative Zeit zwischen den Mikrofonsignalen von Bedeutung und aus Gl. (4.15) wird

$$S_{p_m p_n}(\mathbf{y}_f, \omega) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-\infty}^{\infty} p_m(t) p_n(t + \Delta T_{n,f} - \Delta T_{m,f} + \tau) dt e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (4.16)$$

Bei stationären Signalen sind die Phasendifferenzen $\Delta T_{m,f} - \Delta T_{n,f}$ außerdem unabhängig von der Integrationsvariablen τ und mit dem Verschiebungssatz gilt

$$S_{p_m p_n}(\mathbf{y}_f, \omega) = \underbrace{\mathcal{F} \left\{ \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p_m(t) p_n(t) dt \right\}}_{\tilde{S}_{p_m p_n}(\omega)} e^{-j\omega(\Delta T_{m,f} - \Delta T_{n,f})}. \quad (4.17)$$

Der Term $\tilde{S}_{p_m p_n}$ ist unabhängig von der Fokusposition und kann direkt aus den gemessenen Daten berechnet werden. Der Übergang von Gl. (4.16) zu Gl. (4.17)

ist bei bewegten Quellen und instationären Signalen nicht möglich, da dort die Phasendifferenzen $\Delta T_{m,f} - \Delta T_{n,f}$ von τ abhängen können. In diesem Fall, muss für jede Fokusposition der Term $S_{p_m p_n}$ neu berechnet werden und der Zeitvorteil durch die FFT entfällt. Bei bewegten Quellen werden die Berechnungen daher im Zeitbereich durchgeführt.

Die spektrale Leistungsdichte des Array-Ausgangs ergibt sich damit insgesamt zu:

$$Z_{pp}(\mathbf{y}_f, \omega) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_m) w(\mathbf{y}_f, \mathbf{x}_n) \tilde{S}_{p_m p_n}(\omega) e^{-j\omega(\Delta T_{m,f} - \Delta T_{n,f})}. \quad (4.18)$$

In der Array Auswertung stationärer Signale wird für jedes gemessene Signal am Mikrofon m zunächst das Spektrum $P_m(\omega)$ mittels der FOURIER-Transformation berechnet. Aus diesen Spektren ergeben sich dann die $M \times M$ Kreuzspektren \tilde{S}_{pp} , welche in einer spektralen Kreuzkorrelationsmatrix \mathbf{R} zusammengefasst werden können:

$$\mathbf{R}(\omega) = \begin{pmatrix} \tilde{S}_{p_1 p_1}(\omega) & \tilde{S}_{p_1 p_2}(\omega) & \dots & \tilde{S}_{p_1 p_M}(\omega) \\ \tilde{S}_{p_2 p_1}(\omega) & \tilde{S}_{p_2 p_2}(\omega) & \dots & \tilde{S}_{p_2 p_M}(\omega) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tilde{S}_{p_M p_1}(\omega) & \tilde{S}_{p_M p_2}(\omega) & \dots & \tilde{S}_{p_M p_M}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Die Berechnung des Array-Ausgangs lässt sich noch kompakter schreiben als in Gl. (4.18), indem die Phasendifferenz für die angenommenen Fokuspositionen $e^{-j\omega \Delta T_{i,f}}$ zu einem Vektor zusammengefasst werden:

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} e^{-j\omega \Delta T_{1,f}} \\ e^{-j\omega \Delta T_{2,f}} \\ \vdots \\ e^{-j\omega \Delta T_{M,f}} \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

Die Gewichtungen der Mikrofone wird durch die reelle Matrix \mathbf{W} beschrieben:

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_{11} & W_{12} & \dots & W_{1M} \\ W_{21} & W_{22} & \dots & W_{2M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ W_{M1} & W_{M2} & \dots & W_{MM} \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

Damit kann für den Array-Ausgang folgende Matrixnotation aufgestellt werden:

$$Z_{pp}(\mathbf{y}_f, \omega) = \mathbf{e}^H \mathbf{W} \mathbf{R} \mathbf{W}^H \mathbf{e}. \quad (4.22)$$

Dabei bezeichnet $(\cdot)^H$ die konjugiert transponierte Matrix bzw. den konjugiert transponierten Vektor.

4.1.3 Retardierte Zeit in der Strömung

Das Feld für eine Punktquelle am Ort \mathbf{y}_o im Freifeld wurde in Gleichung (4.2) mit

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}_o|}{c}\right)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}_o|} \quad (4.23)$$

angegeben. Die retardierte Zeit $\tau = t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}_o|/c$ gibt die Quellzeit eines Signals an, welches zur Zeit t am Beobachter mit der Position \mathbf{x} gemessen wird. Bewegt sich die Quelle, ändert sich auch die retardierte Zeit τ . In der Messung im Windkanal bewegt sich sowohl die Quelle als auch der Beobachter im Verhältnis zum Medium.

Die retardierte Zeit wird für diesen Fall im Folgenden berechnet. Die Quelle befinde sich zur Zeit $t = 0$ im Ursprung und bewege sich mit einer konstanten Geschwindigkeit u_∞ entlang der x -Achse. Ein Beobachter habe zur Zeit $t = 0$ die Position $\mathbf{x} = (x, y, z)$ zur Quelle und bewege sich mit derselben Geschwindigkeit parallel zu x -Achse

$$\mathbf{x}(t) = (x + u_\infty t, y, z)^T. \quad (4.24)$$

Der Beobachter empfängt zur Zeit t das Signal am Ort \mathbf{x} , welches zur Zeit τ_B ausgesendet wurde, wobei τ_B die Quellzeit der bewegten Quelle bezeichnet. Diese retardierte Zeit ergibt sich aus der Bedingung, dass der Abstand zwischen der Quelle und dem Beobachter der Laufzeit multipliziert mit der Schallgeschwindigkeit c entspricht:

$$c(t - \tau_B) = \sqrt{[(x + u_\infty t) - u_\infty \tau_B]^2 + y^2 + z^2}. \quad (4.25)$$

Die Emissionszeit ergibt sich damit zu

$$\tau_B = \frac{1}{c(1 - M^2)} \left[ct - M(x + u_\infty t) \pm \sqrt{x^2 + (1 - M^2)(y^2 + z^2)} \right], \quad (4.26)$$

wobei M die Machzahl darstellt. Für die Emissionszeit τ_B gilt aus Kausalitätsgründen $\tau_B < t$. Da in Unterschallströmungen nur ein Wert von τ_B für jedes (\mathbf{x}, t) existiert, ist nur das untere Vorzeichen in Gl. (4.26) physikalisch sinnvoll. Für den Zeitpunkt $t = 0$ berechnet sich die retardierte Zeit daher zu

$$\tau_{o,B} = -\frac{1}{c(1 - M^2)} \left[Mx + \sqrt{x^2 + (1 - M^2)(y^2 + z^2)} \right]. \quad (4.27)$$

Falls die Strömung in der Berechnung der retardierten Zeit nicht berücksichtigt wird, kommt es zu einem Phasenfehler. Dieser ist im Anhang B.1 für die Abmessungen der vorliegenden Arbeit und einer MACH-Zahl von $M = 0.1$ grafisch dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass der Phasenfehler bei niedrigen Frequenzen zwischen 0 und 18% variiert, bei hohen Frequenzen steigt er auf über 60% an. Die retardierte Zeit wurde in dieser Arbeit daher immer nach Gl. (4.26) berechnet.

4.1.4 Verbesserung des SNR

In der vorliegenden Arbeit werden die Messungen mit dem Mikrofon-Array in der geschlossenen Messstrecke durchgeführt. Ergebnisse aus Sijtsma & Holthuisen, 1999, Burnside et al., 2002 und Mueller, 2002 zeigen, dass bei einer solchen Versuchsanordnung die Nutzsignale durch starkes Rauschen überlagert sind. Dieses Rauschen entsteht durch die Druckschwankungen in der Grenzschicht auf dem Mikrofon-Array und zeigt auch in den Messungen dieser Arbeit sehr große Werte (siehe Abschnitte 4.1.9 und 4.1.10). Der Signal-Rausch-Abstand muss demnach so weit wie möglich verbessert werden, um das Nutzsignal der aeroakustischen Quellen von dem Rauschsignal der Grenzschichtdruckschwankungen trennen zu können. In den folgenden drei Abschnitten wird beschrieben, welche Maßnahmen in der Datenerfassung und -verarbeitung getroffen wurden, um den SNR zu verbessern und wodurch die angestrebten Verbesserungen beschränkt sind. Im Aufbau des Mikrofon-Arrays wurden zusätzliche Vorkehrungen getroffen. Diese werden in den Abschnitten 4.1.7 und 4.1.9 beschrieben.

Mittelungszeit und Frequenzauflösung

Die Autokorrelation des Array-Ausgangs nach Gl. (4.8) bzw. Gl. (4.18) entsteht durch eine zeitliche Integration mit der Integrationslänge T . Diese zeitliche Mittelung führt zu einer Verbesserung des SNR, da das Grenzschichttrauschen auf Grund seiner zufälligen Phasenbeziehungen herausgemittelt wird. In der vorliegenden Untersuchung wird daher eine möglichst lange Integrationslänge T angestrebt. Sie ist in der Praxis jedoch durch die Datenerfassung begrenzt, da nur eine bestimmte Anzahl von Signalwerten aufgezeichnet werden können. Die sich durch die Mittelung ergebende Verbesserung des SNR und die Beschränkungen durch die Datenerfassung werden in diesem Abschnitt erläutert.

Das Modell, welches in dieser Arbeit mit dem Mikrofon-Array vermessen wird, bewegt sich nicht gegenüber den Mikrofonen. Die gemessenen Signale werden daher als stationär im weiteren Sinne angenommen (s. Hoffmann, 1998). Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass bei stationären Quellen die Berechnungen im Frequenzbereich durchgeführt werden können. Die FOURIER-Transformation in Gl. (4.5) ist dabei in kontinuierlicher Form für eine unendlich lange Zeitspanne definiert. Die analogen Zeitsignale $p_a(t)$ liegen nach der A/D-Wandlung jedoch als diskrete Werte vor. Sie werden an den Zeitpunkten $n \Delta t$ abgetastet:

$$p[n] = p_a(n \Delta t) \quad \text{mit} \quad -\infty < n < \infty, \quad (4.28)$$

wobei Δt die Zeit zwischen zwei Abtastwerten angibt. Die Signalfolge in Gl. (4.28) wird noch zeitlich begrenzt. Sie wird mit einer Gewichtungsfolge multipliziert, die innerhalb eines Zeitfensters $T_l = \Delta t \mathcal{N}$ das Signal durchlässt und

außerhalb das Signal zu Null setzt. Der Index l bezeichnet hierbei das l -te Zeitfenster. Ermöglicht die Datenerfassungsanlage eine Aufzeichnung von \mathcal{M} Signalen pro Kanal können diese Signale in L Zeitfenster der Länge \mathcal{N} unterteilt werden, wobei

$$L = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{N}}. \quad (4.29)$$

Für das l -te Zeitfenster wird das Frequenzspektrum aus der diskreten FOURIER-Transformation berechnet:

$$P_l[k] = \sum_{n=0}^{\mathcal{N}-1} p_l[n] e^{-j 2\pi \frac{kn}{\mathcal{N}}}. \quad (4.30)$$

Aus diesem Kurzzeitspektrum wird entsprechend Gl. (4.19) die Kreuzkorrelationsmatrix \mathbf{R}_l ermittelt. Die gemittelte Kreuzkorrelation $\hat{\mathbf{R}}$ ergibt sich dann aus der Mittelung der L Kreuzkorrelationsmatrizen \mathbf{R}_l zu

$$\hat{\mathbf{R}}(\mathbf{y}_o, k) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \mathbf{R}_l(\mathbf{y}_o, k). \quad (4.31)$$

Mit dieser wird der Array-Ausgang nach G. (4.22) bestimmt:

$$\hat{\mathbf{Z}}_R(\mathbf{y}_o, k) = \mathbf{e}^H \mathbf{W} \hat{\mathbf{R}} \mathbf{W}^H \mathbf{e}. \quad (4.32)$$

Johnson & Dudgeon, 1993 haben gezeigt, dass die Leistung des Rauschens in der Auswertung nach Gl. (4.32) umgekehrt proportional zur Anzahl der Mittelungen L in der Berechnung von $\hat{\mathbf{R}}$ ist. Eine große Anzahl von Mittelungen reduziert demnach den Rauschanteil in der Array-Auswertung. Bei einer vorgegebenen Anzahl von Abtastwerten \mathcal{M} erhöht sich die Anzahl der Mittelungen jedoch nur bei einer Verkleinerung von \mathcal{N} .

Die Fensterlänge \mathcal{N} kann dabei nicht beliebig reduziert werden, da dies einen Einfluss auf die Frequenzauflösung hat. Zwischen der Auflösung im Frequenzbereich Δf und der Fensterlänge \mathcal{N} besteht folgender Zusammenhang:

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t \mathcal{N}} = \frac{f_s}{\mathcal{N}} \quad (4.33)$$

mit der Abtastfrequenz f_s . Mit kürzer werdender Fensterlänge \mathcal{N} steigt der Abstand der Frequenzwerte und die Frequenzauflösung nimmt ab. Die Abtastfrequenz f_s wird durch die vorliegenden Schallquellen bestimmt und kann daher nicht beliebig verändert werden.

Es muss also ein Kompromiss gefunden werden zwischen einer hohen Frequenzauflösung Δf und einer großen Anzahl von Mittelungen L . In der vorliegenden Arbeit zeigten die Voruntersuchungen mit dem kleinen Mikrofon-Array,

dass der interessierende Frequenzbereich der aeroakustischen Schallquellen des SCCH-Modells zwischen 1 und 13 kHz liegt. Die Abtastfrequenz des großen Arrays wurde daher auf $f_s = 30$ kHz festgelegt. Mit der Fensterlänge von $\mathcal{N} = 1024$ ergibt sich für das große Array damit eine Frequenzauflösung von $\Delta f = 29.37$ Hz und eine Mittelungsanzahl von $L = 1107$ (s. Tabelle 4.1 auf S. 69).

Anzahl der Mikrofone

Der SNR eines Mikrofon-Arrays kann durch eine große Anzahl von Mikrofonen weiter verbessert werden, was im Folgenden gezeigt wird.

Es wird angenommen, dass das Nutzsignal $p(\mathbf{x}_m, t)$ am m -ten Mikrofon mit einem Rauschanteil $\nu_m(t)$ überlagert ist:

$$\hat{p}(\mathbf{x}_m, t) = p(\mathbf{x}_m, t) + \nu_m(t). \quad (4.34)$$

Dieser Rauschanteil ist zum großen Teil durch die Grenzschichtdruckschwankungen bestimmt. Das Eigenrauschen der Datenerfassung ist demgegenüber vernachlässigbar. Das Rauschen der Grenzschichtdruckschwankungen habe den Mittelwert Null. Außerdem sei die Varianz und damit die Leistung durch σ^2 gegeben, und die Rauschsignale seien untereinander unkorreliert:

$$\langle \nu_m(t), \nu_n^*(t) \rangle = \sigma^2 \delta_{mn}. \quad (4.35)$$

Der SNR des m -ten Mikrofons mit der Signalleistung Π_s ergibt sich damit zu

$$\text{SNR}_m = \frac{\langle |p(\mathbf{x}_m, t)|^2 \rangle}{\langle |\nu_m(t)|^2 \rangle} = \frac{\Pi_s}{\sigma^2}. \quad (4.36)$$

Befindet sich die Signalquelle an der Fokusposition \mathbf{y}_f , sorgt der Delay-and-Sum Beamformer nach Gl. (4.7) dafür, dass alle Zeitverzögerungen ideal kompensiert werden:

$$z(\mathbf{y}_f, t) = \sum_{m=1}^M \hat{p}(\mathbf{x}_m, t + \Delta T_{m,f}) = M q(t) + \sum_{m=1}^M \nu_m(t + \Delta T_{m,f}). \quad (4.37)$$

Für den SNR des Mikrofon-Arrays ergibt sich damit insgesamt:

$$\text{SNR} = \frac{|M q(t)|^2}{\left| \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M \langle \nu_m(t), \nu_{m'}^*(t) \rangle \right|} = \frac{M^2 \Pi_s}{M \sigma^2} = M \text{SNR}_m. \quad (4.38)$$

Durch die Phasenverschiebung und die anschließende Summation wird der Signal-Rausch-Abstand also um den Faktor M verbessert. Die Nutzsignale werden kohärent und die Rauschanteile inkohärent kombiniert.

Die hier erläuterte kohärente Überlagerung führt demnach zu einer Erhöhung des Signal-Rausch-Abstandes um 21.1 dB für 128 Mikrofone im Vergleich zu einem einzelnen Mikrofon. Dies war auch ein Grund für die Entwicklung eines zweiten, größeren Mikrofon-Arrays (s. Abschnitt 4.1.7). Das größere Array hat gegenüber dem kleinen Array die vierfache Anzahl an Mikrofonen. Damit ergibt sich theoretisch eine Verbesserung des SNR von 6 dB. Diese wird in den Messungen nicht ganz erreicht, was damit zu erklären ist, dass die hier getroffenen Annahmen über das Grenzschiebtrauschen nicht exakt die realen Bedingungen wiedergeben.

Delay-and-Sum Beamformer mit niedrigem Rang

Der SNR in der Berechnung des Array-Ausgangs kann weiter verbessert werden, falls in der Array-Auswertung nach Gl. (4.22) nicht der volle Rang der Matrix \mathbf{R} verwendet wird. Die Kreuzkorrelationsmatrix \mathbf{R} ist hermitesch und normal. Sie hat damit folgende Eigenschaften:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}^H \quad \text{oder} \quad a_{ji} = a_{ij}^* \quad (4.39)$$

und

$$\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^H = \mathbf{R}^H \cdot \mathbf{R} . \quad (4.40)$$

Die Eigenwerte dieser $M \times M$ Matrix $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_M$ sind reell und die Eigenvektoren $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_M$ orthonormal zueinander. Die Korrelationsmatrix lässt sich in Summationsschreibweise schreiben als

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^M \lambda_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i^H . \quad (4.41)$$

Die Eigenwerte geben die Leistung der Kreuzkorrelationsmatrix an uns können in absteigender Folge $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_M$ angeordnet werden. Es wird nun angenommen, dass in dem gemessenen Feld nur eine geringe Anzahl \mathcal{S} von Signalquellen vorhanden sind. Sind die Schallquellen untereinander inkohärent gilt für die Eigenwerte:

$$\lambda_i = \begin{cases} \mu_i + \sigma^2, & i = 1, 2, \dots, \mathcal{S} \\ \sigma^2, & i = \mathcal{S} + 1, \dots, M . \end{cases} \quad (4.42)$$

Die Eigenwerte lassen sich also in zwei Klassen unterteilen. Die Eigenwerte der einen Klasse sind bestimmt durch das Signal μ_i einer Quelle plus Rauschen und die übrigen Eigenwerte ausschließlich durch das Rauschen. σ^2 gibt dabei die Leistung des mittelwertfreien Rauschens an.

Die Orthogonalität des Eigenvektoren lässt sich nun für die weitere Auswertung ausnutzen. Die $(M - S)$ Eigenvektoren $\mathbf{q}_{S+1}, \dots, \mathbf{q}_M$ spannen den Unterraum \mathcal{V} auf, welcher das Rauschen repräsentiert. Dieser Unterraum ist orthogonal zum Unterraum der Signale Σ :

$$\mathcal{V} \perp \Sigma . \quad (4.43)$$

Für den gesamten durch alle Eigenvektoren aufgespannten Raum \mathbb{C}^M gilt:

$$\mathbb{C}^M = \mathcal{V} \oplus \Sigma . \quad (4.44)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich auch in der Matrixnotation für die Kreuzkorrelationsmatrix formulieren:

$$\mathbf{R} = \underbrace{\sum_{i=1}^S \lambda_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i^{\mathcal{H}}}_{\text{Unterraum } \Sigma} + \underbrace{\sum_{i=S+1}^M \lambda_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i^{\mathcal{H}}}_{\text{Unterraum } \mathcal{V}} \quad (4.45)$$

Die Korrelationsmatrix kann damit auf den Signalraum beschränkt und durch die S Eigenvektoren abgeschätzt werden:

$$\mathbf{R}_S = \sum_{i=1}^S \lambda_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i^{\mathcal{H}} . \quad (4.46)$$

Der Array-Ausgang ergibt sich damit zu

$$Z_S(\mathbf{y}_f, \omega) = \mathbf{e}^{\mathcal{H}} \mathbf{W} \mathbf{R}_S \mathbf{W}^{\mathcal{H}} \mathbf{e} . \quad (4.47)$$

Der Rauschanteil ist in Z_S wesentlich geringer als in Z_{pp} nach Gl. (4.22), in welcher der Gesamttraum \mathbb{C}^M berücksichtigt wird. Damit steigt auch der SNR an. Da die Signale der Quellen nicht vollständig orthogonal zum Rauschsignal sind, gehen bei dieser Art der Berechnung geringe Signalanteile verloren. Der dabei auftretende Fehler hängt von den Eigenwerten ab. Er ist umso kleiner, je kleiner die Summe

$$\varepsilon = \sum_{i=S+1}^M \lambda_i \quad (4.48)$$

ist. Für die Anwendung dieses Algorithmus' auf experimentelle Daten muss also die jeweilige Verteilung der Eigenwerte berücksichtigt werden.

4.1.5 Array Pattern

Das Mikrofon-Array tastet das Wellenfeld an diskreten Punkten \mathbf{x}_m im dreidimensionalen Raum ab. Da das Array nur eine endliche Ausdehnung hat, wird

das gemessene Feld dabei gefenstert. Aus der Fensterlänge und die Positionierung der Abtastpunkte innerhalb dieses Fensters ergibt sich eine Funktion, mit der das gemessene Wellenfeld gefiltert wird. Aus dieser Filterfunktion, die in der Array-Messtechnik als *Array-Pattern* bezeichnet wird, ergeben sich die Kenndaten eines Mikrofon-Arrays, wie Auflösung, relative Hauptkeulenhöhe und Aliasing. Für die Bestimmung des Array-Patterns muss unterschieden werden, ob sich das Mikrofon-Array im akustischen Nah- oder Fernfeld befindet.

Ist der Abstand zwischen den Mikrofonen und der Quelle groß im Verhältnis zur Signalwellenlänge λ_o , gilt $|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o| \gg \lambda_o$. Ist die Abmessung des Mikrofon-Arrays zudem klein gegenüber dem Abstand zur Quelle, $|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o| \gg |\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_n|$, geht das Feld der Kugelwelle über in das Feld einer ebenen Welle, und die Signalamplitude ist unabhängig von dem Abstand der Mikrofone zum Quellort \mathbf{y}_o . Dieser Bereich wird als akustisches Fernfeld bezeichnet. Der Array-Ausgang ergibt sich in diesem Fall zu:

$$Z(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{m=1}^M g(\mathbf{x}_m) P(\mathbf{x}_m, \omega) e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_m}. \quad (4.49)$$

Er hängt also nur vom Wellenzahlvektor \mathbf{k} und damit vom Einfallswinkel der ebenen Schallwelle auf dem Mikrofon-Array ab. Die Funktion $g(\mathbf{x}_m)$ stellt eine Gewichtung der M Mikrofone dar. Innerhalb des Arrays gilt für sie $g(\mathbf{x}) = 1$ und außerhalb $g(\mathbf{x}) = 0$.

Die Multiplikation in Gl. (4.49) lässt sich auch als Faltung der jeweiligen diskreten FOURIER-Transformierten schreiben:

$$Z(k_x, \omega) = G(k_x - k_{o,x}) * P(k_{o,x}, \omega), \quad (4.50)$$

wobei o.B.d.A. nur die x -Komponente betrachtet wird. Die Projektion des Wellenzahlvektors \mathbf{k} auf die x -Achse stellt dabei die Wellenzahl k_x dar. Das gemessene Signal $P(k_o, \omega)$ wird demnach mit der Funktion $G(k_x)$:

$$G(k_x) = \sum_{m=1}^M g(x_m) e^{j k_x x_m} \quad (4.51)$$

gefiltert. Der Term $G(k_x)$ gibt damit für die Fernfeldannahme das Array-Pattern an. Dieses wird in der Regel logarithmisch dargestellt, wobei $G(k_x)$ auf den Maximawert M normiert wird:

$$G_n(k_x) = 20 \log_{10} \left[\frac{|G(k_x)|}{M} \right]. \quad (4.52)$$

Befindet sich das Mikrofon-Array im Nahfeld der Quelle, trifft eine Kugelwelle auf die abtastenden Mikrofone. In diesem Fall ergibt sich nach Johnson &

Dudgeon, 1993 für das Array-Pattern ein andere Formulierung:

$$G_{\mathbf{y}_o}(\omega, \mathbf{y}_f, \mathbf{y}_o) = \sum_{m=1}^M \frac{1}{|\mathbf{x}_m - \mathbf{y}_o|} g(\mathbf{x}_m) e^{-j\omega(\Delta T_{m,o} - \Delta T_{m,f})}. \quad (4.53)$$

Ähnlich wie im Fall der Fernfeldannahme kann ein Impuls im Ort-Frequenzbereich auf Grund der endlichen Arrayabmessung nicht als ein Delta-peak aufgelöst werden, sondern wird durch die Funktion $G_{\mathbf{y}_o}$ über einen größeren Frequenzbereich verschmiert. In die Berechnung dieses Filters geht im Unterschied zu Gl. (4.51) auch die Quellposition \mathbf{y}_o ein. Das Array-Pattern im Nahfeld gilt daher nur für die jeweils angenommene Quellposition. Entsprechend Gl. (4.52) wird das Array-Pattern $G_{\mathbf{y}_o}$ logarithmisch dargestellt und auf den Maximalwert normiert:

$$G_{n,\mathbf{y}_o}(\omega, \mathbf{y}_f, \mathbf{y}_o) = 20 \log_{10} \left[\frac{|G(\omega, \mathbf{y}_f, \mathbf{y}_o)|}{|G(\omega, \mathbf{y}_o, \mathbf{y}_o)|} \right]. \quad (4.54)$$

Das Array-Pattern für das akustische Fernfeld nach Gl. (4.52) und das akustische Nahfeld nach Gl. (4.54) bestimmen die Auflösung, die relative Hauptkeulenhöhe und das Aliasing des Mikrofon-Arrays. Dies wird in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Dargestellt ist das Array-Pattern eines äquidistanten linearen Arrays für die Fernfeldannahme entlang der k_x -Achse.

Das Verhältnis der Hauptkeulenhöhe zur Höhe der ersten Nebenkeule (Mainlobe-to-Sidelobe-Ratio, MSR) im Array-Pattern gibt die Fähigkeit des jeweiligen Mikrofon-Arrays an, unerwünschte Signalanteile zu unterdrücken und auf bestimmte Quellen im Raum zu fokussieren. Für das Beispiel des linearen Arrays in Abbildung 4.2 kann dieser Wert analytisch bestimmt werden und es ergibt sich: MSR = 4.55 oder 13.2 dB. In einer nicht-äquidistanten Mikrofonanordnung muss dieser Wert aus dem jeweiligen Array-Pattern ermittelt werden.

Die Auflösung des Array-Patterns wird durch die Breite der Hauptkeule bestimmt. Diese hängt mit der Ausdehnung des abtastenden Fensters zusammen. Ist das räumliche Fenster groß, ergibt sich eine kleine Hauptkeulbreite und damit eine hohe Auflösung. Bei Verkleinerung des Fensters ergibt sich entsprechend eine breitere Hauptkeule. Ist die Hauptkeulbreite zu groß, können zwei nah beieinander liegende Quellen nicht mehr separiert werden, da die Hauptkeulen der beiden Quellen sich überlagern. Die räumliche Ausdehnung des Fensters wird im Fall des Mikrofon-Arrays durch den Abstand der äußersten Mikrofone zueinander bestimmt und als Array-Apertur bezeichnet. In dieser Arbeit wird die Auflösung durch die Breite der Hauptkeule bei ihrer halben Amplitudenhöhe bestimmt und mit dx_{6dB} bezeichnet (s. Abbildung 4.2).

Das Aliasing des Mikrofon-Arrays wird durch den Abstand der Mikrofone untereinander bestimmt. In einem äquidistanten Array kann die obere Grenzfrequenz

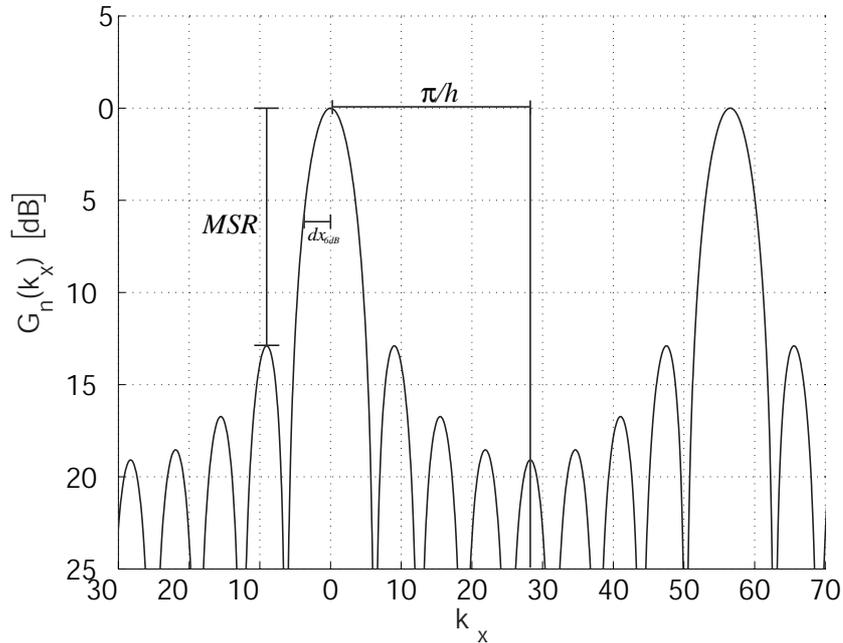


Abbildung 4.2: Array Pattern eines äquidistanten linearen Arrays bei einer Signalfrequenz von $f = 12$ kHz. Die Apertur beträgt $D_x = 1.0$ m und die Anzahl der Mikrofone ist $M = 10$. Damit ergibt sich ein Abstand zwischen den Mikrofonen von $h = 0.11$ m.

quenz, bis zu der kein Aliasing auftritt, direkt aus:

$$k_o = 0.5 \frac{2\pi}{h} \quad \text{oder} \quad f_o = \frac{c}{2h}. \quad (4.55)$$

berechnet werden, wobei h den Abstand zwischen den Mikrofonen und c die Schallgeschwindigkeit angibt (Oppenheim & Schafer, 1995). Der Wellenzahl-Abstand $k_o = \pi/h$ ist in Abbildung 4.2 eingezeichnet. Sind die Sensoren nicht äquidistant auf dem Array verteilt, wird das Array-Pattern aus den obigen Gleichungen berechnet und aus diesem die maximale Frequenz f_o bestimmt.

Die Anforderungen für eine hohe Auflösung und eine hohe Grenzfrequenz f_o sind demnach gegenläufig. In der Praxis hat man eine bestimmte Anzahl von Mikrofonen zur Verfügung. Für eine hohe Auflösung müssen diese Mikrofone über einen großen Bereich verteilt werden. Dadurch kann der Abstand zwischen den Mikrofonen aber zu groß werden und es kommt zu Aliasing in dem interessierenden Frequenzbereich. Entsprechend führt eine hohe Mikrofondichte zu einer geringen Auflösung. Die Anordnung der Mikrofone muss demnach an das jeweilige Problem angepasst werden. Sie hängt von dem Frequenzbereich und der Ausdeh-

nung der zu untersuchenden Schallquellen ab. Hinzu kommt, dass der MSR-Wert möglichst groß sein muss, damit die Hauptkeulen der Quellen nicht durch Nebenkeulen anderer Quellen überlagert werden. Die Berechnung der Mikrofonanordnung in dieser Arbeit wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

4.1.6 Berechnung einer optimalen Mikrofonanordnung

Der Abstand zwischen Modell und Mikrofon-Array beträgt in den Messungen dieser Arbeit ca. 0.8 m (s. Abschnitt 4.1.7). Damit kann von einem akustischen Nahfeld an den Mikrofonen ausgegangen werden. Das Array-Pattern muss in diesem Fall nach Gl. (4.53) bestimmt werden. Für die Berechnung der optimalen Mikrofonanordnung wurde dennoch auf die Formulierung des Fernfeld-Patterns zurückgegriffen, da dieses nur von dem Wellenzahlvektor \mathbf{k} abhängt und sich die Berechnung etwas einfacher gestaltet. Die erhaltenen Ergebnisse wurden jedoch immer mit dem Nahfeld-Pattern überprüft.

Die Schallquellen in der vorliegenden Untersuchung sind breitbandig und über einen großen Frequenzbereich verteilt. Die Anordnung der Mikrofone konnte daher nicht auf einen bestimmten Frequenzbereich optimiert werden. Da für einen hohen SNR alle Mikrofone in der Auswertung benötigt werden, kam ein geschichtetes Array ebenfalls nicht in Frage. Die Idee bei der Anordnung der Mikrofone war daher, ein Array-Pattern zu erhalten, welches über einen möglichst großen Frequenzbereich einen hohen MSR aufweist. Dies bedeutet, dass alle Seitenkeulen unterhalb eines vorgegebenen Zielwertes liegen. Außerdem sollte die Auflösung groß sein, um die verschiedenen Quellen gut separieren zu können.

Entsprechend Abbildung 4.3 wird eine Zielfunktion $G_t(\mathbf{k})$ definiert. Das Fehlerkriterium ergibt sich aus der Bedingung, dass das Array-Pattern unter dieser Funktion liegt. Die Differenz zwischen der Zielfunktion und dem Array-Pattern $G(\mathbf{k})$ berechnet sich wie folgt:

$$\Delta G(\mathbf{k}) = |G(\mathbf{k})| - G_t(\mathbf{k}) . \quad (4.56)$$

Daraus ergibt sich die Fehlerfunktion $G_\varepsilon(\mathbf{k})$, in welcher nur Werte eingehen, die über der Zielfunktion liegen:

$$G_\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} [\Delta G(\mathbf{k}) + |\Delta G(\mathbf{k})|] . \quad (4.57)$$

Die Summe über alle Wellenzahlen

$$E = \sum_{i=1}^{N_{k_x}} \sum_{j=1}^{N_{k_z}} G_\varepsilon(k_{x,i}, k_{z,j}) \quad (4.58)$$

gibt damit die zu minimierende Kostenfunktion an.

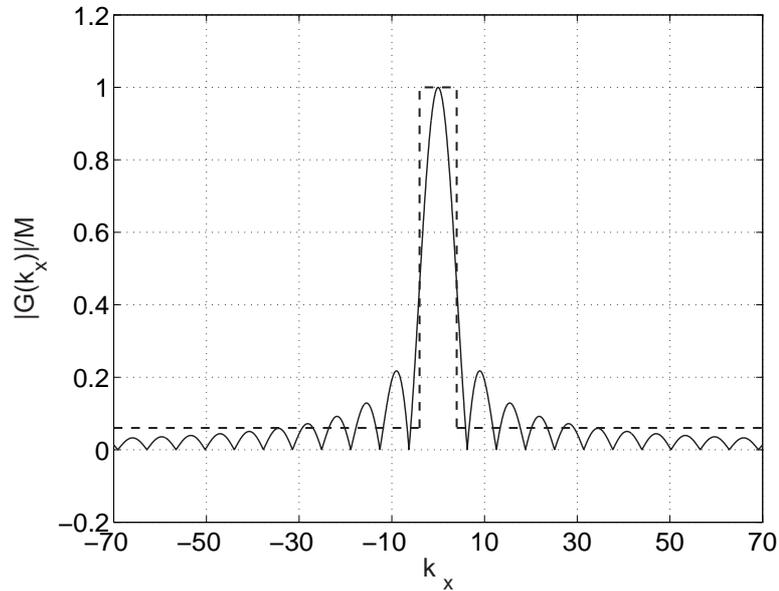


Abbildung 4.3: Array Pattern eines äquidistanten linearen Arrays bei einer Signalfrequenz von $f = 15$ kHz. Die Apertur beträgt $D_x = 1.6$ m. Die unterbrochene Linie gibt die Zielfunktion $G_t(\mathbf{k})$ an.

Für die Berechnung der Kostenfunktion müssen die Gitterpunkte in der (x, z) -Ebene und in der (k_x, k_z) -Ebene festgelegt werden. Das Koordinatensystem hierzu entspricht dem der berechneten Mikrofonanordnung in Abbildung 4.9. Die Apertur des Mikrofon-Arrays wird in x -Richtung auf $D_x = 1.6$ m und in z -Richtung auf $D_z = 1.2$ m festgelegt. Die maximale Signalfrequenz wird mit $f = 15$ kHz angenommen. Das Array-Pattern, welches sich mit diesen Parametern nach Gl. (4.51) ergibt, besitzt damit Nullstellen im Abstand von $\Delta k_x = 3.93 \text{ m}^{-1}$ und $\Delta k_z = 5.23 \text{ m}^{-1}$. Die Nebenkeulen des Array-Patterns sollen an mehr als 10 Punkten abgetastet werden. Damit ergibt sich der Abstand der Gitterpunkte zu $(\Delta k_{x,i}, \Delta k_{z,i}) = (0.35 \text{ m}^{-1}, 0.35 \text{ m}^{-1})$. Bei der Signalfrequenz von $f = 15$ kHz muss das Feld für beide Wellenzahlen in dem Bereich $(-277.2 \text{ m}^{-1}, 277.2 \text{ m}^{-1})$ berechnet werden, was insgesamt ein Feld von $N_{k_x} \times N_{k_z} = 1848 \times 1848$ Gitterpunkten ergibt.

Der Abstand der Gitterpunkte in der (x, y) -Ebene ergibt sich durch die Abmessungen der Mikrofonkapseln und wird auf $(\Delta x, \Delta z) = (0.01 \text{ m}, 0.01 \text{ m})$ festgelegt.

Die Optimierung der Kostenfunktion wird iterativ durchgeführt. Die Mikrofone werden zufällig auf der (x, z) -Ebene verteilt. Ein Mikrofon m wird auf dieser Ebene in einem bestimmten Bereich verschoben. Der Bereich ergibt sich jeweils

durch die benachbarten Mikrofone. Das Minimum der Funktion E für das m -te Mikrofon wird ermittelt. Dieser Vorgang wird nacheinander für alle M Mikrofone durchgeführt. Nach der Optimierung der M Mikrofone wird der Prozess für alle Mikrofone wiederholt. Diese Iteration wird solange durchgeführt, bis die Änderung der Kostenfunktion zwischen zwei Iterationen einen vorgegebenen Sollwert unterschreitet.

Auf diese Weise wird ein lokales Minimum der Kostenfunktion ermittelt. Das globale Minimum kann nicht gefunden werden. Das Ergebnis im Folgenden (68ff) und zeigt eine sehr hohe Auflösung mit einer geringen Nebenkeulenhöhe im gesamten Fokusbereich. Der für das große Mikrofon-Array erreichte Wert von $MSR = 5.62$ stimmt mit den von Dougherty & Stoker, 1998 optimal erzielten Ergebnissen für ein spiralförmiges Array überein.

4.1.7 Aufbau der verwendeten Mikrofon Arrays

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Mikrofon-Arrays konstruiert und aufgebaut. Das erste Array hat eine Apertur² von $0.46 \times 0.47 \text{ m}^2$ und besteht aus 32 Mikrofonen. Mit diesem kleinen Array wurden zunächst Voruntersuchungen mit einem Lautsprecher durchgeführt und die Machbarkeit von Array-Messungen in einer geschlossenen Messstrecke untersucht. Der Einfluss verschiedener Parameter wie Abstand zur Kanalwand, Abdeckung der Mikrofone und Anströmgeschwindigkeit wurden variiert und gegebenenfalls optimiert. Die Algorithmen zur Auswertung der gemessenen Daten wurden ebenfalls mit diesem Array getestet. Anschließend wurden erste Messungen am SCCH-Modell durchgeführt. Damit konnte der Frequenzbereich der Schallquellen des Modells bestimmt werden, was für die Entwicklung eines zweiten Arrays wichtig war. Die Schallquellen auf dem Modell lassen sich mit dem kleinen Array prinzipiell lokalisieren. Für quantitative Aussagen ist der Signal-Rausch-Abstand jedoch nicht groß genug.

Das zweite, große Mikrofon-Array hat eine Apertur von $1.2 \times 1.6 \text{ m}^2$ und besteht aus 128 Mikrofonen. Die Erkenntnisse, die aus den Messungen mit dem kleinen Array gewonnen wurden, sind in den Entwicklungsprozess dieses Arrays mit eingeflossen. Die Ergebnisse in den Kapiteln 5 und 6 sind fast ausschließlich mit dem großen Mikrofon-Array gemessen worden. Aus diesem Grund werden in den nächsten Abschnitten der Aufbau und die Datenerfassung des großen Mikrofon-Arrays beschrieben. Die entsprechenden Angaben für das kleine Mikrofon-Array sind im Anhang B.5 angegeben. Das Array-Pattern wird hier für beide Mikrofon-Arrays dargestellt, um die Kenndaten vergleichen zu können.

²Mit Apertur ist hier der Abstand der äußersten Mikrofone zueinander jeweils in x - und in z -Richtung gemeint.

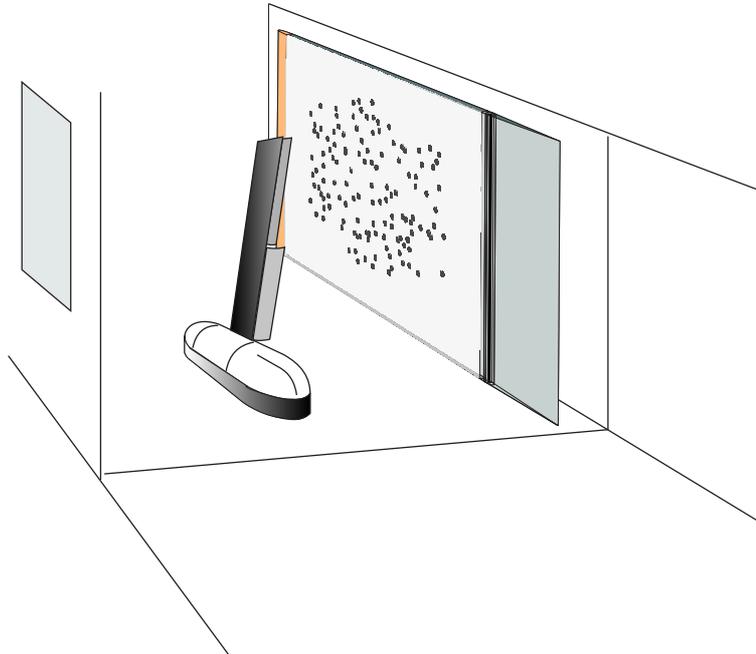


Abbildung 4.4: Versuchsaufbau der Array-Messungen in der geschlossenen Messstrecke. Das Mikrofon-Array wird abgesetzt von der Kanalwand montiert.

Konstruktion des Arrays und Aufbau im Windkanal

Die Messung mit einem Mikrofon-Array in einer geschlossenen Messstrecke kann auf zwei Arten durchgeführt werden. Zum Einen können die Mikrofone wandbündig in der Kanalwand montiert werden. Die Begrenzung der Messstrecke dient damit selber als Halterung für die Mikrofone. Zum Anderen können die Mikrofone abgesetzt von der Kanalwand in einem aerodynamisch verkleideten Gehäuse montiert werden. In dieser Arbeit wurden beide Arrays auf die zweite Art konzipiert, da die Messstrecke auf Grund der Konstruktion des Windkanals nicht an allen Punkten von außen zugänglich ist und die Verteilung der Mikrofone dadurch stark eingeschränkt wäre. Zudem entsteht durch diese Art der Array-Konstruktion eine neue Grenzschicht auf der Arrayoberfläche, welche dünner als die Kanalgrenzschicht an der gleichen Stelle ist. Die Beeinflussung des Schallfeldes durch den Grenzschichtdurchgang wird damit zu höheren Frequenzen verschoben. Der Aufbau des Mikrofon-Arrays und des SCCH-Modells in der Messstrecke ist in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt.

Abbildung 4.5 zeigt einen Schnitt durch das große Mikrofon-Array. Die Verschalung hat eine Dicke von 53.85 mm und eine Gesamtlänge von 2290 mm, wobei die Deckplatte, in welche die Mikrofone eingesetzt sind, 1700 mm lang ist.

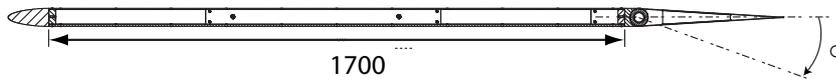


Abbildung 4.5: Schnitt durch die Verkleidung des großen Mikrofon-Arrays.

Eine elliptisch geformte Anströmnase verhindert eine Ablösung der Strömung an der Array-Vorderkante. Der Winkel der Hinterkantenklappe des Arrays kann variiert werden. Auf diese Weise ist es möglich, den Druckgradienten und damit die Grenzschichtdicke auf dem Array zu verändern. Dies hat einen Einfluss auf die Beugung des Schalls, insbesondere bei hohen Frequenzen (Ehrenfried et al., 2003). Die Vorderansicht des Arrays ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Auf der Deckplatte des Arrays mit der Länge 1700 mm sind die Positionen der Mikrofone durch Punkte markiert. Die Berechnung dieser Mikrofonanordnung wird in Abschnitt 4.1.6 beschrieben. Das Array ist 1.4 m hoch und füllt damit die Messstrecke in der Höhe aus. Der Abstand zwischen Kanalwand und Array-Rückseite kann variiert werden, wurde jedoch in allen Messungen auf 100 mm eingestellt. Das Photo in Abbildung 4.8 zeigt das große Mikrofon-Array zusammen mit dem SCCH-Modell in der Messstrecke. Die Front- und die Rückplatte des Arrays sind aus Aluminium gefertigt. Die Distanz von der Array-Oberfläche zur Mitte des Hauptflügels bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0.0^\circ$ beträgt ca. 740 mm. Die Befestigung eines Mikrofon in der Frontplatte des Arrays ist in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt. Die Mikrofone sind durch einen Kunststoffmantel gegenüber dem Gehäuse elektrisch isoliert. Der Schaumstoff dient zur Reduzierung der turbulenten Grenzschichtschwankungen an den Mikrofonen (s. Abschnitt 4.1.9).

Die Positionen der Mikrofone des großen Arrays in Bezug zum SCCH-Modell sind in Abbildung 4.9 angegeben. Aus dieser Darstellung lässt sich die Apertur in x - und in z -Richtung ablesen. Sie beträgt $D_x = 1.6$ m und $D_z = 1.19$ m (s. Tabelle 4.2). Der Schwerpunkt des großen Mikrofon-Arrays liegt in der Mitte der Flügel-tiefe. Damit können alle aeroakustischen Schallquellen gut erfasst werden. Die Koordinaten der Mikrofonpositionen mit der jeweiligen Positionsnummer sind im Anhang B.3 angegeben.

Datenerfassung

Das große Mikrofon-Array zeichnet die Signale von 128 Mikrofonen auf. Die Signale werden innerhalb des Arraygehäuses zu Gruppen von 32 Kanälen zusammengefasst. Diese Gruppen werden jeweils in 4 ADAT-Karten gefiltert und digitalisiert. Ein Umschalter sorgt dafür, dass jeweils 32 Kanäle auf einer Datenleitung aus der Messstrecke hinaus geführt werden. Die Spannungsversorgung der Mikrofone befindet sich ebenfalls in dem Gehäuse. Der Ausgang des Umschalters

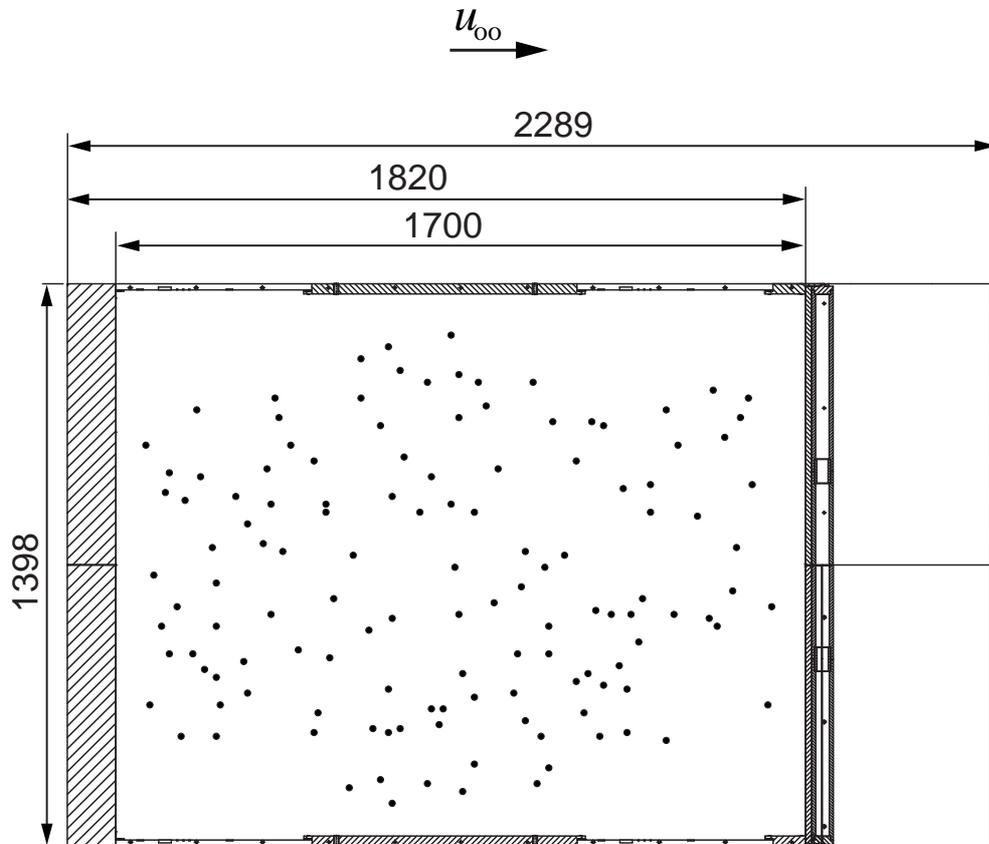


Abbildung 4.6: Vorderansicht des großen Mikrofon-Arrays. Die Strömungsrichtung ist im oberen Bereich der Zeichnung angegeben. Die Positionen der Mikrofone sind durch Punkte markiert.

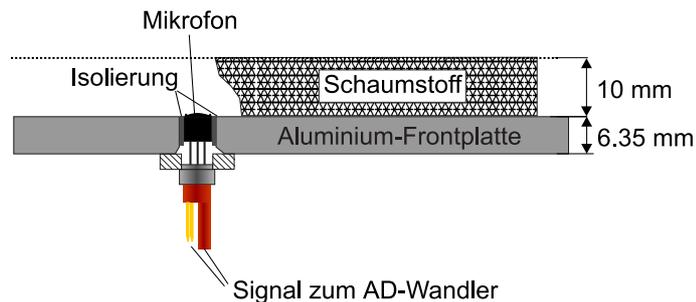


Abbildung 4.7: Befestigung eines Mikrofons in der Frontplatte des Arrays. Das Mikrofon ist mit einer Kunststoffmantel gegenüber dem Gehäuse elektrisch isoliert.

4.1. MIKROFON-ARRAY MESSUNGEN



Abbildung 4.8: Photo des großen Mikrofon-Arrays und des SCCH-Modells in der Messstrecke.

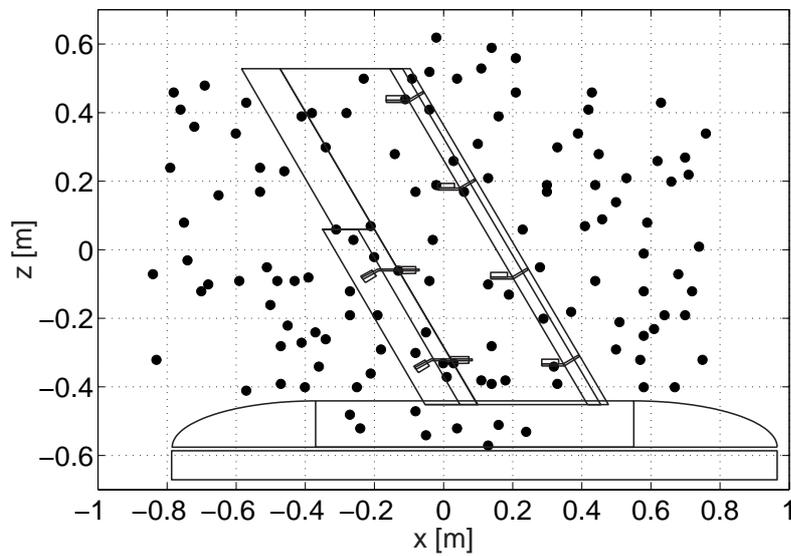


Abbildung 4.9: Position der Mikrofone des großen Mikrofon-Arrays im Verhältnis zum SCCH-Modell. Das Modell ist hier aus der Sicht des Mikrofon-Arrays dargestellt. Aus diesem Grund ist die Strömungsrichtung in dieser Darstellung von rechts nach links gerichtet. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays.

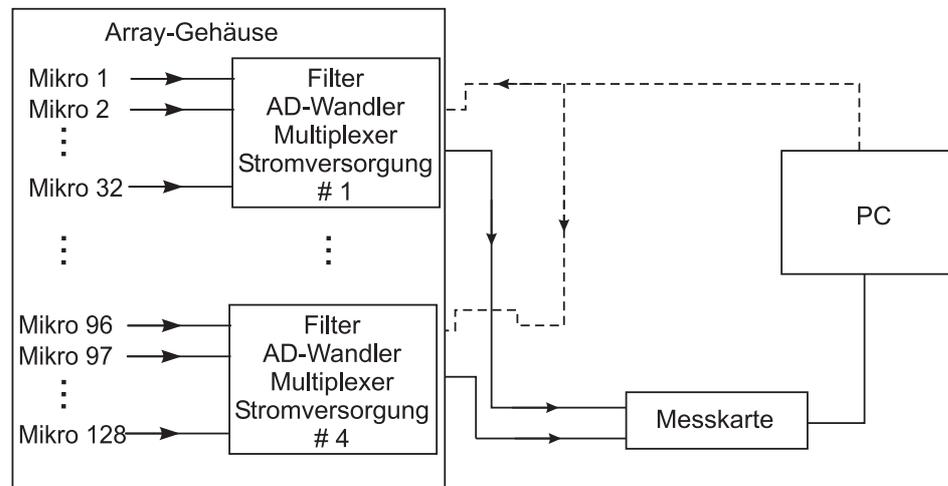


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Datenerfassung des großen Arrays.

wird über ein Cat5-Kabel mit Folien- und Geflechtabschirmung zur Datenerfassung außerhalb der Messstrecke weitergeleitet. Auf diese Weise sind für insgesamt 128 Kanäle nur 4 Daten- und 4 Stromversorgungskabel notwendig. Das Filter der Datenerfassung hat folgende Kenngrößen: $f_u = 2.5$ Hz und $f_o = 21.77$ kHz; Ripple: ± 0.025 dB. Die Quantisierung beträgt 24 bit und die maximale Abtastrate $f_s = 39$ kHz. Der Signal-Rausch-Abstand dieses Systems beträgt 108 dB. Die Datenerfassung des großen Arrays ist schematisch in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Verkabelung der Mikrofone und die vier Boxen zur Signalvorverarbeitung sind im Anhang B.6 in einer Innenansicht zu sehen.

Array-Pattern – Räumliche Auflösung und MSR

Abbildung 4.11 zeigt das nach Gl. (4.54) berechnete Array-Pattern des kleinen Mikrofon-Arrays. Die Mikrofonanordnung ist im Anhang B.5 grafisch dargestellt. Die simulierte Quelle befindet sich 1 m entfernt vom Schwerpunkt des Arrays und hat eine Frequenz von $f = 15$ kHz. Die Nebenkeulen liegen bis zu einer Fokusposition von $\Delta x = \pm 0.85$ m unter einem Wert von -10 dB. Das entspricht einem Verhältnis der Hauptkeulenhöhe zur Nebenkeulenhöhe von $MSR = 3.16$. Außerhalb dieses Bereiches fällt dieser Wert auf $MSR = 2.10$ ab. Dies geschieht in z -Richtung bereits bei einer Fokusposition von $\Delta z = \pm 0.47$ m (siehe Abbildung 4.12). Der Bereich, in dem das kleine Array einen MSR von $MSR > 2.10$ hat, ist in Abbildung B.15 eingezeichnet, wobei der Bereich durch eine Ellipse mit den Hauptachsen $2 \Delta x$ und $2 \Delta z$ angenähert wird.

Tabelle 4.1: Datenerfassung und -verarbeitung für die beiden Mikrofon-Arrays

Technische Daten	Kleines Array	Großes Array
Messkarte	4 ADC64-Karten	4 ADAT-Rahmen
Anzahl der AD-Wandler	32	128
Quantisierung	16 bit	24 bit
SNR der Datenerfassung	80 dB	108 dB
Speicherplatz pro Messung	512 Mbyte	1024 Mbyte
max. Kanalanzahl	256	256
max. Abtastrate f_s	200 kHz	40 kHz
verwendete Kanalanzahl	32	128
verwendete Abtastrate f_s	40000 Hz	30075 Hz
Fensterlänge \mathcal{N}	1024	1024
Frequenzauflösung Δf	39.06 Hz	29.37 Hz
Mittelungen L	3124	1107

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen, dass die Nebenkeulen für das große Mikrofon-Array im gesamten Fokusbereich $x = \pm 2.0$ m unter -15 dB liegen. Dies entspricht einer relativen Hauptkeulenhöhe von $MSR = 5.62$. Dieser Wert stimmt mit den von Dougherty optimal erzielten Ergebnissen für ein spiralförmiges Array überein (Dougherty & Stoker, 1998). Im Anhang B.2 sind die Ergebnisse für die Annahme des akustischen Fernfeldes nach Gl. (4.52) angegeben. Sie stimmen qualitativ mit den hier gezeigten Nahfeldergebnissen überein.

Neben dem MSR-Wert des Array-Ausgangs kann aus dem Array-Pattern zudem die Auflösung abgelesen werden. Der Vergleich von Abbildung 4.11 und 4.13 zeigt, dass die Breite der Hauptkeule des großen Arrays kleiner, die Auflösung also größer ist. Die höhere Auflösung des großen Mikrofon Arrays ist durch die größere Apertur D zu erklären (siehe auch Tabelle 4.2). Die Auflösung hängt von der Frequenz f und der Quellposition \mathbf{y}_o ab und wird in den Abbildungen 4.15 und 4.16 für das große Array grafisch dargestellt. Die Abbildungen für das kleine Array befinden sich im Anhang B.4.

Generell gilt, dass die Auflösung am größten ist, falls sich die Quelle bei $\mathbf{y}_o = (0, 1, 0)^T$, also im Schwerpunkt des Arrays befindet. Bewegt sich die Quelle von diesem Punkt in $\pm x$ - oder $\pm z$ -Richtung nimmt die Auflösung ab. Die Auflösung des kleinen Arrays beträgt bei $f = 3000$ Hz in x -Richtung $dx_{6dB} = 0.15$ m. Für Quellen im Außenbereich steigt dieser Wert auf $dx_{6dB} = 0.25$ m an (siehe Abschnitt B.4).

Der interessierende Frequenzbereich für das Seitenkanten-Geräusch (siehe

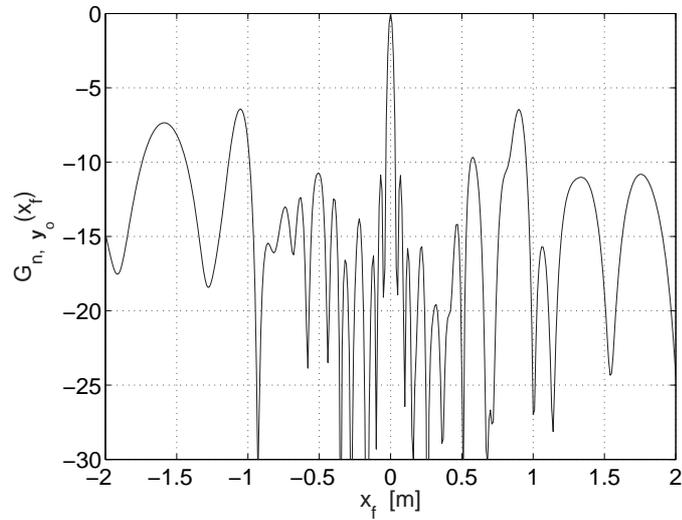


Abbildung 4.11: Array-Pattern des kleinen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Fokusposition x_f [m]. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene (siehe Abbildung B.15 auf S. 217). Die Quellposition ist $y_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

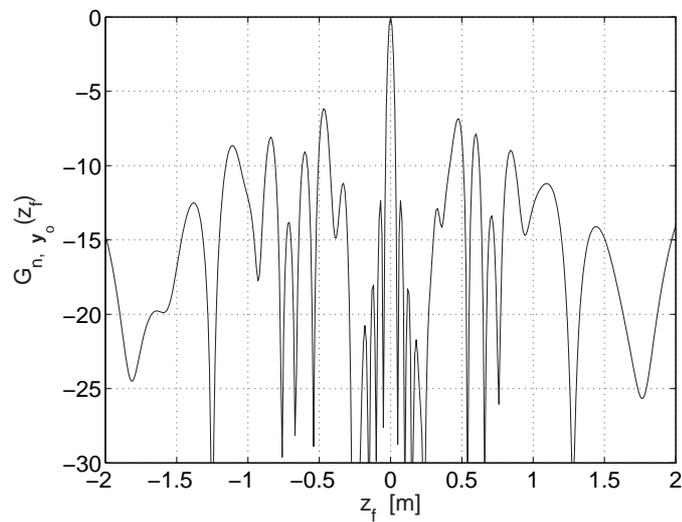


Abbildung 4.12: Array-Pattern des kleinen Mikrofon-Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über der Fokusposition z_f [m]. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene. Die Quellposition ist $y_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

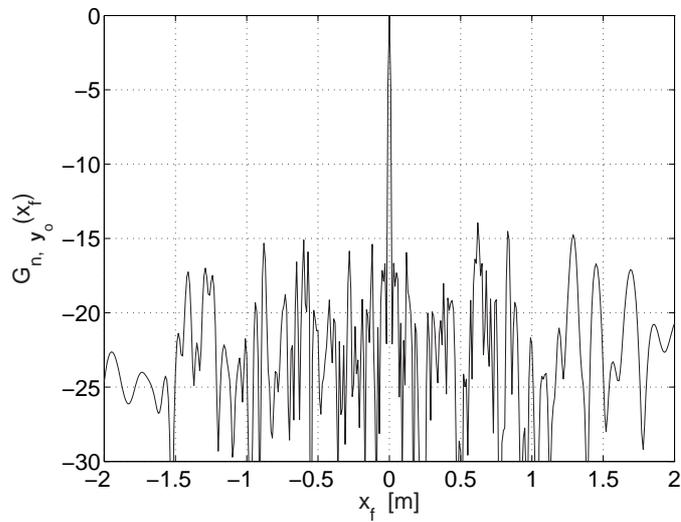


Abbildung 4.13: Array-Pattern des großen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Fokusposition x_f [m]. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene (siehe Abbildung 4.9). Die Quellposition ist $y_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

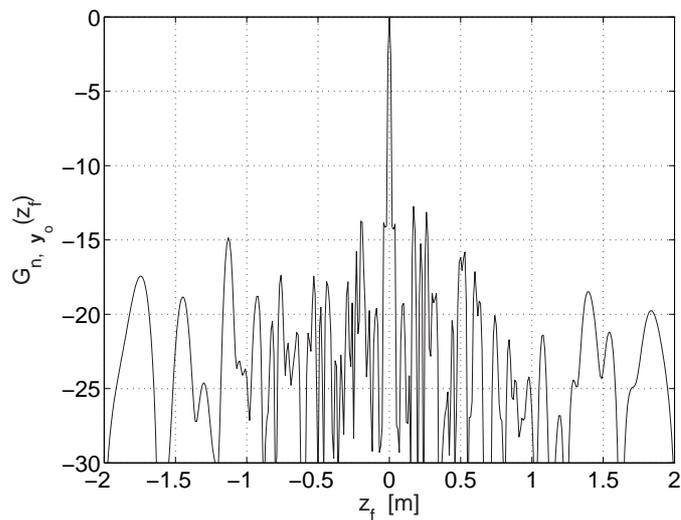


Abbildung 4.14: Array-Pattern des großen Mikrofon-Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über der Fokusposition z_f [m]. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene. Die Quellposition ist $y_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

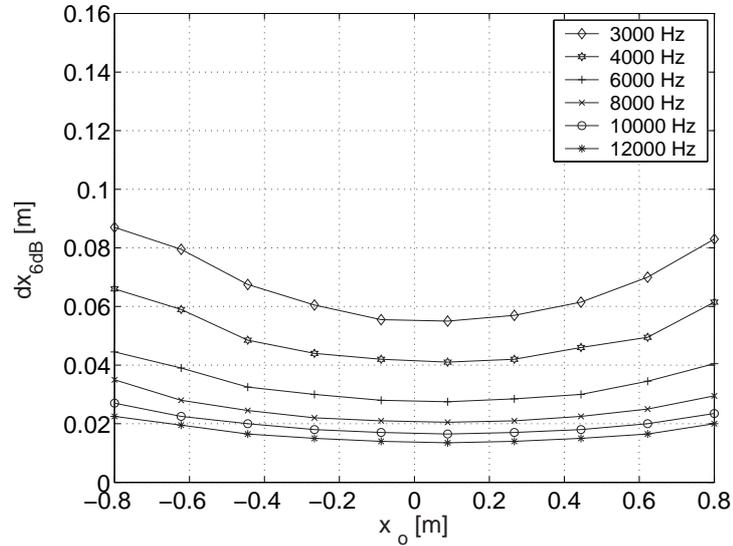


Abbildung 4.15: Auflösung des großen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Quellposition x_o [m]. Die Quellposition ist $y_o = (x_o, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle ist in der Legende angegeben.

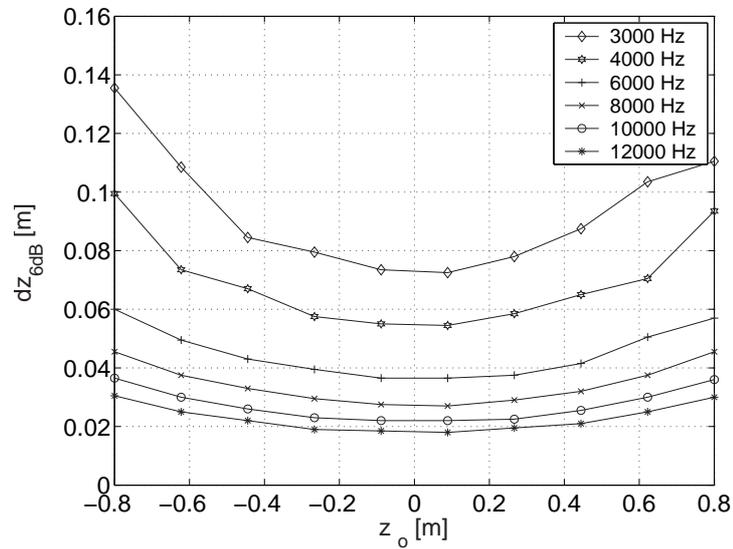


Abbildung 4.16: Auflösung des großen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Quellposition z_o [m]. Die Quellposition ist $y_o = (0, 1, z_o)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle ist in der Legende angegeben.

Tabelle 4.2: Verstärkung und Auflösung der entwickelten Mikrofon-Arrays.

	kleines Array	großes Array
Apertur D_x	$D_x = 0.46$ m	$D_x = 1.6$ m
Apertur D_z	$D_z = 0.47$ m	$D_z = 1.19$ m
Auflösung: x -Richtung	0.05 – 0.14 m	0.017 – 0.055 m
Auflösung: z -Richtung	0.055 – 0.15 m	0.022 – 0.073 m
MSR	2.10 bis 3.16	5.62

Kapitel 5.2) liegt zwischen 3 und 8 kHz. Für diesen Bereich liegt die Auflösung des kleinen Arrays zwischen 0.05 und 0.14 m in x -Richtung und zwischen 0.055 und 0.15 m in z -Richtung. Die Auflösung ist für die Quellortung auf dem SCCH-Modell zu gering. Das war ein weiterer Grund dafür, ein größeres Mikrofon-Array zu entwickeln. Die Auflösung des großen Mikrofon-Arrays liegt in dem angegebenen Frequenzbereich in x -Richtung zwischen 0.017 und 0.055 m und in z -Richtung zwischen 0.022 und 0.073 m (Abbildung 4.15 und 4.16). Sie liegt damit für $f \geq 3$ kHz im zentralen Fokusbereich unterhalb von 7.5 cm und ist damit sehr gut für die Messung der aeroakustischen Schallquellen geeignet. Die Verbesserung der Auflösung des großen Arrays in x -Richtung ist größer als in z -Richtung. Dies ist mit der größeren Apertur D_x zu erklären (siehe Abbildung 4.9). Der Verlauf der Kurven in den Abbildungen 4.15 und 4.16 bestätigt zudem indirekt, dass die Mikrofone sich für diese Anordnung im akustischen Nahfeld der Quelle befinden, da die Auflösung abhängig von der Quellposition ist. Selbst bei den hohen Frequenzen ist noch ein Anstieg der Kurven für den Randbereich zu erkennen. Die Kenndaten der beiden Mikrofon-Arrays sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Fokussierter Schalldruckpegel

Der Array-Ausgang wird im 3D-Raum für bestimmte Punkte berechnet. Um in einem vorgegebenen Gebiet Schallquellen orten und untereinander vergleichen zu können, werden bestimmte Fokuspunkte festgelegt. Für jede dieser Fokuspositionen wird nach Gl. (4.32) ein leistungsproportionaler Wert $\Pi_f = \hat{Z}_R$ berechnet, welcher in der vorliegenden Arbeit als *fokussierte Schallleistung* Π_f bezeichnet wird. Aus dieser ergibt sich mit $L_{p,f} = 10 \log_{10} [\Pi_f/p_0^2]$ der Schalldruckpegel $L_{p,f}$. Dieser Wert entspricht nach den theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 4.1.2 nicht dem eigentlichen Schalldruckpegel L_p . Nur für den Fall, dass ein Monopol vorliegt, kann die Quellstärke aus dem Maximum des Array-Ausgangs richtig berechnet werden (siehe Gl. (4.7)).

Der über Gl. (4.32) berechnete Wert wird in der vorliegenden Arbeit als *fo-*

kussierter Schalldruckpegel bezeichnet. Die Annahme des Monopols in der Berechnung des Array-Ausgangs bewirkt eine Abweichung des fokussierten Schalldruckpegels vom tatsächlich vorliegenden Pegel. Der daraus resultierende Fehler und die Konsequenzen werden hier noch einmal zusammengefasst:

1. Die Schallquellen auf dem SCCH-Modell setzen sich je nach Quellmechanismus aus Monopolen, Dipolen und Quadrupolen zusammen. Die Quellen werden in dem Array-Algorithmus jedoch als Monopolquellen angenommen. Der tatsächlich vorliegende Schalldruckpegel wird aus diesem Grund durch den fokussierten Pegel etwas unterschätzt (Brooks & Humphreys, 1999). Der absolute Wert des Schalldruckpegels lässt sich daher nicht genau bestimmen. Dies ist für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit unproblematisch, da in der Hauptsache Vergleichsmessungen durchgeführt werden.
2. Die Hauptkeulenbreite des Array-Patterns ändert sich mit der Frequenz. Liegen neben einem Monopol noch andere Quelltypen oder Quellverteilungen vor, führt dies zu einem frequenzabhängigen Fehler bei der Berechnung des Schalldruckpegels. Dieser Fehler kann durch bestimmte Mikrofonanordnungen und Auswertelgorithmen reduziert werden (Humphreys et al., 1998). In diesen sogenannten *Shading*-Algorithmen werden die Mikrofone frequenzabhängig gewichtet. Der SNR wird durch die Gewichtung jedoch verschlechtert, da weniger Mikrofone für die Berechnung des Array-Ausgangs zur Verfügung stehen (siehe Abschnitt 4.1.4). Aus diesem Grund wurde diese Methode nicht angewendet. Die Spektren in Kapitel 5 und 6 fallen demnach mit höheren Frequenzen stärker ab, als dies tatsächlich der Fall ist. Darauf wird an der entsprechenden Stelle noch einmal hingewiesen.

Die Abtastpunkte, an denen der fokussierte Schalldruckpegel in der vorliegenden Arbeit berechnet wird, sind in der Abbildung 4.17 in Bezug zum SCCH-Modell in der Draufsicht skizziert. Sie liegen auf einer Ebene, die mit dem Modell mitgedreht wird. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in dieser Abbildung im Schwerpunkt des Arrays. Zur weiteren Darstellung wird ein neues Koordinatensystem (x', y', z') eingeführt, welches sich auf der Abtastebene befindet. Die (x', y') -Achsen dieses Systems sind in Abbildung 4.17 eingezeichnet.

Abbildung 4.18 zeigt die Seitenansicht des SCCH-Modells. Dargestellt ist die mit dem Modell mitgedrehte Abtastebene in der (x', z') -Ebene. Diese Abtastebene besitzt eine Länge von 1.5 m und eine Höhe von 1.4 m. Damit wird das Modell immer voll erfasst. Die Ebene wird an 135×95 Punkten abgetastet, so dass die räumliche Auflösung unter 15 mm liegt. Die Auflösung durch die Berechnung ist damit größer als die des Array-Patterns. Damit wird ein Informationsverlust durch die Abtastung des Modells vermieden.

4.1. MIKROFON-ARRAY MESSUNGEN

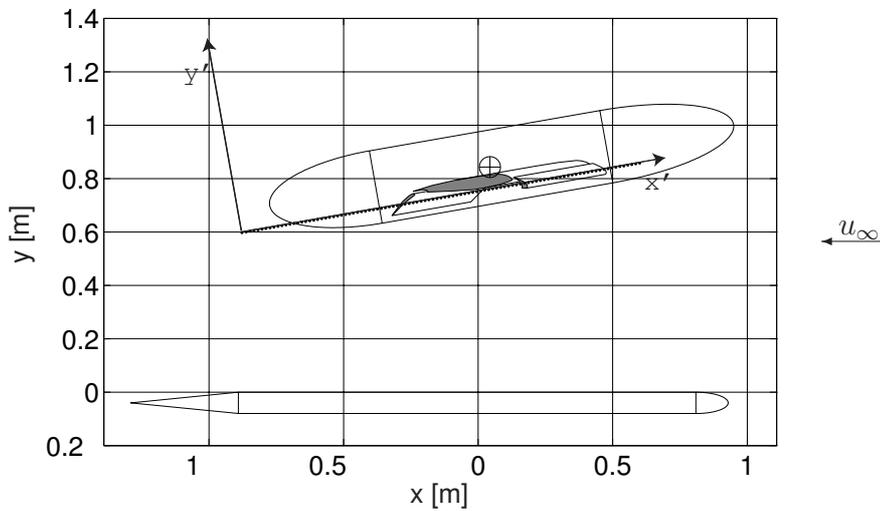


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung des Halbmodells und des Arrays in der Draufsicht. Die Ebene, in welcher der fokussierte Schalldruckpegel berechnet wird, ist durch die punktierte Linie angegeben. Der Ursprung liegt im Schwerpunkt des Mikrofon-Arrays. Die Drehachse des Modells ist mit einem Kreuz markiert. Eingezeichnet ist zudem das Koordinatensystem (x', y', z') , in welchem die mit dem Modell gedrehte Abtastebene liegt.

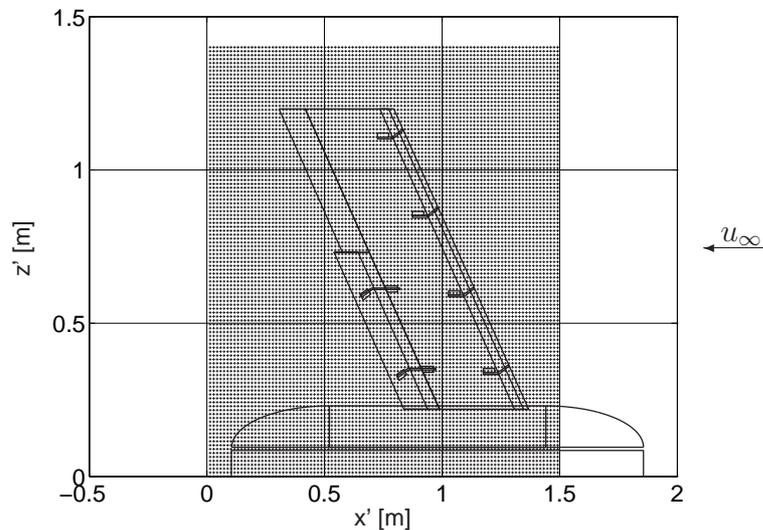


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung des Halbmodells aus der Sicht des Mikrofon-Arrays. Die Strömungsrichtung ist eingezeichnet. Die Fokuspunkte in der (x', z') -Ebene, an denen der fokussierte Schalldruckpegel berechnet wird, sind durch Kreuze markiert.

Die Ergebnisse des großen Mikrofon-Arrays auf dem SCCH-Modell in den Kapiteln 5 und 6 werden in diesem Koordinatensystem der Abtastebene dargestellt. In Abschnitt 4.1.9 werden Voruntersuchungen mit dem kleinen Mikrofon-Array an einem Lautsprecher dargestellt. Da die Abtastebene dort parallel zum Mikrofon-Array ausgerichtet ist, werden die Ergebnisse in dem Koordinatensystem (x, y, z) mit dem Ursprung im Schwerpunkt des Mikrofon-Arrays dargestellt.

4.1.8 Kalibrierung der Mikrofone

Die Mikrofon-Arrays in dieser Arbeit wurden aus Sennheiser-Mikrofonen des Typs KE 4-211 aufgebaut. Dabei handelt es sich um $1/4''$ Elektretmikrofone, deren obere Grenzfrequenz vom Hersteller mit $f_o = 20000$ Hz bei ± 3 dB angegeben wird. Die Sensitivität und der Frequenzgang der einzelnen Mikrofone werden vom Hersteller jedoch nicht genau spezifiziert. Daher wurden diese Mikrofone gegen ein $1/4''$ -Kondensatormikrofon der Firma Bruel&Kjeaar, Typ 4135, gemessen. Das Ziel war zum einen die Ermittlung der oberen Grenzfrequenz und zum anderen die Bestimmung der Sensitivität der einzelnen Sennheisermikrofone.

Der Versuchsaufbau und die Ergebnisse der Mikrofonkalibrierung sind im Anhang B.7 detailliert dargestellt. In dem Frequenzbereich bis ca. $f = 20$ kHz können die Sennheisermikrofon gut für Messungen in einem Mikrofon-Array eingesetzt werden. Die Standardabweichung der Amplitude in diesem Frequenzbereich beträgt maximal ± 0.35 dB und die der Phase $\pm 3^\circ$. Die aus diesen Messungen ermittelte Sensitivität für alle Sennheisermikrofone zusammen mit ihrer Kanalnummer und Position auf dem großen Mikrofone-Array sind im Anhang B.8 tabellarisch aufgelistet.

4.1.9 Voruntersuchungen mit dem kleinen Mikrofon-Array

Mit dem kleinen Mikrofon-Array wurden zunächst Testmessungen mit einem Lautsprecher durchgeführt. Der Versuchsaufbau für diese Messungen ist in Abbildung 4.19 schematisch in der Draufsicht dargestellt. Die Koordinaten des Lautsprechers im Verhältnis zum zentralen Mikrofon des Arrays war in allen Messungen $\mathbf{x} = (-0.05, 0.7, 0.0)^T$ m. Der Lautsprecher wurde mit einem Verstärker betrieben, welcher sich außerhalb der Messstrecke befand. Zunächst wurden Messungen ohne Strömung durchgeführt, um das Messsystem und die Berechnung des Array-Ausgangs zu testen.

Abbildung 4.20 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel bei einer Anregungsfrequenz des Lautsprechers von $f = 5000$ Hz. Die Leistung Π_f wurde in der Berechnung des fokussierten Schalldruckpegels mit der maximalen Schallleistung $\Pi_{f,max}$ normiert. Die Ebene, auf der der Schalldruckpegel berechnet wurde, ist in Abbildung 4.19 durch die punktierte Linie dargestellt. Das Maximum an der Posi-

4.1. MIKROFON-ARRAY MESSUNGEN

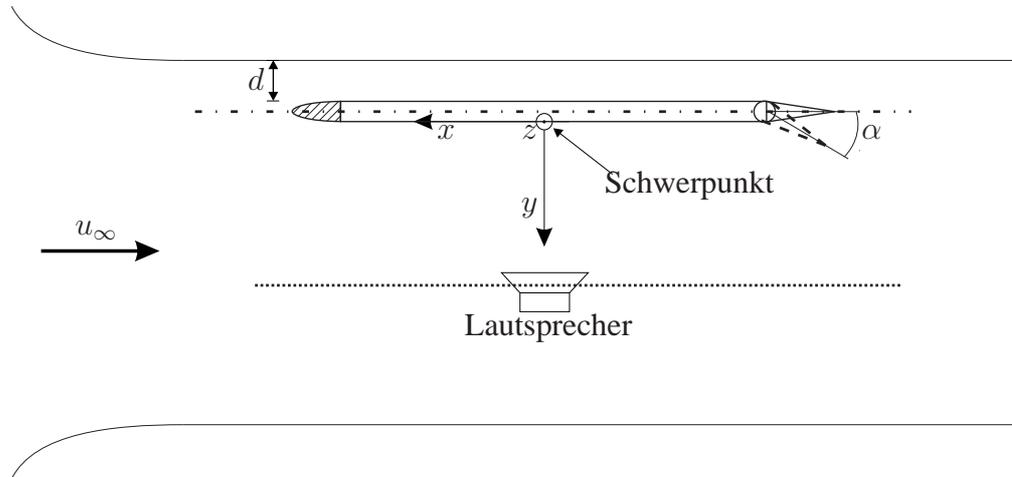


Abbildung 4.19: Schematischer Aufbau der Testmessung des kleinen Arrays mit einem Lautsprecher als Schallquelle. Der Aufbau ist in der Draufsicht dargestellt. Der Lautsprecher ist in einem Abstand $y = 0.7$ m vom Schwerpunkt des Arrays entfernt in der Messstrecke positioniert.

tion $(x, z) = (-0.05, 0.0)$ zeigt die Position des Lautsprechers an. Abbildung 4.21 stellt den fokussierten Schalldruckpegel entlang der x -Achse für $z = 0.0$ m dar. Der MSR des kleinen Mikrofon-Arrays beträgt im dargestellten Bereich 12 dB. Dies entspricht dem simulierten Ergebnis aus Abschnitt 4.1.7. Abbildung 4.22 zeigt einen Schnitt in der (x, y) -Ebene. Es ist zu erkennen, dass die Auflösung des Arrays in dieser Richtung deutlich schlechter ist als in der (x, z) -Ebene. Dies ist durch die zweidimensionale Anordnung der Mikrofone zu erklären und könnte bei Bedarf durch zusätzliche Mikrofone in der y -Richtung verbessert werden.

In einem nächsten Schritt wurden Messungen mit dem Lautsprecher in der Strömung durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass die Grenzschichtdruckschwankungen auf dem Array die Lokalisation der Schallquellen erheblich erschweren. Für den Fall mit Strömung ist das Nutzsignal vollständig durch das Rauschen der Grenzschichtdruckschwankungen überdeckt. Abbildung 4.23 verdeutlicht das Problem. Sie zeigt das Spektrum eines einzelnen Mikrofons bei einer Anregungsfrequenz von $f = 5000$ Hz. Das Spektrum weist bei dieser Frequenz einen Peak auf. Für den Fall mit Strömung ist in dem Spektrum dieser Peak vollständig durch das Rauschen der Grenzschichtdruckschwankungen überdeckt. Die Signalfrequenz des Lautsprechers kann nicht mehr ausgemacht werden. Abbildung 4.24 zeigt für den Fall mit Strömung den Array-Ausgang in der (x, z) -Ebene. Die Position des Lautsprechers ist zu erkennen. Dies ist durch die Verbesserung des SNR durch die kohärente Überlagerung der Signale zu erklären (siehe S. 55f).

Der Signal-Rausch-Abstand wurde in dieser Arbeit weiter verbessert, indem

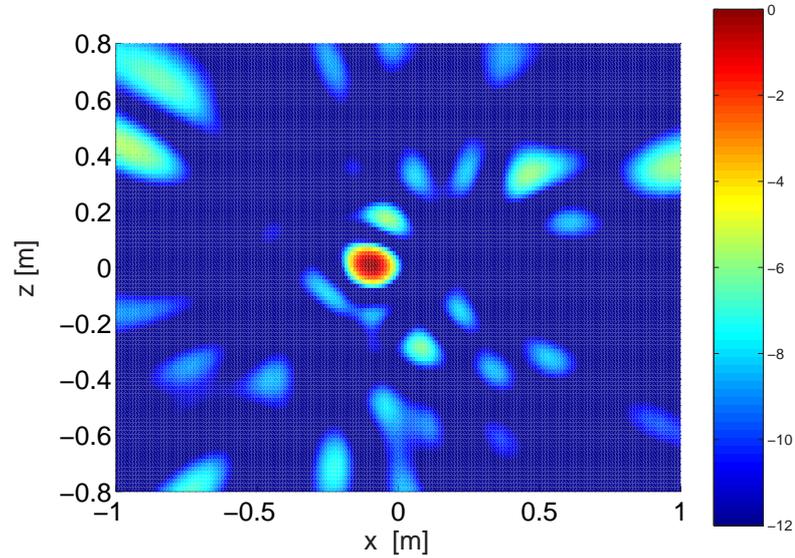


Abbildung 4.20: Normierter fokussierter Schalldruckpegel [dB] in der (x, z) -Ebene. Die Anregungsfrequenz des Lautsprechers beträgt $f = 5$ kHz. Bei dieser Frequenz wird auch der $L_{p,f}$ berechnet.

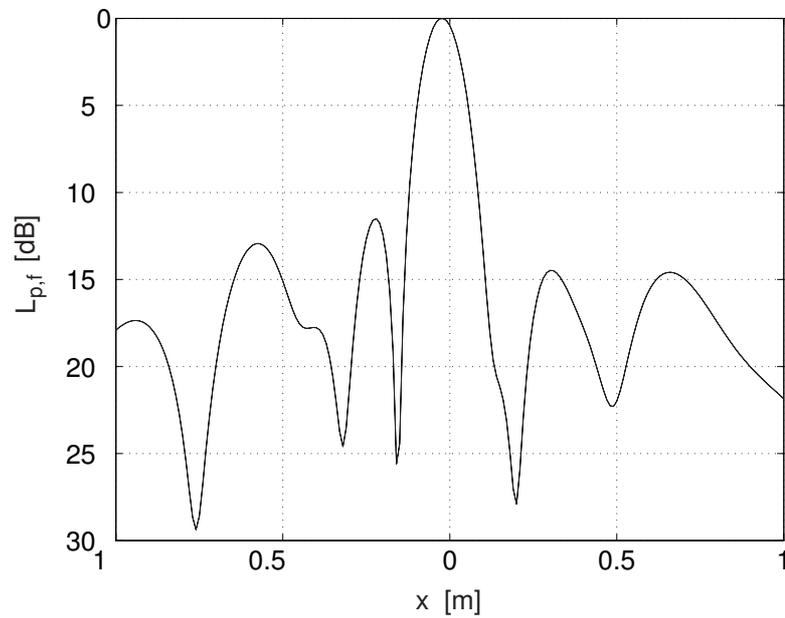


Abbildung 4.21: Normierter fokussierter Schalldruckpegel entlang der x -Achse für $z = 0.0$ m.

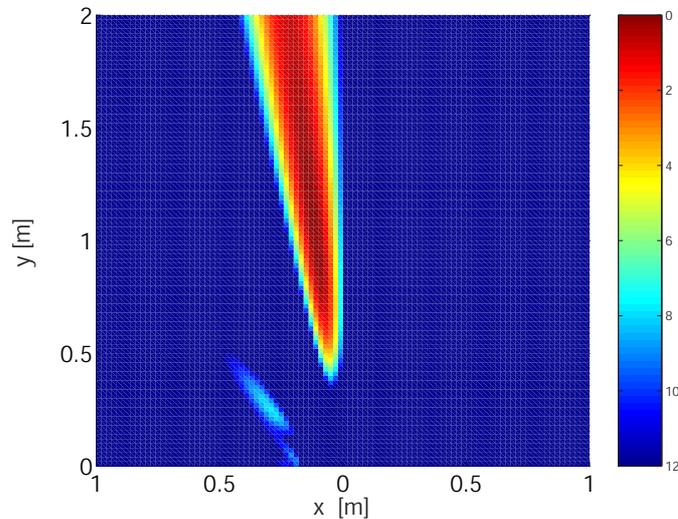


Abbildung 4.22: Normierter fokussierter Schalldruckpegel [dB] in der (x, y) -Ebene. Die Anregungsfrequenz des Lautsprechers beträgt $f = 5$ kHz. Bei dieser Frequenz wird auch der $L_{p,f}$ berechnet.

das Mikrofon-Array mit einem 10 mm dicken Schaumstoff beklebt wurde. Es wurden unterschiedliche Schaumstoffe getestet. Dazu wurden Messungen mit und ohne dem entsprechenden Schaumstoff durchgeführt. Es zeigte sich, dass gute Ergebnisse mit handelsüblichem offenporigen Schaumstoff mit einem Raumgewicht von $RG < 30 \text{ kg/m}^3$ und einer Stauchhärte von $SH < 35 \text{ kPa}$ erzielt werden können. Abbildung 4.25 zeigt die Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes für das berechnete Arraysignal durch die Verwendung des Schaumstoffes. Der SNR wird aus dem Verhältnis der Hauptkeulenhöhe zur Höhe der ersten Nebenkeule bestimmt. Er ist dargestellt über der Spannung V , welche am Lautsprecher anliegt, wobei diese noch mit der maximalen Spannung V_{max} normiert ist.

Die Signalfrequenz des Lautsprechers lag bei $f = 5000 \text{ Hz}$. Bei geringen Amplituden ist für den Fall ohne Schaumstoff das Signal nicht vom Rauschen der Grenzschichtdruckschwankungen zu separieren. Der SNR beträgt somit 0.0 dB. Dies ändert sich erst ab einer normierten Spannung von $V/V_{max} = 0.7$, wo der SNR sprunghaft auf einen Wert von 2.0 dB ansteigt. Bei einer weiteren Erhöhung bleibt der Signal-Rausch-Abstand auf diesem Niveau. Für den Fall mit Schaumstoff steigt der gemessene Pegel im Verhältnis zum Hintergrundrauschen bereits bei geringen Signalamplituden an. Bei der maximalen Signalamplitude liegt der Signal-Rausch-Abstand bei $\text{SNR} = 10 \text{ dB}$ und damit ca. 8 dB über dem Fall ohne Schaumstoff.

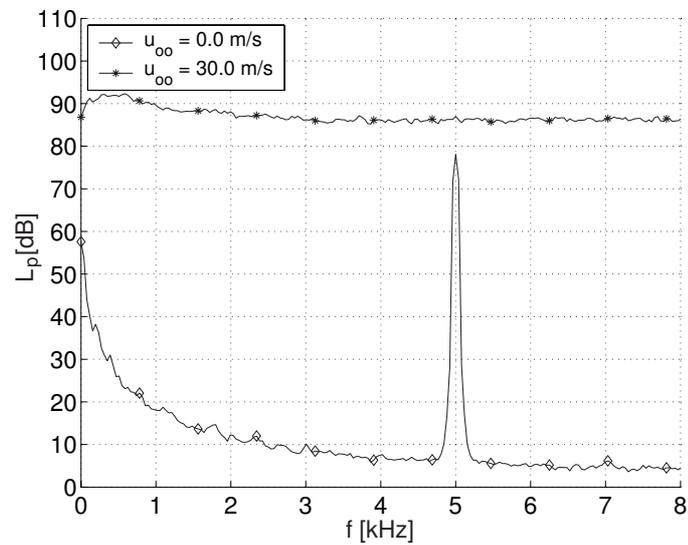


Abbildung 4.23: Schalldruckpegel eines Mikrofons mit einem Lautsprecher als Signalquelle. Die Frequenz des Anregesignals beträgt $f = 5$ kHz. Verglichen wird der Fall mit und ohne Strömung.

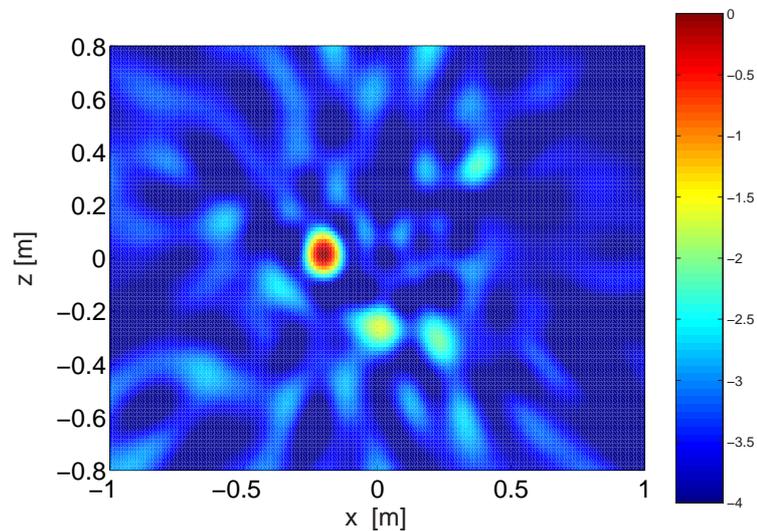


Abbildung 4.24: Normierter fokussierter Schalldruckpegel [dB] in der (x, z) -Ebene für eine Messung mit Strömung. Die Anrefrequenz des Lautsprechers beträgt $f = 5$ kHz. Bei dieser Frequenz wird auch der $L_{p,f}$ berechnet. Die Kanalgeschwindigkeit beträgt $u_{\infty} = 30$ m/s.

4.1. MIKROFON-ARRAY MESSUNGEN

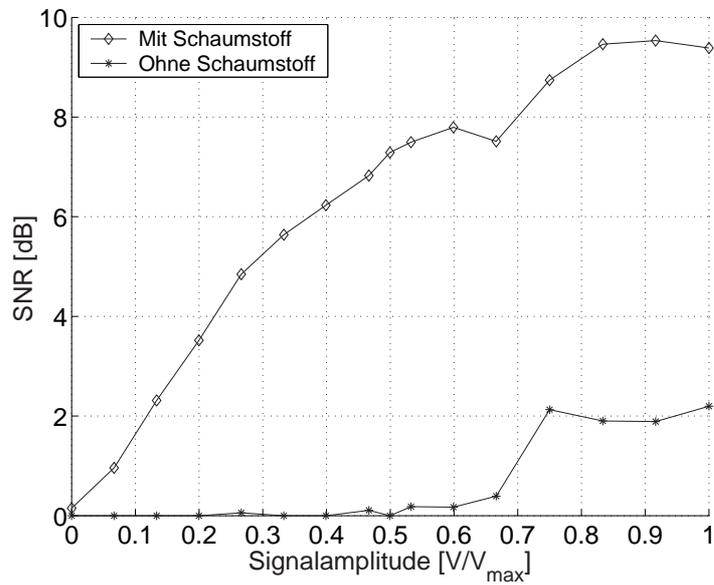


Abbildung 4.25: Vergleich des Signal Rausch Abstands für die Fälle mit und ohne Schaumstoff. Die Signalfrequenz des Lautsprechers ist $f = 5000$ Hz. Der SNR ergibt sich aus dem Verhältnis der Hauptkeulenhöhe zur Höhe der ersten Nebenneule.

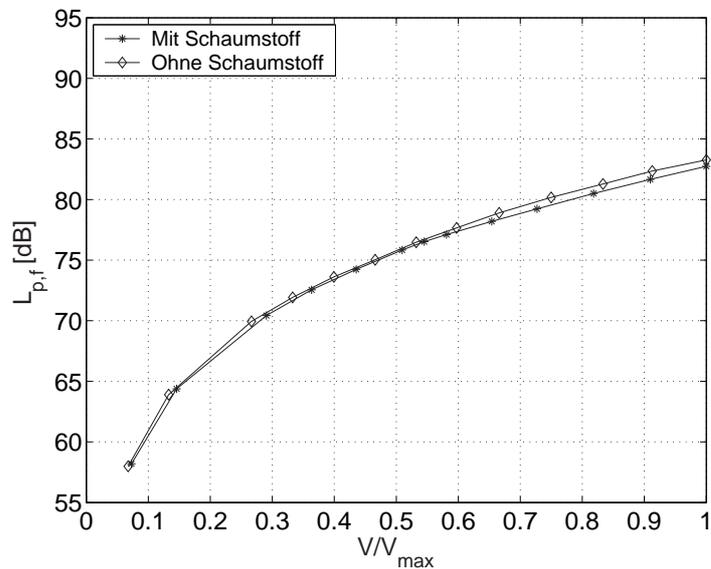


Abbildung 4.26: Fokussierter Schalldruckpegel bei einer Signalfrequenz von $f = 5000$ Hz. Dargestellt sind die Fälle mit und ohne Schaumstoff.

Tabelle 4.3: Maximale Dämpfung des verwendeten Schaumstoffs für die angegebene Frequenzen.

Frequenz f	Dämpfung D_d [dB]
5000 Hz	0.39 dB
6300 Hz	0.5 dB
8000 Hz	1.1 dB
10000 Hz	1.65 dB

Der Schaumstoff führt neben einer Reduzierung der Grenzschichtdruckschwankungen auch zu einer Dämpfung des Schalls. Dieser Einfluss wird in Abbildung 4.26 gezeigt. Dargestellt ist der fokussierte Schalldruckpegel für die Fälle mit und ohne Schaumstoff bei Variation der Anregeamplitude. Die Signalfrequenz beträgt wiederum $f = 5000$ Hz. Die Dämpfung des gemessenen Schalldruckpegels ist über den gesamten Anregebereich nahezu gleich. Die maximale Dämpfung beträgt für diese Frequenz $D_d = 0.4$ dB. Dies ist im Vergleich zu dem Gewinn im SNR vernachlässigbar. In Tabelle 4.3 ist die maximale Dämpfung für vier gemessene Frequenzen angegeben. Es zeigt sich, dass bis zu einer Frequenz von 6300 Hz die Dämpfung vernachlässigt werden kann. Bei Frequenzen $f > 8000$ Hz muss unter Umständen auf ein anderes Verfahren zur Reduzierung der Grenzschichtschwankungen zurückgegriffen werden. Dies war in dieser Arbeit nicht nötig, da der interessierende Frequenzbereich unterhalb dieser Frequenz lag.

4.1.10 Grenzschichtmessungen auf dem Mikrofon-Array

Die akustischen Messungen des Mikrofon-Arrays sind mit einem starken Rauschsignal überlagert. Dieses Rauschen wird den Grenzschichtdruckschwankungen zugeschrieben, die an den Mikrofonen anliegen.

Der Turbulenzgrad des großen Windkanals am Hermann-Föttinger Institut ist mit $Tu < 0.2\%$ gering und lässt auf eine geringe Störung in der Außenströmung schließen. Nach Schlichting, 1965 erfolgt der laminar-turbulente Umschlag in diesem Fall bei $Re_{krit} \approx 3 \cdot 10^6$. Dies würde für die Grenzschicht auf dem Mikrofon-Array einen Umschlagpunkt von $x_u = 1.49$ m und eine Grenzschichtdicke von $\delta_{99} = 1$ bis 5 mm bedeuten. Auf dem kleinen Mikrofon-Array wäre demnach die Grenzschicht auf der gesamten Lauflänge laminar. Auf dem großen Array würden ca. 4/5 der Mikrofone laminar überströmt werden. Die akustischen Messungen lassen jedoch vermuten, dass die Umströmung turbulent ist.

Aus diesem Grund wurden auf dem großen Mikrofon-Array Hitzdrahtmessungen durchgeführt. Der Hitzdraht wurde dabei mittig zwischen der Decke und

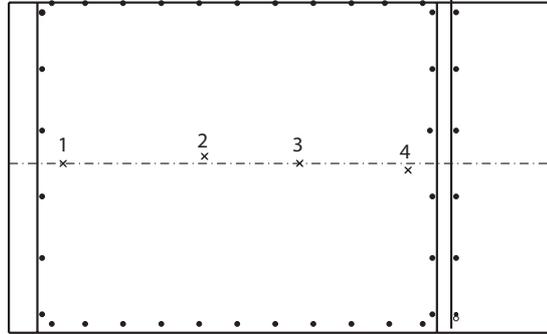


Abbildung 4.27: Vorderansicht des Mikrofon-Arrays. Die Messpunkte der Hitzdrahtmessung sind angegeben.

dem Boden der Messstrecke angeordnet. In Strömungsrichtung wurde die Grenzschicht an vier Positionen vermessen: $x_1 = 0.1$ m, $x_2 = 0.7$ m, $x_3 = 1.1$ m und $x_4 = 1.5$ m, wobei jeweils der Abstand von dem Beginn der Frontplatte angegeben ist (Abbildung 4.27).

Die Grenzschichtdicke beträgt bei x_1 $\delta_{99} = 5.3$ mm und steigt bis zum Messpunkt x_4 auf $\delta_{99} = 23.1$ mm an. Der Formparameter H_{12} berechnet aus dem Verhältnis der Verdrängungsdicke zur Impulsverlustdicke ergibt für die erste Messposition einen Wert von $H_{12}(0.1) = 1.7$ und liegt für die übrigen Positionen bei $H_{12} \approx 1.4$. Diese Ergebnisse deuten auf eine turbulente Grenzschicht hin. Die Erklärung ist in dem Aufbau des Mikrofon-Arrays zu finden. Die Mikrofone sind zwar wandbündig in die Frontplatte des jeweiligen Arrays eingesetzt; da die Kapseln jedoch aus fertigungstechnischen Gründen nicht absolut planar sind, ergibt sich auf der Frontplatte eine Wandrauigkeit, die eine Verlagerung des Umschlagpunktes stromauf bewirkt (Schlichting, 1965). Eine weitere Einflussgröße stellt die Kanalgrenzschicht dar, die unter Umständen die Grenzschicht auf dem Array beeinflusst. Die Grenzschichtdicke δ_{99} und der Formparameter H_{12} für die vier Messpositionen sind in Tabelle 4.4 zusammenfassend dargestellt.

Messposition	$x_1 = 0.1$ m	$x_2 = 0.7$ m	$x_3 = 1.1$ m	$x_4 = 1.55$ m
δ_{99} [mm]	5.23	13.98	19.29	23.19
H_{12}	1.7	1.48	1.47	1.37

Tabelle 4.4: Grenzschichtdicke δ_{99} und Formparameter H_{12} an den vier Messpositionen.

4.1.11 Symbolverzeichnis

c	Schallgeschwindigkeit
dx_{6dB}	Breite der Hauptkeule bei halber Amplitude ($6dB$)
D_d	Dämpfungsmaß
$D_{x,z}$	Array-Apertur in x - bzw. z -Richtung
\mathbf{e}	Steering-Vektor
Δf	Frequenzauflösung im Spektrum
f	Frequenz
f_u	untere Grenzfrequenz
f_o	obere Grenzfrequenz
f_s	Abtastfrequenz
Δf	Frequenzauflösung
$G_n(\mathbf{k})$	normiertes Array-Pattern für Fernfeldannahme
$G_{ny_o}(\cdot)$	normiertes Array-Pattern für Nahfeldannahme
$G_t(\mathbf{k})$	Zielfunktion für Array-Pattern
$G_\varepsilon(\mathbf{k})$	Fehlerfunktion für Array-Pattern
h	Abstand zwischen zwei Mikrofonen
H_{12}	Formparameter
$(\cdot)^T$	konjugiert transponierte Matrix
k_x	Wellenzahl der x -Koordinate
L	Anzahl der Mittelungen
L_{pf}	fokussierter Schalldruckpegel
L_p	Schalldruckpegel
MSR	Verhältnis der Hauptkeulenhöhe zur Höhe der ersten Nebenkeulen
M	Anzahl der Mikrofone und MACH-Zahl
\mathcal{M}	Länge des gemessenen Signals
\mathcal{N}	Fensterlänge
p	Schwankungsanteil des Drucks
p_o	Referenzdruck $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$
$p[n]$	Abtastfolge des Drucks
P	FOURIER-Transformierte des gemessenen Drucksignals
$P[k]$	diskretes Spektrum
$q(t)$	Quellstärke
$Q(\omega)$	FOURIER-Transformierte der Quellstärke
\mathbf{q}	Eigenvektor
r_{pp}	Autokorrelation des Array-Ausgangs
Re	REYNOLDS-Zahl
$\mathbf{R}(\omega)$	spektrale Kreuzkorrelationsmatrix
\mathbf{R}_S	Kreuzkorrelationsmatrix mit niedrigem Rang

4.1. MIKROFON-ARRAY MESSUNGEN

$\hat{\mathbf{R}}(\omega)$	diskrete gemittelte spektrale Kreuzkorrelationsmatrix
s_{qq}	Autokorrelation des Quellsignals
S_{qq}	Autokorrelation des Quellsignals im Frequenzbereich
St	STROUHAL-Zahl
SNR	Signal-Rausch-Abstand
t	Zeit
Δt	Zeitintervall bei Abtastung
T_u	Turbulenzgrad
$\Delta T_{m,o}$	Phasendifferenz zwischen Quelle und Mikrofon m
$\Delta T_{m,f}$	Phasendifferenz zwischen Fokuspunkt und Mikrofon m
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
\mathbf{W}	Gewichtungsmatrix
x, y, z	kartesische Koordinaten
x', y', z'	kartesische Koordinaten auf dem SCCH-Modell
\mathbf{x}_m	Mikrofonposition
x_u	laminar-turbulenter Umschlagspunkt
\mathbf{y}_f	Fokusposition
\mathbf{y}_o	Quellposition
z	Array-Ausgang im Zeitbereich
Z_{pp}	spektrale Leistungsdichte des Arrays im Frequenzbereich
\hat{Z}_R	diskrete spektrale Leistungsdichte des Arrays im Frequenzbereich
\hat{Z}_S	diskrete spektrale Leistungsdichte des Arrays mit niedrigem Rang im Frequenzbereich
α	Anstellwinkel
δ_{99}	Grenzschichtdicke (99%)
δ_{mn}	KRONECKER-Symbol
$\delta(\cdot)$	Deltafunktion
λ	Eigenwert
\mathcal{V}	Unterraum des Rauschens
$\nu_m(t)$	Rauschsignal am Mikrofon m
Π_f	fokussierte Schalleistung
Π_s	Signalleistung
σ	Varianz
Σ	Unterraum des Signals
τ	retardierte Zeit
τ_B	retardierte Zeit für eine bewegte Quelle
τ_m	retardierte Zeit von der Quelle zum Mikrofon m
ω	Kreisfrequenz

4.2 Messung der aerodynamische Beiwerte

Das SCCH-Modell wird in allen Messungen auf einer 6-Komponenten-Unterflurwaage³ befestigt. Dabei wird darauf geachtet, dass kein Kraftkurzschluss zwischen dem Modell und dem Kanalboden auftritt. Ein Grenzschichtsockel ist auf dem Drehtisch im Windkanalboden ohne Verbindung zum Modell befestigt. Damit wird ein Einfluss der Kanalgrenzschicht auf die Modellumströmung ausgeschlossen. Abbildung 4.28 zeigt schematisch das SCCH-Modell und die Kraftwaage unterhalb der Versuchsbox. Die Unterflurwaage ist drehbar gelagert und

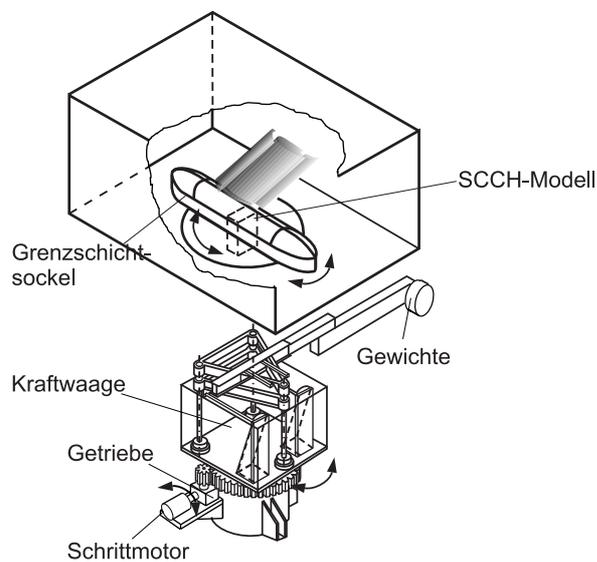


Abbildung 4.28: Das SCCH-Modell auf der 6-Komponentenwaage

der Anstellwinkel des Modells kann zwischen $\alpha = -10^\circ$ und $\alpha = 36^\circ$ variiert werden. Die sechs Wägezellen der Kraftwaage messen die eingeleitete Kraft mit einer Genauigkeit von 0.09 bis 0.13 g. Über die entsprechende Transformation werden die drei aerodynamischen Kräfte und die drei aerodynamischen Momente bestimmt. Die Anströmgeschwindigkeit wird mittels der Druckdifferenz zwischen den statischen Drücken in der Vorkammer und denjenigen am Düsenaustritt ermittelt. Die statischen Drücke werden jeweils als Mittelwert über die Berandung gemessen. Da die Abmessungen des Modells im Vergleich zum Kanalquerschnitt groß sind, müssen die Daten der Geschwindigkeitsmessungen und der aerodynamischen Beiwerte korrigiert werden. Dabei wurde auf die ausführlichen Arbeiten von Meyer, 2000 zurückgegriffen.

³Die Waage ist eine Dauerleihgabe des Instituts für Luft- und Raumfahrt an das Hermann-Föttinger Institut für Strömungsmechanik.

4.3 PIV-Messungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Messungen mit der *Particle Image Velocimetry*, PIV, durchgeführt, um den Randkantenwirbel einer Hinterkantenklappe quantitativ zu vermessen. Im Bereich der Wirbelstruktur treten dabei große Geschwindigkeitsgradienten auf. Die Grundannahme der Standard PIV-Auswertung ist jedoch eine Geschwindigkeitsänderung von nullter Ordnung in einem bestimmten Messbereich.

In den beiden folgenden Abschnitten werden daher das Messprinzip und die Auswertung nach dem Standardverfahren beschrieben. Im Anschluss daran wird der Einfluß starker Geschwindigkeitsgradienten auf den zufälligen und den systematischen Fehler untersucht und Lösungsansätze zur Reduzierung dieser Fehler aus der Literatur vorgestellt (Abschnitt 4.3.3). Aus diesen ergibt sich der in dieser Arbeit verwendete Algorithmus zur Auswertung der PIV-Messungen, der in Abschnitt 4.3.4 vorgestellt und anhand von experimentellen Daten mit dem Standardverfahren verglichen wird. Zum Abschluss wird die Berechnung weiterer Strömungsgrößen beschrieben (Abschnitt 4.3.5).

4.3.1 Das Messprinzip

Die *Particle Image Velocimetry* ist ein berührungsloses Verfahren, mit dem instantane orts aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen in einem Strömungsfeld durchgeführt werden können. Dazu werden dem Fluid Partikel zugegeben, die das Fluid an hinreichend vielen Punkten abtasten. Die Ortsverschiebung Δx dieser Partikel während eines kurzen Zeitintervalls Δt wird aufgezeichnet. Aus dieser wird die jeweilige Geschwindigkeit u berechnet. Das Messprinzip der PIV-Messung ist in Abbildung 4.29 schematisch dargestellt (siehe auch Raffel et al., 1999).

Der Strahl eines Lasers wird über eine optische Bank zu einem Lichtschnitt mit der Dicke ΔZ_o aufgeweitet und über einen Spiegel in die Messstrecke gelenkt. Der Lichtschnitt trifft in der Messebene auf die Partikel, welche das Licht streuen. Die Partikel, mit denen das Fluid geimpft wird, werden im Folgenden als ideal angesehen. Fehler durch die Trägheit der Partikel werden vernachlässigt.

Das Streulicht der Partikel wird über das optische System einer Kamera auf ein lichtempfindliches Medium abgebildet. Dabei wird die Partikelposition \mathbf{x} der physikalischen Ebene auf den Bildpunkt \mathbf{X} der Bildebene abgebildet. Mit dem Abbildungsmaßstab V gilt zwischen beiden Koordinatensystemen in erster Näherung

$$\mathbf{X} = V \mathbf{x}. \quad (4.59)$$

Der Partikeldurchmesser in der physikalischen Ebene d_p wird entsprechend abgebildet. Das Partikelbild ist dabei durch die Beugung begrenzt. Wird von einer

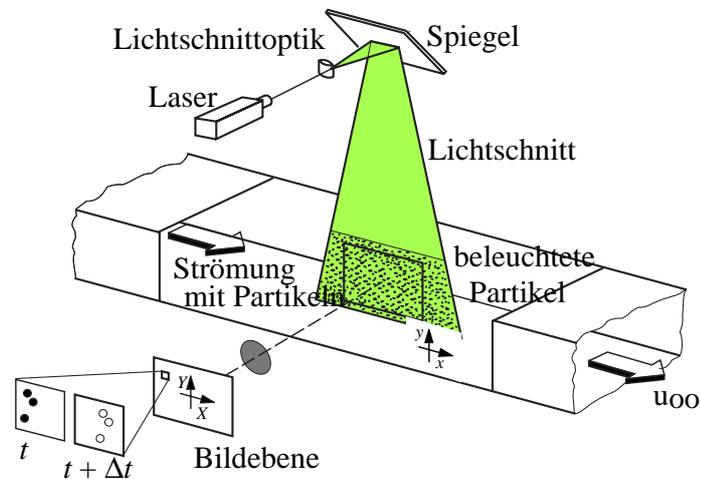


Abbildung 4.29: Das Messprinzip der PIV-Messung.

GAUSSschen Intensitätsverteilung des Partikelbildes ausgegangen, ergibt sich für den Gesamtdurchmesser d_t eines Partikels in der Bildebene mit der Fraunhofer-näherung des Beugungsbildes nach (Adrian & Yao, 1985):

$$d_t = \sqrt{V^2 d_p^2 + d_s^2} \quad \text{mit} \quad d_s = 2.44 (1 + V) f^\# \lambda . \quad (4.60)$$

Die Größen λ und $f^\#$ bezeichnen dabei die Lichtwellenlänge und die Blendenzahl. d_s gibt die beugungsbegrenzte Impulsantwort des optischen Systems an und kann aus der Blendenzahl und der Wellenlänge des Lasers ermittelt werden. Für sehr kleine Partikel $d_p < 10 \mu m$ ist die Partikelbildgröße nur von dem optischen System abhängig und es gilt: $d_t \approx d_s$.

In der praktischen Anwendung auf 2D-Probleme werden zwei Bilder in einem Zeitabstand von Δt mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgezeichnet. Diese Teilchenbilder werden in Teilfenster $I_{1,i}$ und $I_{2,i}$ unterteilt. Mit Hilfe der Kreuzkorrelation kann aus diesen die mittlere Verschiebung ΔX in dem i -ten Teilfenster berechnet werden. Aus dem Abbildungsmaßstab und der Separationszeit Δt ergibt sich das Geschwindigkeitsfeld in der physikalischen Ebene. Die Verschiebung eines Fluidelementes in einer Zeitspanne Δt wird dabei durch die linearisierte Beziehung

$$\Delta \mathbf{x} \approx \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \Delta t \quad (4.61)$$

angenähert.

4.3.2 PIV-Auswertung nach dem Standardverfahren

Für die Auswertung werden die aufgezeichneten Gesamtbilder I_1 und I_2 in Teilfenster zerlegt. Für jedes dieser Teilfensterpaare $I_{1/2}$ wird der Verschiebungsvektor $\Delta \mathbf{x}_i$ über die zweidimensionale Kreuzkorrelation berechnet, welche über den Erwartungswert definiert ist:

$$\Psi_{I_1 I_2}(\mathbf{x}_i) = \langle I_{1,i} \cdot I_{2,i} \rangle. \quad (4.62)$$

Die Funktion $\Psi_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{x}_i)$ wird demnach über alle möglichen Realisierungen von Partikelensembles \mathcal{X}_N ermittelt. In praktischen Anwendungen ist das Strömungsfeld nicht reproduzierbar. Aus diesem Grund muss von einem ergodischen Signal ausgegangen werden, und die Ensemblemittelung wird durch die Mittelung über einen räumlichen Bereich ersetzt. Ist das Signal zudem noch stationär wird Gl. (4.62) zu⁴

$$R_{II}(\Delta \mathbf{x}) = \int I_1(\mathbf{X}) I_2(\mathbf{X} + \Delta \mathbf{x}) d\mathbf{X}. \quad (4.63)$$

Eine Grundannahme dabei ist, dass sich die Geschwindigkeit bzw. die Verschiebung innerhalb der Teilfenster nicht ändert. Es wird also von einer konstanten Geschwindigkeit \mathbf{u}_o innerhalb des Teilfensters ausgegangen. Der Fehler, welcher bei einer Verletzung dieser Annahme entsteht, wird im Abschnitt 4.3.3 genauer untersucht.

Die CCD-Kamera in Abbildung 4.29 diskretisiert das Intensitätsfeld $I(X, Y)$ und integriert dabei jeweils die Intensität über ein Pixel mit der Seitenlänge d_r . Das diskretisierte Intensitätsfeld $I[i, j]$ lässt sich demnach über die Faltung der kontinuierlichen Intensitätsverteilung $I(X, Y)$ mit der entsprechenden Gewichtungsfunktion $g(X, Y)$ beschreiben:

$$I[i, j] = \iint g(X - i d_r, Y - j d_r) I(X, Y) dX dY \quad (4.64)$$

wobei

$$g(X, Y) = \begin{cases} 1/d_r^2, & |X|, |Y| < d_r/2 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}. \quad (4.65)$$

Es wird also implizit angenommen, dass die Intensität auf der Pixelfläche gleichverteilt ist. Für die diskrete Kreuzkorrelation ergibt sich damit

$$\hat{R}_{II}[i, j] = \{\phi_{pp} * R_{II}\}(i d_r, j d_r), \quad (4.66)$$

⁴Auf den Index i für die Bezeichnung des i ten Teilfensters wird in Zukunft verzichtet, da die Berechnung für alle Teilfenster äquivalent ist.

wobei ϕ_{pp} die Autokorrelation der Pixelintensität ist. Die kontinuierliche Korrelationsfunktion $R_{II}(X, Y)$ wird also mit ϕ_{pp} gefaltet und ergibt die diskrete Korrelationsfunktion $\hat{R}_{II}[i, j]$.

Die Position des Maximums der diskreten Korrelationsfunktion $\hat{R}_{II}[i, j]$ ergibt die Position der über $I_{1/2}$ gemittelten Verschiebungen aller Partikel. Da die Pixel der CCD-Kamera das Intensitätsfeld abtasten und sich die diskrete Korrelationsfunktion nach Gl. (4.66) aus diesem abgetasteten Feld ergibt, spielt das Verhältnis von Partikelbild- zu Pixeldurchmesser d_t/d_r eine entscheidende Rolle für den systematischen Fehler in der PIV-Auswertung. Mit diesem Verhältnis wird die räumliche Auflösung der Partikelbilder durch die Kamera beschrieben (Prasad et al., 1992). Ist der Durchmesser der Partikel sehr klein gegenüber dem Pixeldurchmesser, geht d_t/d_r gegen Null. In diesem Fall ist der Korrelationspeak unzureichend aufgelöst und das Maximum in \hat{R}_{II} wird dem entsprechenden Pixel mit einem maximalen systematischen Fehler von $\varepsilon_{bias} = d_r/2$ zugeordnet (Keane & Adrian, 1990). Dieser Effekt wird als *peak-locking* bezeichnet. Er kann nach Gl. (4.66) auch mathematisch beschrieben werden. Die Kreuzkorrelation wird mit ϕ_{pp} gefaltet. Diese Operation wirkt wie ein Tiefpassfilter mit der Übertragungsfunktion $\Phi(k)$, wobei

$$\Phi_{pp}(k_x, k_y) = \mathcal{F}\{\phi_{pp}(x, y)\}. \quad (4.67)$$

mit der FOURIER-Transformation $\mathcal{F}\{\cdot\}$. Aus

$$\Phi_{pp}(k_x, k_y)|_{k_y=0} = d_r \cdot \left[\frac{\sin(k_x d_r/2)}{k_x d_r/2} \right]^2 \quad (4.68)$$

folgt, dass alle Signale mit $1.4 < d_r k_x$ stark gedämpft werden⁵. Der Fehler ε_{bias} wird demnach durch eine hohe Pixelauflösung d_t/d_r reduziert. Simulationen und Experimente von Prasad et al., 1992 zeigen, dass der systematische Fehler für $d_t/d_r > 2$ vernachlässigbar ist. Unter Berücksichtigung des zufälligen Fehlers ε_{rand} liegt das optimale Verhältnis in dem Bereich: $1.6 < d_t/d_r < 1.8$. Ähnliche Ergebnisse zeigen Simulationen in Westerweel, 1998. Der Gesamtfehler ist dort minimal bei $d_t/d_r \approx 2$.

Um den systematischen Fehler bei einer geringen Auflösung d_t/d_r zu reduzieren, wird die Verschiebung über eine Interpolation mit Subpixelgenauigkeit bestimmt. Für diese Berechnung werden das Maximum $\hat{R}_{II}[r, s]$ der Kreuzkorrelation $\hat{R}_{II}[i, j]$ und seine Nachbarpunkte herangezogen. In Willert & Gharib, 1991 werden drei verschiedenen Subpixelinterpolationen vorgestellt: Schwerpunkt-, Gauß- und Parabolische- Interpolation. Westerweel, 1993, Forliti et al., 2000 und

⁵Bei 1.4 ergibt sich eine Halbierung der Amplitude.

Fincham & Spedding, 1997 untersuchen den Einfluss der verwendeten Interpolation auf den systematischen Fehler. Es zeigt sich, dass dieser von dem Verhältnis

$$a_{\pm 1} = \frac{\hat{R}_{II}[r \pm 1, s]}{\hat{R}_{II}[r, s]} \quad \text{mit} \quad 0 < a_1 < 1 \quad (4.69)$$

abhängt. Westerweel, 1993 zeigt, dass für $a_1 \leq 0.5$ die Schwerpunktinterpolation den größten und die GAUSS-Interpolation den geringsten systematischen Fehler aufweist.

4.3.3 Einfluss starker Geschwindigkeitsgradienten

Systematischer und zufälliger Fehler

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, dass in der Berechnung der Geschwindigkeit bzw. der Verschiebung nach Gl. (4.63) eine konstante Geschwindigkeit in dem jeweiligen Teilfenster angenommen wird.

Für das Strömungsfeld bedeutet dies, dass das Fluidelement, welches dieses Teilfenster abbildet, nicht deformiert wird. Gegeben ist also eine über dem Fluidelement konstante Geschwindigkeit \mathbf{u}_o . Das Element habe die Abmessungen dx und dy in x - bzw. y - Richtung und der Mittelpunkt des Fluidelementes liege bei x_M und y_M . Damit gilt für einen Punkt mit der Koordinate \mathbf{x} innerhalb des Elementes die Geschwindigkeit:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} u_o \\ v_o \end{pmatrix}. \quad (4.70)$$

Ist diese Annahme erfüllt, kann die Kreuzkorrelation R_{II} zweier Partikelbilder tatsächlich über eine Faltung der entsprechenden Autokorrelation R_I mit einer Deltafunktion $\delta(\Delta\mathbf{x} - \Delta\mathbf{x}_o)$ beschrieben werden:

$$R_{II}(\Delta\mathbf{x}) = R_I(\Delta\mathbf{x}) * \delta(\Delta\mathbf{x} - \Delta\mathbf{x}_o) f(\cdot), \quad (4.71)$$

wobei die Funktion $f(\cdot)$ von den jeweiligen Versuchsparametern abhängt. Der Peak der Autokorrelation R_I wird um den Vektor $\Delta\mathbf{x}_o$ der über dem Teilfenster konstanten Partikelbewegung verschoben, wobei der Vektor $\Delta\mathbf{x}_o$ über die Separationszeit Δt mit der konstanten Geschwindigkeit \mathbf{u}_o verknüpft ist.

In einem zweiten Schritt wird nun eine Deformation des Elementes in einer bestimmten Zeiteinheit angenommen. Die Deformationsgeschwindigkeiten sind in erster Ordnung bestimmt durch die räumliche Ableitung der Geschwindigkeiten. Für einen Punkt mit der Koordinate \mathbf{x} innerhalb des Elementes ergibt sich damit folgender Zusammenhang für die Geschwindigkeit:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} u_o \\ v_o \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_M \\ y - y_M \end{pmatrix} \quad (4.72)$$

und entspricht einer Entwicklung der Geschwindigkeitsänderung in einer TAYLOR-Reihe um \mathbf{x}_M . Glieder höherer Ordnung werden vernachlässigt. Variiert die Geschwindigkeit innerhalb des Fluidelementes, muss die δ -Funktion in Gl. (4.71) durch eine Verteilung der Verschiebung $p(\Delta\mathbf{x} - \Delta\mathbf{x}_o)$ ersetzt werden (Westerweel, 1997):

$$R_{II}(\Delta\mathbf{x}) = R_I(\Delta\mathbf{x}) * p(\Delta\mathbf{x} - \Delta\mathbf{x}_o) f(\cdot), \quad (4.73)$$

wobei $\Delta\mathbf{x}_o$ das erste zentrale Moment der Verteilung $p(\Delta\mathbf{x})$ darstellt.

Die Breite der Verteilung $p(\cdot)$ ist proportional zu $|\Delta u|$, wobei $|\Delta u|$ die maximale Änderung der Geschwindigkeit in dem betrachteten Teilfenster bezeichnet. Da das Integral der Verteilung $p(\cdot)$ konstant bleibt, sinkt bei einer Verbreiterung der Verteilung die Peakamplitude. Nach Keane & Adrian, 1990 ergibt sich damit eine Verminderung des Peakwertes der R_{II} -Funktion um den Faktor D_- :

$$D_- = \left[1 + \left(V |\Delta u| \frac{\Delta t}{d_t} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (4.74)$$

Die Breite D_R der Funktion R_{II} in Gl. (4.63) ist proportional zu $\sqrt{2} d_t$. Der Geschwindigkeitsgradient bewirkt nach Keane & Adrian, 1990 eine zusätzliche Verbreiterung des Korrelationspeaks mit

$$\frac{D_R}{d_t} = \sqrt{2} \left[1 + \left(V |\Delta u| \frac{\Delta t}{d_t} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.75)$$

Sie zeigen außerdem, dass der Korrelationspeak in Richtung des Gradienten gestreckt wird. Bei sehr großen Scherraten kann sich der Korrelationspeak sogar aufspalten.

Die Verbreiterung des Korrelationspeaks führt zu einer schlechteren Schätzung der Subpixelverschiebung und damit zu einer Erhöhung des systematischen Fehlers ε_{bias} (Westerweel, 1993). Dieser Effekt kann noch verstärkt werden, falls die Scherrate in dem betrachteten Teilfenster unsymmetrisch ist ($\partial u / \partial y \neq \partial v / \partial x$). Die Berechnungen von Keane & Adrian, 1990 zeigen zudem, dass der Peak der Korrelationsfunktion im statistischen Mittel durch einen Geschwindigkeitsgradienten zu kleineren Geschwindigkeitswerten verschoben wird.

Der Geschwindigkeitsgradient führt außerdem dazu, dass eine große Anzahl an Partikeln das jeweilige Teilfenster verlassen bzw. neu hinzu kommen. Dies kann durch ein Verschieben der Fenster nicht kompensiert werden und das Rauschen in dem Signal und damit der zufällige Fehler ε_{rand} steigt an (Scarano & Riethmüller, 2000). Ist der Signal-Rausch-Abstand im Messsignal auch ohne Scherung schon gering, kann durch die weitere Reduktion des Korrelationspeaks

mit zunehmender Scherung die Differenz zwischen dem Signal und dem Hintergrundrauschen gegen Null gehen. Zufällig werden dann auch falsche Maxima als Signal erkannt, was zu einer weiteren Erhöhung von ε_{rand} führt.

Die obere Grenze, bis zu welcher der Einfluss des Gradienten auf den Korrelationspeak vernachlässigt werden kann, geben Keane & Adrian, 1990 mit

$$\frac{|\Delta u|}{|\mathbf{u}_o|} < 4 \frac{d_t}{D_I} \quad (4.76)$$

an, wobei D_I die Länge eines Teilfensters ist. Für ein Teilfenster mit einer Länge von $D_I = 32$ px und einer mittleren Geschwindigkeit von $|\mathbf{u}_o| = 4$ px ergibt dies einen maximal zulässigen Geschwindigkeitsgradienten von $|\Delta u| = 0.5 d_t$ [px/s]. Die Messungen in der vorliegenden Untersuchung zeigen im Wirbelkernbereich bei einer Teilfenstergröße von $D_I = 32$ px einen Gradienten von $|\Delta u| = 2.3 d_t$ [px/s]. Dieser Wert liegt deutlich über der von Keane & Adrian, 1990 angegebenen Grenze. Die PIV-Messungen müssen daher mit einem anderen Berechnungsverfahren ausgewertet werden.

Lösungsansätze aus der Literatur

Die Variation der Geschwindigkeit $|\Delta u|$ innerhalb eines Teilfensters lässt sich durch eine Verkürzung der Separationszeit oder eine Verkleinerung des Teilfensters reduzieren. Im ersten Fall wird jedoch auch die mittlere Verschiebung Δx und im zweiten Fall die Anzahl der auswertbaren Informationen reduziert. Beides kann zu einer Verschlechterung des SNR führen (Keane & Adrian, 1990, Adrian, 1991 und Raffel et al., 1999).

In einigen Untersuchungen werden daher die Teilfenster in der Auswertung deformiert. Die Deformation kompensiert die Verzerrung des Fluidelementes. Die Information über die Art der Deformation muss dabei aus dem Strömungsfeld selber extrahiert werden. Ist die Deformation des gemessenen Fluidelementes von der Ordnung $\mathcal{O}(1)$, wird über eine entsprechende Anpassung des Teilfensters der Fehler kompensiert. Die Verteilung der Verschiebung $p(\Delta \mathbf{x})$ kann wieder als $\delta(\Delta \mathbf{x})$ angenommen werden, das Maximum des Korrelationspeaks wird nicht reduziert und ist symmetrisch.

Es gibt verschiedene Herangehensweisen, die Information über die Deformation aus der Partikelbewegung zu extrahieren. In Huang, 1994 wird in einem ersten Schritt das Geschwindigkeitsfeld mit dem Standardalgorithmus nach Abschnitt 4.3.2 ermittelt. Der Geschwindigkeitsgradient des Teilfensters I_{x_i, y_j} mit den Koordinaten x_i, y_j wird dann über die Interpolation der Geschwindigkeiten der vier benachbarten Teilfenster berechnet. Die Intensitätswerte an den verzerrten x - und y -Positionen werden entsprechend interpoliert. In einem iterativen Prozess wird der

Fehler durch die anfängliche Annahme einer innerhalb des Teilfensters konstanten Geschwindigkeit reduziert. In Simulationen zeigt sich, dass dieses Verfahren bei einer Strömung mit einem Geschwindigkeitsgradienten eine höhere Genauigkeit erzielt, als die Standardberechnung. Bei einer größeren Anzahl von Iterationen können jedoch Instabilitäten auftreten, welche durch einen Tiefpassfilter oder durch spezielle Gewichtungsfunktionen in der Korrelationsberechnung (Nogueira et al., 1999) reduziert werden können. Damit steigt der Fehler an den Rändern jedoch stark an, da dort die Ordnung des Filters kleiner wird und am Rand auf Null geht. Die Berechnung reagiert außerdem sehr sensibel auf die Größe des Teilfensters D_I und die Partikeldichte N_I .

In Ruan et al., 2001 wird die Information über die Deformation eines Teilfensters aus diesem Fenster selber extrahiert. Es werden kreisförmige Fenster mit dem Radius r_o und dem Mittelpunkt \mathbf{x}_M gewählt. In einem ersten Schritt wird die Verschiebung dieser Teilfenster gegeneinander mit einem Standardverfahren berechnet. In einem zweiten Schritt werden die kreisförmigen Teilfenster auf Rechtecke mit den Kantenlängen r_o und 2π abgebildet, welche über eine FOURIER-Transformation miteinander korreliert werden. Das Maximum in φ -Richtung gibt dann den Winkel $\Delta\varphi$ der Partikeldrehung in dem jeweiligen Teilfenster an. Dilatationen werden nicht berücksichtigt. Über

$$\omega_z \approx \frac{2 \Delta\varphi}{\Delta t} \quad (4.77)$$

kann direkt die Wirbelstärke des entsprechenden Teilfensters berechnet werden. Simulationen mit einem Oseen-Wirbel zeigen speziell im Wirbelkern eine starke Reduzierung des systematischen und des zufälligen Fehlers. Da die Wirbelstärke über die Drehung eines rotationssymmetrischen Gebietes berechnet wird, ist das Verfahren jedoch nur für symmetrische Probleme geeignet. Außerdem wird eine Scherung in der Strömung nicht erfasst und kann zu zusätzlichen Fehlern führen.

Stellmacher & Obermayer, 2000 und Mayer, 2001 implementieren beide den allgemeinen Fall, in welchem alle sechs Freiheitsgrade $(u, v, u_x, u_y, v_x, v_y)$ in der Berechnung der optimalen Deformation zugelassen werden. In Stellmacher & Obermayer, 2000 werden zunächst die Koordinaten der Partikel, die in einem Teilfenster vorhanden sind, mit Hilfe des CLEAN-Algorithmus (Schwarz, 1978) extrahiert. Für zwei Teilfenster ergeben sich damit zwei Partikel-Listen: $\{\mathbf{X}_i\}, i = 1, \dots, N_{I_1}$ und $\{\mathbf{Y}_j\}, j = 1, \dots, N_{I_2}$. In der Zeitspanne Δt werden die Partikel durch die Strömung verschoben und die Partikel-Liste $\{\mathbf{X}_i\}$ wird transformiert zu $\{\mathbf{Y}_j\}$:

$$T_{\mathbf{d}} : \{\mathbf{X}_i\} \rightarrow \{\mathbf{Y}_j\}, \quad (4.78)$$

wobei \mathbf{d} eine Anzahl von Parametern darstellt. Im Fall einer allgemeinen linearen Deformation gilt: $\mathbf{d} = (u, v, u_x, v_x, u_y, v_y)$. Für die Ermittlung eines optimalen Deformationsparameters \mathbf{d} wird eine Kostenfunktion aufgestellt, die von

der Transformation T_d abhängt. Eine Minimierung dieser Funktion bezüglich \mathbf{d} mittels eines Gradientenverfahrens führt auf die gesuchte Deformation. Der Gradientenabstieg wird ähnlich dem *Simulated Annealing*-Algorithmus verrauscht (Press et al., 1992). Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das globale Minimum tatsächlich gefunden wird. Ergebnisse mit simulierten Daten zeigen, dass der Annealing-Algorithmus im Vergleich zum Standardverfahren auch bei geringerer Partikeldichte einen kleineren Fehler aufweist. Die Parameter für den iterativen Optimierungsprozess müssen jedoch zunächst mit simulierten Daten abgeschätzt werden, um die Rechenzeit gering zu halten.

Mayer, 2001 berechnet die Deformation ebenfalls aus der Partikelbewegung innerhalb eines Teilfensters. Im Gegensatz zu Stellmacher werden die Partikelbilder direkt miteinander korreliert. Die Kostenfunktion ist demnach gegeben durch die Kreuzkorrelation $R_{II}\{\cdot\}$ mit:

$$E(\mathbf{d}) = R_{II} \{S_{-\mathbf{d}}[I_1], S_{+\mathbf{d}}[I_2]\} . \quad (4.79)$$

$S_{\pm\mathbf{d}}[I_1]$ ist ein Verschiebungsoperator welcher das Partikelbild I_1 in Abhängigkeit von \mathbf{d} verschiebt und deformiert. Dabei bedeutet $\pm\mathbf{d}$, dass I_1 und I_2 unabhängig voneinander transformiert werden. Für das Optimierungsproblem ergibt damit folgender Zusammenhang:

$$\mathbf{d}_{opt} = \arg \min_{\mathbf{d}} [1 - E(\mathbf{d})] . \quad (4.80)$$

Die Korrelation in Gl. (4.79) wird an Kollokationspunkten (x_i, y_i) bestimmt. Die sich jeweils neu ergebenden Partikelbilder werden über eine bilineare Interpolation berechnet.

Mayer vergleicht diesen Deformationsalgorithmus mit dem Standardverfahren. Die Ergebnisse zeigen, dass der zufällige Fehler ε_{rand} für eine Oseen-Strömung mit der Deformationsmethode wesentlich geringer ausfällt als mit dem Standardverfahren. Für eine kleine Partikeldichte zeigt sich jedoch der umgekehrte Trend, was durch den größeren Informationsbedarf bei einer Optimierung von sechs Parametern erklärt werden kann. Die Erhöhung des zufälligen Fehlers kann für den Deformationsalgorithmus durch eine Vergrößerung des Teilfensters kompensiert werden. Durch die Deformation wird der Korrelationspeak auch bei großen Teilfenstern nicht verbreitert. Dies hat eine Reduzierung des Gesamtfehlers und damit eine Erhöhung des SNR zur Folge.

4.3.4 PIV-Auswertung mit Bilddeformation

Der Algorithmus

In diesem Abschnitt wird der in der vorliegende Arbeit verwendete Algorithmus zur Auswertung der Partikelbilder beschrieben. Die optimale Verschiebung zweier

Teilfenster gegeneinander wird dabei unter Berücksichtigung der Bilddeformation berechnet.

In einem ersten Schritt werden nach der Standardmethode Startwerte für die Verschiebung in X - und in Y -Richtung bestimmt. Die diskreten Raumkoordinaten werden hier mit i und j und die berechneten Verschiebungen mit u und v bezeichnet.

Die Kreuzkorrelation wird im Ortsbereich und nicht im Frequenzbereich berechnet. Damit ergibt sich für die beiden Partikelbilder $I_1(i, j)$ und $I_2(i, j)$ die Kreuzkorrelation R_{II} zu:

$$R_{II}(u, v, i_a, j_b) = \frac{1}{\sqrt{R_{I_1} R_{I_2}}} \sum_{i=i_a}^{N_a} \sum_{j=j_b}^{M_b} \hat{I}_1(i, j) \hat{I}_2(i + u, j + v), \quad (4.81)$$

wobei die Teilfenstergröße durch die Pixellänge $N_a - i_a$ in i -Richtung und $M_b - j_b$ in j -Richtung bestimmt wird. Die Kreuzkorrelation wird mit den Autokorrelationen $R_{I_{1/2}}$ normiert, um den Wertebereich auf das Intervall $[0.0, 1.0]$ einzugrenzen.

Vor der Berechnung der Korrelation wird von den Pixelwerten der beiden Teilfenster der Mittelwert subtrahiert:

$$\hat{I}_{1/2}(i, j) = I_{1/2}(i, j) - \bar{I}_{1/2}, \quad (4.82)$$

wobei der Mittelwert $\bar{I}_{1/2}$ aus den Pixelwerten der jeweiligen Teilfenster berechnet wird. Es ergibt sich das mittelwertfreie Intensitätsfeld der beiden Teilfenster $\hat{I}_{1/2}(i, j)$. Die Position des Teilfensters des ersten Partikelbildes hängt dabei von den Startwerten (i_a, j_b) die des zweiten Teilfensters von diesen Startwerten und den jeweiligen Verschiebungen (u, v) ab.

Die ganzzahlige Verschiebung des zweiten Teilfensters im Verhältnis zum ersten wird durch den Parametervektor $\mathbf{d} = (u, v)$ bestimmt. Die optimale Verschiebung ergibt sich aus der besten Übereinstimmung der gegeneinander verschobenen Teilfenster. Diese berechnet sich aus dem Maximum der Korrelationsfunktion in dem Parameterraum von \mathbf{d}_Z :

$$\mathbf{d}_{Z,opt} = \arg \max_{\mathbf{d}_Z} R_{II}(\mathbf{d}), \quad (4.83)$$

bzw. aus der Minimierung der Funktion $E(\mathbf{d})$:

$$\mathbf{d}_{Z,opt} = \arg \min_{\mathbf{d}_Z} E(\mathbf{d}) \quad \text{mit} \quad E(\mathbf{d}) = [1 - R_{II}(\mathbf{d})], \quad (4.84)$$

wobei der Index Z angibt, dass der Parameterraum zunächst nur aus ganzen Zahlen besteht. Für die Bestimmung der Subpixelverschiebung wird im Anschluss an die Berechnung in Gl.(4.84) ein Parabelfit nach Raffel et al., 1999 durchgeführt.

Es ergibt sich eine für die beiden Teilfenster optimale Verschiebung \mathbf{d}_{opt} . Dieser Verschiebungsvektor wird als Startwert für die weiteren Berechnungen verwendet.

Der Parameterraum in der Optimierung nach Gl. (4.84) wird nun erweitert:

$$\mathbf{d} = (u, v) \rightarrow \mathbf{d} = (u, v, u_x, v_x, u_y, v_y), \quad (4.85)$$

wobei die weiteren vier Parameter die räumlichen Ableitungen beschreiben und damit die Deformation des zweiten im Verhältnis zum ersten Teilfensters berücksichtigen.

Die Korrelationsfunktion ist in der Regel keine glatte Funktion. Eine Optimierung bezüglich dieses 6-dimensionalen Parameterraumes kann daher leicht ein lokales Minimum als Resultat liefern. Als Lösung dieses Problems bietet sich eine Verrauschung der Suche nach dem Minimum der Funktion $E(\mathbf{d})$ an. Anders als in der Herangehensweise von Stellmacher & Obermayer, 2000, die in einem Simulated-Annealing Verfahren den Gradientenabstieg verrauschen, wird in dem hier verwendeten Algorithmus der Startwert verrauscht.

Zusätzlich zu dem Startvektor $\mathbf{d}_1 = (u_{opt}, v_{opt}, 0, 0, 0, 0)$ werden eine bestimmte Anzahl $d_{rand} - 1$ von weiteren Parametervektoren \mathbf{d}_k mit $2 \leq k \leq d_{rand}$ bestimmt. Die Komponenten dieser $d_{rand} - 1$ Parametervektoren weichen zufällig von den Komponenten des Vektors \mathbf{d}_1 ab. In den Berechnungen dieser Arbeit werden aus einer Gleichverteilung in dem Intervall $[-1.0, 1.0]$ zufällig Werte ermittelt, die den einzelnen Komponenten des Parametervektors zugewiesen werden. Damit berechnen sich unter Berücksichtigung der oben gewonnenen Startwerte (u_{opt}, v_{opt}) die Parametervektoren \mathbf{d}_k folgendermaßen:

$$\mathbf{d}_k = \begin{pmatrix} u \\ v \\ u_x \\ v_x \\ u_y \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{opt} + \varepsilon_o \\ v_{opt} + \varepsilon_o \\ 0.0 + \varepsilon_1 \\ 0.0 + \varepsilon_1 \\ 0.0 + \varepsilon_1 \\ 0.0 + \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (4.86)$$

wobei ε_o ein zufälliger Wert aus dem oben angegebenen Intervall bezeichnet und $\varepsilon_1 = 0.2 \cdot \varepsilon_o$.

Die Berechnung des optimalen Parametervektors $\mathbf{d}_{opt,D}$ unter Berücksichtigung der Bilddeformation wird iterativ durchgeführt. Der Index D gibt an, dass in der Bestimmung von $\mathbf{d}_{opt,D}$ die Bilddeformation berücksichtigt wird.

Für jeden der d_{rand} Parametervektoren wird die Funktion $E(\mathbf{d})$ bezüglich jedes der sechs Parameter $(u, v, u_x, v_x, u_y, v_y)$ sukzessiv entlang der jeweiligen Achse minimiert. Der Parameterraum wird dabei nicht auf ganze Zahlen begrenzt. Bei der Minimierung von $E(\mathbf{d})$ werden daher auch Subpixelverschiebungen und

-deformationen berücksichtigt. Die Pixelwerte des zweiten Partikelbildes werden dabei bilinear interpoliert. Diese Optimierung wird in einer Schleife D_1 mal wiederholt. Anschließend wird die Anzahl der Parametervektoren auf eine geringere Anzahl $d_{rand,2}$ eingeschränkt, und die Optimierung wird für diese Parametervektoren in D_2 Schritten weitergeführt.

Die Berechnungsschritte lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. for ($o = 1, o \leq D_1$)
 - (a) for ($k = 1, k \leq d_{rand}$)
 - (b) Wähle den k -ten Parametervektor \mathbf{d}_k
 - i. for ($h = 1, h \leq 6$)
 - ii. Die Funktion $E(\mathbf{d})$ wird bezüglich der h -ten Komponente des Parametervektors \mathbf{d}_k entlang der jeweiligen Achse (eindimensional) minimiert. Die Verschiebung und die Deformation bei der Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion R_{II} gehen dabei immer in das zweite Partikelbild ein. Die Subpixelverschiebung und die Deformation dieses Bildes werden über eine bilineare Interpolation berechnet.
 - iii. Weiter bei (i)
 - (c) Weiter mit (a)
2. Weiter bei 1.

Nach Abschluss dieser D_1 Optimierungsschritte werden die $d_{rand,2}$ Parametervektoren mit den größten Korrelationswerten $R_{II}(\mathbf{d}_k)$ für die weitere Berechnung ausgewählt ($d_{rand,2} < d_{rand,1}$). In dieser werden D_2 Optimierungsschritte durchgeführt:

1. for ($o = 1, o \leq D_2$), mit $o = 1, 2, \dots, D_2$
 - (a) for ($k = 1, k \leq d_{rand,2}$), mit $k = 1, 2, \dots, d_{rand,2}$
 - (b) Wähle den k -ten Parametervektor \mathbf{d}_k
 - i. for ($h = 1, h \leq 6$), mit $h = 1, 2, \dots, 6$
 - ii. Minimierung der Funktion $E(\mathbf{d})$ bezüglich der h -ten Komponente des Parametervektors \mathbf{d}_k .
 - iii. Weiter bei (i)
 - (c) Weiter mit (a)
2. Weiter bei 1.

Nach Abschluss der Berechnungen ergeben sich $d_{rand,2}$ Parametervektoren. Derjenige Vektor, für den sich der maximale Wert in der Berechnung der Kreuzkorrelation ergibt, wird als Parametervektor für eine optimale Verschiebung und Deformation des zweiten Teilfensters in Bezug auf das erste Teilfenster verwendet. In der Suche nach dem Minimum von $E(\mathbf{d})$ werden auch Subpixelverschiebungen zugelassen. Daher ist eine abschließende Subpixelinterpolation nicht notwendig.

Vergleich zwischen Standard- und Deformationsverfahren

Der Vergleich von Algorithmen zur PIV-Auswertung mit und ohne Deformation wird in den entsprechenden Veröffentlichungen zumeist anhand von künstlich generierten Bildern durchgeführt. Diese weisen aber in der Regel ein geringes Bildrauschen auf und sind an das jeweilige Problem angepasst. Ein Test des Algorithmus mit experimentellen Daten ist jedoch quantitativ nicht möglich, da die Fehlerterme für ε_{rand} und ε_{bias} nicht bestimmt werden können. Hier werden daher einige experimentell erhaltene Ergebnisse vorgestellt, die indirekt zeigen, dass durch den verwendeten Algorithmus ein besseres Ergebnis erzielt werden kann als mit dem Standardverfahren.

Die PIV-Messungen werden an der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Messstrecke durchgeführt. Der generische Flügel hat in dem Experiment der hier dargestellten Ergebnisse einen Anstellwinkel von $\alpha = 12^\circ$ und die Messebene einen Abstand von $x/c_F = 1.45$ zur Flügelvorderkante. Die Brennweite des Objektivs beträgt $f = 105$ mm und der Abbildungsmaßstab ist $V = 0.123$. Damit ergibt sich ein Partikelbilddurchmesser von $d_t = 8.16 \mu\text{m}$.

Die Auswertung nach dem Standardverfahren wird wie folgt durchgeführt: Vor Berechnung der Korrelation wird von beiden Teilfenstern jeweils die mittlere Intensität subtrahiert. Die Verschiebung der Partikel wird im räumlichen Frequenzbereich berechnet. Um Frequenzverwechslungen zu vermeiden, wird nach Westerweel et al., 1997 die Berechnung in mehreren Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt wird in einem $64 \times 64 \text{ px}^2$ Teilfenster der ganzzahlige Versatz Δx_g der Partikel bestimmt. Im zweiten Schritt wird die Fensterlänge auf 32 px halbiert und erneut der ganzzahlige Versatz ermittelt, wobei das zweite Teilfenster um Δx_g verschoben wird. Der dritte Schritt dient der Bestimmung der Subpixelverschiebung. Diese wird mit einer GAUSSschen Interpolation nach Raffel et al., 1999 berechnet. Im Anschluss an die Subpixelinterpolation werden fehlerhafte Vektoren mit Hilfe eines globalen Mittelwertkriteriums und des lokalen Medians detektiert (Westerweel, 1994). Die fehlerhaften Vektoren werden über die acht Nachbarvektoren bilinear interpoliert. Die physikalischen Daten werden über eine lineare Transformation aus den Pixeldaten gewonnen (siehe Anhang C.1). Der Fehler dieser Transformation beträgt in der N^2 -Norm $\epsilon^2 \leq 1.29 \cdot 10^{-4} \text{ px}$.

Abbildung 4.30 vergleicht die Korrelationsfunktion berechnet nach dem Stan-

standardverfahren mit dem Ergebnis des Deformationsverfahrens. Die Messebene liegt für diesen Fall, wie oben bereits beschrieben, bei $x/c_F = 1.45$ und der Anstellwinkel beträgt $\alpha = 12^\circ$. Das Teilfenster zur Berechnung der Korrelationsfunktion befindet sich im Wirbelkernbereich, in welchem ein Geschwindigkeitsgradient von $|\Delta u| \approx 2.2 d_t$ [px/s] vorliegt. Die Position des Teilfensters ist in Abbildung C.1 im Anhang in das Pixelbild der CCD-Aufnahme eingezeichnet. In Abbildung 4.30 ist zu erkennen, dass der Korrelationspeak im Falle des Standardverfahrens aufgeweitet ist und eine unsymmetrische Verteilung aufweist. Zudem ist die Höhe des Maximums der Korrelationsfunktion in dem Fall der Standardauswertung wesentlich geringer als in der Berechnung mit dem Deformationsverfahren. Dies führt nach den Betrachtungen aus Abschnitt 4.3.3 zu einer Erhöhung des zufälligen und des systematischen Fehlers.

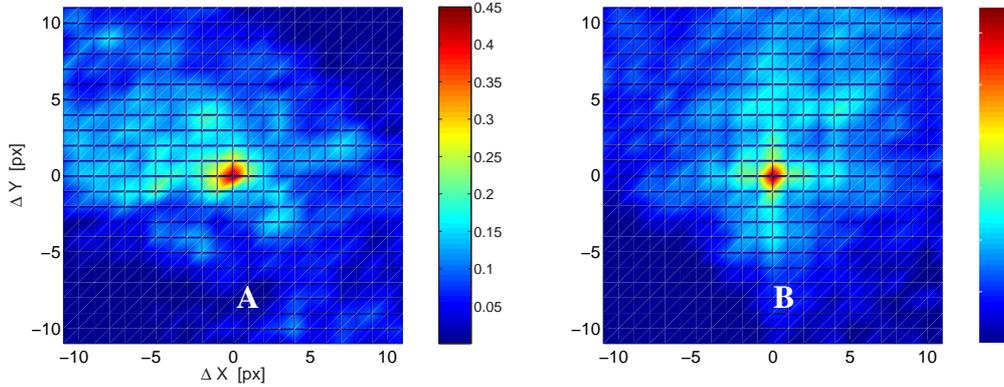


Abbildung 4.30: Korrelationsfunktion berechnet nach dem Standardverfahren A und dem Deformationsverfahren B. Die Messebene liegt bei $x/c_F = 1.45$, der Anstellwinkel des Flügels ist $\alpha = 12^\circ$. Berechnet werden die Korrelationsfunktionen jeweils in einem Teilfenster mit $D_I = 32$, welches im Wirbelkernbereich liegt. Zu beachten ist der unterschiedliche Maximalwert in der Farbtabelle.

Tabelle 4.5 zeigt das Ergebnis der systematischen Untersuchung dieser Faktoren. Die Werte ergeben sich aus der Analyse von 25 Einzelbildern, wobei die Versuchsanordnung die gleiche wie in Abbildung 4.30 ist. Die Werte werden ermittelt aus den Korrelationsfunktionen im Wirbelkernbereich (siehe Abbildung C.1 im Anhang). Dargestellt ist der maximale und der minimale Korrelationspeak der jeweils in diesem Bereich gemessen wird. Außerdem wird die Symmetrie des Korrelationspeaks über

$$\mathcal{A} = \frac{a_{1,0} - a_{0,1}}{a_{1,0} + a_{0,1}} \quad \text{mit} \quad a_{1,0} = \frac{\hat{R}_{II}(r+1, s)}{\hat{R}_{II}(r, s)}, \quad a_{0,1} = \frac{\hat{R}_{II}(r, s+1)}{\hat{R}_{II}(r, s)} \quad (4.87)$$

Tabelle 4.5: Verglichen werden die Kennwerte der Korrelationsfunktion berechnet nach dem Standardverfahren und dem Deformationsverfahren. Die Korrelationsfunktion wurde jeweils aus experimentelle Daten ermittelt. Die Messebene liegt bei $x/c_F = 1.45$ und der Anstellwinkel des Messflügels beträgt $\alpha = 12^\circ$ (siehe Abschnitt 3.2).

	Symmetrie	$\max(R_{II})$	$\min(R_{II})$
Standard-PIV	$\overline{\mathcal{A}} = 0.1233$	0.7656	0.2069
PIV mit Deformation	$\overline{\mathcal{A}} = 0.0296$	0.8027	0.4853

abgeschätzt. \mathcal{A} ist für einen symmetrischen Peak gleich Null und steigt bei zunehmender Unsymmetrie an. In Tabelle 4.5 ist der Mittelwert $\overline{\mathcal{A}}$ über alle berechneten Korrelationsfunktionen angegeben. Die größere Symmetrie im Falle der linearen Deformation ist in Tabelle 4.5 deutlich zu erkennen. Außerdem ist abzulesen, dass sich der maximale Korrelationspeak bei den beiden Auswerteverfahren kaum unterscheidet. Der minimale Korrelationspeak ist jedoch im Fall der Standardauswertung sehr viel kleiner und liegt mit $R_{II} = 0.207$ im Bereich des Hintergrundrauschens. Die Wahl des Maximums und damit des Geschwindigkeitsvektors ist damit in diesem Fall nur zufällig richtig.

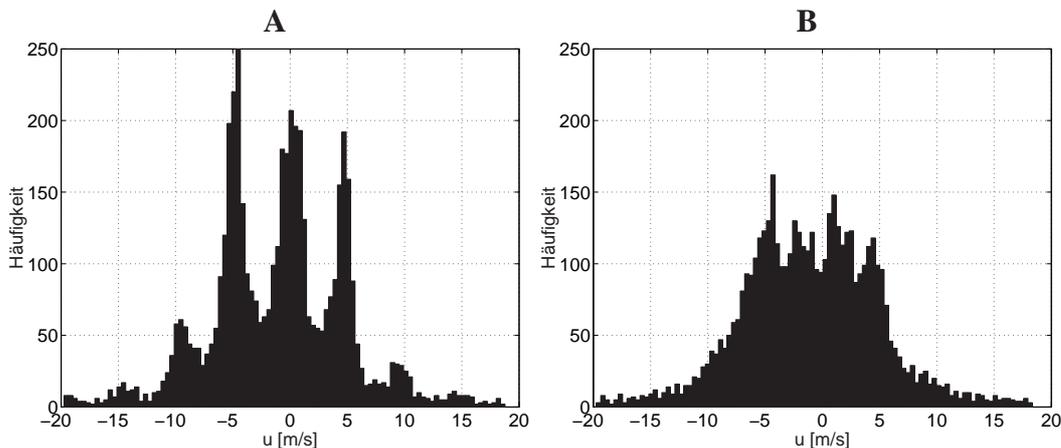


Abbildung 4.31: Histogramm der Geschwindigkeitskomponente u in x -Richtung nach dem Standardverfahren A und dem Deformationsverfahren B. Die Messebene liegt bei $x/c_F = 1.45$, der Anstellwinkel beträgt $\alpha = 12^\circ$. Berechnet werden diese Vektoren im Wirbelkernbereich (siehe Abbildung C.1 im Anhang) für 25 Einzelmessungen. In die Darstellung gehen damit ca. 6500 Vektoren ein.

Die Reduzierung des systematischen Fehlers kann anhand von berechneten Geschwindigkeitsvektoren indirekt gezeigt werden. Dazu stellt Abbildung 4.31 das Histogramm der berechneten Vektoren für die oben genannten Messungen dar. In Abbildung 4.31 A ist ein deutliches peak-locking zu erkennen. Abbildung 4.31 B zeigt das Ergebnis der gleichen Messung für die Berechnung mit dem Deformationsverfahren. Das peak-locking ist stark reduziert.

4.3.5 Bestimmung der weiteren Strömungsgrößen

Die Geschwindigkeitsfelder werden in der vorliegenden Arbeit mit dem in Abschnitt 4.3.4 vorgestellten Algorithmus berechnet. Um Fluktuationen im Strömungsfeld erfassen und statistische Kennwerte ermitteln zu können, werden für jede Versuchskonfiguration M Doppelbilder aufgenommen. Aus den sich ergebenden M Geschwindigkeitsfeldern $\mathbf{u}(i, j)$ wird das mittlere Strömungsfeld $\bar{\mathbf{u}}$ berechnet:

$$\bar{u}(i, j) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u_m(i, j) \quad \text{und} \quad \bar{v}(i, j) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M v_m(i, j). \quad (4.88)$$

Aus dem Schwankungsanteil der Geschwindigkeit $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}$ wird das zweite zentrale Moment zur Charakterisierung der turbulenten Schwankungen berechnet. Dieses wird noch mit der Anströmgeschwindigkeit \mathbf{u}_∞ normiert:

$$\frac{\overline{(u')^2}}{u_\infty^2} = \frac{1}{u_\infty^2 M} \sum_{m=1}^M [u_m(i, j) - \bar{u}(i, j)]^2. \quad (4.89)$$

Die gleichen Berechnungen werden für die Terme $\overline{(v')^2}$ und $\overline{(u'v')}$ durchgeführt.

Die Wirbelstärke ω_z wird nach dem STOKESchen Theorem über das ebene Kurvenintegral berechnet:

$$\omega_z = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{1}{S} \oint \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s}. \quad (4.90)$$

Für den diskreten Fall lässt sich die Wirbelstärke an der Position (i, j) mit der Trapezregel ermitteln. Die gemittelte Wirbelstärke wird aus der mittleren Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}(i, j)$ berechnet.

Die Zirkulation wird ebenfalls aus den Geschwindigkeitsfeld berechnet. Als Startpunkt wird das Maximum der Wirbelstärke im Wirbelkernbereich festgelegt. Um diesen Punkt werden konzentrische Kreise mit wachsendem Radius r gelegt. Die Geschwindigkeit wird entlang dieser Kreise integriert, woraus sich nach

$$\Gamma = \oint \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s} \quad (4.91)$$

die Zirkulation innerhalb des jeweiligen Kreises ergibt. Die Geschwindigkeitsvektoren werden an den jeweiligen Punkten bilinear interpoliert.

Aus den interpolierten Geschwindigkeiten auf den konzentrischen Kreisen wird auch die radiale Geschwindigkeitskomponente $u_\theta(r)$ bestimmt. Aus dieser ergibt sich die maximale radiale Geschwindigkeit $u_\theta^{max}(r)$ und damit Näherungsweise der Wirbelkernradius r_1 zu:

$$r_1 = \arg \max_r [u_\theta(r)]. \quad (4.92)$$

4.3.6 Symbolverzeichnis

c_F	Sehnenlänge des verwendeten Modells
\mathbf{d}	Parametervektor bei Deformationsalgorithmen
\mathbf{d}_Z	ganzzahliger Parameterraum
d_p	Partikeldurchmesser in der physikalischen Ebene
d_r	Pixellänge
d_s	beugungsbegrenztes Partikelbild
d_t	Partikeldurchmesser in der Bildebene
D_I	Länge eines Teilfensters
D_-	Verminderung des Maximums von R_{II}
D_R	Verbreiterung des Korrelationspeaks
$f^\#$	Blendenzahl
(r, s)	Positionen im diskreten Feld
I_i	i -tes Teilfenster
$I_{1/2}$	Teilfenster der 1./2. Belichtung
$\hat{I}_{1/2}$	mittelwertfreies Intensitätsfeld der beiden Teilfenster
M	Anzahl der PIV-Messungen pro Versuchskonfiguration
N_I	Partikelbilddichte
r_1	Radius des Wirbelkerns
R_{II}	Kreuzkorrelationsfunktion
$\hat{R}_{II}(r, s)$	Maximum der diskreten Korrelationsfunktion
Δt	Zeitintervall zwischen zwei Aufnahmen
\mathbf{u}	Geschwindigkeit im Fluid
$ \Delta u $	maximale Änderung der Geschwindigkeit in einem Teilfenster
$\bar{\mathbf{u}}$	gemittelte Geschwindigkeit im Fluid
\mathbf{u}'	Schwankungsanteil der Geschwindigkeit
u_θ	tangentiale Geschwindigkeit

KAPITEL 4. MESSMETHODEN

\mathbf{u}_∞	freie Anströmgeschwindigkeit
u_x, u_y	partielle Ableitungen: $\partial u/\partial x, \partial u/\partial y$
V	Abbildungsmaßstab
\mathbf{x}	Position im Fluid
\mathbf{x}_M	Mittelpunkt eines Teilfensters
$\Delta \mathbf{x}$	Verschiebungsvektor im Fluid
\mathbf{X}	Position in der Bildebene
z_i	Abstand Linse – Bildebene
z_o	Abstand Linse – Messebene
ΔZ_o	Dicke des Lichtschnitts
α	Anstellwinkel des Modells
$\delta(\cdot)$	Deltafunktion
ε_{bias}	systematische Fehler
ε_{rand}	zufälliger Fehler
ε_{tot}	Gesamtfehler
Γ	Zirkulation
λ	Lichtwellenlänge
ϕ	Autokorrelation der Pixelintensität
Φ	Übertragungsfunktion der Pixelintensität
ω	Wirbelstärke

Kapitel 5

Untersuchungen ohne Beeinflussung

5.1 Übersicht über das Kapitel

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass mit den entwickelten Mikrofon-Arrays Schallquellen auf dem SCCH-Modell detektiert werden können. Anhand von einigen Beispielen werden die gemessenen Schallquellen vorgestellt. Dabei werden Ergebnisse bei verschiedenen Anstellwinkeln und Frequenzen dargestellt, da die Verteilung der Quellen auf dem Modell von diesen Parametern abhängt. Anhand von zwei Messungen werden die Resultate des großen Mikrofon-Arrays mit denen des kleinen Mikrofon-Arrays verglichen.

Die beiden wichtigsten Schallquellen auf dem SCCH-Modell sind das Slat-Horn- und das Seitenkanten-Geräusch. Die Stärke dieser beiden Quellen bei Variation des Anstellwinkels und der Frequenz wird in Abschnitt 5.3 systematisch untersucht, um zu ermitteln bei welchen Konfigurationen der Pegel des Seitenkanten-Geräusches über dem des Slat-Horn-Geräusches liegt.

In den Abschnitten 5.4 und 5.5 wird das Seitenkanten-Geräusch genauer betrachtet. Dazu wird das fokussierte Spektrum und mit diesem der Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches ermittelt. Das Spektrum wird zum einen mit dem Standardverfahren und zum anderen mit der Eigenwertmethode aus Abschnitt 4.1.4 berechnet. Aus dem fokussierten Spektrum wird außerdem der Zusammenhang zwischen der gemessenen Schalleistung und der Anströmgeschwindigkeit bestimmt. Dies ist von großer Bedeutung, da dieses Potenzgesetz durch den physikalischen Quellmechanismus bestimmt ist und die erhaltenen Ergebnisse auf diese Weise mit den Werten aus der Literatur verglichen werden können.

Die Instabilität der Wirbelstrukturen an der Seitenkante werden in der Literatur als Ursache des Seitenkanten-Geräusches ausgemacht. Da sich die Größe dieser Strukturen und damit auch die emittierten Frequenzen entlang der Seitenkante verändern, wird in Abschnitt 5.6 die Position des maximalen Seitenkanten-Geräusches in Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt. Damit ergeben sich wei-

tere Rückschlüsse auf den Entstehungsmechanismus.

Die Frage, warum das Seitenkanten-Geräusch eine so effiziente Schallquelle darstellt, wird im Abschnitt 5.7 anhand von PIV-Messungen untersucht. In diesem Abschnitt wird zunächst die Entstehung der Wirbelstrukturen an der Seitenkante dargestellt. Diese Nahfeldmessungen sind wichtig, da eine instationäre Dynamik der Wirbelstärke in der Nähe der festen Oberfläche des Flügels für eine starke Schallabstrahlung sorgt. Außerdem wird damit die Entstehung des Seitenkantenwirbels aus den ablösenden Scherschichten dargestellt. Die weitere Entwicklung der Wirbelstruktur zeigt sich in den Nachlaufmessungen.

5.2 Schallquellen auf dem SCCH-Modell

Die Schallquellen auf dem SCCH-Modell werden sowohl mit dem kleinen als auch mit dem großen Mikrofon-Array vermessen. Der Schalldruckpegel wird nach Gl. (4.32) auf einer (x', z') -Ebene auf dem Modell berechnet. Diese Schnittebene ist in Abbildung 4.17 als unterbrochene Linie in der Draufsicht eingezeichnet (siehe S. 75). Sie wird entsprechend des jeweiligen Anstellwinkels um die Drehachse des Modells mitgedreht. Durch diese Berechnung ergeben sich Quellkarten auf dem Modell, die Auskunft darüber geben, an welchen Positionen und in welchem Frequenzbereich für eine bestimmte Versuchsanordnung Schallquellen vorhanden sind. Die Auswertung dieser Quellkarten gibt qualitative Aussagen darüber, welche Schallquellen dominant sind. Im Folgenden werden die verschiedenen Schallquellen, die am SCCH-Modell beobachtet werden, dargestellt. Abbildung 5.1 gibt zur Orientierung eine Übersicht, über die Positionen der im Text besprochenen Quellen.

Abbildung 5.2 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel für einen Anstellwinkel von $\alpha = 6^\circ$ und eine Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 30$ m/s. Dies entspricht einer REYNOLDS-Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Hauptflügels von $Re \approx 10^6$. Dargestellt ist die Leistung integriert über die Terz mit der Mittenfrequenz $f_m = 6300$ Hz. In diesem Abschnitt sollen qualitative Aussagen darüber gemacht werden, welche Schallquellen bei einem bestimmten Versuchsparameter dominant sind. Das Hauptaugenmerk wird dabei auf die stärksten Quellen einer Quellkarte gerichtet. Zur besseren Analyse wird das Hintergrundrauschen daher als weiße Farbe gesetzt. Dazu wird die Differenz zwischen dem maximal und minimal gemessenen Pegel der Quellkarte gebildet. Von dieser Pegeldifferenz werden die unteren 15% nicht dargestellt. Für Abbildung 5.2 bedeutet dies, dass 0.45 dB von der gesamten Signaldynamik von 3 dB als weiße Farbe gesetzt werden.

In Abbildung 5.2 werden Schallquellen lokalisiert an der äußeren Randkante des Hauptflügels (Flügelspitzen-Geräusch) und den Halterungen des Vorflügels.

5.2. SCHALLQUELLEN AUF DEM SCCH-MODELL

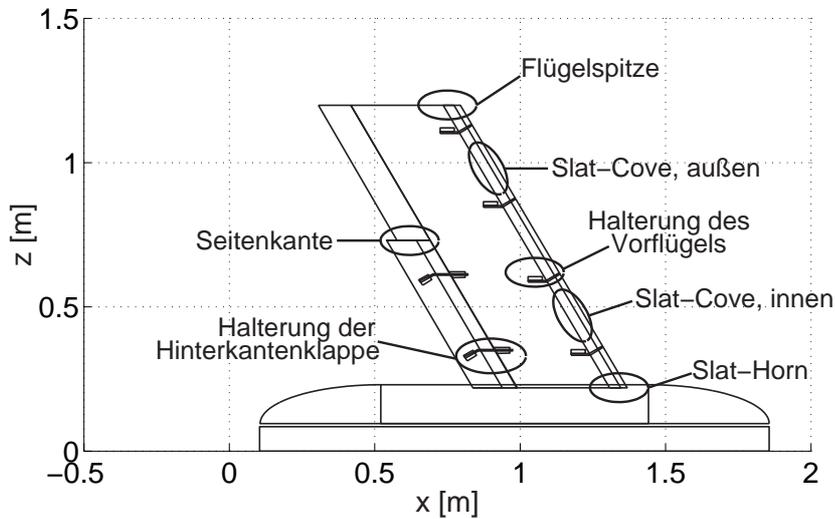


Abbildung 5.1: Schematische Übersicht der am SCCH-Modell beobachteten aeroakustischen Schallquellen.

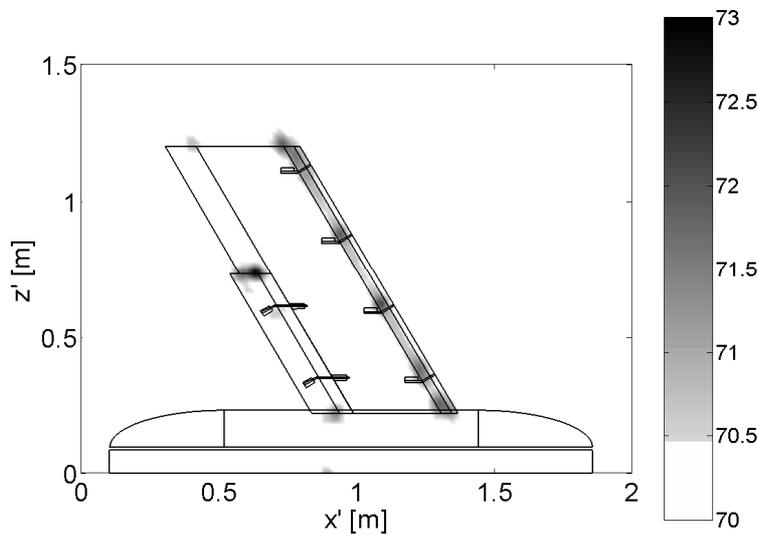


Abbildung 5.2: Quellkarte bei $\alpha = 6^\circ$, $f_m = 6300$ Hz und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt ist der fokussierte Schalldruckpegel berechnet nach Gl. (4.32) in der (x', z') -Ebene. Der Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert. Das Hintergrundrauschen ist als weiße Farbe gesetzt, um die vorhandenen Schallquellen besser hervorzuheben.

In der Aussparung des Vorflügels (*Slat-Cove*) erkennt man eine Linienquelle, die mit den ablösenden instabilen Querwirbeln in der Aussparung zu erklären ist (Singer et al., 1999). Das Seitenkanten-Geräusch ist an der Randkante der Hinterkantenklappe zu erkennen. Außerdem ist an der Innenseite des Vorflügels (*Slat-Horn*) eine weitere Schallquelle zu sehen. Das Hinterkanten-Geräusch wird bei diesem Modell nicht beobachtet.

Die Schallquellen weisen in dieser Konfiguration einen relativ kleinen Pegel auf, was sich in einem geringen Signal-Rausch-Abstand bemerkbar macht. Diese Versuchskonfiguration wurde jedoch ausgewählt, da die meisten Quellen des Airframe Noise in einer Darstellung beschrieben werden können. Die Anströmgeschwindigkeit beträgt in allen in diesem Abschnitt dargestellten Ergebnissen $u_\infty = 30$ m/s. Dies wird in den weiteren Darstellungen nicht mehr explizit angegeben.

Abbildung 5.3 zeigt die Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 3150$ Hz. Das Seitenkanten-Geräusch ist in diesem Frequenzbereich ($f < 4000$ Hz) und bei Anstellwinkeln $\alpha < 12^\circ$ die dominanteste Schallquelle auf dem SCCH-Modell. Das Slat-Horn-Geräusch weist mit 81 dB einen um ca. 7 dB geringeren Pegel auf. Dies wird anders für höhere Frequenzen. Bei $f_m = 4000$ Hz hat das Slat-Horn-Geräusch den gleichen Pegel wie das Seitenkanten-Geräusch (Abbildung 5.4). Die Schallquellen an den Halterungen des Vorflügels und der Randkante des Hauptflügels liegen 3 dB unter diesen beiden dominanten Quellen. Bei Frequenzen $f > 4000$ Hz ist das Slat-Horn-Geräusch die dominanteste Schallquelle. Für den Fall $f_m = 5000$ Hz zeigt das Seitenkanten-Geräusch einen Pegel von 77 dB und liegt damit 3 dB unter dem Slat-Horn-Geräusch, welches einen Pegel von 80 dB aufweist (Abbildung 5.5). Ändert sich der Anstellwinkel jedoch nur um $\Delta\alpha = 2^\circ$ auf $\alpha = 8^\circ$ haben das Seitenkanten-Geräusch und das des Slat-Horn-Geräusch den gleichen Pegel (Abbildung 5.6), wobei der Pegel des Seitenkanten-Geräusches nahezu gleich bleibt und das Slat-Horn-Geräusch von 80 auf 77 dB abfällt. Die Quellverteilung ist demnach stark abhängig vom Anstellwinkel.

Abbildung 5.7 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel für einen Anstellwinkel von $\alpha = 16^\circ$ bei sonst gleichen Parametern wie in Abbildung 5.3. Hier ist das Slat-Horn-Geräusch auch im unteren Frequenzbereich die dominanteste Schallquelle. Das Seitenkanten- und das Flügelspitzen-Geräusch liegen ca. 7 dB darunter. Der Vergleich dieses Ergebnisses mit dem aus Abbildung 5.3 zeigt den Vorteil der Array-Messtechnik gegenüber Messungen mit einem Einzelmikrofon. In beiden Fällen ist der Schalldruckpegel innerhalb der 3150-terz ungefähr gleich groß. Die Quellposition wandert jedoch von der Seitenkante der Hinterkantenklappe zur Innenseite des Vorflügels, wobei der Anstellwinkel nur um 6° erhöht wird. Trotz eines ähnlichen Pegels ist der Mechanismus der Schallentstehung völlig anders. Dies kann durch Messungen mit einem einzelnen Mikrofon nicht erfasst werden.

Abbildung 5.8 zeigt, dass das Slat-Horn-Geräusch bei einem Anstellwinkel

5.2. SCHALLQUELLEN AUF DEM SCCH-MODELL

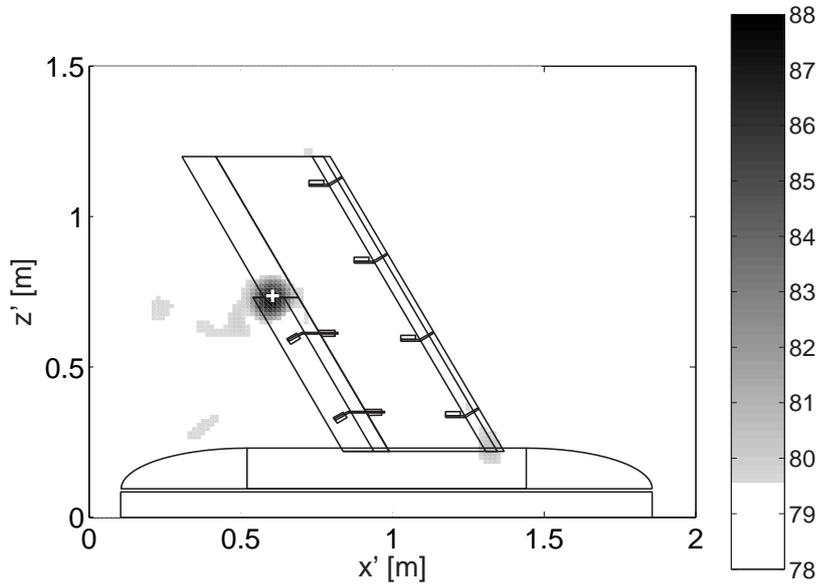


Abbildung 5.3: Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 3150$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

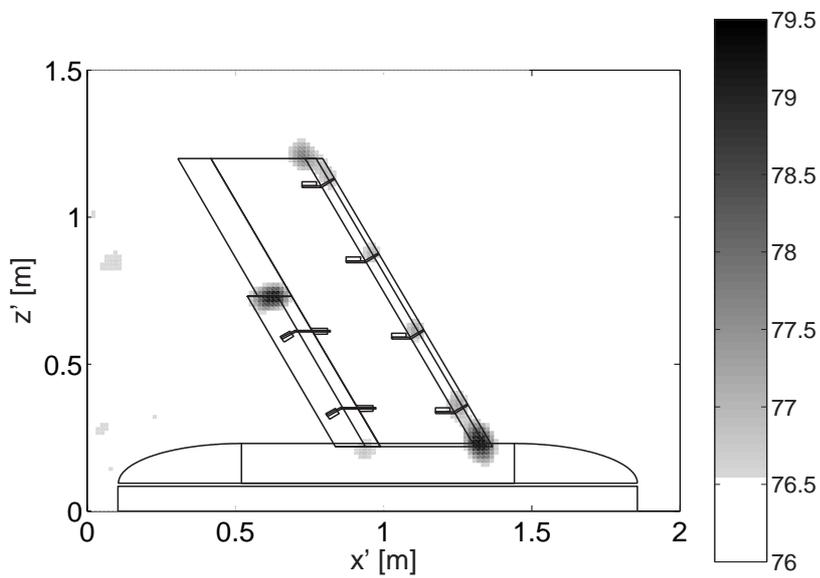


Abbildung 5.4: Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 4000$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

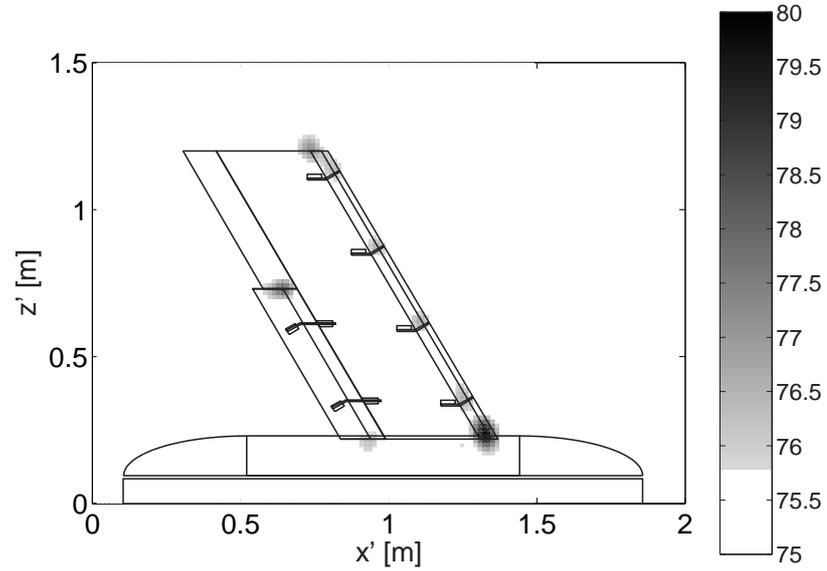


Abbildung 5.5: Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 5000$ Hz. Der fokussierte Schall-
druckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

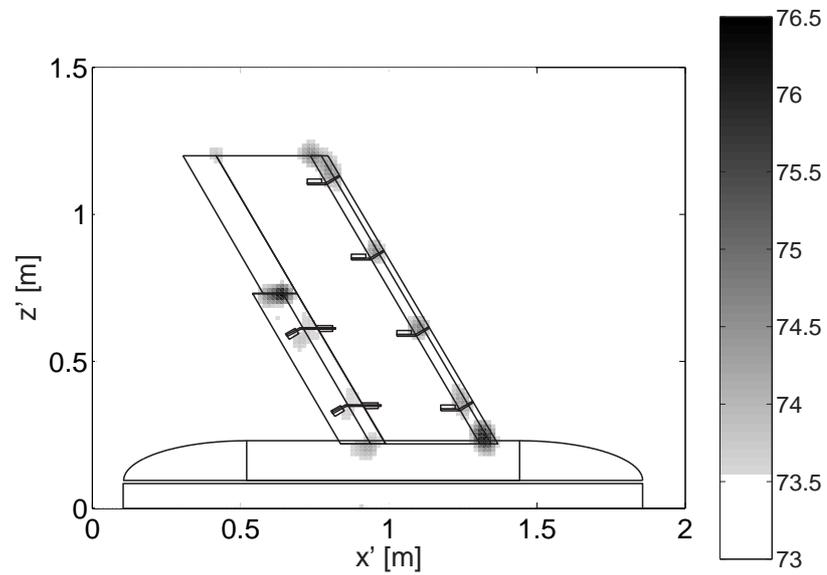


Abbildung 5.6: Quellkarte bei $\alpha = 8^\circ$ und $f_m = 5000$ Hz. Der fokussierte Schall-
druckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

5.2. SCHALLQUELLEN AUF DEM SCCH-MODELL

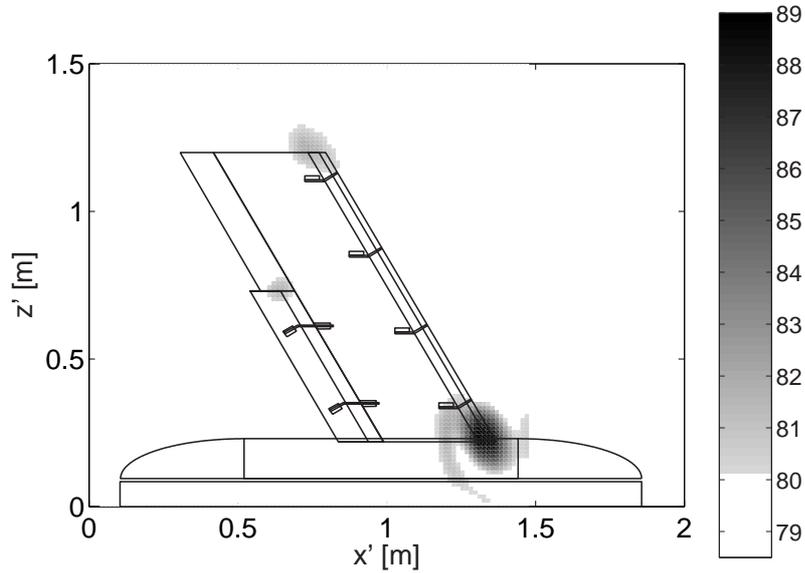


Abbildung 5.7: Quellkarte bei $\alpha = 16^\circ$ und $f_m = 3150$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

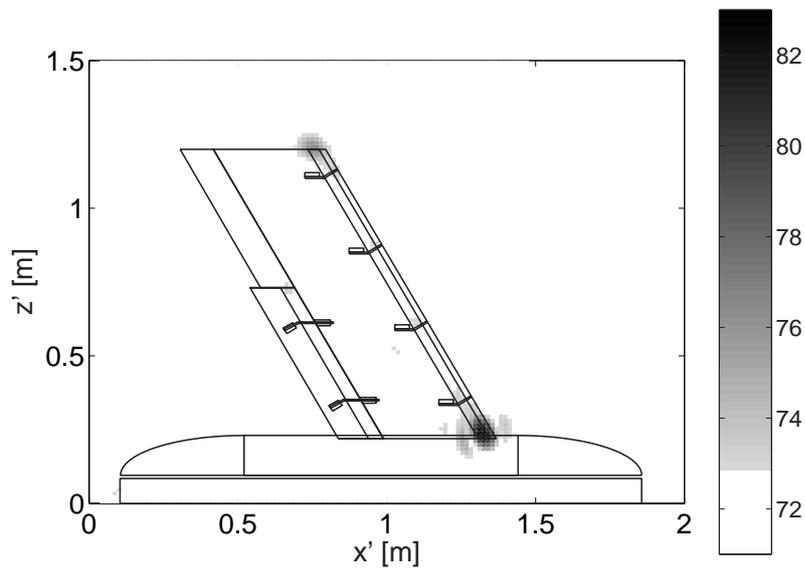


Abbildung 5.8: Quellkarte bei $\alpha = 16^\circ$ und $f_m = 6300$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

von $\alpha = 16^\circ$ auch in den höheren Frequenzen sehr stark ausgeprägt ist. Es weist bei $f_m = 6300$ Hz einen Pegel von $L_{p,f} = 83$ dB und einen SNR von > 10 dB auf. Vergleicht man diese Werte mit Abbildung 5.2 wird deutlich, wie stark diese Quelle vor allem im hohen Frequenzbereich ist.

Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen den Pegel bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 6300$ Hz für die Fälle aus- und eingefahrener Vorflügel. Im ausgefahrenen Zustand werden die gleichen Quellen wie in Abbildung 5.2 gemessen: Seitenkanten-, Slat-Horn-, Slatrack- und Flügelspitzen-Geräusch. Wird der Vorflügel eingefahren, verschwinden die Quellen, die durch diesen erzeugt werden. Damit ist zum einen gezeigt, dass die Quelle an der Außenseite des Flügels von der Randkante des Hauptflügels und nicht des Vorflügels herrührt. Zum anderen sind die Pegel der übrigen Quellen in beiden Messungen gleich groß. Es finden also keine Überschneidungen oder Überlagerungen statt. Wird eine Quelle durch eine Maßnahme reduziert, werden die anderen Quellen dadurch nicht verändert.

Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen zum Vergleich Ergebnisse, die mit dem kleinen Mikrofon-Array erzielt wurden. Dargestellt ist der fokussierte Schalldruckpegel bei $\alpha = 10^\circ$ und den Terzbandmittenfrequenzen $f_m = 4000$ Hz und $f_m = 6300$ Hz. Die vergleichbaren Ergebnisse mit dem großen Mikrofon-Array zeigen die Abbildungen 5.4 und 5.9. Die Ergebnisse bei $f_m = 4000$ Hz zeigen, dass der SNR des großen Mikrofon-Arrays mit 3.5 dB um ca. 2.2 dB gegenüber dem SNR des kleinen Mikrofon-Arrays gesteigert wird. Bei $f_m = 6300$ Hz liegt die Vergrößerung des SNR bei 4 dB.

Die Auflösung des kleinen Mikrofon-Arrays ist außerdem wesentlich geringer als die des großen Arrays. Die beiden Quellen der Vorflügelhalterungen bei $f_m = 4000$ Hz können mit dem großen Mikrofon-Array separiert werden. In dem Ergebnis mit dem kleinen Mikrofon-Array erscheinen diese als eine linienförmige Quellverteilung, wobei das Maximum in der Mitte der beiden Quellen liegt. Damit kann auch der Pegel in diesem Bereich nicht genau bestimmt werden (Sijtsma & Holthusen, 2003). Das gleiche gilt für die Innenrandkante des Vorflügels. Das große Array kann in diesem Bereich das Slat-Horn-Geräusch von dem Geräusch der innersten Vorflügelhalterung trennen (Abbildung 5.4 und 5.9). In den Messungen mit dem kleinen Mikrofon-Array erscheinen diese beiden Quellen als eine elliptisch geformte Quellverteilung.

Das kleine Mikrofon-Array diene daher in der Hauptsache zu Testzwecken. Mit ihm wurde das System auf die Messung des Seitenkanten-Geräusches optimiert. Die gezeigten Ergebnisse dieses und des folgenden Abschnittes sind mit Ausnahme der beiden hier dargestellten Messungen alle mit dem großen Array erzielt worden.

Die Gründe für die Verbesserung der Auflösung und der Erhöhung des SNR sind in Abschnitt 4.1.2 bereits theoretisch erläutert worden. Die theoretisch erwartete Erhöhung des SNR um 6 dB konnte dabei nicht erreicht werden.

5.2. SCHALLQUELLEN AUF DEM SCCH-MODELL

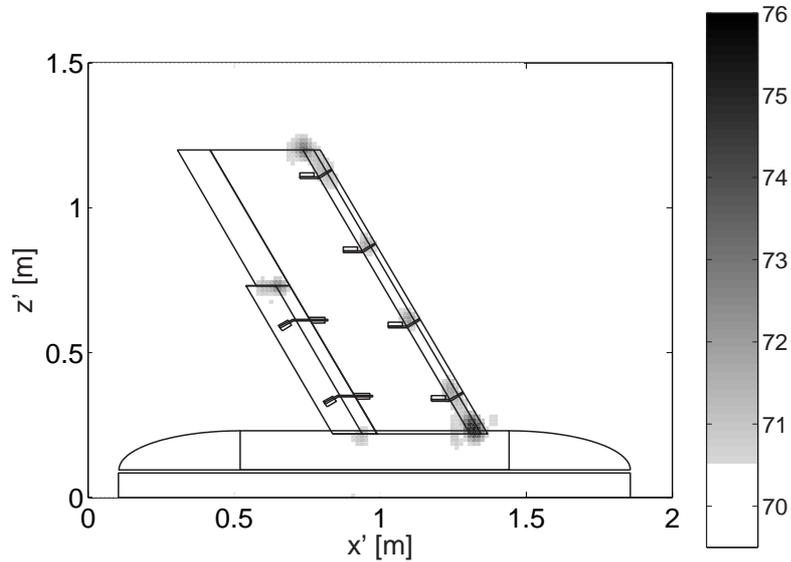


Abbildung 5.9: Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 6300$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

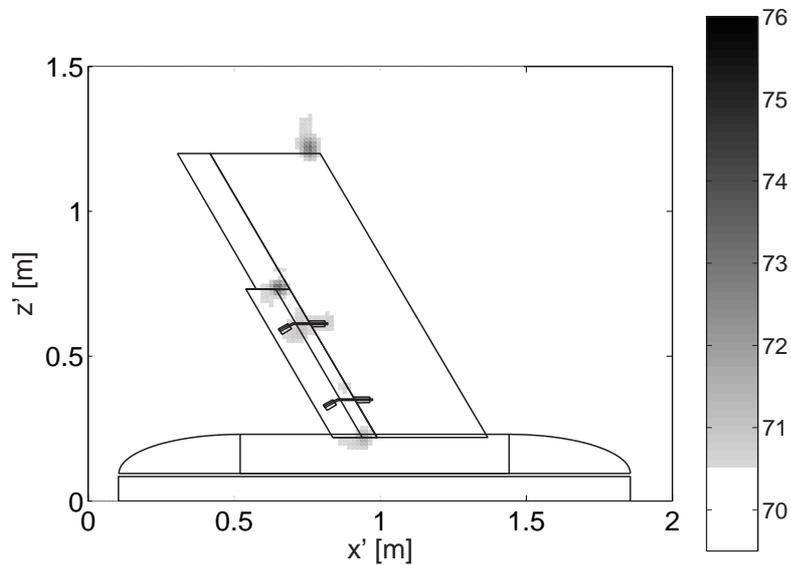


Abbildung 5.10: Quellkarte bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 6300$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert. Der Vorflügel ist in dieser Messung eingefahren.

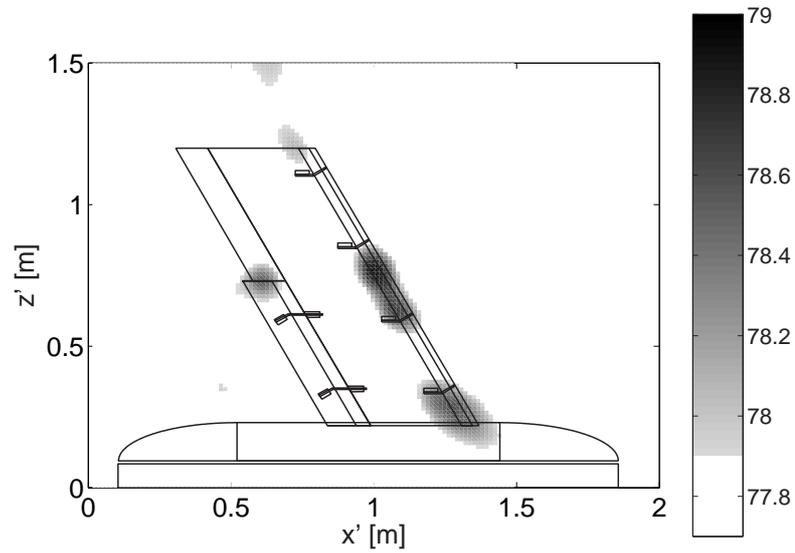


Abbildung 5.11: Quellkarte gemessen mit dem kleinen Array bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 4000$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

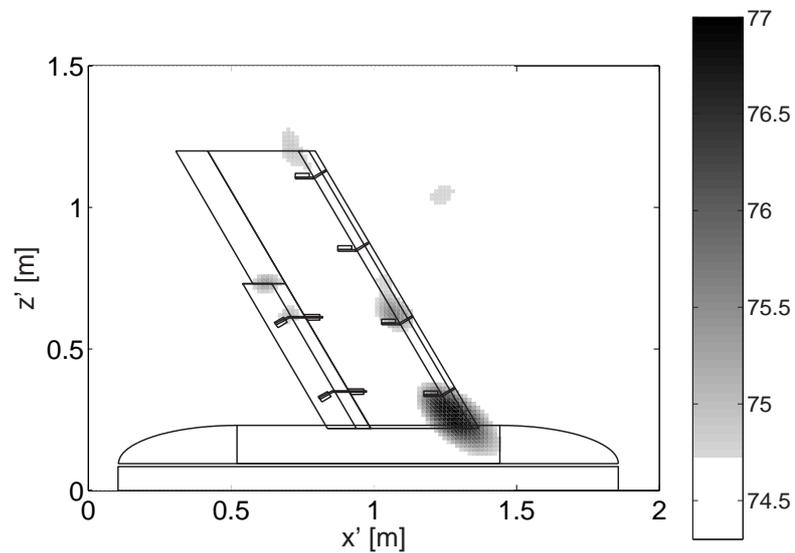


Abbildung 5.12: Quellkarte gemessen mit dem kleinen Array bei $\alpha = 10^\circ$ und $f_m = 6300$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

5.3 Variation des Anstellwinkels

Die Ergebnisse im Abschnitt 5.2 haben gezeigt, dass nahezu alle bekannten aeroakustischen Schallquellen des Umströmungsgeräusches mit dem großen Mikrofon-Array auf dem SCCH-Modell gemessen werden können. Die Verteilung der Quellen auf dem Modell hängt dabei von dem Anstellwinkel und dem betrachteten Frequenzbereich ab. Die dominantesten Schallquellen sind für das SCCH-Modell das Seitenkanten- und das Slat-Horn-Geräusch. Ihre Abhängigkeit vom Anstellwinkel und der Frequenz wird in diesem Abschnitt systematisch untersucht und anschließend an drei Quellverteilungen auf dem Modell veranschaulicht. Das Maximum des Seitenkanten- bzw. des Slat-Horn-Geräusches wird für die jeweilige Terz mit der Mittenfrequenz f_m und den jeweiligen Anstellwinkel aus der Quellkarte ermittelt (siehe vorheriger Abschnitt). Die ermittelten maximalen Pegel werden für die beiden Geräuschquellen über dem Anstellwinkel aufgetragen.

Die Abbildungen 5.13 bis 5.18 zeigen den Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel für verschiedene Terzbandmittenfrequenzen. Die Anströmgeschwindigkeit beträgt auch hier in allen Messungen $u_\infty = 30$ m/s. Bis zu einer Frequenz von einschließlich $f_m = 4000$ Hz ist der Pegel des Seitenkanten-Geräusches für $\alpha \leq 10^\circ$ immer höher als der des Slat-Horn-Geräusches. Die Terzbandmittenfrequenz $f_m = 3150$ Hz ist der dominanteste Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches. Hier liegt der Pegel des Seitenkanten-Geräusches bis zu einem Anstellwinkel von $\alpha = 13^\circ$ über dem des Slat-Horn-Geräusches. Im Maximum bei $\alpha = 10^\circ$ beträgt die Differenz ca. 8 dB. Oberhalb der Frequenz $f = 4000$ Hz weist das Slat-Horn-Geräusch den gleichen Pegel wie das Seitenkanten-Geräusch auf oder ist sogar größer. Insbesondere für $\alpha > 10^\circ$ steigt der Pegel des Slat-Horn-Geräusches stark an und liegt bei $\alpha = 20^\circ$ in den höheren Frequenzen um bis zu 12 dB über dem Pegel des Seitenkanten-Geräusches (Abbildung 5.16).

Für das Seitenkanten-Geräusch fällt auf, dass der Pegel für die 3150 Hz-Terz ein stark ausgeprägtes lokales Maximum bei $\alpha = 10^\circ$ aufweist. Die Wirbelinstabilität scheint bei diesem Anstellwinkel besonders stark angeregt zu werden. Der Pegel des Slat-Horn-Geräusches hat in allen Frequenzen sein Maximum bei $\alpha = 20^\circ$. Es fällt für kleiner werdende Anstellwinkel auf ein lokales Minimum bei $\alpha = 6^\circ$ bis $\alpha = 8^\circ$ und steigt dann wieder leicht an.

Die Abbildungen 5.19 bis 5.21 zeigen die Quellkarten des gesamten Modells, wobei der Anstellwinkel von $\alpha = 3^\circ$ über $\alpha = 8^\circ$ zu $\alpha = 16^\circ$ erhöht wird. Die Terzbandmittenfrequenz ist in allen Darstellungen $f_m = 5000$ Hz. Der Pegel des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches sind bei $\alpha = 3^\circ$ und $\alpha = 8^\circ$ etwa gleich groß. Bei $\alpha = 16^\circ$ ist die dominante Schallquelle das Slat-Horn-Geräusch. Die übrigen Schallquellen liegen mehr als 10 dB darunter und nur das

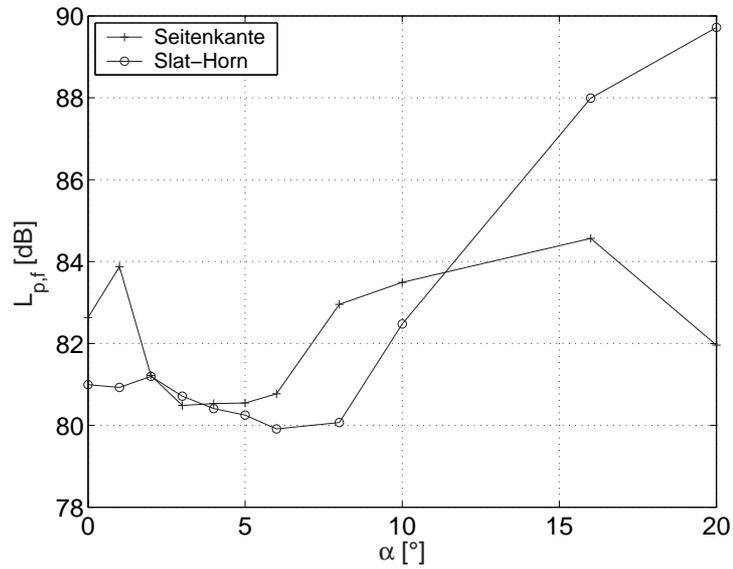


Abbildung 5.13: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 2500$ Hz.

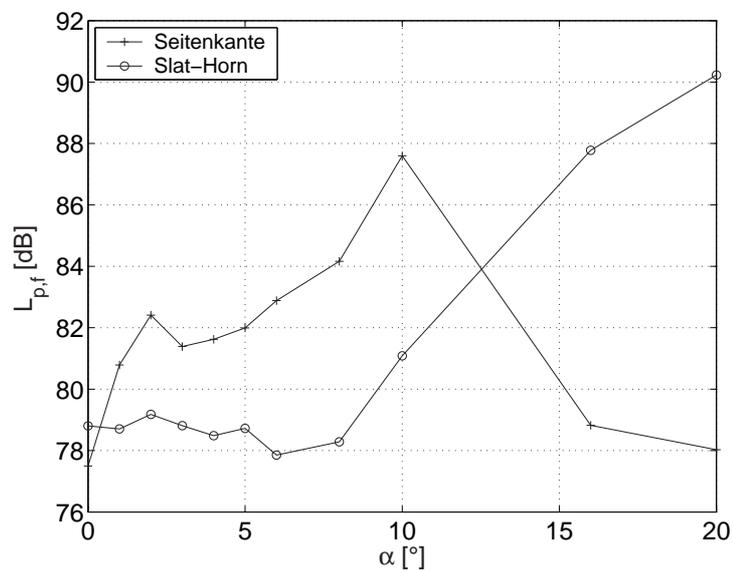


Abbildung 5.14: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 3150$ Hz.

5.3. VARIATION DES ANSTELLWINKELS

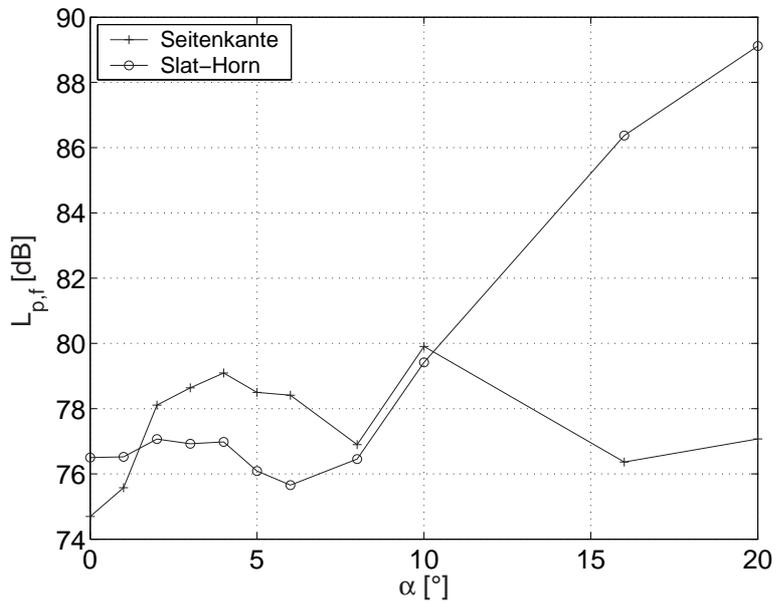


Abbildung 5.15: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 4000$ Hz.

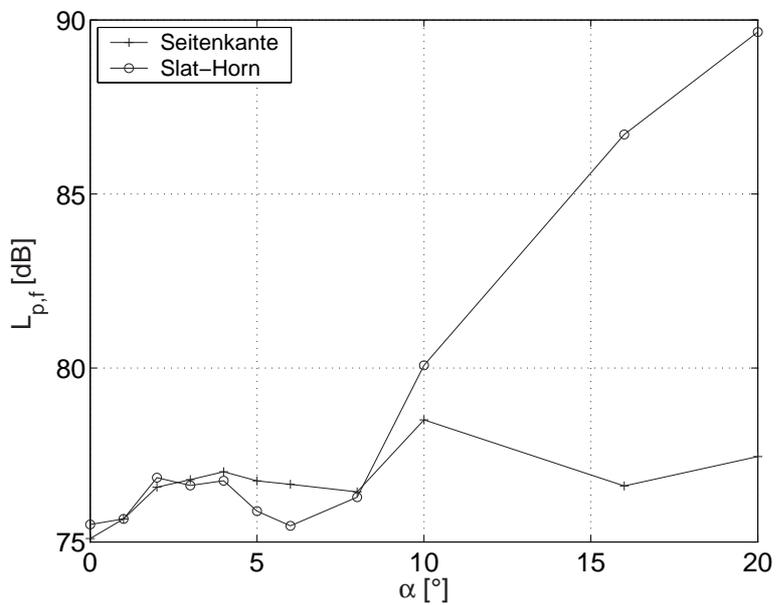


Abbildung 5.16: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 5000$ Hz.

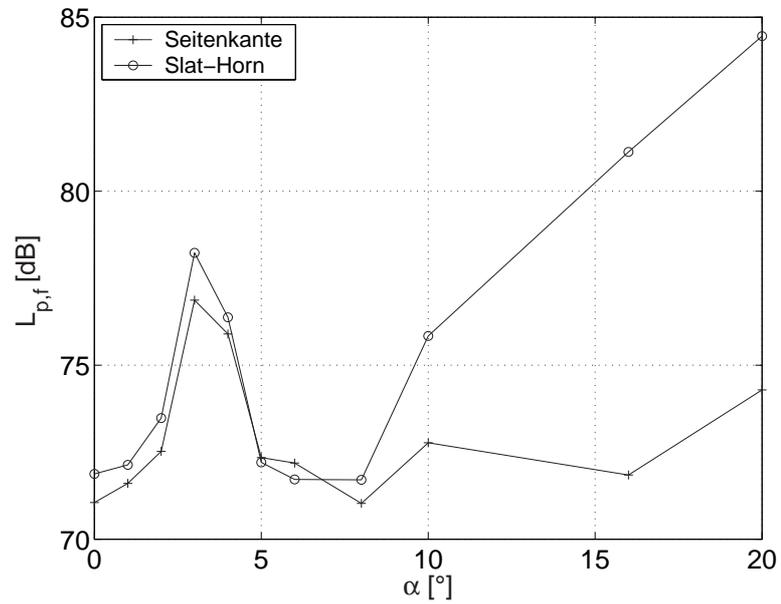


Abbildung 5.17: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 6300$ Hz.

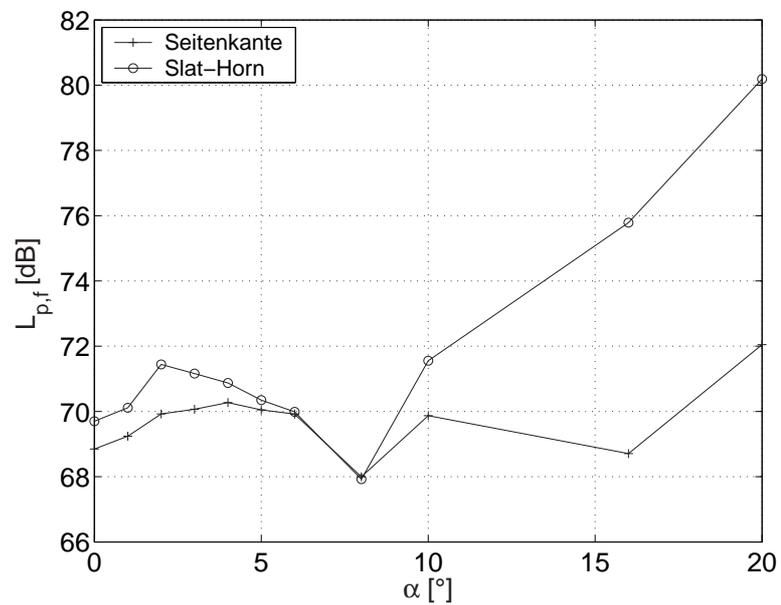


Abbildung 5.18: Verlauf der Pegelmaxima des Seitenkanten- und des Slat-Horn-Geräusches in Abhängigkeit vom Anstellwinkel bei $f_m = 8000$ Hz.

Flügelspitzen-Geräusch ist außer dem Slat-Horn-Geräusch in dem angegebenen Dynamikbereich noch sichtbar.

Die Linienquelle des Slat-Cove-Geräusches ist nur bei $\alpha = 3^\circ$ zu sehen. Bei $\alpha = 8^\circ$ verschwindet das Slat-Cove-Geräusch und die Quellen der Halterungen des Vorflügels und der Hinterkantenklappe sind gut zu erkennen. Diese Quellen sind also auch bei höheren Anstellwinkeln relativ stark und in Abbildung 5.19 wahrscheinlich vom Slat-Cove-Geräusch nicht zu trennen. Die Schallemission der Klappenhalterungen wird in dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht, da ihre Abstrahlcharakteristik stark von dem jeweiligen Modell abhängt. Außerdem unterscheiden sich die Halterungen des SCCH-Modells in ihrem Aufbau stark von denen eines realen Flugzeugs.

Der Anstellwinkel im Landeanflug hängt von der Flächenbelastung des Tragflügels mit ausgefahrenen Klappen und dem maximalen Auftrieb c_{Amax} ab. Aus diesen Parametern kann die Überziehgeschwindigkeit u_s berechnet werden, die in der Landephase nicht unterschritten werden darf. Mit einem Sicherheitsfaktor von 1.2 (Grundmann, R., 2000) ergibt sich, dass der Auftriebsbeiwert kurz vor dem Aufsetzen des Flugzeuges nicht mehr als 69% des maximalen Auftriebsbeiwertes betragen darf. Für das vorliegende SCCH-Modell ergibt dies einen Anstellwinkel von $\alpha \leq 14^\circ$ (s. Abschnitt 6.8). Unter Berücksichtigung dieses Winkelbereiches kann man für den Landeanflug zusammenfassend sagen, dass für die tieferen Frequenzen, $2500 \leq f \leq 4000$ Hz, das Seitenkanten-Geräusch und für die höheren Frequenzen, $f > 4000$ Hz, das Slat-Horn-Geräusch die größere Bedeutung hat.

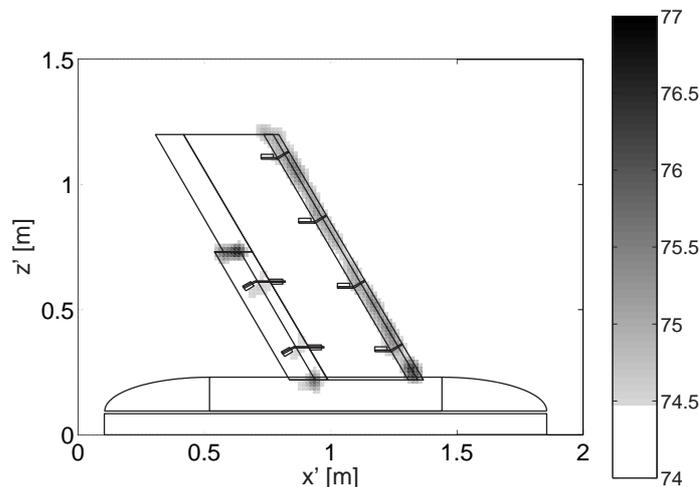


Abbildung 5.19: Quellkarte bei $\alpha = 3^\circ$ und $f_m = 5000$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

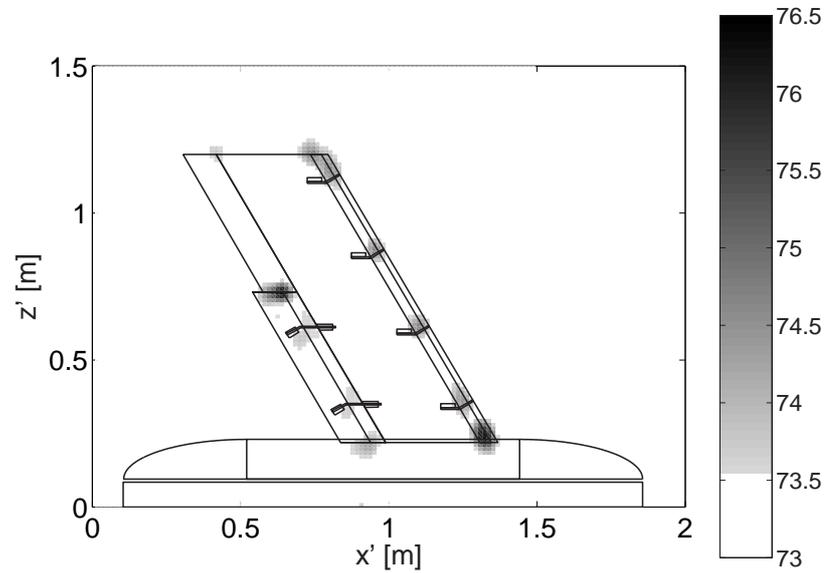


Abbildung 5.20: Quellkarte bei $\alpha = 8^\circ$ und $f_m = 5000$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

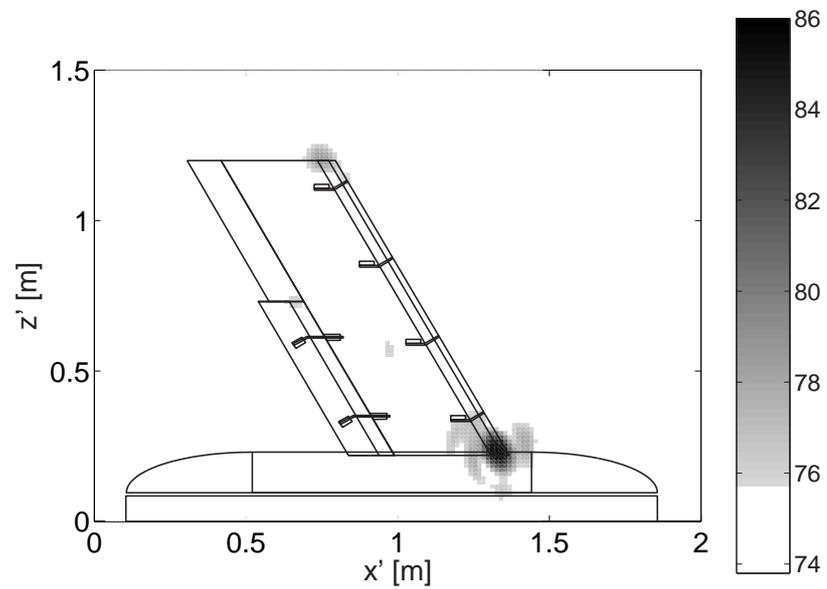


Abbildung 5.21: Quellkarte bei $\alpha = 16^\circ$ und $f_m = 5000$ Hz. Der fokussierte Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert.

5.4 Spektrum des Seitenkanten-Geräusches

Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches in der (x', z') -Ebene ist in Abbildung 5.3 mit einem weißen Kreuz markiert. In Abbildung 5.22 ist der fokussierte Schalldruckpegel an dieser Position über der Frequenz aufgetragen. Als Vergleich zeigt die Abbildung den Schalldruckpegel für den Fall, dass die Klappe eingefahren ist, also kein Seitenkanten-Geräusch vorliegt. Außerdem ist der fokussierte Schalldruckpegel für eine Messung ohne Halbmodell im leeren Kanal angegeben.

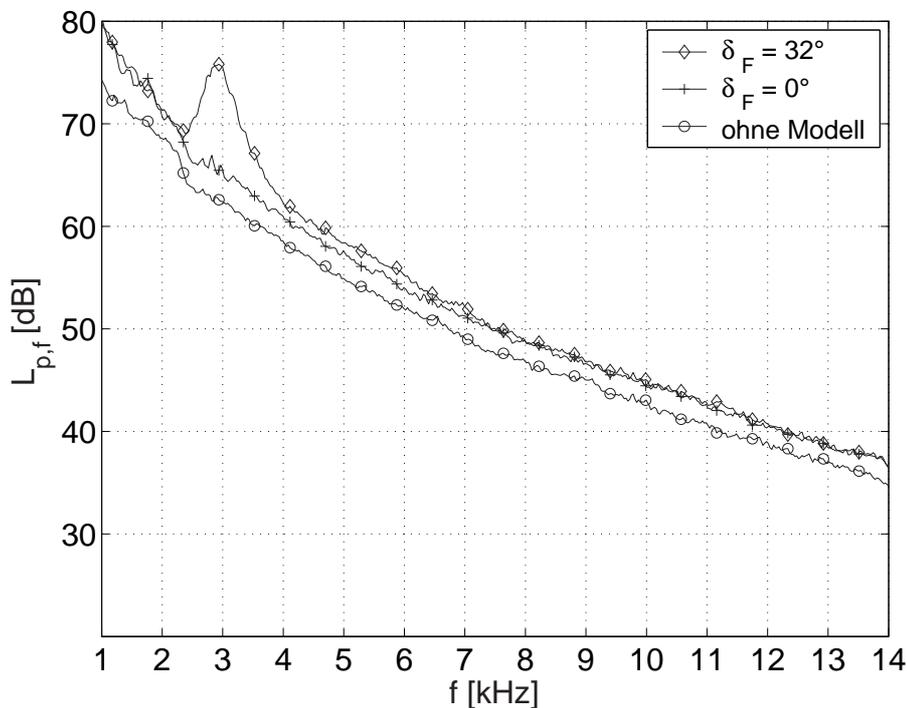


Abbildung 5.22: Fokussierter Schalldruckpegel im Bereich der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt ist der Pegel mit ausgefahrener ($\delta_F = 32^\circ$) und eingefahrener Hinterkantenklappe ($\delta_F = 0^\circ$). Außerdem ist der fokussierte Schalldruckpegel für eine Messung ohne Halbmodell angegeben.

Die Leermessung zeigt, dass der fokussierte Schalldruckpegel auch ohne das Modell sehr hoch ist. Das Spektrum hat in den tiefen Frequenzen einen hohen fokussierten Schalldruckpegel und fällt für Frequenzen $f > 2$ kHz mit ca. 10 dB pro Oktave ab. Dieser Verlauf des Spektrums ist zum großen Teil auf das Umströmungsgeräusch des Mikrofon-Arrays zurückzuführen. Messungen mit einem Einzelmikrofon in Mueller, 2002 zeigen eine ähnliche Abhängigkeit des Schall-

druckpegels von der Frequenz. Der Pegel fällt dort mit ca. 6 dB pro Oktave ab. Jaeger et al., 2000 verwenden zur Reduzierung des Umströmungsgeräusches bei Mikrofon-Array Messungen eine Kevlarschicht und erhalten bei Leermessungen einen Pegelabfall von 8 – 9 dB pro Oktave, was den hier gezeigten Ergebnissen nahe kommt. Insbesondere in den tiefen Frequenzen zeigen alle genannten Messungen vergleichsweise hohe Pegel. Zu der Erhöhung des fokussierten Schalldruckpegels durch das Umströmungsgeräusch kommen weitere Quellen, wie das Antriebsgeräusch und die übrigen aeroakustischen Schallquellen des Windkanals.

Ein weiterer Faktor für die Pegelabnahme in den hohen Frequenzen ist die frequenzabhängige Hauptkeulenbreite des Mikrofon-Arrays. Da diese mit höheren Frequenzen schmaler wird, erfasst sie einen geringeren räumlichen Bereich und die integrierte Schallleistung wird reduziert. Zudem ist das Quellgebiet selber instationär und die Quellposition oszilliert. Durch diese Schwankungen geht ein Teil der Quellstärke verloren, wobei dieser Effekt mit höheren Frequenzen, also einer schmaler werdenden Hauptkeulenbreite zunimmt.

Der Pegel mit Modell aber ohne Seitenkante ($\delta_F = 0^\circ$) liegt in dem Frequenzbereich $1 \leq f \leq 14$ kHz 1 – 2 dB über dem Pegel der Leermessung. Diese Erhöhung ist auf das Umströmungsgeräusch des Modells zurückzuführen. Die Differenz zwischen diesem und dem Pegel des Seitenkanten-Geräusches gibt das maximal zu erwartende Reduzierungspotential an. Das Spektrum für $\delta_F = 0^\circ$ stellt damit den Grundpegel für das Seitenkanten-Geräusch dar.

Der Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches, in welchem es über diesem Grundpegel liegt, erstreckt sich zwischen 2.2 und 7.5 kHz mit einem Maximum bei 2.9 kHz. Dies entspricht einer St -Zahl von $St_d \approx 0.97$ und einem St -Bereich von $0.73 \leq St_d \leq 2.5$, wobei die St -Zahl mit der Dicke der Klappe gebildet wird. Die Differenz zwischen dem Maximalwert und dem Grundpegel bei $f = 2.9$ kHz beträgt ca. 10.5 dB.

Abbildung 5.23 vergleicht den fokussierten Schalldruckpegel berechnet nach dem Standardverfahren mit dem Pegel berechnet mit der Eigenwertmethode (s. Abschnitt 4.1.4). Für die Bestimmung der Matrix R_S werden in diesem Fall die fünf größten Eigenwerte verwendet. Die Abweichung im Maximum des Spektrums beträgt ca. 0.2 dB. Die Schallleistung im Maximum wird durch die fünf Eigenwerte demnach um 4% unterschätzt. Diese Differenz ist vernachlässigbar.

Für Frequenzen $f < 2.5$ kHz und $f > 3.5$ kHz liegt der Pegel der Eigenwertmethode weit unter dem Pegel der Standardmethode. Dies bestätigt die obigen Anmerkungen, wonach der Schalldruckpegel hier in der Hauptsache durch das Umströmungsgeräusch bestimmt wird. Der Einfluss dieses Störgeräusches auf den fokussierten Pegel wird mit der Eigenwertmethode reduziert. In den angegebenen Frequenzbereichen sind keine Quellen vorhanden und daher existieren auch keine ausgezeichneten Eigenwerte. Die Leistung ist über alle Eigenwerte gleich verteilt. Dies veranschaulicht Abbildung 5.25. In ihr sind die 128 Eigenwerte für

drei verschiedene Frequenzen aufgetragen. Die Beträge der Eigenwerte $|\lambda_i|$ werden dabei noch mit dem maximalen Eigenwert $|\lambda_{max}|$ bei der jeweiligen Frequenz normiert, um die Unterschiede deutlicher herauszustellen. Bei $f = 2900$ Hz erklärt der erste Eigenwert ein Großteil der gemessenen Leistung. Dieser Eigenwert kann demnach mit dem Seitenkanten-Geräusch in Verbindung gebracht werden. Die Verteilung der Eigenwerte für $f = 4000$ Hz zeigt einen geringeren Abfall vom ersten Eigenwert zu den höheren Eigenwerten. Die Signalleistung ist im Vergleich zum Hintergrundrauschen bei dieser Frequenz geringer. Bei $f = 7000$ Hz ist diese Entwicklung noch deutlicher ausgeprägt.

Die Eigenwertmethode hat demnach zwei Vorteile gegenüber der Standardmethode. Zum einen wird der Einfluss der Druckschwankungen in der Grenzschicht auf den fokussierten Schalldruckpegel reduziert und zum anderen kann sie zur Analyse des Feldes verwendet werden. In der Verteilung der Eigenwerte ist zu erkennen, ob in dem untersuchten Feld starke Schallquellen vorhanden sind.

Der fokussierte Schalldruckpegel des Seitenkanten-Geräusches wird in Abbildung 5.24 mit dem Grundpegel ($\delta_F = 0^\circ$) verglichen, wobei beide Pegel mit der Eigenwertmethode berechnet sind. Der Pegel des Seitenkanten-Geräusches liegt ebenfalls im Frequenzbereich $2.2 \leq f \leq 7.5$ kHz über dem Grundpegel. Dieses Ergebnis ist identisch mit dem aus Abbildung 5.22. Die Differenz zwischen dem Maximalwert des Seitenkanten-Geräusches und dem Grundpegel ist hier jedoch um ca. 10 dB größer und beträgt insgesamt 20 dB. Im obigen Fall verdeckt also das Hintergrundrauschen die akustischen Druckschwankungen, die durch die Umströmung des Modells hervorgerufen werden.

Die Dynamik kann durch die Eigenwertmethode um eine Größenordnung erweitert werden. Dies ist insbesondere für die Messungen der reduzierten Pegel bei Anwendung der aktiven und der passiven Beeinflussungsmethoden im nächsten Kapitel von Interesse. Die weiteren Spektren des folgenden Abschnitts und in Kapitel 6 werden daher mit der Eigenwertmethode berechnet.

5.5 Variation der Geschwindigkeit

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich das Spektrum des Seitenkanten-Geräusches mit der Anströmgeschwindigkeit ändert. Abbildung 5.26 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel an der Seitenkante für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten u_∞ . Der Anstellwinkel des SCCH-Modells beträgt $\alpha = 10^\circ$ und wird nicht verändert.

Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit wird der Pegel des gesamten Spektrums des fokussierten Schalldruckpegels größer. Dies ist mit den oben gemachten Bemerkungen auf das zunehmende Umströmungsgeräusch des Mikrofon-Arrays zurückzuführen. Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches

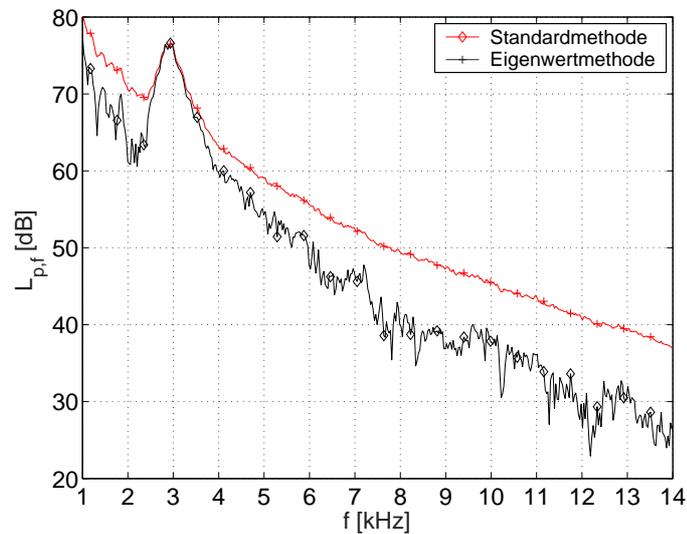


Abbildung 5.23: Fokussierter Schalldruckpegel im Bereich der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Der Pegel berechnet nach dem Standardverfahren wird verglichen mit dem Pegel berechnet mit der Eigenwertmethode.

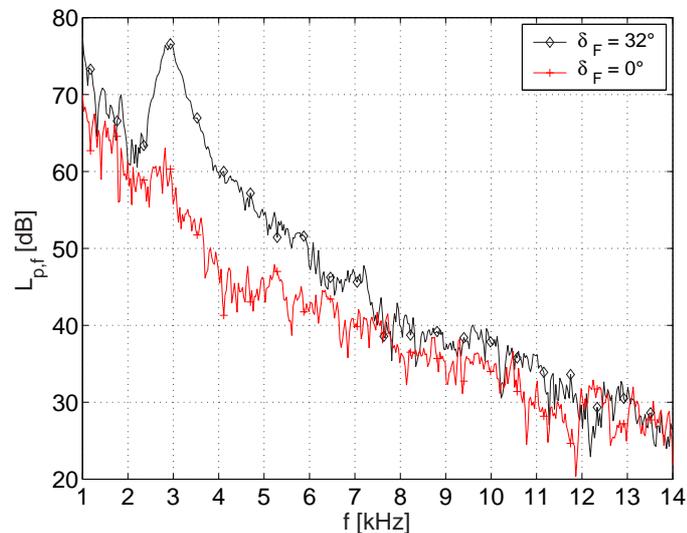


Abbildung 5.24: Fokussierter Schalldruckpegel im Bereich der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Der Pegel an der Seitenkante mit ausgefahrener Hinterkantenklappe ($\delta_F = 32^\circ$) wird mit dem Fall der eingefahrenen Hinterkantenklappe ($\delta_F = 0^\circ$) verglichen. Beide Pegel sind mit der Eigenwertmethode berechnet.

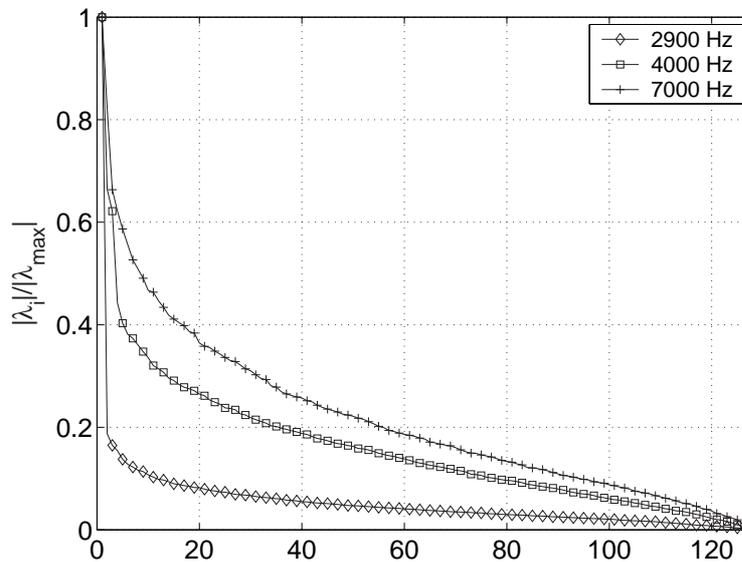


Abbildung 5.25: Dargestellt sind die 128 Eigenwerte für drei verschiedene Frequenzen. Die Beträge der Eigenwerte $|\lambda_i|$ sind jeweils normiert mit dem maximalen Eigenwert $|\lambda_{max}|$.

steigt ebenfalls mit der Geschwindigkeit u_∞ an und wandert zu höheren Frequenzen.

Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Schallleistung an der Seitenkante und der Anströmgeschwindigkeit soll in Form eines Potenzgesetzes aus den dargestellten Spektren ermittelt werden, um die erhaltenen Ergebnisse mit Literaturwerten vergleichen zu können. Dies ist erforderlich, da das Seitenkanten-Geräusch einen komplizierten Quellmechanismus aufweist und sichergestellt werden muss, dass die Entstehung des Geräusches an dem hier verwendeten Modell übertragbar auf andere Versuchskonfigurationen ist. Das Potenzgesetz muss dabei auch für andere Quellen insbesondere für das Umströmungsgeräusch bestimmt werden. Auf diese Weise wird gewährleistet, dass die Quellen bezüglich ihres physikalischen Quellmechanismus getrennt werden können und das Potenzgesetz an der Seitenkante nicht durch die Grenzschichtschwankungen bestimmt wird.

Die fokussierte Schallleistung kann dabei nicht aus den frequenzfesten Terzbändern berechnet werden, da die Frequenz des Maximums geschwindigkeitsabhängig ist (siehe Abbildung 5.26). Dadurch ändert sich der Pegel in einer Terz nicht nur durch die Änderung der akustischen Leistung sondern auch dadurch, dass das Maximum in diese Terz hinein- oder herauswandert. Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches im Frequenzspektrum wird daher als Wert der Schallleistung für die jeweilige Anströmgeschwindigkeit verwendet.

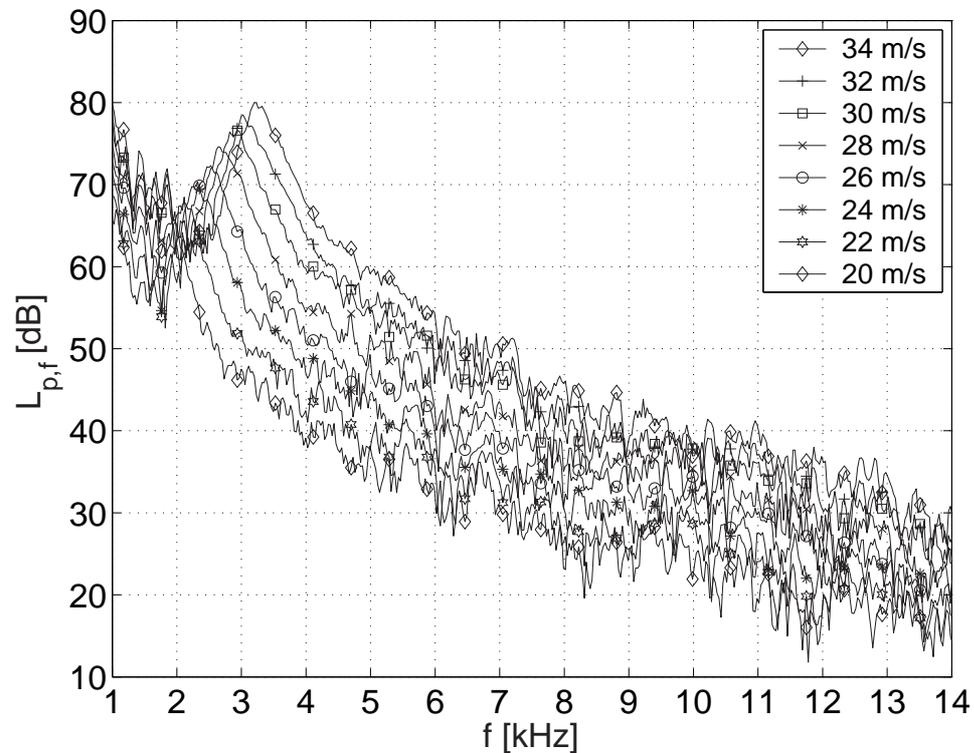


Abbildung 5.26: Fokussierter Schalldruckpegel [dB] für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten bei $\alpha = 10^\circ$ an der Seitenkante der Hinterkantenklappe.

Abbildung 5.27 zeigt den ermittelten Zusammenhang für das Seitenkanten-Geräusch. Dargestellt ist die fokussierte Schalleistung $\Pi_{f,SK}$ für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten bei $\alpha = 10^\circ$, wobei der Index SK für das Seitenkanten-Geräusch steht. Zum Vergleich ist der gleiche Zusammenhang zwischen der Schalleistung und der Anströmgeschwindigkeit für das Slat-Horn-Geräusch angegeben ($\Pi_{f,SH}$). Das berechnete Potenzgesetz ist in der durchgezogenen Linie grafisch dargestellt. Diese wurde mit Hilfe einer linearen Regression bestimmt. Für die beiden Schallquellen gilt:

$$\Pi_{f,SK} \propto u^{5.04} \quad \text{und} \quad \Pi_{f,SH} \propto u^{6.51}. \quad (5.1)$$

Die gemessene Schalleistung steigt also an der Seitenkante mit der 5ten Potenz der Anströmgeschwindigkeit. Die Schalleistung des Slat-Horn Geräusches steigt wesentlich schneller. Hier ist die Potenz 6.51, wobei die gemessene Leistung für $u_\infty = 30 \text{ m/s}$ um mehr als eine Größenordnung unter der des Seitenkanten-Geräusches liegt. Dies ist mit der geringeren Schallabstrahlung bei $\alpha = 10^\circ$ zu erklären (siehe Abschnitt 5.3).

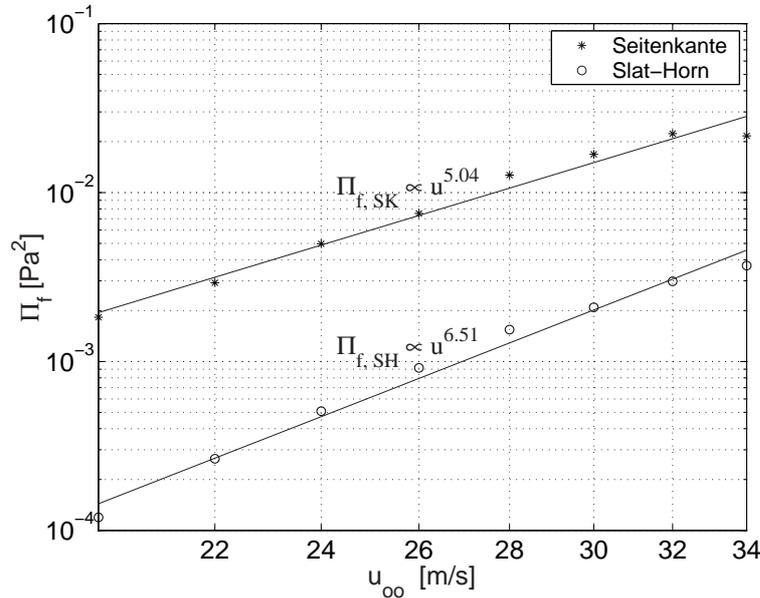


Abbildung 5.27: Potenzgesetz für das Seitenkanten-, $\Pi_{f,SK}$ und das Slat-Horn-Geräusch, $\Pi_{f,SH}$, bei $\alpha = 10^\circ$. Das Potenzgesetz ist jeweils als Zahlenwert und als durchgezogene Linie angegeben.

In den Voruntersuchungen mit dem kleinen Mikrofon-Array und einem Lautsprecher in Abschnitt 4.1.9 zeigt sich, dass die gemessenen Drucksignale durch die Druckschwankungen der turbulenten Grenzschicht auf dem Mikrofon-Array dominiert werden. Um sicherzustellen, dass die ermittelten Potenzgesetze durch die jeweiligen Schallquellen und nicht durch die Grenzschichtschwankungen verursacht werden, zeigt Abbildung 5.28 zum Vergleich das Potenzgesetz eines einzelnen Mikrofons für eine Messung mit Π_{EMm} und eine Messung ohne Halbmodell Π_{EMo} in der Messstrecke.

Die Schallleistung wird hier für die 3150 Hz-Terz berechnet, da das Spektrum in diesem Fall keine lokalen Maxima aufweist. Das Potenzgesetz ist in beiden Fällen $\Pi_{EM} \propto u^{7.61}$ und kann nur durch die Druckschwankungen in der Grenzschicht verursacht worden sein. Der Pegel für die Messung mit Halbmodell liegt dabei im gesamten Bereich ca. 2.5 dB über dem Pegel ohne Halbmodell. Diese Pegeldifferenz deckt sich mit dem Spektrum aus Abbildung 5.22. Dort lag das Hintergrundrauschen für die Leermessung ungefähr 2 dB unter dem Pegel für die Messung mit Halbmodell.

Abbildung 5.29 zeigt das Potenzgesetz für die Leermessung, wobei in diesem Fall an die Position der Seitenkante fokussiert wird. Es zeigt sich ein ähnlicher Zusammenhang von $\Pi_{f,o} \propto u^{7.43}$. D. h. auch im Fall der fokussierten Schallleistung

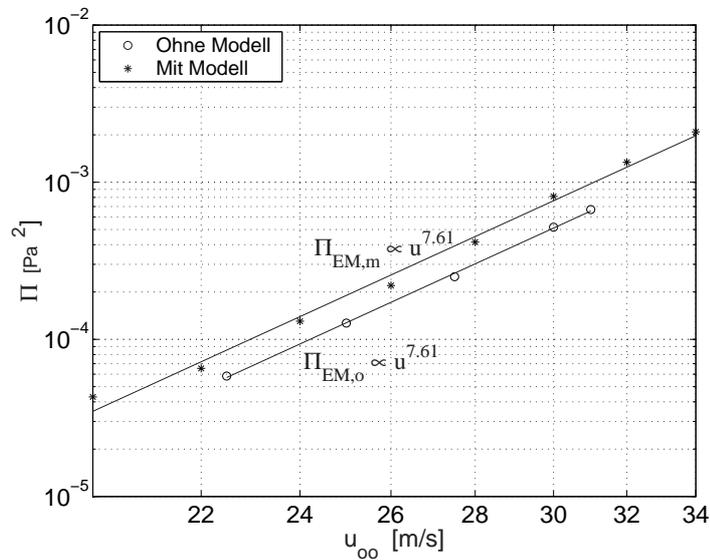


Abbildung 5.28: Potenzgesetz für ein Einzelmikrofon im Mikrofon-Array. Verglichen werden die Schalleistungen ohne Π_{EMo} und mit Π_{EMm} Halbmodell. Die Schalleistung wird jeweils für die 3150 Hz-Terz berechnet. Das Potenzgesetz ist jeweils als Zahlenwert und als durchgezogene Linie angegeben.

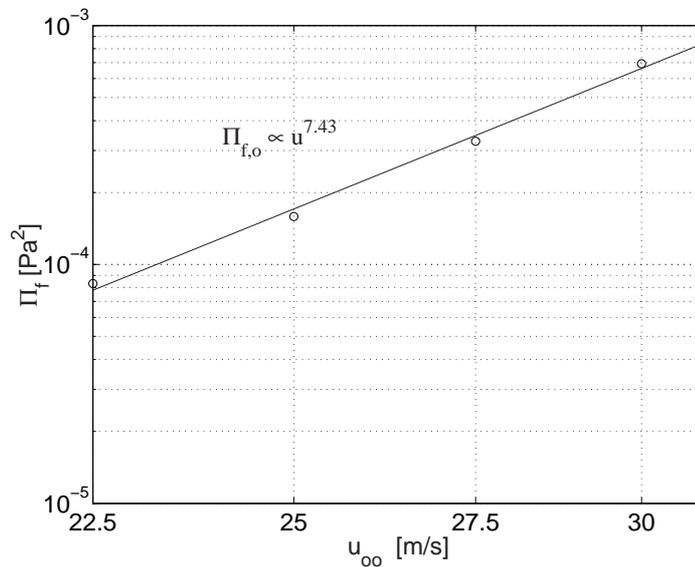


Abbildung 5.29: Potenzgesetz für den Fall ohne Halbmodell $\Pi_{f,o}$. Die Fokusposition entspricht dabei der des Seitenkanten-Geräusches. Die Schalleistung wird jeweils für die 3150 Hz-Terz berechnet.

wird der Pegel durch die Grenzschichtschwankungen bestimmt, solange keine dominanten Quellen in der Teststrecke vorhanden sind. Die Potenzgesetze in Abbildung 5.27 zeigen für die beiden dominanten Schallquellen des SCCH-Modells einen deutlich anderen Zusammenhang. Die Potenzgesetze der Schallquellen am SCCH-Modell können demnach von denen der Grenzschichtschwankungen separiert werden.

Die Spektren aus Abbildung 5.26 werden jetzt mit dem erhaltenen Potenzgesetz normiert, um zu untersuchen, ob sich die Spektren durch eine Kurve abbilden lassen. Außerdem zeigt sich auf diese Weise, in welchem Frequenzbereich das erhaltene Gesetz gilt. Die jeweils gemessene fokussierte Schallleistung wird mit

$$\Pi_n = u_\infty^{5.04} \quad (5.2)$$

normiert. Für den dargestellte Schalldruckpegel gilt daher:

$$L_{p,f,n} = 10 \log_{10} \left(\frac{p_f^2}{u_\infty^{5.04} p_o^2} \right) = L_{p,f} - 50.4 \log_{10}(u_\infty) \quad (5.3)$$

mit $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$. Dieser normierte fokussierte Schalldruckpegel wird über der St -Zahl aufgetragen, die hier mit der Dicke d_F der Hinterkantenklappe gebildet wird (siehe Abschnitt 1.2). Als charakteristische Geschwindigkeit wird die jeweils vorliegende Anströmgeschwindigkeit verwendet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.30. Dargestellt ist der Bereich zwischen $0.5 < St_d < 2$. Dies entspricht bei $u_\infty = 30 \text{ m/s}$: $1500 < f < 6000 \text{ Hz}$ und stellt den interessanten Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches dar. Die Spektren fallen für STROUHAL-Zahlen $0.85 \leq St_d \leq 1.3$ aufeinander. Das Seitenkanten-Geräusch kann in diesem Bereich gut durch das erhaltene Potenzgesetz wiedergegeben werden. Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches liegt bei $St_d \approx 0.97$.

Außerhalb des Bereiches $0.85 \leq St_d \leq 1.3$ driften die Spektren auseinander. Dies ist damit zu erklären, dass hier andere Potenzgesetze gelten.

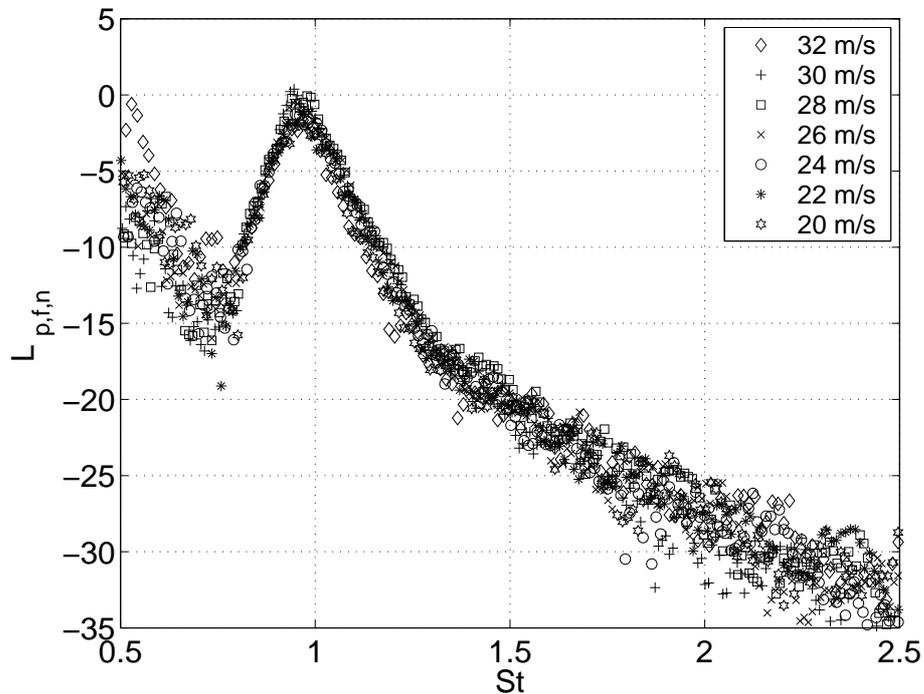


Abbildung 5.30: Fokussierter Schalldruckpegel [dB] dargestellt über der normierten Frequenz St_d für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten bei $\alpha = 10^\circ$ an der Seitenkante der Hinterkantenklappe. Der Pegel ist normiert nach Gl. (5.3).

5.6 Position des Seitenkanten-Geräusches

In diesem Abschnitt wird die Änderung der Position des Seitenkanten-Geräusches in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht. Dazu wird das Maximum der Schalleistung entlang der Seitenkante für $0.0 \leq x/c_F \leq 1.0$ bei der jeweiligen Terzbandmittenfrequenz bestimmt. Dabei bedeutet c_F die Sehnenlänge der Seitenkante. Die Versuchskonfiguration war hierbei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s und entsprach damit dem Fall maximaler Schallemission an der Seitenkante.

Die jeweils ermittelte Position des Maximums ist in Abbildung 5.31 über der Frequenz aufgetragen. Der Abstand x/c_F ist von der Vorderkante der Hinterkantenklappe gemessen. Es ist zu erkennen, dass das Maximum des Seitenkanten-Geräusches bei 2.5 kHz an der Position $x/c_F \approx 0.7$ liegt und mit höheren Frequenzen an die Vorderkante wandert. Für sehr hohe Frequenzen befindet sich die maximale Schallabstrahlung fast direkt an der Vorderkante bei $x/c_F = 0.02$. Für Frequenzen $f < 2.5$ kHz existiert keine dominante Schallquelle an der Seitenkante.

5.6. POSITION DES SEITENKANTEN-GERÄUSCHES

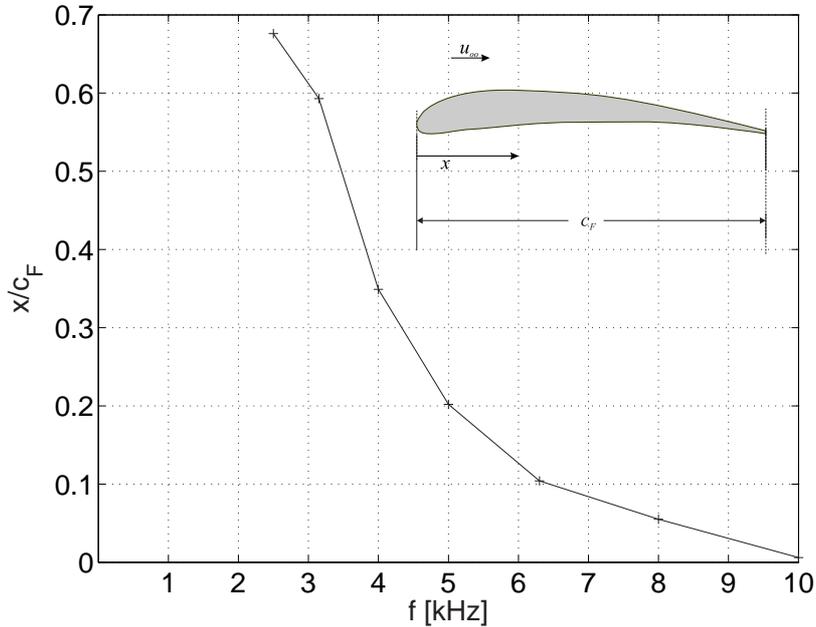


Abbildung 5.31: Position x/c_F der maximalen Schallabstrahlung des Seitenkanten-Geräusches in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Versuchskonfiguration war $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Im oberen rechten Bereich des Diagramms ist die Seitenansicht der Hinterkantenklappe skizziert. Die Sehnenlänge c_F und die Orientierung der x -Achse für diese Darstellung sind angegeben.

Dieses Ergebnis ist, wie im Abschnitt 5.7 zu sehen ist, äußerst wichtig für die Interpretation des physikalischen Entstehungsmechanismus des Seitenkanten-Geräusches. Die hochfrequenten Schallemissionen setzen bereits nach einer sehr kurzen Lauflänge von $x/c_F = 0.02$ ein. Dies deutet darauf hin, dass auch die Scherschichten an dem Entstehungsmechanismus des Seitenkanten-Geräusches beteiligt sind, da sich der Hauptwirbel auf der Saugseite erst bei $x/c_F > 0.22$ ausbildet (siehe Abbildung 5.33 auf S. 136). Die Wirbelstrukturen an der Seitenkante werden mit zunehmender Lauflänge größer und führen zu tieffrequenteren Druckschwankungen. Daher wandert das Maximum der Schallabstrahlung mit tieferen Frequenzen weiter stromab. Diese Zusammenhänge werden durch die PIV-Messungen in Abschnitt 5.7 bestätigt.

Das Ergebnis zeigt außerdem, dass sehr kleine Variationen in der Quellposition mit dem vorliegenden Mikrofon-Array bestimmt werden können.

Zusammenfassung und Vergleich mit Literaturergebnissen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse der aeroakustischen Schallquellen auf dem SCCH-Modell stimmen zum großen Teil überein mit experimentellen Ergebnissen aus der Literatur. Schallquellen werden in den dargestellten Messungen lokalisiert an der äußeren Randkante des Hauptflügels, an den Halterungen und in der Aussparung des Vorflügels, an der Seitenkante der Hinterkantenklappe und am Spalt zwischen Vorflügel und Rumpf. Damit werden mit Hilfe des Mikrofon-Arrays nahezu alle in der Literatur bekannten Schallquellen auf dem SCCH-Modell wiedergefunden (s. Abschnitt 1.1). Das Hinterkanten-Geräusch wird bei diesem Modell nicht beobachtet.

Das Seitenkanten-Geräusch wird als eine wichtige Schallquelle des hier verwendeten SCCH-Modells ausgemacht. Dies stimmt mit Ergebnissen aus van der Wal & Sijtsma, 2001, Hayes et al., 1997 und Stoker et al., 2003 überein. Der Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches liegt in dieser Arbeit in dem Bereich $0.73 \leq St_d \leq 2.5$ mit einem Maximum bei $St_d \approx 0.97$, was sich mit den experimentellen Ergebnissen aus Tabelle 1.1 deckt.

Als weitere dominante Schallquelle ergibt sich das Slat-Horn-Geräusch, welches in wenigen Veröffentlichungen als wichtige Schallquelle genannt wird. Dies ist damit zu erklären, dass in vielen Experimenten generische Flügel verwendet werden, in welchen der Spalt zwischen Vorflügel und Rumpf nicht vorhanden ist. Hayes et al., 1997 und van der Wal & Sijtsma, 2001 untersuchen die Schallquellen zwar an realistischeren Modellen, führen die Messungen aber bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 5.5^\circ$ bzw $\alpha = 12^\circ$ durch. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen jedoch, dass das Slat-Horn-Geräusch erst für große Anstellwinkel die dominante Schallquelle ist.

In einer Vielzahl von Veröffentlichungen gehört neben dem Seitenkanten- das Slat-Cove-Geräusch zu den wichtigsten Schallquellen. Dieses Geräusch wird auch hier gemessen, weist jedoch einen geringeren Pegel als das Seitenkanten- oder das Slat-Horn-Geräusch auf. Die Veröffentlichungen zur Untersuchung des Slat-Cove-Geräusches verwenden in ihren Experimenten (Pott-Pollenske et al., 2003 und Smith & Chow, 2003) und numerischen Simulationen (Singer et al., 1999 und Takeda et al., 2001) in der Regel 2D Modelle mit ungepfeiltem Flügel. In einer solchen Anordnung stellen die am Vorflügel ablösenden Querwirbel stabile Strukturen dar. Bei einem gepfeiltem Hauptflügel werden diese 2D-Strukturen schneller instabil und zerfallen. Dadurch wird die abgestrahlte Schalleistung reduziert. Autoren, welche die aeroakustischen Schallquellen an Modellen mit gepfeiltem Flügel (Hayes et al., 1997) oder in Überflugmessungen (Michel et al., 1998, Stoker et al., 2003) untersuchen, zeigen, dass der Pegel des Slat-Cove-Geräusches unter dem des Seitenkanten-Geräusches liegt.

Die systematischen Untersuchungen der aeroakustischen Schallquellen hat ge-

zeigt, dass die Verteilung der Quellen auf dem Modell stark vom Anstellwinkel abhängt. Bereits bei einer Erhöhung des Anstellwinkels von $\alpha = 10^\circ$ auf $\alpha = 16^\circ$ fällt der Pegel des Seitenkanten-Geräusches für $f_m = 3.15$ kHz um 9 dB während das Slat-Horn-Geräusch um den gleichen Wert ansteigt. Eine solche systematische Untersuchung der Quellverteilung in Abhängigkeit vom Anstellwinkel ist bisher noch nicht durchgeführt worden. Daher existieren auch keine Untersuchungen in der Literatur, mit denen die hier erhaltenen Ergebnisse verglichen werden können.

Die Potenzgesetze einzelner Schallquellen wurden ebenfalls untersucht und ergaben für das Seitenkanten-Geräusch einen Zusammenhang von $p_{SK}^2 \propto u^{5.04}$, was mit den in Crighton, 1991 vorgestellten theoretischen und experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. An einem 2D-Modell finden Perennes & Roger, 1998 einen Zusammenhang von $p_{SK}^2 \propto u^{5.3}$ und Meadows et al., 1997 von $p_{SK}^2 \propto u^{5.0}$. Das Potenzgesetz an Modellen mit gepfeiltem Flügel wurden in der Literatur bisher noch nicht untersucht.

Ein wichtiges Ergebnis der Mikrofon-Array Messungen zeigt, dass die Position der maximalen Schallabstrahlung des Seitenkanten-Geräusches von der Frequenz abhängt. Mit tiefer werdenden Frequenzen wandert das Geräusch von der Vorderkante der Klappe ausgehend stromab. Dies ist dadurch zu erklären, dass die kleineren Wirbelstrukturen im vorderen Bereich der Seitenkante mit zunehmender Lauflänge anwachsen und damit zu tieffrequenteren Druckschwankungen führen. Dieser Mechanismus wird durch die PIV-Messungen an der Seitenkante im folgenden Abschnitt bestätigt.

5.7 Das Strömungsfeld an der Seitenkante

Die PIV-Messungen wurden an einer einzelnen ungepfeilten Hinterkantenklappe ohne Hauptflügel und nicht an dem SCCH-Modell durchgeführt (s. Abschnitt 3.2). Die auf diese Weise erzielten Ergebnisse sind daher zwar nicht direkt auf die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse übertragbar. Sie geben jedoch einen Einblick in die prinzipiellen physikalischen Mechanismen des Strömungsfeldes an der Seitenkante und damit in die Entstehung des Seitenkanten-Geräusches.

Abbildung 5.32 zeigt die über 50 Einzelbilder gemittelte Wirbelstärke an acht Messpositionen. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -80 (im Uhrzeigersinn, blau) und 130 (gegen den Uhrzeigersinn, rot). Der Anstellwinkel ist $\alpha = 6^\circ$ und die Anströmgeschwindigkeit beträgt $u_\infty = 20$ m/s. Dies entspricht einer *Re*-Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Flügels von $Re = 1.3 \cdot 10^5$. Der Lichtschnitt ist senkrecht zur Hauptströmungsrichtung orientiert. Die Messpositionen x/c_F werden in Abschnitt 3.2 genau beschrieben und sind in der Bildunterschrift für die einzelnen Messungen angege-

ben. Der Querschnitt des Flügels an der jeweiligen Messposition ist durch ein graues Rechteck markiert. Der Bereich unterhalb des Flügels ist abgeschattet und daher weiß eingefärbt.

Auf Grund der Umströmung der Seitenkante lösen zwei Scherschichten an den beiden Ecken ab. Bereits im vorderen Bereich des Flügels bei $x/c_F = 0.22$ sind zwei Bereiche mit positiver Wirbelstärkekonzentration an den Ecken zu erkennen, die sich sehr nah an der Oberfläche des Flügels befinden. In der Messebene $x/c_F = 0.32$ sind an den beiden Ecken zwei gekrümmte Scherschichten zu beobachten.

In der Literatur zur Entstehung des Seitenkantenwirbels (siehe Abschnitt 1.2) wird häufig davon ausgegangen, dass ein Hauptwirbel auf der Saugseite des Flügels aus der Verschmelzung zweier Einzelwirbel entsteht. Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen jedoch einen etwas anderen Prozess. Bei $x/c_F = 0.43$ erkennt man einen Wirbel auf der Saugseite, welcher sich etwas von der Oberfläche abhebt. An der Seitenkante zeigt sich jedoch, dass die dort ablösende Scherschicht sich nicht zu einem Wirbel einrollt. Diese gekrümmte Scherschicht erreicht bei $x/c_F = 0.53$ die obere Saugseitenecke und füllt damit die gesamte Seitenkante aus. Sie beginnt ab der Position $x/c_F = 0.63$ mit der oberen Scherschicht zu interagieren. Hier hebt der Staupunkt von der Saugseitenecke ab. Die Scherschicht fließt um die Saugseitenecke und führt dem oberen Wirbel damit zusätzliche Wirbelstärke zu. Dieser entfernt sich bei $x/c_F = 0.73$ weiter von der Oberfläche und die maximale Wirbelstärke im Kernbereich steigt an. Bei $x/c_F = 0.83$ scheint die untere Scherschicht die einzige Quelle an zusätzlicher Wirbelstärke für den Hauptwirbel auf der Saugseite zu sein.

Der Hauptwirbel interagiert ab der Messposition $x/c_F = 0.53$ zudem mit der Saugseite des Flügels, was an dem Rückströmgebiet und der damit verbundenen negativen Wirbelstärke zu erkennen ist. Dieser Effekt nimmt mit zunehmender Lauflänge zu und führt zu einem relativ großen Gebiet an negativer Wirbelstärke bei $x/c_F = 0.83$. Das Rückstromgebiet auf der Saugseite ist zudem dafür verantwortlich, dass im hinteren Bereich des Flügels an der Saugseitenecke keine Scherschichtablösung mehr beobachtet wird.

Abbildung 5.33 zeigt die gemittelte Wirbelstärke bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 12^\circ$. Die gezeigten Ergebnisse ähneln denen aus Abbildung 5.32. Die untere gekrümmte Scherschicht hebt vollständig von der Seitenkante ab und erreicht bereits an der Position $x/c_F = 0.32$ die obere Ecke. Das Bild bei $x/c_F = 0.43$ zeigt ein ähnliches Ergebnis wie der Fall $x/c_F = 0.63$ bei dem Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$. Die Scherschicht der unteren Ecke beginnt hier mit der oberen Saugseitenecke zu interagieren und der Staupunkt hebt von der Saugseitenecke ab. Die Scherschicht fließt um die Saugseitenecke und erhöht die maximale Wirbelstärke im Kernbereich des Hauptwirbels.

Die Interaktion zwischen dem Hauptwirbel und der Flügeloberfläche führt

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE

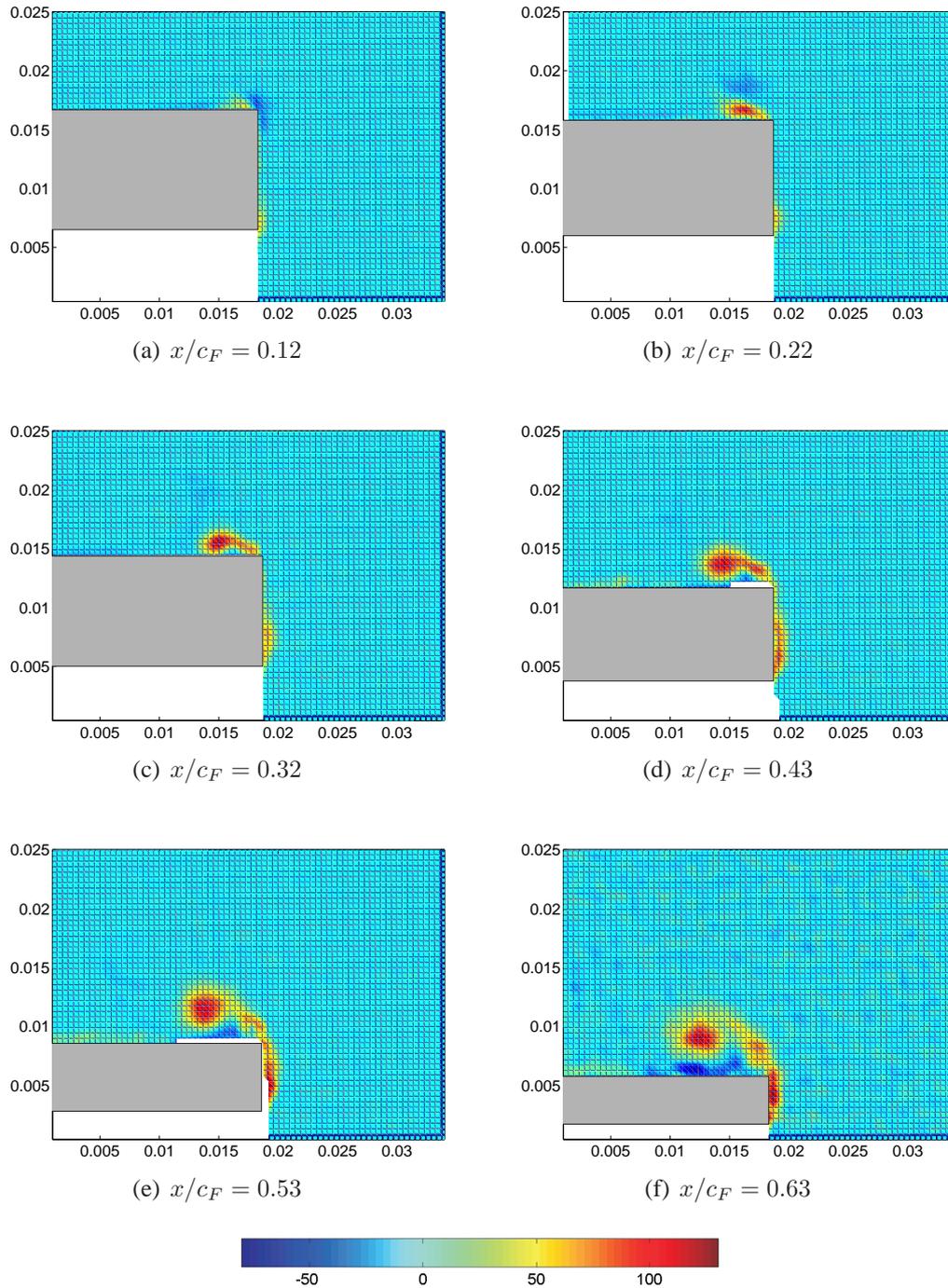
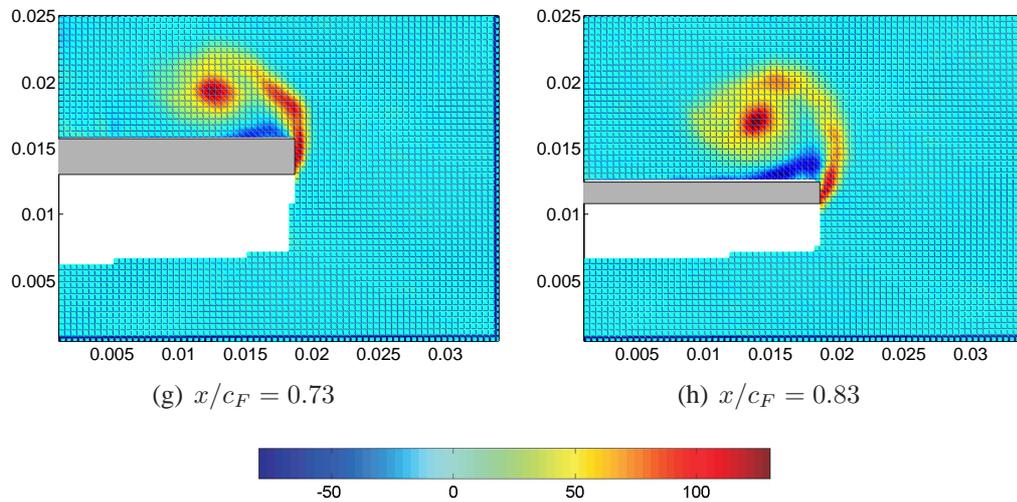


Abbildung 5.32: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 6^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -80 (im Uhrzeigersinn, blau) und 130 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).



Forts.: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 6^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist jeweils angegeben. Dargestellt ist $\omega_x c_F/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -80 und 130 .

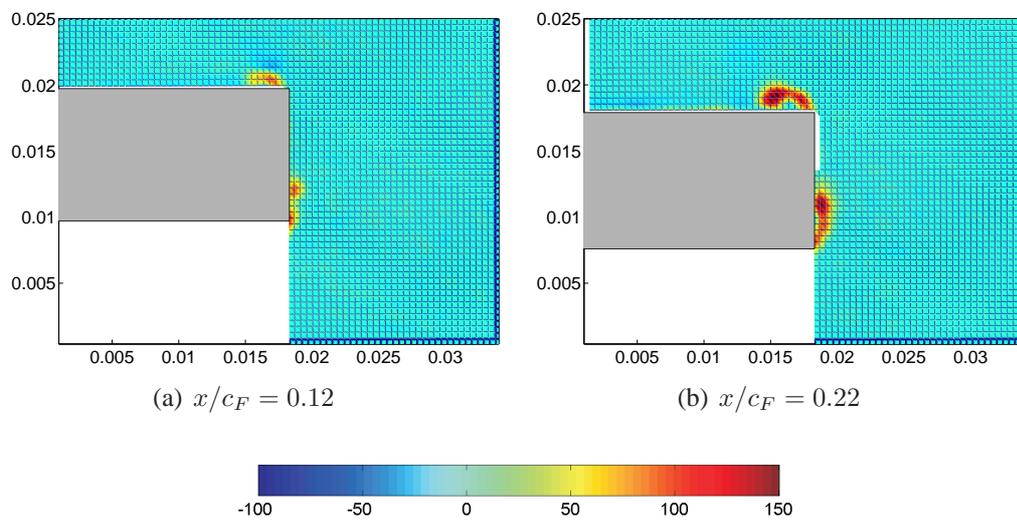
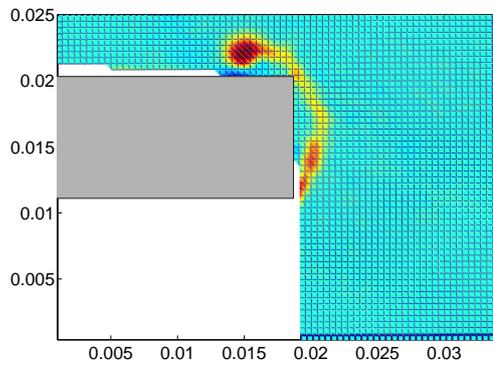
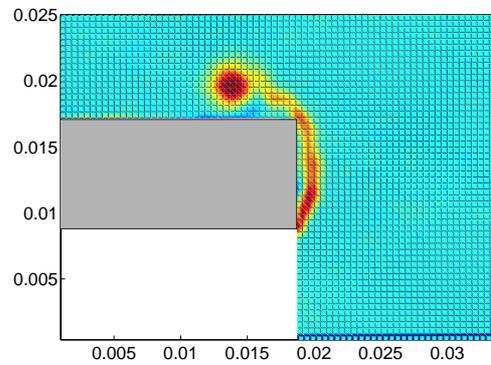


Abbildung 5.33: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot). Die maximale Wirbelstärke liegt damit 15.4% über der maximalen Wirbelstärke bei $\alpha = 6^\circ$.

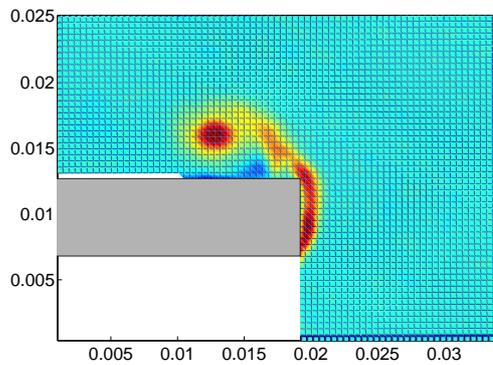
5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE



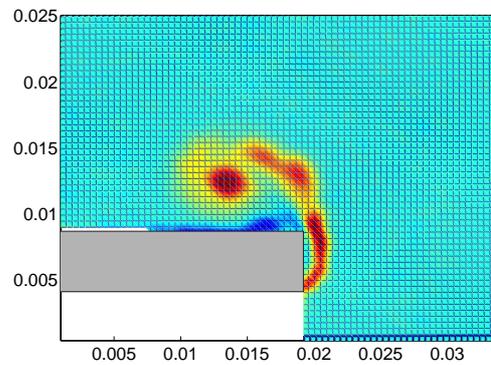
(c) $x/c_F = 0.32$



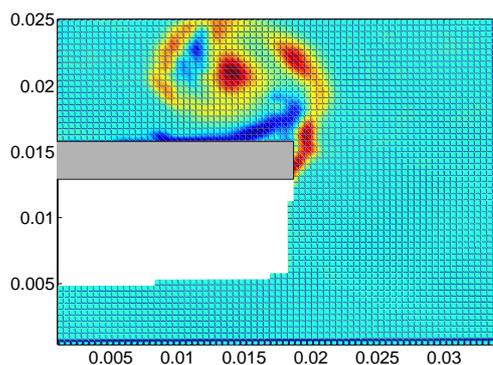
(d) $x/c_F = 0.43$



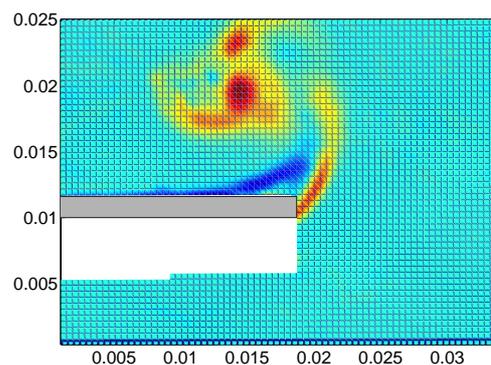
(e) $x/c_F = 0.53$



(f) $x/c_F = 0.63$



(g) $x/c_F = 0.73$



(h) $x/c_F = 0.83$



Forts.: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 und 150 .

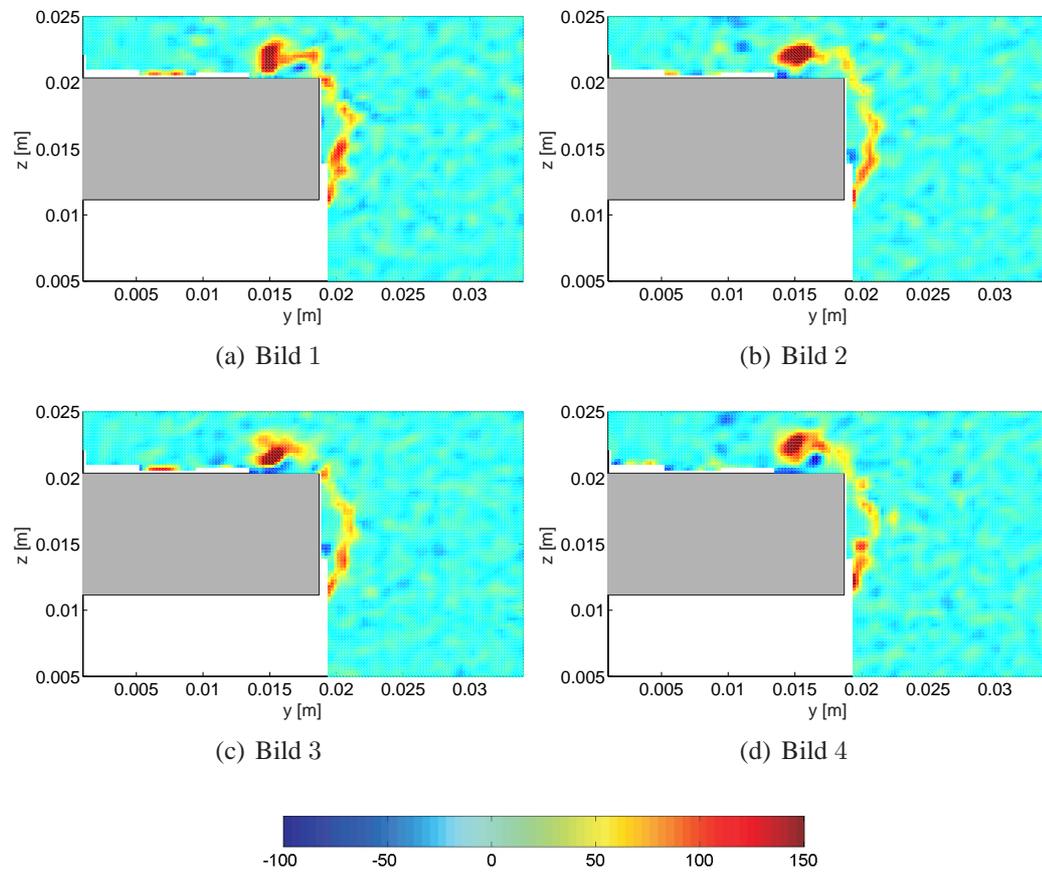


Abbildung 5.34: Instantane Wirbelstärkeverteilung an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist $x/c_F = 0.32$. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 und 150 . Die Zeitdifferenz zwischen den vier aufeinander folgenden Bildern beträgt 0.25 s.

auch hier zu der Ausbildung eines Rückströmgebiets mit negativer Wirbelstärke. Dieser Prozess beginnt bei $x/c_F = 0.43$ und nimmt mit zunehmender Lauflänge zu. Bei $x/c_F = 0.73$ wird negative Wirbelstärke sogar mit in den Hauptwirbel eingerollt. Im hinteren Bereich des Flügels entfernt sich der Hauptwirbel auch bei diesem Anstellwinkel weiter von der Oberfläche. Es fällt auf, dass die Wirbelstärkeverteilung im hinteren Bereich inhomogener ist, als für den Fall $\alpha = 6^\circ$. Im Außenbereich des Wirbels sind kleinere Wirbelstrukturen mit teilweise negativer Wirbelstärke zu erkennen. Der Wirbel ist bei $x/c_F = 0.73$ und $x/c_F = 0.83$ nicht axialsymmetrisch und die inhomogene Wirbelstärkeverteilung lässt eine instationäre Dynamik der Wirbelstärke vermuten.

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE

Abbildung 5.34 zeigt vier aufeinander folgende instantane Wirbelstärkefelder an der Messposition $x/c_F = 0.32$. Der zeitliche Abstand zwischen den Bildern beträgt 0.25 s. Die Farbkodierung entspricht der aus Abbildung 5.32. Die gekrümmte Scherschicht, welche an der unteren Ecke ablöst, scheint instabil zu sein. Kleinere wirbelartige Strukturen entstehen an der unteren und konvektieren zur oberen Ecke. Die Scherschicht interagiert mit der oberen Ecke, fließt um diese herum und vereinigt sich mit dem Wirbel auf der Saugseite.

In Abbildung 5.35 befindet sich die Messposition bei $x/c_F = 0.73$. Das Wirbelstärkefeld des Hauptwirbels auf der Saugseite zeigt eine sehr inhomogene Verteilung und deutet auf eine instationäre Dynamik der Wirbelstärke hin. Dies kann auf zwei Mechanismen im Strömungsfeld zurückgeführt werden.

1. Die an der unteren Ecke ablösende Scherschicht ist instabil. Die Wirbelstärke ist in kleinen Wirbelstrukturen konzentriert, welche das Strömungsfeld des Hauptwirbels beeinflussen.
2. Auf Grund des kleinen Abstandes zwischen dem Wirbel auf der Saugseite und der festen Oberfläche entsteht ein Rezirkulationsgebiet auf der Saugseite des Flügels, zu erkennen an der negativen Wirbelstärke in diesem Bereich. Diese Wirbelstrukturen, welche einen zum Hauptwirbel entgegengesetzten Drehsinn aufweisen, werden in den Hauptwirbel mit eingerollt. Damit weist das Wirbelstärkefeld eine sehr inhomogene Verteilung von positiver (rot) und negativer (blau) Wirbelstärke auf, was die Wirbelinstabilität zusätzlich unterstützt.

Die Hauptphänomene des Strömungsfeldes im Nahfeld der Seitenkante lassen sich demnach wie folgt zusammenfassen:

- Im vorderen Bereich der Seitenkante lösen zwei Scherschichten an der Saug- und der Druckseitenecke ab.
- Die stärkere Scherschicht der Druckseitenecke ist gekrümmt und scheint instabil zu sein. Im weiteren Verlauf der Seitenkante interagiert sie mit der oberen Ecke und führt dem Hauptwirbel Wirbelstärke zu.
- Auf der Saugseite des Flügels entsteht auf Grund des geringen Abstandes zwischen Wirbelstruktur und Flügeloberfläche ein Rückstromgebiet. Es ist die Entwicklung von negativer Wirbelstärke zu beobachten. Diese wird im hinteren Bereich der Seitenkante in den Hauptwirbel mit eingerollt.
- Die Wirbelstruktur auf der Saugseite zeigt eine sehr inhomogene Wirbelstärkeverteilung, welche auf eine instationäre Dynamik der Wirbelstärke hindeutet.

Dies wird durch die Ergebnisse in Abbildung 5.36 bestätigt. Die Abbildung zeigt die normierten REYNOLDSSchen Spannungen $\overline{u'v'}/u_\infty^2$ an den Messebenen $x/c_F = 0.32$ und $x/c_F = 0.73$. Diese werden berechnet aus 100 Einzelmessungen (siehe Abschnitt 4.3.5).

Die Ergebnisse in der Messebene $x/c_F = 0.32$ zeigen starke instationäre Schwankungen an der unteren Ecke. Hier löst die untere Scherschicht ab. Die Position dieser gekrümmten Scherschicht ist gut an den $\overline{u'v'}$ -Schwankungen zu erkennen, was die These über ihre Instabilität unterstützt. An der oberen Ecke der Seitenkante sind ebenfalls sehr hohe Werte der $\overline{u'v'}$ -Terme zu beobachten. Hier findet demnach eine Interaktion zwischen den Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes und der Ecke statt.

An der Messebene $x/c_F = 0.73$ beobachtet man die stark instationäre Dynamik des Hauptwirbels oberhalb der Saugseite. Diese Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes befinden sich sehr nah an der festen Oberfläche des Flügels. Außerdem zeigt diese Abbildung ebenfalls die instationäre Dynamik der unteren Scherschicht.

Die instationäre Bewegung der Wirbelstärke in der Nähe der Flügeloberfläche insbesondere bei $\alpha = 12^\circ$ stellt eine sehr effektive Schallquelle dar. Die zeitlichen Schwankungen des Terms $\omega \times \mathbf{v}$ sind hier besonders groß und führen nach Gl. (2.10) zu einer Schallemission ins Fernfeld. Dieser Effekt wird durch die negative Wirbelstärke, welche in dem Rezirkulationsgebiet auf der Saugseite entsteht, verstärkt. Die Oberfläche des Flügels ist damit nicht nur als Randbedingung des akustischen Feldes von Bedeutung, sondern verstärkt auch durch die direkte Veränderung des Strömungsfeldes die Schallemission. Die instationäre Wirbelstärkeverteilung in der Hauptwirbelstruktur kann wahrscheinlich auf die an der unteren Ecke ablösende Scherschicht zurückgeführt werden. Die Instabilität der Scherschicht regt das Wirbelsystem auf der Saugseite zu instationären Schwankungen an. Diese Kopplung der beiden schwingungsfähigen Systeme wurde bereits in der theoretischen Arbeit von Sen, 1997 als ein Quellmechanismus des Seitenkanten-Geräusches vermutet. Die gekrümmte Scherschicht stellt auch selber eine effektive Schallquelle dar, was Khorrami & Singer, 1999 in einer Stabilitätsanalyse gezeigt haben. Insbesondere die Interaktion dieser Scherschicht mit der oberen Ecke führt zu starken Schallemissionen.

Die starke Schallemission kann demnach durch das instationäre Wirbelstärkefeld im Bereich der Seitenkante erklärt werden. Im Folgenden werden Ergebnisse aus den Nachlaufmessungen, also der weiteren Entwicklung des Seitenkantenwirbels, vorgestellt. Die Frage ist dabei, ob die instationäre Struktur des Nahfeldwirbels in den Nachlaufmessungen wiederzufinden ist.

Abbildung 5.37 zeigt die Wirbelstärke gemittelt aus 50 Einzelbildern für den Anstellwinkel $\alpha = 12^\circ$. Die Position der Lichtschnitte liegt bei $x/c_F = 1.44$ und $x/c_F = 3.46$ gemessen von der Vorderkante des Flügels. Vor der Mittelung der

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE

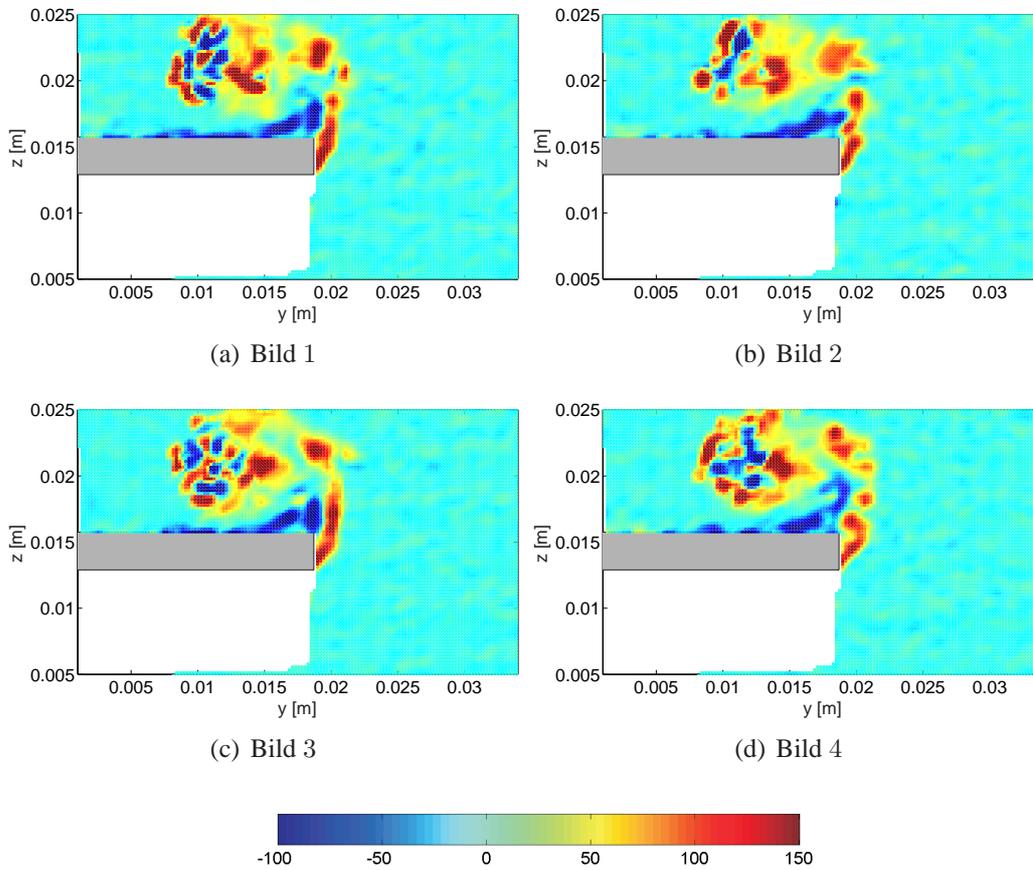


Abbildung 5.35: Instantane Wirbelstärkeverteilung an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes ist $x/c_F = 0.73$.

Einzelbilder wird das berechnete Wirbelstärkefeld interpoliert und entsprechend der maximalen Wirbelstärke verschoben, so dass alle 50 Wirbelstärkemaxima aufeinander liegen. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich an der Position der maximalen Wirbelstärke.

Für den Abstand $x/c_F = 1.44$ zur Vorderkante des Flügels ist das Aufrollen der ablösenden Scherschichten zu dem Seitenkantenwirbel deutlich an der spiralförmigen Wirbelstärkekonzentration zu erkennen. Das Aufrollen der Scherschichten ist bei $x/c_F = 3.46$ weitgehend abgeschlossen. Die Scherschichtspirale kann in Abbildung 5.37 b nicht mehr ausgemacht werden. Die starke viskose Diffusion in diesem Bereich sorgt für die schnelle Ausbildung eines axialsymmetrischen Wirbels.

Das Einrollen der Scherschicht in die Wirbelstruktur führt dazu, dass die ma-

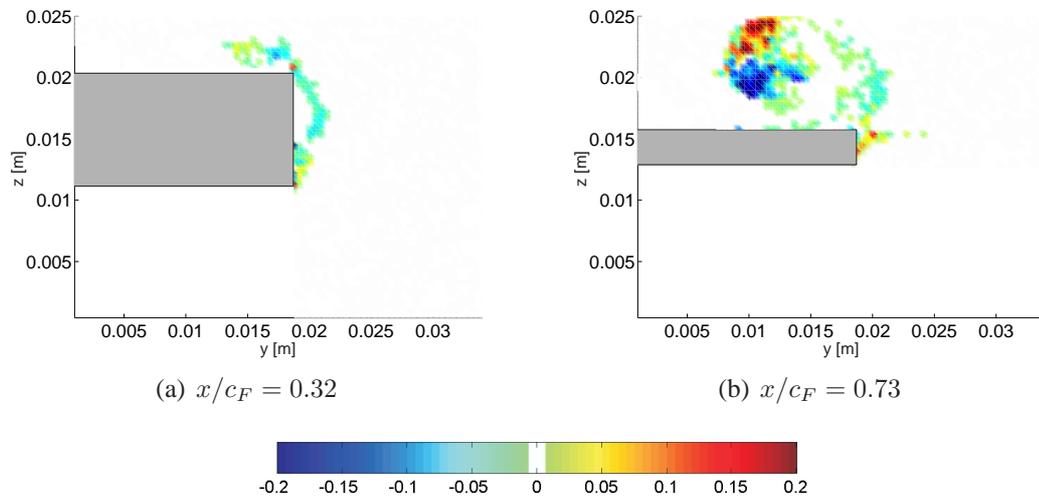
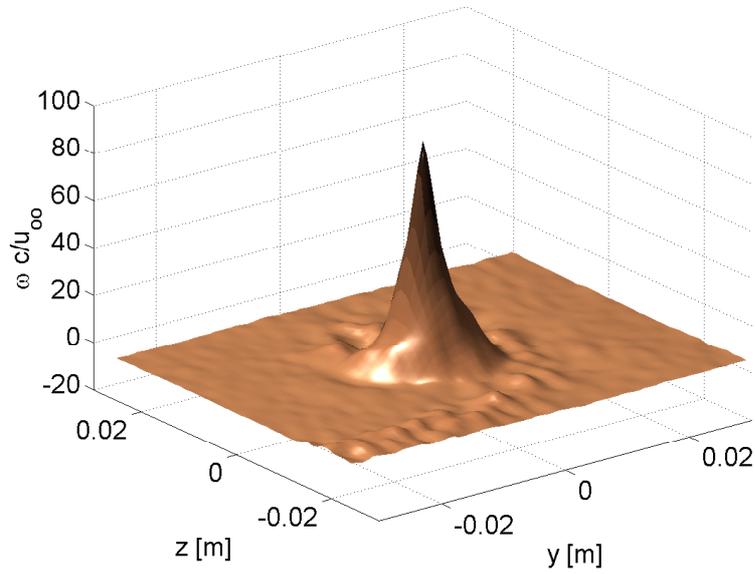


Abbildung 5.36: REYNOLDS-Spannungen an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s ermittelt aus 100 Einzelbildern. Die Position der Messebene ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Spannung $\overline{u'v'}/u_\infty^2$. Der Bereich $[-0.006, +0.006]$ ist als weiße Farbe gesetzt.

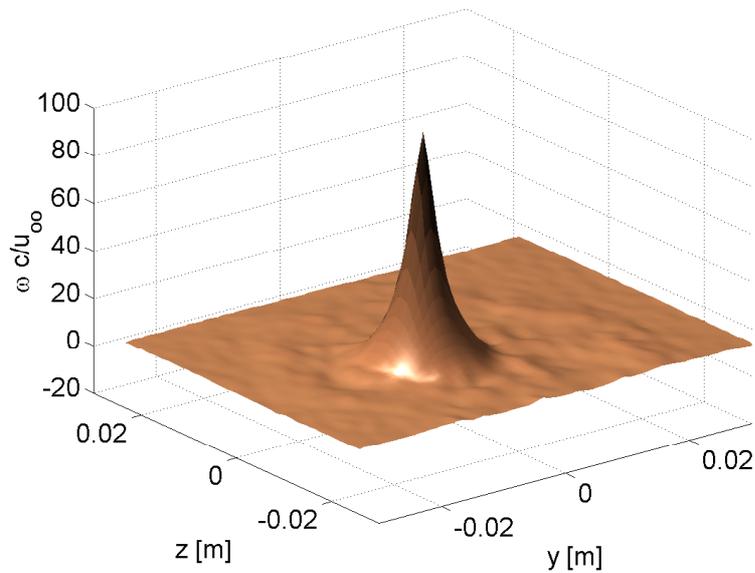
ximale Wirbelstärke mit zunehmendem Abstand zur Hinterkante zunimmt. Dieser Mechanismus ist offensichtlich stärker als die physikalisch Dissipation durch die Zähigkeit des Fluids. Die Zunahme der Wirbelstärke lässt sich jedoch nicht für alle Anstellwinkel messen. Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht über die maximale Wirbelstärke für die verschiedenen Anstellwinkel und Messpositionen. Die Werte sind aus denselben 50 Einzelbildern berechnet worden, welche die Grundlage für die gemittelten Wirbelstärkefelder in Abbildung 5.37 bilden. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 12^\circ$ nimmt die maximale Wirbelstärke mit zunehmender Lauflänge zu. Für $\alpha = 6^\circ$ und 0° ist dies nicht der Fall. Die Wirbelstärke steigt hier bei $x/c_F = 2.46$ zunächst an und fällt dann wieder ab. Der Wirbel sammelt also zunächst die Wirbelstärke aus den ablösenden Scherschichten ein und erhöht damit seine maximale Wirbelstärke. Mit zunehmender Lauflänge überwiegen jedoch die dissipativen Prozesse, welche die maximale Wirbelstärke im Kernbereich reduzieren.

In Tabelle 5.1 sind außerdem die maximalen Geschwindigkeiten und die Standardabweichungen der Wirbelkernposition angegeben. Die Standardabweichung, jeweils in x und in y -Richtung, bleibt für $\alpha = 6^\circ$ und 12° bei allen Messpositionen nahezu konstant. Für $\alpha = 0^\circ$ springt die Standardabweichung für die zweite Messposition $x/c_F = 2.45$ von $(\sigma_x, \sigma_y) = (0.5, 0.73)$ auf $(\sigma_x, \sigma_y) = (1.34, 1.04)$ und wächst bis zur dritten Position nochmal an. Der Wirbel wird also instationär und hat eine maximale Standardabweichung von $\sigma_x = 2.01$ px bei $x/c_F = 3.46$.

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE



(a) $x/c_F = 1.44$



(b) $x/c_F = 3.46$

Abbildung 5.37: Gemittelte Wirbelstärke im Nachlauf der Seitenkante bei $u_\infty = 20$ m/s und $\alpha = 12^\circ$. Die Position der Messebene ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -20 und 100 . Vor der Mittelung der Einzelbilder wird das berechnete Wirbelstärkefeld interpoliert und entsprechend der maximalen Wirbelstärke verschoben, so dass alle 50 Wirbelstärkemaxima aufeinander liegen. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich an der Position der maximalen Wirbelstärke.

Tabelle 5.1: Kenndaten der gemessenen Wirbel. Angegeben ist die maximale Wirbelstärke und die maximale Strömungsgeschwindigkeit $|\mathbf{u}| = \sqrt{v^2 + w^2}$. Außerdem wird die Standardabweichung σ der Wirbelkernposition jeweils in x - und y -Richtung angegeben.

	σ_x [px]	σ_y [px]	$\omega_{max} c/u_\infty$	$ \mathbf{u} _{max}$ [m/s]
$x/c_F = 1.44 \quad \alpha = 0^\circ$	0.50	0.73	26.6	5.8
$x/c_F = 1.44 \quad \alpha = 6^\circ$	0.56	0.54	67.1	15.0
$x/c_F = 1.44 \quad \alpha = 12^\circ$	0.67	0.75	91.6	21.4
$x/c_F = 2.45 \quad \alpha = 0^\circ$	1.34	1.04	38.9	7.1
$x/c_F = 2.45 \quad \alpha = 6^\circ$	0.66	0.51	69.8	11.9
$x/c_F = 2.45 \quad \alpha = 12^\circ$	0.50	0.65	96.4	19.5
$x/c_F = 3.46 \quad \alpha = 0^\circ$	2.01	1.60	27.9	6.1
$x/c_F = 3.46 \quad \alpha = 6^\circ$	0.68	0.79	58.2	14.1
$x/c_F = 3.46 \quad \alpha = 12^\circ$	0.50	0.65	97.5	19.9

Wird an dieser Position der Anstellwinkel jedoch erhöht, führt dies offenbar zu einer Stabilisierung des Wirbels im Nachlauf. Die Standardabweichung sinkt für $\alpha = 12^\circ$ auf $(\sigma_x, \sigma_y) = (0.5, 0.65)$ ab.

Abbildung 5.38 zeigt die mit der Anströmgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeitskomponente w entlang der y -Achse für $z = 0$. Die Geschwindigkeitswerte ergeben sich aus der Mittelung von 50 Einzelmessungen, wobei die Geschwindigkeitsfelder der Einzelmessungen vor der Mittelung entsprechend der maximalen Wirbelstärke verschoben werden, so dass alle 50 Wirbelstärkemaxima aufeinander liegen. Dies entspricht der Berechnung in Abbildung 5.37. Der Ursprung des Koordinatensystems wird dann innerhalb der (y, z) -Ebene an die Position maximaler Wirbelstärke verschoben. Die Messebene liegt bei $x/c_F = 3.46$ und der jeweilige Anstellwinkel ist in der Legende angegeben.

Das Geschwindigkeitsprofil zeigt die typische Verteilung eines voll entwickelten, axialsymmetrischen Wirbels. Die Geschwindigkeit ist im Zentrum des Wirbels Null und steigt mit einem großen Gradienten zur maximalen Geschwindigkeit an. Im Außenbereich fällt sie mit $w \propto r^{-0.77}$ ab, also etwas langsamer als für die laminaren Rankine- oder Hamel-Oseen-Wirbel. Dieser Zusammenhang wurde über eine lineare Regression der logarithmierten Funktion $w = r^x$ aus Abbildung 5.38 bestimmt.

Qualitativ zeigen diese Ergebnisse, dass sich aus der instationären Wirbelstärkeverteilung an der Seitenkante bereits nach 2 – 3 Sehnenlängen des Flügels ein fast axialsymmetrischer Linienwirbel entwickelt hat, der nahezu stationär ist. Im Folgenden wird daher untersucht, ob der hier gemessene Wirbel in einen turbulen-

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE

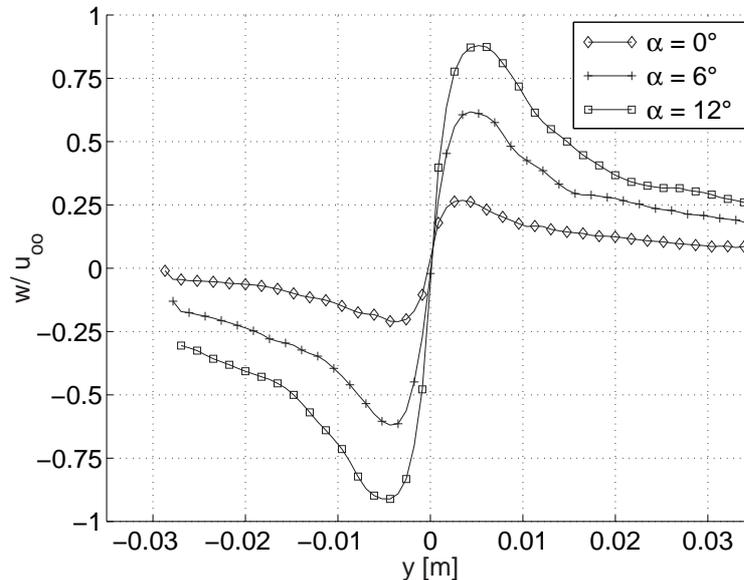


Abbildung 5.38: Normierte Geschwindigkeitskomponente w/u_{∞} entlang der y -Achse für $z = 0$. Die Messebene liegt bei $x/c_F = 3.46$ und die Anstellwinkel sind in der Legende angegeben.

ten Linienwirbel übergeht, wie er in Phillips, 1981 analytisch beschrieben wird. Die tangentielle Geschwindigkeit u_{θ} und die Zirkulation Γ werden dazu in Polarkoordinaten in Abhängigkeit vom Radius r dargestellt, wobei $r = 0$ das Zentrum des Wirbels angibt. Der Radius r_1 , an dem das Maximum der tangentialen Geschwindigkeit $u_{\theta 1}$ erreicht wird, stellt den Wirbelkernradius dar. Die Berechnung dieser Größen wird in Abschnitt 4.3.5 genauer dargestellt.

Abbildung 5.39 gibt für $x/c_F = 3.46$ die Zirkulation über dem Radius r an. Die Zirkulation im Außenbereich des Wirbels bei $r \approx 0.02$ m gibt den linearen Zusammenhang zwischen Anstellwinkel und Zirkulation und damit dem Auftrieb des Flügels wieder. Der jeweilige Wirbelkernradius r_1 ist mit einem ausgefüllten Kreis an der Position $\Gamma_1 = \Gamma(r_1)$ markiert. Mit zunehmendem Anstellwinkel ist eine Aufweitung des Wirbelkernbereichs zu erkennen.

Abbildung 5.40 zeigt die normierte tangentielle Geschwindigkeit $u_{\theta}/u_{\theta 1}$ in Abhängigkeit vom normierten Radius r/r_1 . Die Geschwindigkeitsprofile der drei Anstellwinkel liegen für kleine Radien nahezu aufeinander. An der Position $x/c_F = 2.45$ driften die Geschwindigkeitsprofile für den Außenbereich des Wirbels ($r > 1.2 r_1$) auseinander. Bei $x/c_F = 3.46$ fallen die Kurven für alle Anstellwinkel in dem Bereich $r < 2.1 r_1$ auf ein Profil zusammen. Für größere Radien liegen die Geschwindigkeitsverteilungen von $\alpha = 6^\circ$ und $\alpha = 12^\circ$ auf einer

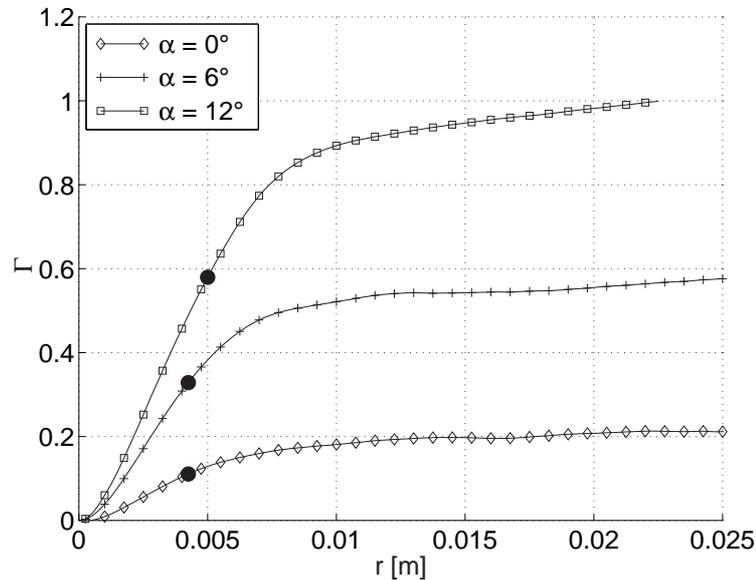


Abbildung 5.39: Zirkulation Γ für die angegebenen Anstellwinkel bei $x/c_F = 3.46$ dargestellt über dem Radius r . Der Radius r_1 , für den die tangentielle Geschwindigkeit maximal wird, ist durch ausgefüllte Kreise markiert.

Kurve. Im Vergleich zu $x/c_F = 2.45$ haben sich die Verteilungen dieser beiden Anstellwinkel also angenähert.

Abbildung 5.41 zeigt in den durchgezogenen Linien zudem die analytisch gewonnenen Lösungen eines turbulenten Seitenkantenwirbels aus Phillips, 1981. Die Lösung setzt sich stückweise aus drei Funktionen zusammen, wobei der Wirbelkern durch

$$\frac{u_\theta}{u_{\theta 1}} = 1.772 \left(\frac{r}{r_1}\right)^1 - 1.0467 \left(\frac{r}{r_1}\right)^3 + 0.2747 \left(\frac{r}{r_1}\right)^5, \quad \text{mit } r/r_1 \leq 1.0 \quad (5.4)$$

dargestellt wird. Für den daran anschließenden Bereich $1.0 \leq r/r_1 \leq 2.0$ wird die normierte tangentielle Geschwindigkeit mit

$$\frac{u_\theta}{u_{\theta 1}} = \left[2.14 \log_{10} \left(\frac{r}{r_1}\right) + 1.0 \right] \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-1}, \quad \text{mit } 1.0 < r/r_1 < 2.0 \quad (5.5)$$

angegeben. Der Außenbereich des Wirbels ergibt sich zu

$$\frac{u_\theta}{u_{\theta 1}} = 1.3 \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-0.75}, \quad \text{mit } r/r_1 > 2.0. \quad (5.6)$$

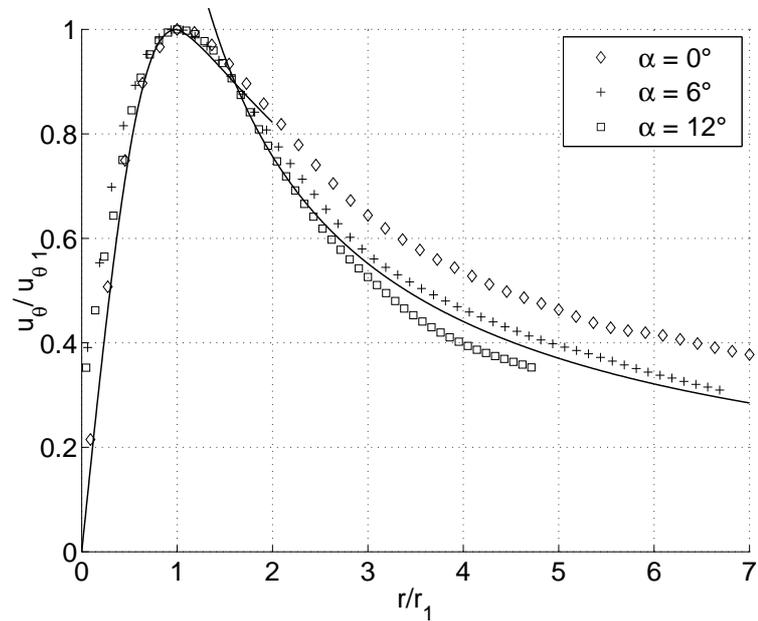
Die experimentell gemessene Geschwindigkeitsverteilung stimmt mit diesen theoretischen Kurven bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 12^\circ$ bereits in der Messebene $x/c_F = 2.45$ bis zu einem Radius von $r/r_1 = 2.3$ sehr gut überein. In der Messebene $x/c_F = 3.46$ liegen die Geschwindigkeitsverteilungen für die Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ und $\alpha = 12^\circ$ in dem gesamten Messbereich auf der theoretischen Verteilung nach Phillips, 1981. Nur für sehr kleine Radien sind geringe Abweichungen zu erkennen. Der hier gemessene Wirbel entwickelt sich also bereits nach 2 – 3 Flügeltiefen auch quantitativ zu einem voll entwickelten turbulenten Liniwirbel.

Ähnliches gilt für die normierte Zirkulation Γ/Γ_1 , welche in Abbildung 5.41 für $\alpha = 12^\circ$ über r/r_1 für die drei verschiedenen Messebenen darstellt ist. Die Profile der Zirkulation zeigen für $r < 1.5 r_1$ eine nahezu selbstähnliche Verteilung. In den Außenbereichen des Wirbels nimmt die Selbstähnlichkeit ab, da der Wirbel nicht vollständig axialsymmetrisch ist. Hier steigt die Zirkulation mit zunehmender Lauflänge noch weiter an, da die ablösenden Scherschichten weitere Wirbelstärke in den Wirbelbereich transportieren. Mit größerem Abstand zu Hinterkante ist dieser Prozess für immer größer werdende Wirbelbereiche r/r_1 abgeschlossen. Die Kurven für $x/c_F = 2.45$ und $x/c_F = 3.46$ liegen bis $r/r_1 \approx 2$ auf einem Profil. Abbildung 5.41 zeigt in den durchgezogenen Linien zudem die analytisch gewonnenen Lösungen aus Phillips, 1981. Die Funktionen ergeben sich aus Gl. (5.4) bis Gl. (5.6) durch Multiplikation mit r/r_1 . Die experimentell gemessene Zirkulation stimmt mit den theoretischen Ergebnissen bei $\alpha = 12^\circ$ bis zu einem Radius von $r/r_1 = 2.7$ sehr gut überein.

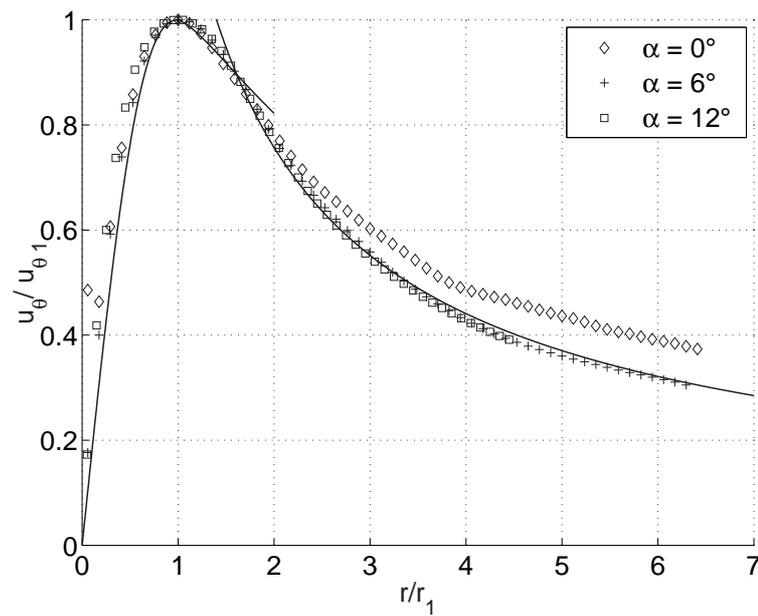
Zusammenfassung der PIV-Messungen

Die Nahfeldmessungen im Bereich der Seitenkante haben gezeigt, dass die instabile Scherschicht zu einer instationären Wirbelstärkeverteilung in der Nähe der festen Oberfläche führt. Durch ein Rezirkulationsgebiet auf der Saugseite des Flügels entsteht zudem negative Wirbelstärke, die mit in die Wirbelstruktur eingerollt wird.

Dieses instationäre Wirbelstärkefeld führt jedoch nicht zu einer instationären Bewegung des Wirbels im Nachlauf. Die Nachlaufmessungen zeigen, dass der Wirbel bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 6^\circ$ und $\alpha = 12^\circ$ stationär ist. Lediglich bei $\alpha = 0^\circ$ ist eine erhöhte Standardabweichung der Wirbelkernposition zu sehen. Die Messungen zeigen weiterhin, dass die an der Seiten- und der Hinterkante ablösenden Scherschichten in den Seitenkantenwirbel eingerollt werden. Die Wirbelstärke wird auf diese Weise in den Wirbelkernbereich transportiert und die maximale Wirbelstärke steigt im Kernbereich für $\alpha = 12^\circ$ mit zunehmendem Abstand zur Hinterkante an. Dieser Prozess ist jedoch nach 2 bis 3 Flügeltiefen weitgehend abgeschlossen und es bildet sich ein nahezu axialsymmetrischer



(a) $x/c_F = 2.45$



(b) $x/c_F = 3.46$

Abbildung 5.40: Normierte tangentielle Geschwindigkeit ($u_\theta/u_{\theta 1}$) für die angegebenen Anstellwinkel in Abhängigkeit vom Radius r/r_1 bei $u_\infty = 20$ m/s. Die Position der Messebene liegt bei $x/c_F = 2.45$ (a) und bei $x/c_F = 3.46$ (b). Die durchgezogene Linie gibt die analytische Lösung eines turbulenten Seitenkantenwirbels aus Phillips, (1981) an. Sie ist zusammengesetzt aus den stückweise definierten Gleichungen (5.4) bis (5.6).

5.7. DAS STRÖMUNGSFELD AN DER SEITENKANTE

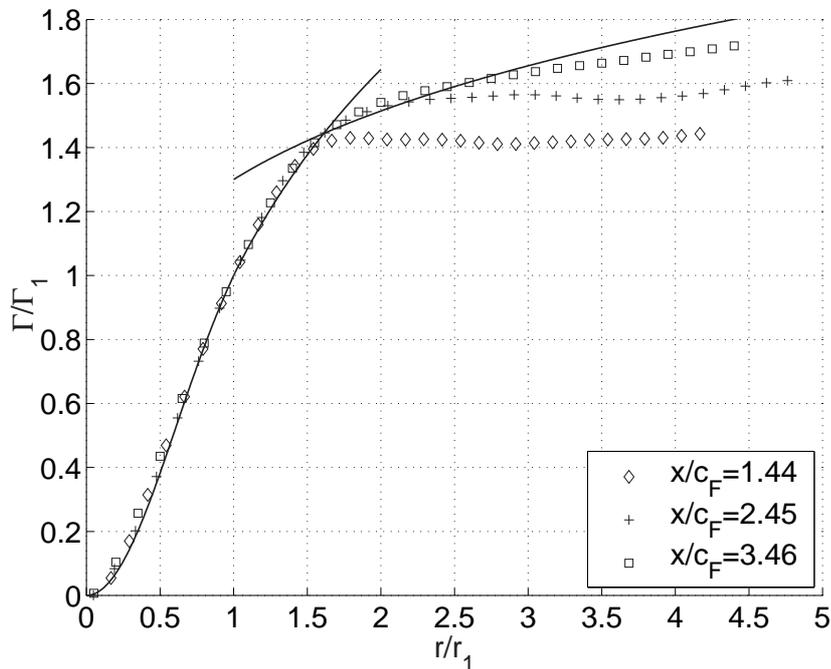


Abbildung 5.41: Normierte Zirkulation (Γ/Γ_1) für die angegebenen Messebenen bei $\alpha = 12^\circ$ in Abhängigkeit vom Radius r/r_1 . Die durchgezogene Linie gibt die analytische Lösung eines turbulenten Seitenkantenwirbels aus Phillips, (1981) an. Sie ist zusammengesetzt aus den mit r/r_1 multiplizierten Gleichungen (5.4) bis (5.6).

Wirbel aus. Der Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen aus Phillips, 1981 bestätigt dies. Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 12^\circ$ liegen die experimentell und die theoretisch ermittelten Zirkulationsverteilungen bis zu einem Radius von $r/r_1 \approx 2.7$ auf einer Kurve. In diesem Bereich weist der Wirbel also bereits die axialsymmetrische Struktur eines zweidimensionalen turbulenten Linienwirbels auf.

Die Schallemissionen eines Seitenkantenwirbels können demnach nicht aus Messungen oder Berechnungen eines Wirbelnachlaufs bestimmt bzw. erklärt werden. Obwohl der Wirbel im Nachlauf stationär ist und ein nahezu axialsymmetrisches Profil aufweist, ist das Wirbelstärkefeld im Bereich der Seitenkante stark instationär.

5.8 Symbolverzeichnis

$c_{A_{max}}$	maximaler Auftriebsbeiwert
c_F	Sehnenlänge der Hinterkantenklappe
d_F	Dicke der Hinterkantenklappe
f	Frequenz
f_m	Terzbandmittenfrequenz
$L_{p,f}$	fokussierter Schalldruckpegel
p_o	Referenzdruck $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa
q	dynamischer Druck
r	radialer Abstand vom Wirbelzentrum
r_1	Wirbelkernradius
\mathbf{R}_S	Kreuzkorrelationsmatrix mit niedrigem Rang (s. S. 56)
Re	REYNOLDSzahl
SNR	Signal-Rausch-Abstand
St	STROUHAL-Zahl
St_d	STROUHAL-Zahl gebildet mit der Dicke der Hinterkantenklappe
u_s	Überziehgeschwindigkeit
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
u_θ	tangentiale Geschwindigkeit
$u_{\theta 1}$	maximale tangentielle Geschwindigkeit
$\overline{u'v'}$	REYNOLDSche Spannungen
x', y', z'	Koordinaten der mit dem SCCH-Modell mitgedrehten Abtastebene
α	Anstellwinkel des SCCH-Modells
δ_F	Anstellwinkel der Hinterkantenklappe
Γ	Zirkulation
Γ_1	Zirkulation bei $r = r_1$
λ	Eigenwert der Kreuzkorrelationsmatrix
Π_{EMo}	Schallleistung an einem einzelnen Mikrofon ohne Halbmodell
Π_{EMm}	Schallleistung an einem einzelnen Mikrofon mit Halbmodell
$\Pi_{f,SK}$	Schallleistung an der Seitenkante
$\Pi_{f,SH}$	Schallleistung am Slat-Horn
ρ	Dichte des Fluids
σ	Standardabweichung
ω	Wirbelstärke

Kapitel 6

Untersuchungen mit Beeinflussung

6.1 Übersicht über das Kapitel

Im folgenden Abschnitt wird zunächst untersucht, ob durch das Ausblasen von Luft an der Seitenkante die Schallabstrahlung reduziert werden kann. Für diese Betrachtung werden die Quellverteilungen auf dem SCCH-Modell und die Spektren für die Fälle ohne und mit Ausblasen dargestellt. Anhand der Spektren wird ermittelt in welchem Frequenzbereich das Ausblasen den Schall reduziert. Der Freistrahle des Ausblasens stellt eine Schallquelle dar, welche insbesondere in den höheren Frequenzen zu einer zusätzlichen Schallabstrahlung führen kann. Dies soll in diesem Abschnitt ebenfalls untersucht werden.

Im Abschnitt 6.3 wird die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches detailliert untersucht. Zunächst werden die Ergebnisse der Konfigurationen E51x vorgestellt. In diesen Konfigurationen wird der Durchmesser der Ausblasöffnungen variiert (siehe Tabelle 3.2). Damit kann die Effektivität der Schallreduktion in Abhängigkeit von den Parametern Volumenstrom, Impuls und Geschwindigkeit systematisch bestimmt werden.

Im Anschluss an die akustischen Messungen wird in Abschnitt 6.4 der Wirkmechanismus der Schallreduktion anhand von PIV-Messungen beschrieben. Dabei wird zunächst der Einfluss verschiedener Ausblasraten auf das instationäre Strömungsfeld im Nahfeld der Seitenkante dargestellt. Die weitere Entwicklung der Wirbelstruktur unter dem Einfluss des Ausblasens zeigt sich in den Nachlaufmessungen, die diesen Abschnitt abschließen.

Eine weitere Ausblaskonfiguration stellt die geschlitzte Seitenkante dar (E541). Die akustischen Ergebnisse dieser Konfiguration werden im Abschnitt 6.5 mit den Ergebnissen der Konfiguration E511 verglichen. Der Einfluss dieser Ausblaskonfiguration auf das Nahfeld der Seitenkantenströmung wird ebenfalls anhand von PIV-Messungen untersucht.

Daran anschließend werden die akustischen Messungen von zwei weiteren Konfigurationen der Eckenausblasung dargestellt (Abschnitt 6.6). In der ersten Konfiguration wird die Luft nur an der Saugseitenecke ausgeblasen (E551). Die zweite Konfiguration besitzt Ausblasöffnungen im hinteren Bereich der Seitenkante (E521).

In Abschnitt 6.7 werden die Ergebnisse der passiven Beeinflussungsmethoden diskutiert. Diese passiven Methoden zur Reduzierung der Schallabstrahlung an der Seitenkante werden im Abschnitt 3.3 neben den aktiven Beeinflussungsmethoden vorgestellt. Es werden die fokussierten Schalldruckpegel für die Seitenkantenzäune, die Winglets und die Wirbelgeneratoren dargestellt.

Die verschiedenen Methoden der Schallreduzierung beeinflussen das Strömungsfeld an der Seitenkante. Aus diesem Grund werden in Abschnitt 6.8 abschließend die Ergebnisse der Kraftmessungen am SCCH-Modell dargestellt. Die aerodynamischen Beiwerte mit und ohne Strömungsbeeinflussung werden jeweils miteinander verglichen.

6.2 Beeinflussung des Seitenkanten-Geräusches

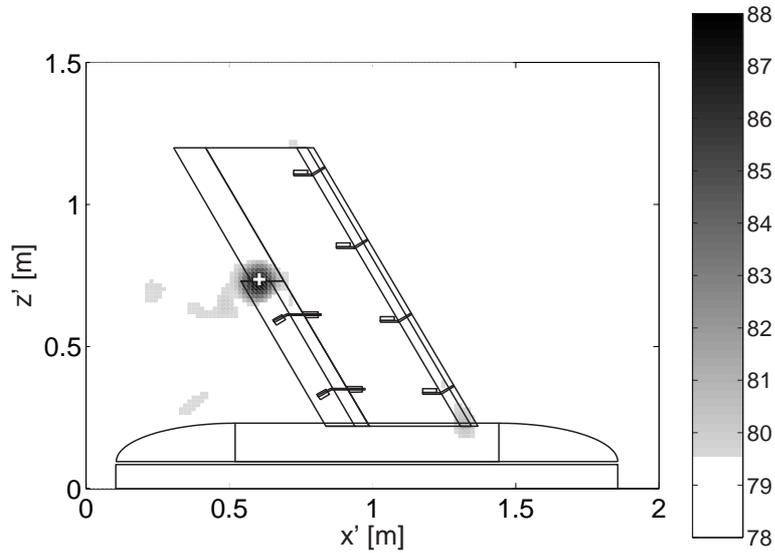
Abbildung 6.1 zeigt die Quellkarte auf dem SCCH-Modell für die Fälle mit und ohne Ausblasen bei $f_m = 3150$ Hz. Die dargestellte Versuchskonfiguration, $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s, entspricht dem Fall maximaler Schallemission an der Seitenkante. Verwendet wurde in diesem Fall die Ausblaskonfigurationen E513 (siehe Tabelle 3.2). Bei ihr befinden sich 14 Öffnungen mit einem Durchmesser von $D = 0.4$ mm im vorderen Bereich der Seitenkante. Der Volumenstrom beträgt in der dargestellten Messung $\dot{V} = 4.34 \cdot 10^{-4}$ m³/s. Das Seitenkanten-Geräusch wird in dieser Terz durch die Strömungsbeeinflussung um mehr als 7 dB reduziert. Die Quellen am Slat-Horn und an der Flügelspitze sind unverändert.

Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches ist in Abbildung 6.1 a mit einem weißen Kreuz markiert. In Abbildung 6.2 ist der fokussierte Schalldruckpegel für die dargestellten Fälle an dieser Position über der Frequenz aufgetragen. Der fokussierte Schalldruckpegel des Seitenkanten-Geräusches wird in dem Bereich $2.2 \leq f \leq 6.5$ kHz durch das Ausblasen stark reduziert, im Maximum bei $f = 2.9$ kHz um 15.5 dB.

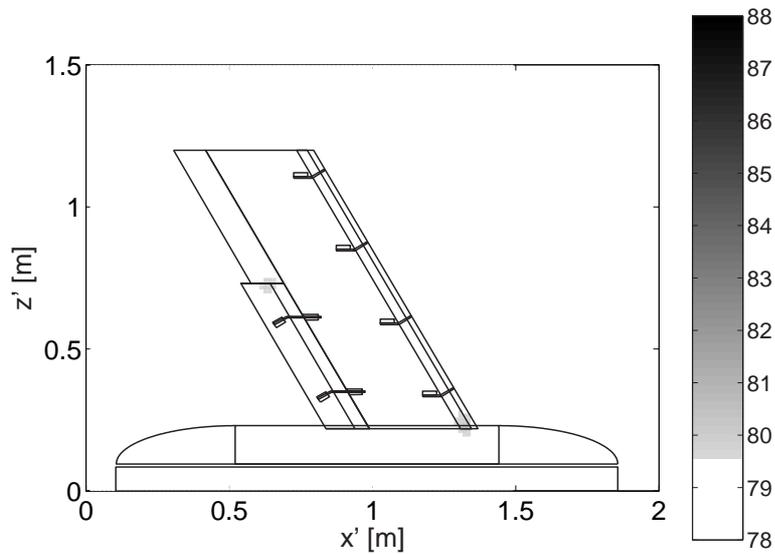
Erstaunlich ist, dass der fokussierte Pegel bei Frequenzen $f > 6.5$ kHz durch das Ausblasen kaum verändert wird. An den Ausblasöffnungen treten hohe Austrittsgeschwindigkeiten der Luft auf. Demnach ist insbesondere in den hohen Frequenzen mit einer Zunahme der Schallabstrahlung bei einer Erhöhung der Ausblasrate zu rechnen (Michel, 1995). Dies ist in Abbildung 6.2 nicht zu erkennen.

Im Abschnitt 5.6 des vorherigen Kapitels wird gezeigt, dass die Position der maximalen Schallemission des Seitenkanten-Geräusches mit höheren Frequen-

6.2. BEEINFLUSSUNG DES SEITENKANTEN-GERÄUSCHES



(a) Ohne Ausblasen.



(b) Mit Ausblasen: $\dot{V} = 4.34 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

Abbildung 6.1: Quellkarte für die Fälle mit (a) und ohne (b) Ausblasen bei $\alpha = 10^\circ$, $u_\infty = 30 \text{ m/s}$ und $f_m = 3150 \text{ Hz}$. Dargestellt ist der fokussierte Schalldruckpegel berechnet nach Gl. (4.32) in der (x', z') -Ebene. Die Ausblasenkonfiguration ist E513 und der Volumenstrom beträgt für den Fall mit Ausblasen $\dot{V} = 4.34 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Der gemessene Schalldruckpegel [dB] ist in der Graustufenskala kodiert. Das Hintergrundrauschen ist zur besseren Quellenlokalisierung als weiße Farbe gesetzt.

zen an die Vorderkante der Seitenkante wandert. Dies kann in dem fokussierten Schalldruckpegel mitberücksichtigt werden, indem die Fokusposition entsprechend der Funktion aus Abbildung 5.31 in Abhängigkeit von der jeweiligen Frequenz entlang der Seitenkante variiert wird. Das Ergebnis dieser frequenzabhängigen Fokusposition für die gleiche Messung wie in Abbildung 6.2 zeigt Abbildung 6.3.

Der Pegel für den Fall mit Ausblasen liegt bei dieser Art der Berechnung im oberen Frequenzbereich deutlich über dem Fall ohne Ausblasen. Bei einer Frequenz von 8 kHz beträgt die Differenz ca. 3 dB. Diese Pegelzunahme wird in der Berechnung des fokussierten Schalldruckpegels mit fester Fokusposition nicht erfasst, da die Position der maximalen Schallabstrahlung für höhere Frequenzen aus dem Fokusbereich herauswandert. In den nachfolgenden Ergebnissen wird der Schalldruckpegel immer mit Hilfe dieser frequenzabhängigen Variation der Fokusposition berechnet. Es sei nochmal darauf hingewiesen, dass der Pegel in den höheren Frequenzen bei allen Messungen leicht unterschätzt wird, da die Breite der Hauptkeule mit höheren Frequenzen abnimmt (s. S. 73f).

Abbildung 6.4 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel für eine schrittweise zunehmende Ausblasrate. Der jeweilige Volumenstrom des Ausblasens ist in der Legende angegeben. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Volumenstrom der Pegel des Seitenkanten-Geräusches in dem Frequenzbereich $2.2 \leq f \leq 5$ kHz schrittweise reduziert wird. In den Frequenzen oberhalb von 5 kHz nimmt er jedoch zu, wobei diese Zunahme umso größer ausfällt, je höher die betrachtete Frequenz ist. Für einen geringen Volumenstrom von $\dot{V} = 1.24 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ nimmt der Pegel in den höheren Frequenzen zunächst um ca. 2 dB ab (rote Kurve) und erst für $\dot{V} \geq 1.86 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ nimmt der Pegel zu.

Im Hinblick auf die Pegelzunahme in den höheren Frequenzen ergibt sich die Frage, welcher Effekt der Beeinflussung überwiegt, die Reduzierung der Schallabstrahlung in den tieferen oder der Anstieg des Schalls in den höheren Frequenzen. Für die Beurteilung der insgesamt erzielten Reduzierung muss die Gesamtleistung des Spektrums, also der Gesamtschalldruckpegel betrachtet werden. An den dargestellten Spektren in Abbildung 6.4 ist bereits zu erkennen, dass der reduzierte Pegel bei $f \approx 2.9$ kHz mehr als 10 dB über dem Pegel des Ausblasens bei $f = 8$ kHz liegt. Dies entspricht einem Faktor zehn in der Leistung. Damit spielt das Freistrahlg-Geräusch keine Rolle im Gesamtpegel. Die Berechnung des Gesamtpegels in Abschnitt 7.1 des folgenden Kapitels bestätigt dies. In diesem Kapitel soll jedoch zunächst der physikalische Mechanismus der Schallreduktion genauer betrachtet werden.

6.2. BEEINFLUSSUNG DES SEITENKANTEN-GERÄUSCHES

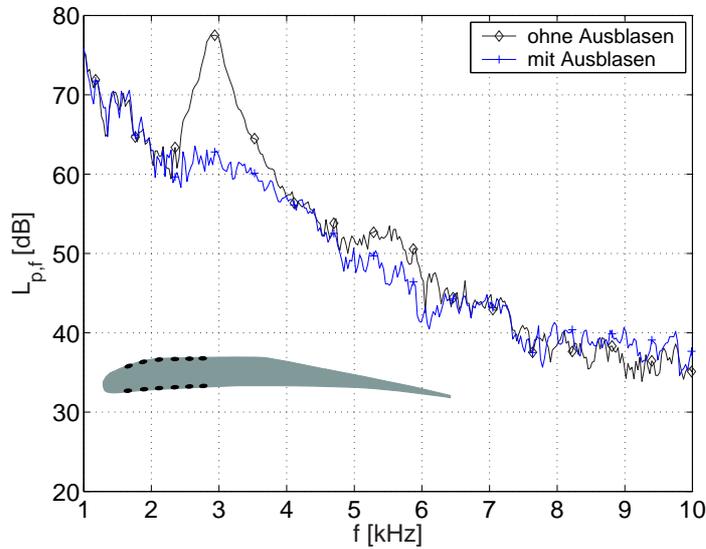


Abbildung 6.2: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt ist der Pegel der Konfiguration E513 bei $\dot{V} = 0.0$ m³/s (ohne Ausblasen) und $\dot{V} = 4.34 \cdot 10^{-4}$ m³/s (mit Ausblasen). Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den Positionen der Ausblasöffnungen entsprechend der Konfiguration E513 ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

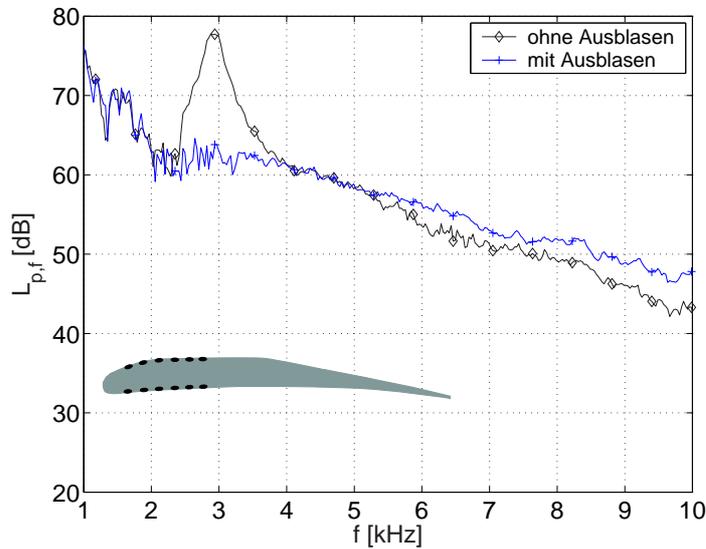


Abbildung 6.3: Fokussierter Schalldruckpegel im Bereich der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt sind die Spektren aus Abbildung 6.2 wobei die Fokusposition in Abhängigkeit von der Frequenz entsprechend Abbildung 5.31 variiert wird. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den Positionen der Ausblasöffnungen entsprechend Konfiguration E513 ist schematisch dargestellt.

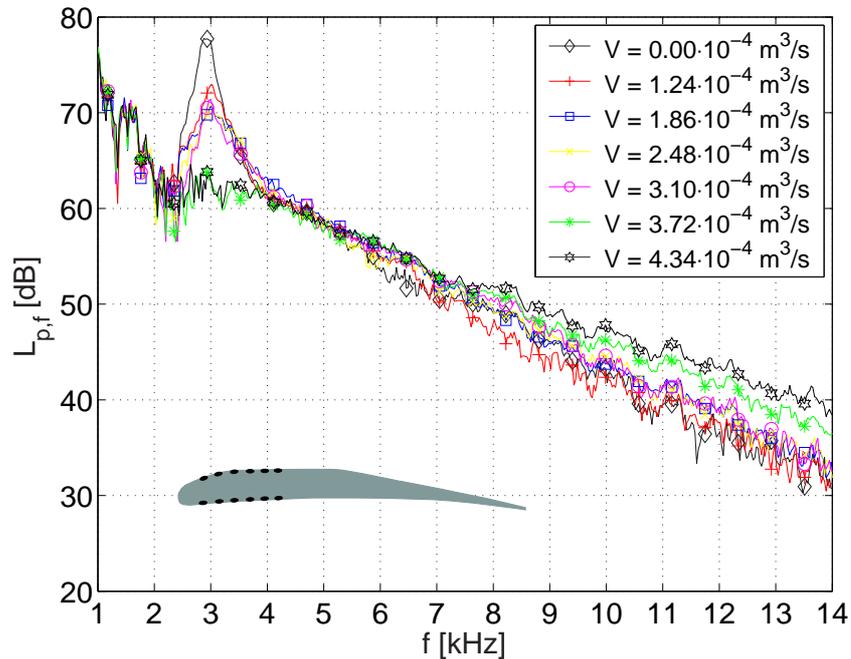


Abbildung 6.4: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt ist der Pegel der Konfiguration E513 mit zunehmendem Volumenstrom. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den Positionen der Ausblasöffnungen entsprechend der Konfiguration E513 ist schematisch dargestellt.

6.3 Parameter der Schallreduzierung

Die obigen Ergebnisse zeigen, dass das Maximum des Seitenkanten-Geräusches durch das Ausblasen reduziert wird. Hier soll nun die Frage untersucht werden, welcher Parameter für diese Reduktion maßgeblich ist. Dazu wird die Schallabstrahlung bei Variation der Ausblasrate für verschiedene Ausblasöffnungen untersucht. Der Durchmesser der Ausblasöffnungen wird von $D = 0.4$ (E513) bis $D = 1.0$ mm (E512) variiert (siehe Abschnitt 3.3), wobei die Positionen der Ausblasöffnungen immer die gleichen sind. Durch die Variation des Durchmessers D ergibt sich bei einem konstanten Volumenstrom eine Variation der Ausblasgeschwindigkeit bzw. des Ausblasimpulses. Da der physikalische Effekt der Schallreduktion untersucht werden soll, wird die fokussierte Schalleistung $\Pi_f \propto p^2$ betrachtet. In dieser Darstellung sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Konfigurationen deutlicher sichtbar als in der logarithmischen Darstellung des Schalldruckpegels. Betrachtet wird die Veränderung des spektralen Maximums bei $f \approx 2.9$ kHz durch das Ausblasen (s. Abbildung 6.4).

Die Spektren werden für die Analyse der Schallreduktion nicht über den

6.3. PARAMETER DER SCHALLREDUZIERUNG

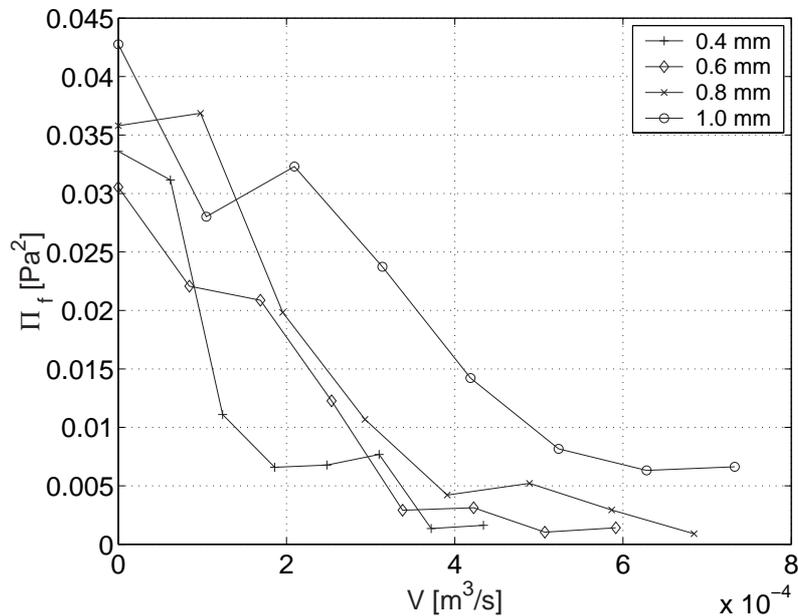


Abbildung 6.5: Fokussierte Schallleistung dargestellt über der Stärke des Ausblasens. Die Schallleistung ergibt sich jeweils aus dem Maximum in der spektralen Darstellung bei $f \approx 2.9$ kHz. Die Ausblasstärke ist angegeben als Volumenstrom \dot{V} [m^3/s]. Verglichen werden die Kurven für verschiedene Ausblasöffnungen. Die Durchmesser der Öffnungen sind in der Legende angegeben.

gesamten Frequenzbereich integriert. Auf diese Weise kann die Reduktion des Seitenkanten-Geräusches bei $f \approx 2.9$ kHz genauer untersucht werden. Die Pegelerhöhung im oberen Frequenzbereich wird damit in den folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt. Im Abschnitt 7.1 wird die Reduktion des Gesamtschalldruckpegels genauer betrachtet.

Die Versuchskonfiguration ist in allen hier dargestellten Messungen $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dies wird in den weiteren Darstellungen nicht mehr explizit angegeben. Abbildung 6.5 zeigt die gemessene Schallleistung in Abhängigkeit vom eingeblasenen Volumenstrom. Es wird jeweils die Schallleistung des Maximums in der spektralen Darstellung bei $f \approx 2.9$ kHz betrachtet. Verglichen werden die Ergebnisse für verschiedene Durchmesser der Ausblasöffnungen, die in der Legende angegeben sind.

Die Schallleistung nimmt für alle Ausblaskonfigurationen bei einer Erhöhung des Volumenstroms ab. Bei einem Volumenstrom von $\dot{V} = 0.0$ m^3/s variiert die gemessene Schallleistung zwischen den Ausblaskonfigurationen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die verschiedenen Konfigurationen unterschiedliche Öffnungen aufweisen, die selber die Strömung beeinflussen. Entsprechend weist die Kon-

figuration mit den größten Ausblasöffnungen auch die größte Schallleistung auf. Dieser Effekt ist jedoch nicht ganz systematisch. Die Schallleistung der Konfiguration $D = 0.4$ mm liegt oberhalb der Schallleistung für $D = 0.6$ mm. Die Differenz zwischen diesen beiden Werten beträgt jedoch nur 0.3 dB und liegt damit im Bereich der Messgenauigkeit.

Die Schallleistung wird bei Erhöhung des Volumenstroms für den Fall $D = 0.4$ mm am effektivsten reduziert. Bei einem Volumenstrom von $\dot{V} = 1.88 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ist die Schallleistung bereits auf 19% der Ausgangsleistung abgesenkt. Das entspricht einer Reduzierung um 7.2 dB. Die übrigen drei Konfigurationen erreichen diesen Wert erst mit einem höheren Volumenstrom, wobei die Reihenfolge systematisch ist.

Der Wert der geringsten Schallleistung liegt bei ca. $\Pi_f = 9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}^2$. Er wird durch die Konfigurationen $D = 0.4$ mm, $D = 0.6$ mm und $D = 0.8$ mm in dieser Reihenfolge erreicht. Bei einer maximalen Schallleistung ohne Ausblasen von $\Pi_f = 0.0305$ bis 0.0355 Pa^2 entspricht dies einer Reduzierung um 15.3 bis 16.0 dB. Dieser Minimalwert der fokussierten Schallleistung wird durch die Konfiguration mit $D = 0.4$ mm bei $\dot{V} = 3.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ erreicht. Die beiden Konfigurationen $D = 0.6$ und $D = 0.8$ mm zeigen diese Pegelminderung bei $5.1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ bzw. $6.9 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Bei einem Durchmesser von 1.0 mm beträgt die maximale Schallreduktion nur 8.2 dB. Sie wird hier erst bei $\dot{V} = 6.2 \text{ m}^3/\text{s}$ erreicht.

Die Schallleistung lässt sich also bei gleichem Volumenstrom umso effektiver reduzieren, je kleiner der Durchmesser der Ausblasöffnung ist. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Gesamtvolumenstrom nicht der charakteristische Einflussparameter für diese Art der Schallreduzierung darstellt.

Im Folgenden wird daher die Geschwindigkeit und der Impuls an den Ausblasöffnungen betrachtet. Die dimensionslose Ausblasgeschwindigkeit c_u ergibt sich mit der Geschwindigkeit u_D an den Ausblasöffnungen und der Anströmgeschwindigkeit u_∞ zu:

$$c_u = \frac{u_D}{u_\infty}. \quad (6.1)$$

Der Impuls $\dot{m} u_D$ an den Ausblasöffnungen wird normiert mit dem dynamischen Druck der freien Anströmung $\frac{1}{2} \rho u_\infty^2$ und der Fläche der Hinterkantenklappe A_F . Dies ergibt den dimensionslosen Impulskoeffizienten c_μ :

$$c_\mu = \frac{\dot{m} u_D}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2 A_F} = \frac{2 u_D^2 A_D}{u_\infty^2 A_F}, \quad (6.2)$$

wobei A_D die Gesamtfläche der Ausblasöffnungen darstellt.

Abbildung 6.6 zeigt die Schallleistung aufgetragen über der dimensionslosen Geschwindigkeit c_u und Abbildung 6.7 aufgetragen über dem Impuls c_μ . In der

6.3. PARAMETER DER SCHALLREDUZIERUNG

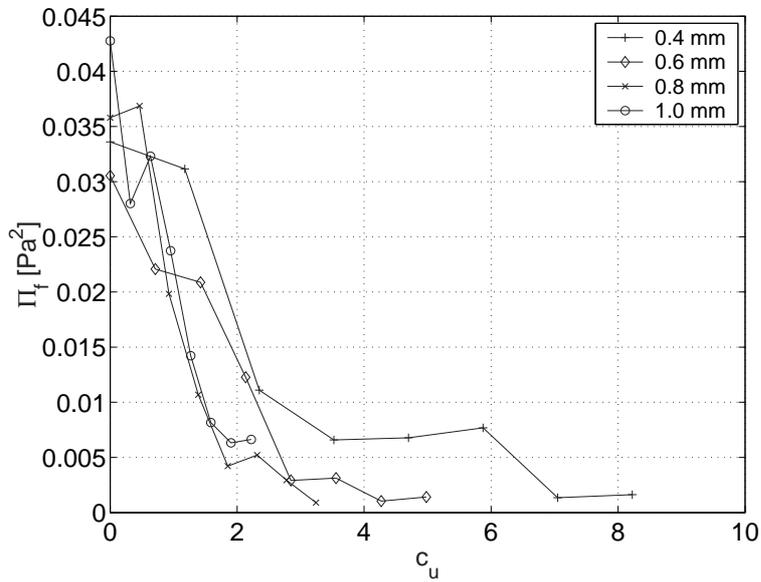


Abbildung 6.6: Fokussierte Schalleistung dargestellt über der Ausblasgeschwindigkeit c_u .

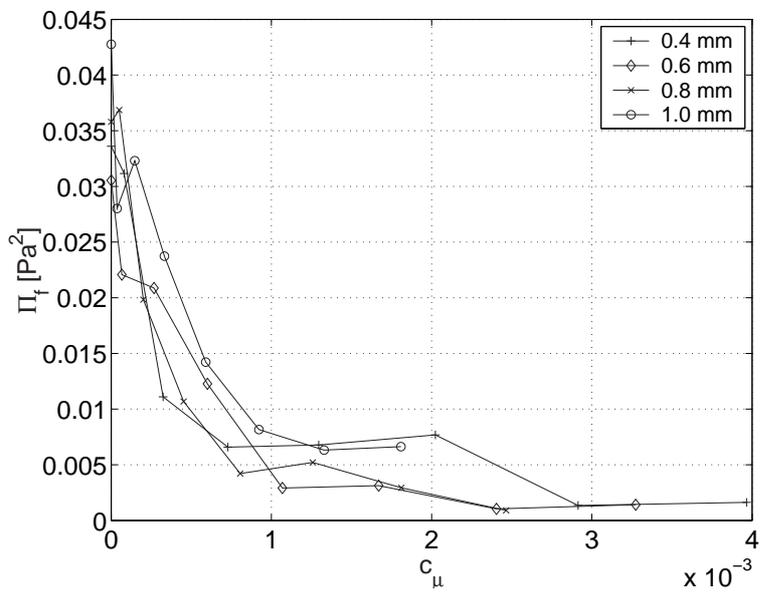


Abbildung 6.7: Fokussierte Schalleistung dargestellt über dem Impulskoeffizienten c_μ .

Darstellung der dimensionslosen Geschwindigkeit c_u ist die Reihenfolge aus Abbildung 6.5 umgekehrt. Die minimale Schalleistung von $\Pi_f = 9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}^2$ wird durch die Konfiguration $D = 0.8 \text{ mm}$ mit der niedrigsten Ausblasgeschwindigkeit von $c_u = 3.3$ erreicht. Es folgen die Konfigurationen $D = 0.6 \text{ mm}$ und $D = 0.4 \text{ mm}$, in dieser Reihenfolge.

Wird die Schalleistung über dem Impulskoeffizienten c_μ aufgetragen, ergibt sich das Ergebnis in Abbildung 6.7. Die Kurven liegen deutlich besser übereinander, als in der Auftragung als Funktion des Volumenstroms. Für $c_\mu < 1.0 \cdot 10^{-3}$ fällt die Schalleistung für alle drei Durchmesser nahezu gleichstark ab. Bei einem Impulskoeffizienten von $c_\mu = 1.0 \cdot 10^{-3}$ beträgt die Differenz zwischen den vier Kurven nur $\pm 1.0 \text{ dB}$. Die maximale Reduktion von 15.5 dB wird für die beiden Durchmesser 0.6 und 0.8 mm nahezu mit dem gleichen Impuls von $c_\mu \approx 2.4 \cdot 10^{-3}$ erreicht. Für die Konfiguration $D = 0.4 \text{ mm}$ beträgt der nötige Impuls $c_\mu = 2.8 \cdot 10^{-3}$. Die c_μ -Werte, an denen die maximale Schallreduktion erreicht wird, liegen also wesentlich näher beieinander als in der Auftragung über dem Volumenstrom (Abbildung 6.5) oder der normierten Geschwindigkeit (Abbildung 6.6).

Der Impuls der Ausblasströmung scheint demnach die bestimmende Größe zu sein. Damit kann auch erklärt werden, warum die Konfiguration $D = 1.0 \text{ mm}$ die maximale Reduktion von 16.0 dB nicht erreicht. In dieser Konfiguration wird zwar ein ähnlich hoher Volumenstrom wie in den übrigen Konfigurationen jedoch nicht der nötige Impuls eingeblasen.

Der Wirkmechanismus der hier gezeigten Schallminderung kann durch die PIV-Messungen, welche im folgenden Abschnitt 6.4 dargestellt sind, erklärt werden.

6.4 Beeinflussung des Strömungsfeldes

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der PIV-Messungen am generischen Flügel mit aktiver Beeinflussung vorgestellt. Die Abbildungen 6.8 bis 6.11 zeigen die Wirbelstärke im Nahfeld für verschiedene Ausblasraten bei der Ausblaskonfiguration E511. Die Ausblasrate wird dimensionslos in Form des Impulskoeffizienten c_μ angegeben. Als Vergleich ist jeweils die Wirbelstärke für die Konfiguration E000, also für den Fall ohne Beeinflussung, dargestellt.

Abbildung 6.8 zeigt die über 50 Einzelbilder gemittelte Wirbelstärke in der Messebene $x/c_F = 0.22$. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c_F / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot). Der Anstellwinkel ist $\alpha = 12^\circ$ und die Anströmgeschwindigkeit $u_\infty = 20 \text{ m/s}$. Dies entspricht einer Re -Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Flügels von $Re = 1.3 \cdot 10^5$. Der Lichtschnitt ist senkrecht zur Hauptströmungsrichtung orientiert. Die Messpositionen x/c_F werden in Abschnitt 3.2 genau be-

schrieben und sind in der Bildunterschrift für die einzelnen Messungen angegeben. Der Querschnitt des Flügels an der jeweiligen Messposition ist durch ein graues Rechteck markiert. Der Bereich unterhalb des Flügels ist abgeschattet und daher weiß eingefärbt.

Die Wirbelstruktur oberhalb der Saugseite entfernt sich mit zunehmender Ausblasrate c_μ immer weiter von der festen Oberfläche des Flügels. Gleichzeitig nimmt die Wirbelstärke in diesem Bereich zu und die Ausdehnung der Wirbelstruktur wächst an. Der Freistrahle des Ausblasens produziert selber positive und negative Wirbelstärke, wobei die positive Wirbelstärke die Vergrößerung der Wirbelstruktur bewirkt. Die negative Wirbelstärke des Freistrahls ist in der Messung ebenfalls zu erkennen. Sie wächst wie die positive Wirbelstärke mit zunehmender Ausblasrate an.

Die Ausdehnung des seitlichen Wirbels nimmt gleichfalls zu. Die maximale Wirbelstärke im Kernbereich dieser Wirbelstruktur wird durch das Ausblasen kaum verändert. Die negative Wirbelstärke des Freistrahls wird von diesem starken Wirbel eingerollt, und die Wirbelstruktur wird insgesamt etwas von der Seitenkante entfernt.

Abbildung 6.9 zeigt die gemittelte Wirbelstärke für die Messebene $x/c_F = 0.43$. Bei einer Ausblasrate von $c_\mu = 0.2 \cdot 10^{-3}$ beobachtet man auf der Saugseite des Flügels negative Wirbelstärke. Diese wird jedoch dem Rückstromgebiet auf der Saugseite des Flügels und nicht dem Freistrahle zugeordnet, da sie mit zunehmendem Abstand dieses Wirbels von der Oberfläche verschwindet. Das Wirbelstärkefeld bei $c_\mu = 1.2 \cdot 10^{-3}$ zeigt einen weiteren Effekt des Ausblasens auf die Wirbelstrukturen. Die Wirbelstärke der unteren Scherschicht ist konzentriert in mehreren kleinen Wirbelstrukturen. Dies ist in Abbildung 6.9 c an den beiden Wirbelstrukturen an der oberen Ecke der Seitenkante und oberhalb der Saugseite zu erkennen. Für $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ hat der obere dieser beiden Wirbel fast den Messbereich verlassen.

Der Haupteffekt des Ausblasens auf das Strömungsfeld an der Seitenkante bzgl. der Schallreduzierung ist wahrscheinlich die Erhöhung des Abstandes zwischen diesen Wirbelstrukturen und der festen Oberfläche der Hinterkantenklappe. Die Erhöhung des Ausblasimpulses von $c_\mu = 0.0$ zu $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ zeigt eine zunehmende Entfernung der Wirbelstrukturen von der Saugseite (Abbildung 6.9). Die negative Wirbelstärke des Freistrahls des Ausblasens ist in diesen Abbildungen kaum noch auszumachen. Sie wird durch die Wirbelbewegung in den Außenbereich transportiert und verteilt sich über einen großen Bereich. Die Mittelung der Wirbelstärke in den dargestellten Bildern führt dazu, dass sie kaum noch sichtbar ist.

Die Wirbelstärke in der Messebene $x/c_F = 0.63$ in Abbildung 6.10 zeigt ähnliche Ergebnisse wie der vorherige Fall. Die Wirbelstärke der unteren Scherschicht konzentriert sich in mehreren kleinen Wirbelstrukturen, welche sich mit zuneh-

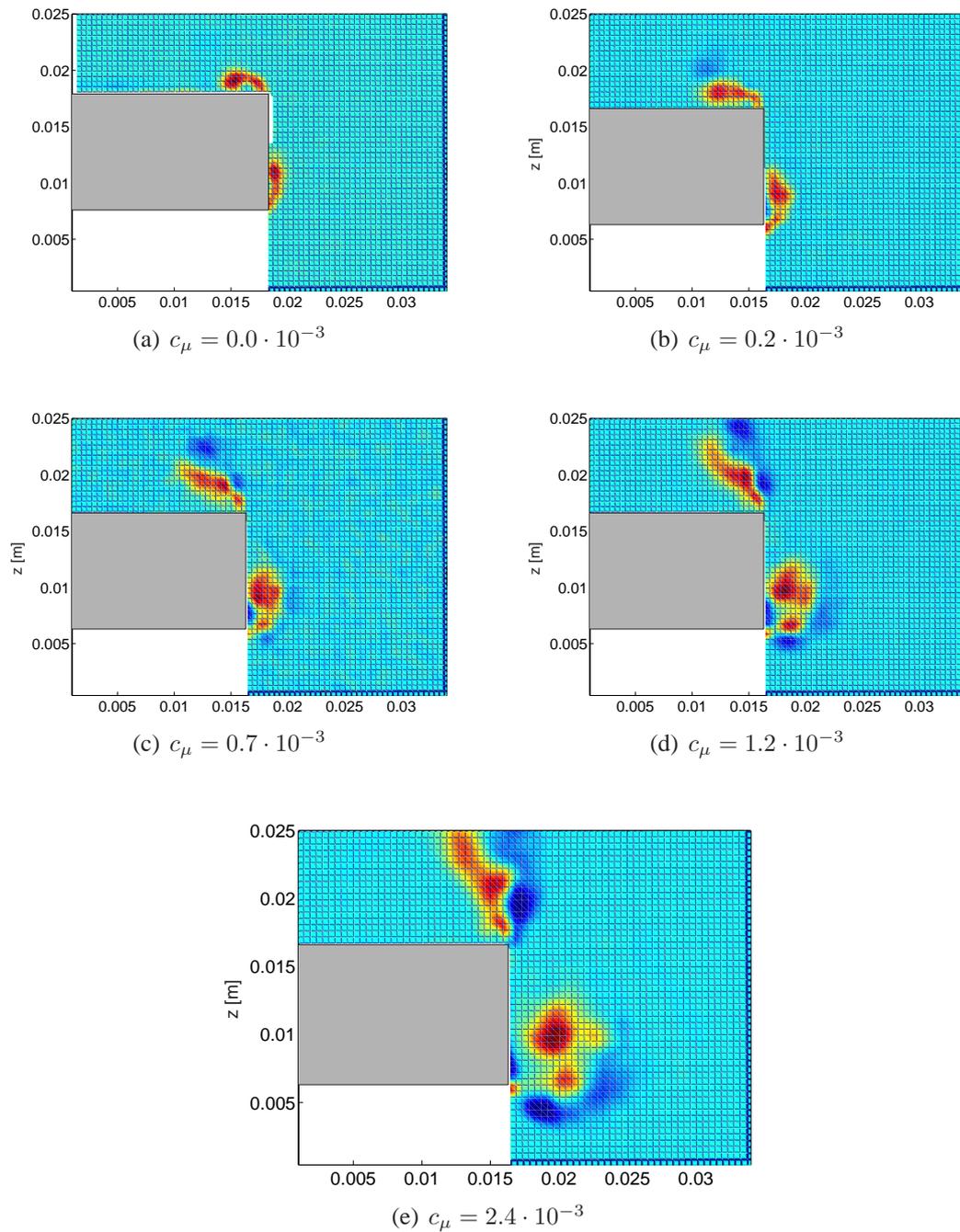


Abbildung 6.8: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels mit der Konfiguration E511 bei verschiedenen Ausblasraten in der Messebene $x/c_F = 0.22$. Die Versuchskonfiguration ist $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Stärke des Ausblasens c_μ ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

6.4. BEEINFLUSSUNG DES STRÖMUNGSFELDES

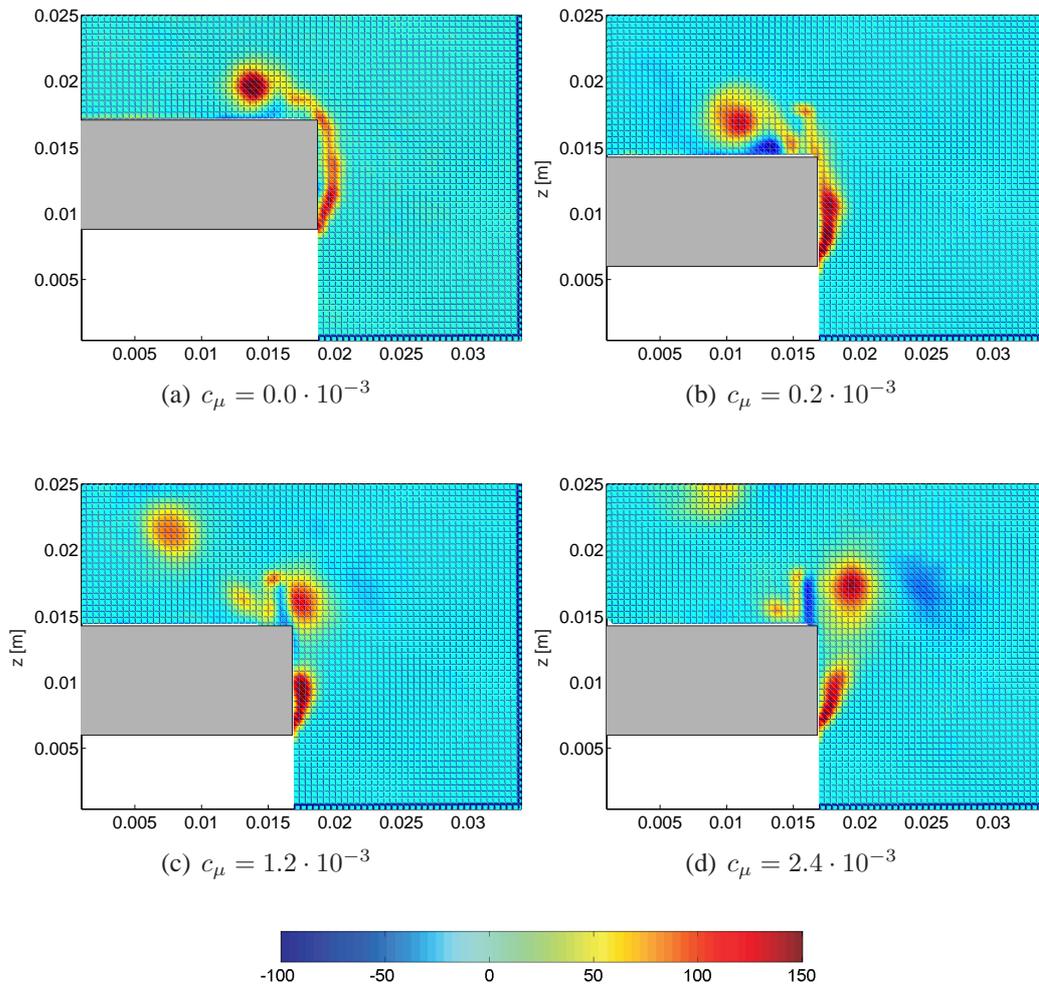


Abbildung 6.9: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels mit der Konfiguration E511 bei verschiedenen Ausblasraten in der Messebene $x/c_F = 0.43$. Die Versuchskonfiguration ist $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Stärke des Ausblasens c_μ ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

memdem Ausblasimpuls von der festen Oberfläche entfernen. Das Rückstromgebiet auf der Saugseite verschwindet bei hohen Ausblasraten, und man beobachtet eine Verringerung der negativen Wirbelstärke.

Der Einfluss des Ausblasens auf die Wirbelstrukturen auf der Saugseite ist in der Ebene $x/c_F = 0.83$ noch deutlicher zu sehen. Für eine Ausblasrate von $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ zerfällt die an der Druckseite ablösende Scherschicht in viele einzelne Wirbelstrukturen, welche, im Vergleich zum Fall ohne Ausblasen, um bis zu 9 Flügeldicken von der Saugseite wegbewegt werden.

Abbildung 6.12 zeigt jeweils zwei instantane Wirbelstärkeverteilungen für die drei Messebenen $x/c_F = 0.22$, $x/c_F = 0.43$ und $x/c_F = 0.63$. Die Ausblasrate beträgt in allen Fällen $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$. In der ersten Ebene ist die durch den Freistrahle eingebrachte Wirbelstärke zu erkennen. Abbildungen 6.12 c und d zeigen, wie die negative Wirbelstärke des Freistrahls in den äußeren Bereich des Wirbels transportiert wird. Der Zerfall der instabilen unteren Scherschicht in kleinere Wirbelstrukturen und deren Entfernung von der Saugseite des Flügels zeigt das Ergebnis in Messebene $x/c_F = 0.63$.

Eine quantitative Aussage über die instationäre Dynamik des Strömungsfeldes ist mit Hilfe der statistischen Momente der Schwankungsgrößen möglich. Abbildung 6.13 zeigt die normierten REYNOLDSSchen Spannungen $\overline{u'v'}/u_\infty^2$. Diese werden berechnet aus 100 Einzelmessungen (siehe Abschnitt 4.3.5). Dargestellt sind die Spannungen für die drei Messebenen $x/c_F = 0.43$, $x/c_F = 0.63$ und $x/c_F = 0.83$ für die beiden Konfigurationen E000, $c_\mu = 0.0$, und E511, $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$.

Die Ergebnisse in der Messebene $x/c_F = 0.43$ zeigen für den Fall ohne Ausblasen starke instationäre Schwankungen an der unteren Ecke. Hier löst die untere Scherschicht ab, die instabil zu sein scheint. Die instationären Schwankungen der sich entwickelnden Scherschicht befinden sich sehr nah an der festen Oberfläche der Seitenkante. An der oberen Ecke findet eine Interaktion zwischen den Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes und der Ecke der Seitenkanten statt. Oberhalb der Saugseite beobachtet man sehr hohe Werte der $\overline{u'v'}$ -Terme, welche sich im Bereich des Wirbelkerns des Saugseitenwirbels befinden (siehe Abbildung 6.9 a). Diese deuten auf eine instationäre Dynamik des Wirbels hin. Durch das Ausblasen (Abbildung 6.13 b) werden die Maxima der Schwankungswerte an der unteren Ecke reduziert, und diejenigen oberhalb der Saugseite verschwinden gänzlich. Dies stimmt mit den Ergebnissen der gemittelten Wirbelstärke in Abbildung 6.9 d überein. Die Wirbelstruktur auf der Saugseite des Flügels wird durch das Ausblasen von der festen Oberfläche wegbewegt. Ein wichtiges Ergebnis ist, dass durch das Ausblasen die Schwankungsgrößen im Bereich der oberen Ecke reduziert werden. In Abbildung 6.13 b erkennt man außerdem, dass die Schwankungen im Außenbereich zunehmen. Dies ist auf die negative Wirbelstärke durch den Freistrahle des Ausblasens zurückzuführen.

6.4. BEEINFLUSSUNG DES STRÖMUNGSFELDES

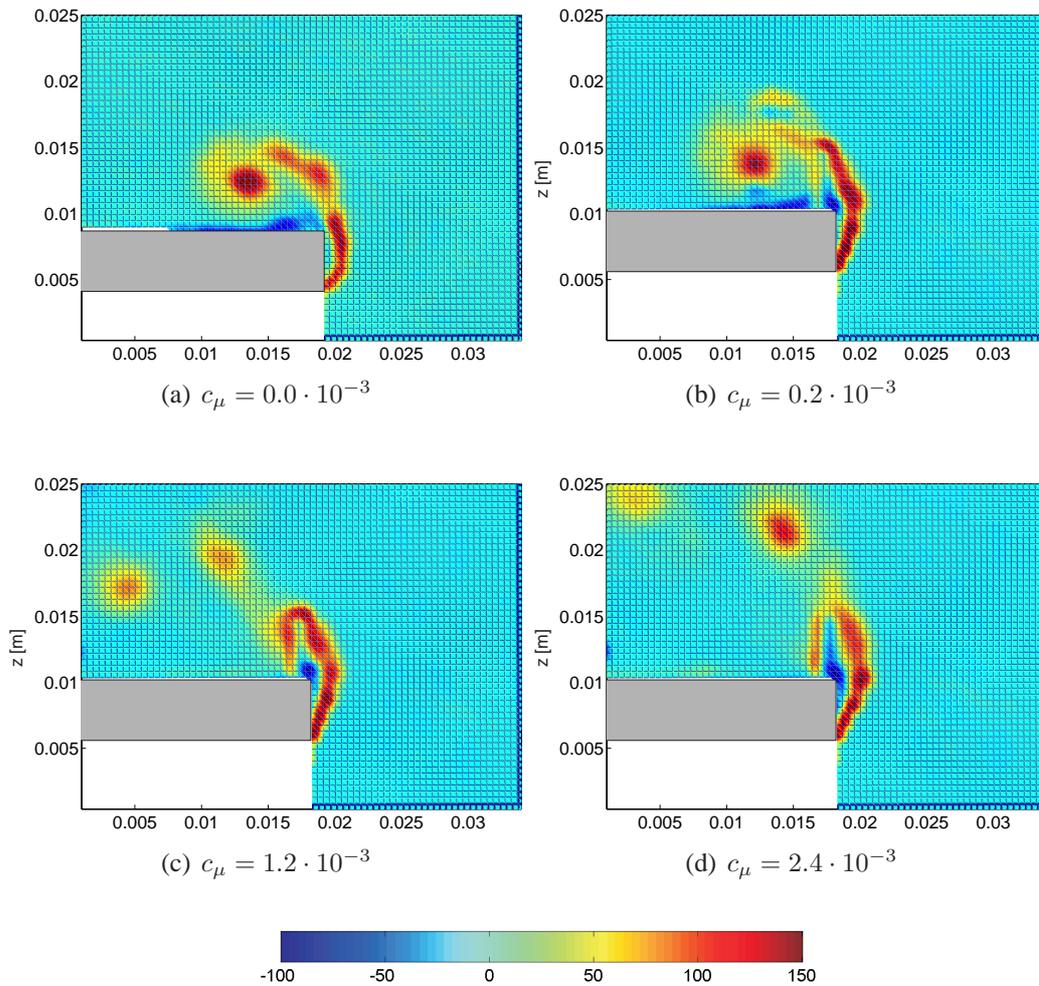


Abbildung 6.10: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels mit der Konfiguration E511 bei verschiedenen Ausblasraten in der Messebene $x/c_F = 0.63$. Die Versuchskonfiguration ist $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Stärke des Ausblasens c_μ ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

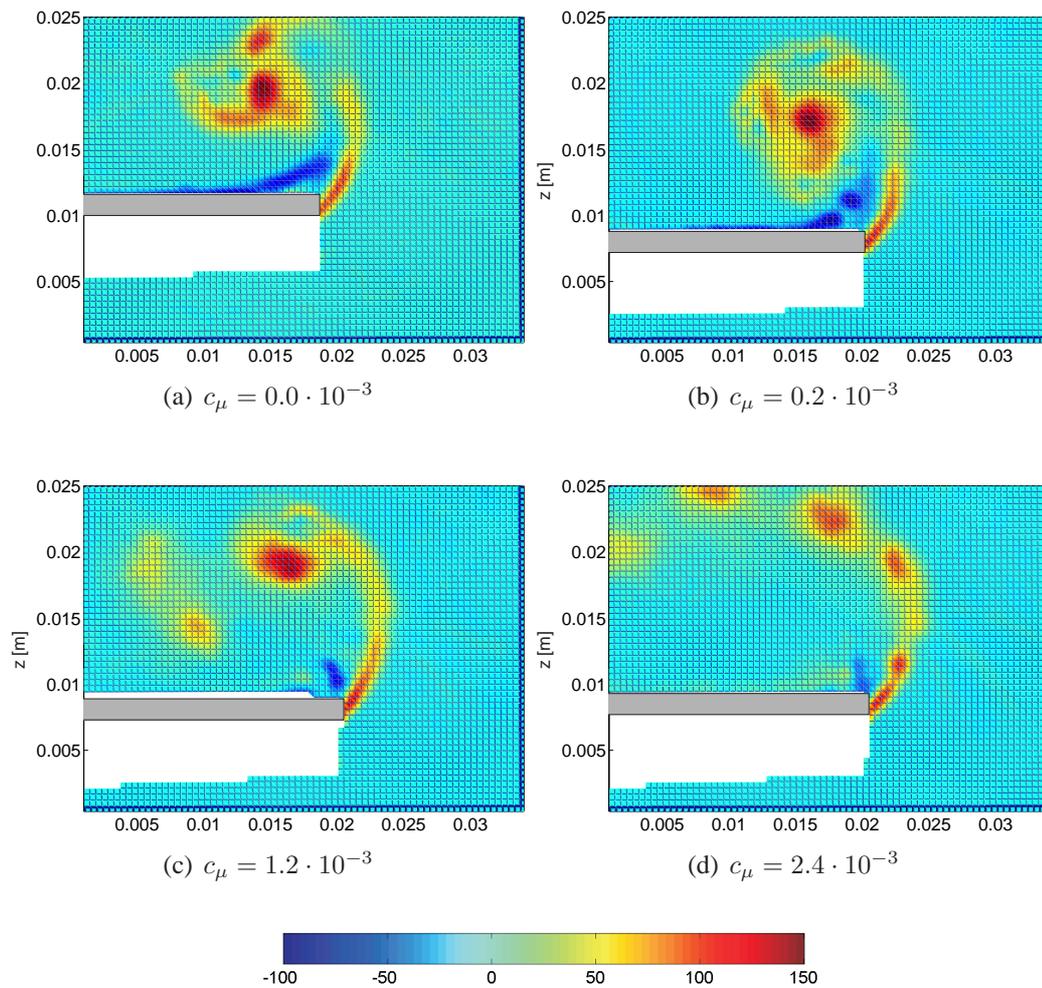


Abbildung 6.11: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels mit der Konfiguration E511 bei verschiedenen Ausblasraten in der Messebene $x/c_F = 0.83$. Die Versuchskonfiguration ist $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Die Stärke des Ausblasens c_μ ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

6.4. BEEINFLUSSUNG DES STRÖMUNGSFELDES

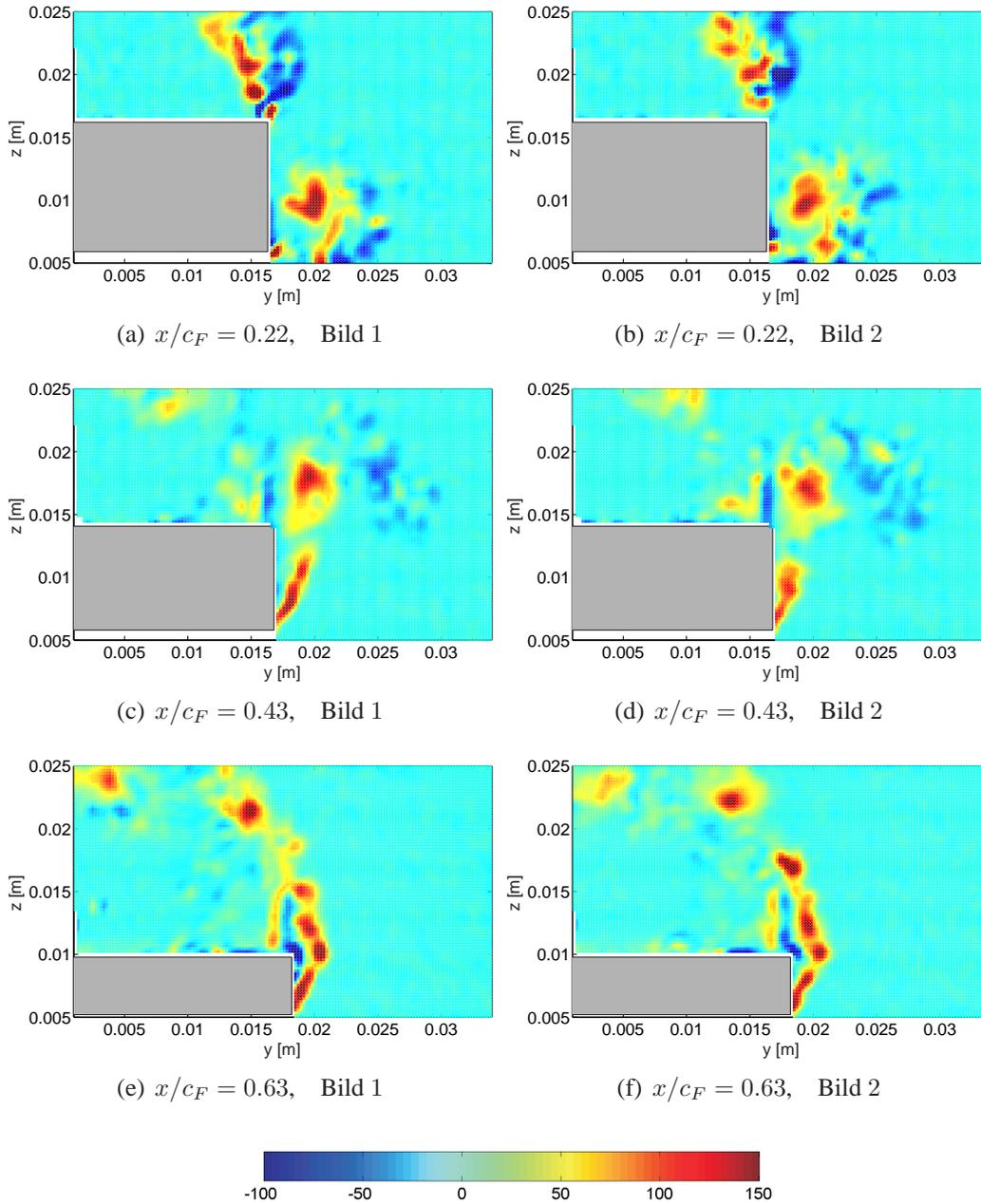


Abbildung 6.12: Instantane Wirbelstärkeverteilung an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s für drei verschiedene Messebenen. Die Ausblasrate beträgt in allen Fällen $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c/u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

An der Messebene $x/c_F = 0.63$ zeigt sich ein ähnliches Bild (Abbildung 6.13 c und d). Die Schwankungen oberhalb der Saugseite entfernen sich durch das Ausblasen von der festen Oberfläche und die Interaktion der Geschwindigkeitschwankungen mit der oberen Ecke wird reduziert. Das Feld der Schwankungsgrößen wird insgesamt auf einen größeren Bereich verteilt.

In Abbildung 6.13 e beobachtet man für den Fall ohne Ausblasen die stark instationäre Dynamik des Hauptwirbels oberhalb der Saugseite. Durch das Ausblasen werden die Schwankungsterme auf einen größeren Bereich verteilt und von der Oberfläche wegbewegt.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass durch das Ausblasen die Seitenkantenströmung effektiv beeinflusst wird. Die physikalischen Mechanismen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die untere Scherschicht scheint instabil zu sein. Die Wirbelstärke dieser Scherschicht konzentriert sich durch das Ausblasen in mehreren kleinen Wirbelstrukturen.
- Der Abstand zwischen diesen Wirbelstrukturen und der festen Oberfläche des Flügels nimmt mit zunehmendem Ausblasimpuls c_μ zu. Damit wird das instationäre Feld oberhalb der Saugseite von der festen Oberfläche wegbewegt.
- Die Interaktion zwischen der Wirbelstärke aus der unteren Scherschicht mit der oberen Ecke der Seitenkante wird reduziert.
- Als Folge des größeren Abstandes der Wirbelstruktur von der Saugseite des Flügels verschwindet das Rückstromgebiet und damit die Produktion von negativer Wirbelstärke in der Nähe der festen Oberfläche.

Diese Mechanismen führen zu der im vorherigen Abschnitt akustisch bestimmten Reduktion des Seitenkanten-Geräusches und lassen sich gut mit den theoretischen Betrachtungen in Kapitel 2 erklären.

Die Untersuchungen ohne Beeinflussung im Kapitel 5 zeigen, dass sich im Nachlauf des Flügels nach 2 bis 3 Flügeltiefen ein nahezu axialsymmetrischer stationärer Wirbel ausbildet, obwohl das Feld der Wirbelstärke im Nahfeld stark instationär ist. Im Folgenden wird daher untersucht, welchen Einfluss das Ausblasen auf die weitere Entwicklung des Seitenkantenwirbels hat. Die Konfiguration für den Fall mit Ausblasen ist E511 und für den Fall ohne Ausblasen ist E000.

Abbildung 6.14 zeigt die über 50 Einzelmessungen gemittelte Wirbelstärke des Seitenkantenwirbels für den Fall mit Ausblasen ($c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$). Der Anstellwinkel beträgt $\alpha = 12^\circ$ und die Messposition befindet sich bei $x/c_F = 1.44$. Vor der Mittelung der Einzelbilder wird das berechnete Wirbelstärkefeld interpoliert

6.4. BEEINFLUSSUNG DES STRÖMUNGSFELDES

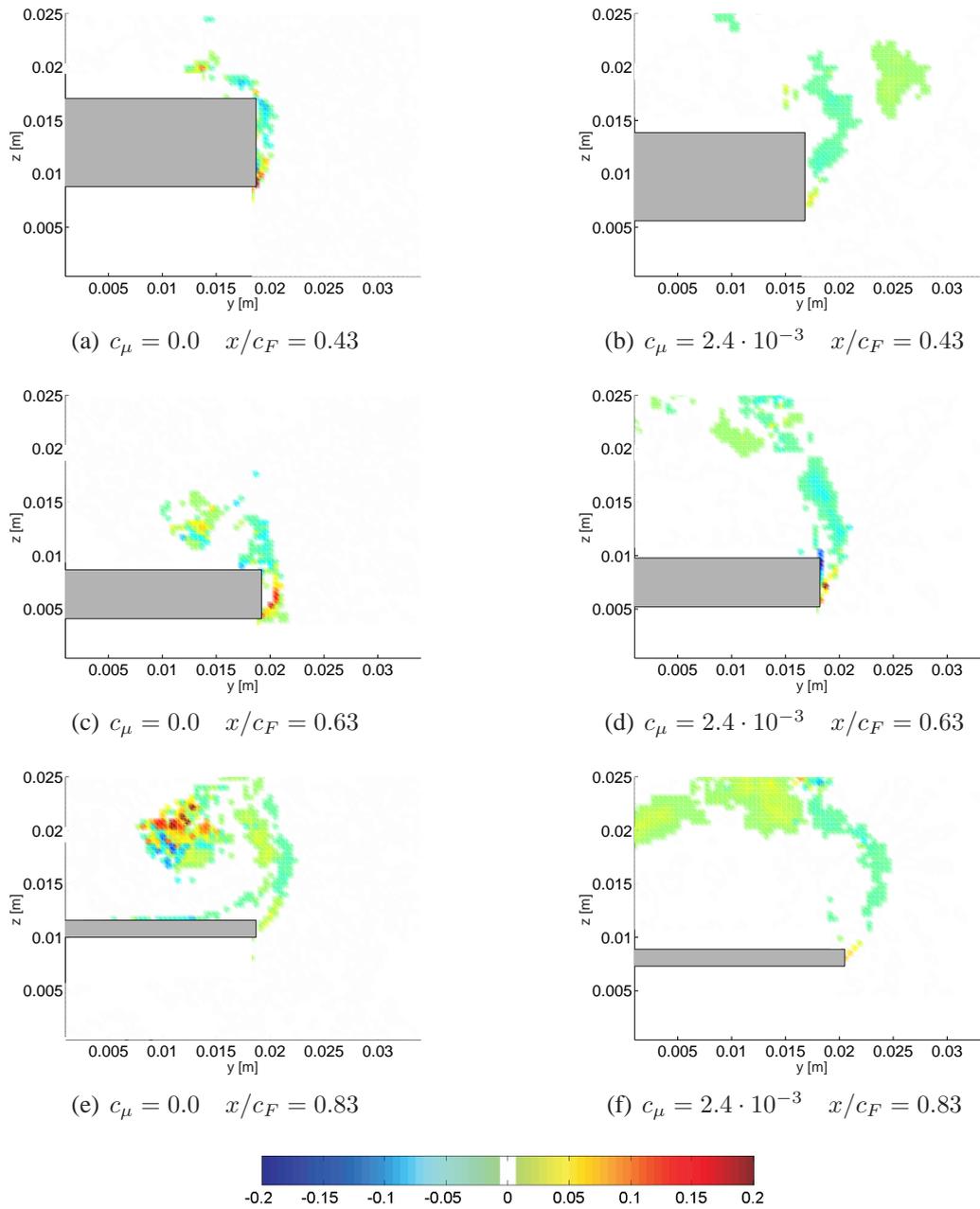


Abbildung 6.13: REYNOLDS-Spannungen an der Seitenkante des generischen Flügels bei $\alpha = 12^\circ$ und $u_\infty = 20$ m/s. Verglichen werden die Ergebnisse der Konfigurationen E000 und E511, wobei der Ausblasimpuls dieser Konfiguration $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ beträgt. Die Position der Messebene ist jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Spannung $\overline{u'v'}/u_\infty^2$. Der Bereich $[-0.006, +0.006]$ ist als weiße Farbe gesetzt.

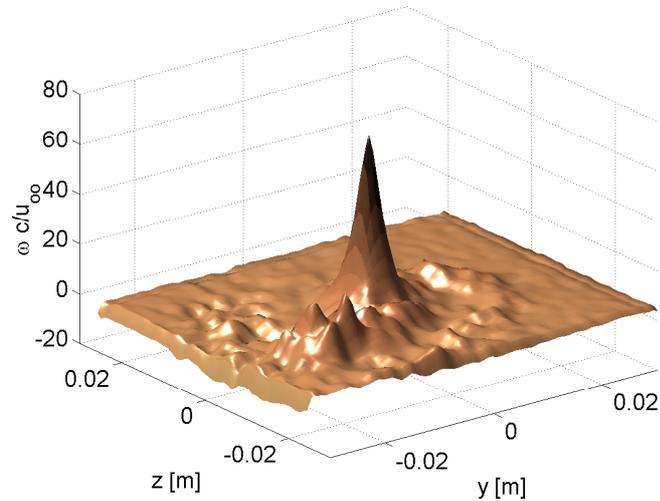


Abbildung 6.14: Gemittelte Wirbelstärke ($\omega_x c / u_\infty$) des Seitenkantenwirbels für $u_\infty = 20$ m/s, $\alpha = 12^\circ$ und der Messposition $x/c_F = 1.44$. Die Ausblasrate beträgt für den dargestellten Fall $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Vor der Mittelung der Einzelbilder wird das berechnete Wirbelstärkefeld interpoliert und entsprechend der maximalen Wirbelstärke verschoben, so dass alle 50 Wirbelstärkemaxima aufeinander liegen. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich an der Position der maximalen Wirbelstärke.

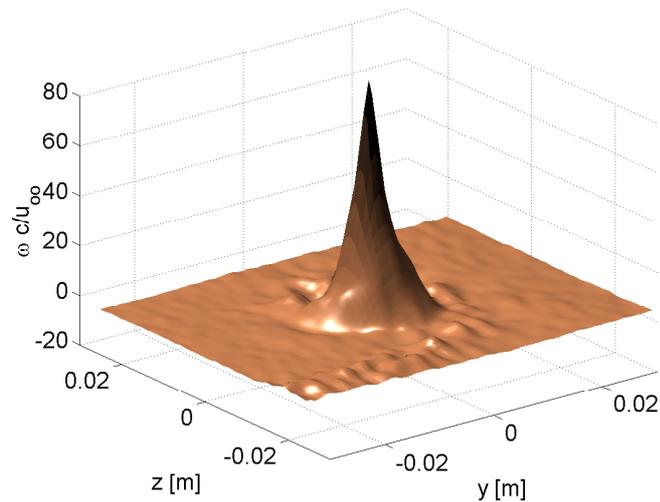


Abbildung 6.15: Gemittelte Wirbelstärke ($\omega_x c / u_\infty$) des Seitenkantenwirbels für den Fall ohne Ausblasen (E000) bei $u_\infty = 20$ m/s, $\alpha = 12^\circ$ und der Messposition $x/c_F = 1.44$.

und entsprechend der maximalen Wirbelstärke verschoben, so dass alle 50 Wirbelstärkemaxima aufeinander liegen. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich an der Position der maximalen Wirbelstärke. Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.15 das Ergebnis für die gleiche Versuchsanordnung jedoch ohne Ausblasen (E000). Der Unterschied ist deutlich zu erkennen. Die Wirbelstärke des Wirbels ist durch das Ausblasen auf einen größeren Bereich verteilt. Es sind zwei spiralförmige Wirbelstärkeverteilungen zu sehen, die sich zu dem Wirbel aufrollen und deutlicher ausgeprägter sind, als in dem Fall ohne Ausblasen. Dementsprechend ist auch die maximale Wirbelstärke im Kernbereich abgesenkt.

Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht über die Kenndaten der gemessenen Wirbel entsprechend der Darstellung in Tabelle 5.1. Verglichen werden die Werte ohne Ausblasen mit denen bei den Ausblasraten $c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$ und $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Die maximale Wirbelstärke wird in allen Messebenen durch das Ausblasen reduziert. In der oben dargestellten Messebene $x/c_F = 1.44$ beträgt sie bei einer Ausblasrate von $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ nur noch $\omega_{max} = 69.4$. Dies entspricht im Vergleich zur maximalen Wirbelstärke ohne Ausblasen einer Reduzierung von 24.2%. Dieser Effekt ist in der dritten Messebene noch größer.

Die Standardabweichung des Wirbelkerns nimmt dabei zu: von $(\sigma_x, \sigma_y) = (0.67, 0.75)$ auf $(\sigma_x, \sigma_y) = (1.42, 0.78)$. Die instationäre Bewegung des Wirbels im Nachlauf wird also durch das Ausblasen erhöht. Dieser Effekt ist bei $x/c_F = 3.46$ noch deutlicher ausgeprägt. Dort steigt die Standardabweichung des Wirbels durch das Ausblasen in beiden Richtungen um den Faktor zwei. Die Standardabweichungen für den Fall $c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$ liegen zwischen den Werten ohne Ausblasen und der maximalen Ausblasrate $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Das gleiche gilt für die maximale Wirbelstärke und die maximale Geschwindigkeit. Die Änderung ist also systematisch.

Entsprechend den Untersuchungen aus dem vorherigen Kapitel in Abschnitt 5.7 zeigt Abbildung 6.16 die Zirkulation des Seitenkantenwirbels für verschiedene Ausblasraten in Abhängigkeit vom Radius r . Der Wirbelkernbereich in der Messebene $x/c_F = 2.45$ ist für die Fälle mit Ausblasen kleiner als für den Fall ohne Ausblasen. Dies deutet darauf hin, dass der Wirbel noch nicht voll ausgebildet ist und stimmt mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.14 überein. Die Wirbelstärke ist über einen größeren Bereich verteilt und wird erst weiter stromab in den Wirbelkernbereich eingerollt.

Die gesamte Wirbelstruktur wird durch das Ausblasen zudem aufgeweitet, was an dem geringeren Anstieg in der Zirkulation zu erkennen ist. Die Zirkulation nimmt für $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ zunächst am geringsten zu, überschreitet aber bei $r = 0.0135$ m die Zirkulation für den Fall ohne Beeinflussung. Die hohen Werte der Zirkulation im Außenbereich des Wirbels sind nur dadurch zu erklären, dass der Wirbel durch den Messbereich nicht voll erfasst wird. Es können keine Aussagen darüber getroffen werden, wie sich die Kurven für $r \rightarrow \infty$ verhalten. Der

Tabelle 6.1: Kenndaten der gemessenen Wirbel für zwei Ausblasraten. Zum Vergleich sind die Werte ohne Ausblasen aus Tabelle 5.1 dargestellt. Der Anstellwinkel ist in allen Fällen $\alpha = 12^\circ$. Angegeben ist die maximale Wirbelstärke und die maximale Strömungsgeschwindigkeit $|\mathbf{u}| = \sqrt{v^2 + w^2}$. Außerdem wird die Standardabweichung σ der Wirbelkernposition jeweils in x - und y -Richtung angegeben.

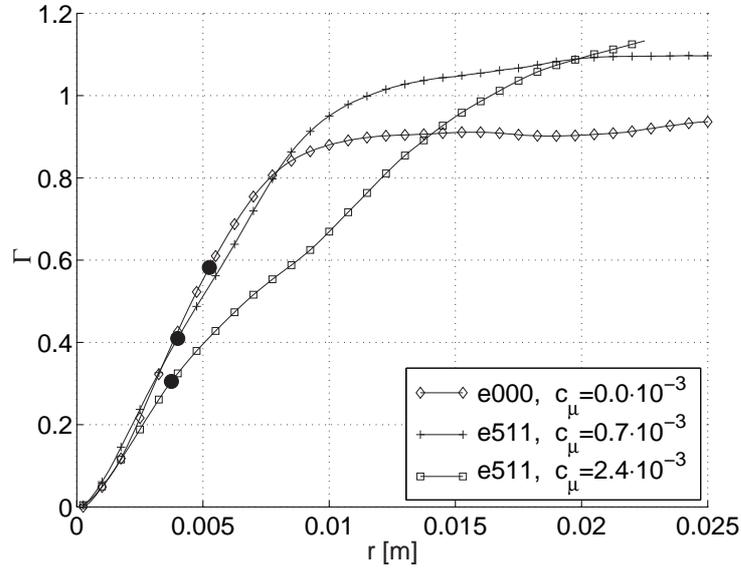
	σ_x [px]	σ_y [px]	$\omega_{max} c/u_\infty$	$ \mathbf{u} _{max}$ [m/s]
$x/c_F = 1.44 \quad c_\mu = 0.0$	0.67	0.75	91.6	21.4
$x/c_F = 1.44 \quad c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$	0.94	0.65	88.4	13.9
$x/c_F = 1.44 \quad c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$	1.42	0.78	69.4	11.7
$x/c_F = 2.45 \quad c_\mu = 0.0$	0.50	0.65	96.4	19.5
$x/c_F = 2.45 \quad c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$	0.71	0.84	91.2	14.1
$x/c_F = 2.45 \quad c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$	1.17	1.43	75.5	13.3
$x/c_F = 3.46 \quad c_\mu = 0.0$	0.50	0.65	97.5	19.9
$x/c_F = 3.46 \quad c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$	0.88	0.92	88.9	13.9
$x/c_F = 3.46 \quad c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$	1.25	1.31	68.5	11.3

Vergleich der beiden Messebenen in Abbildung 6.16 zeigt, dass sich das Profil für den Fall geringer Beeinflussung, $c_\mu = 0.7 \cdot 10^{-3}$, weiter stromab dem Fall ohne Beeinflussung annähert. Das gleiche gilt für die Radien des Wirbelkerns.

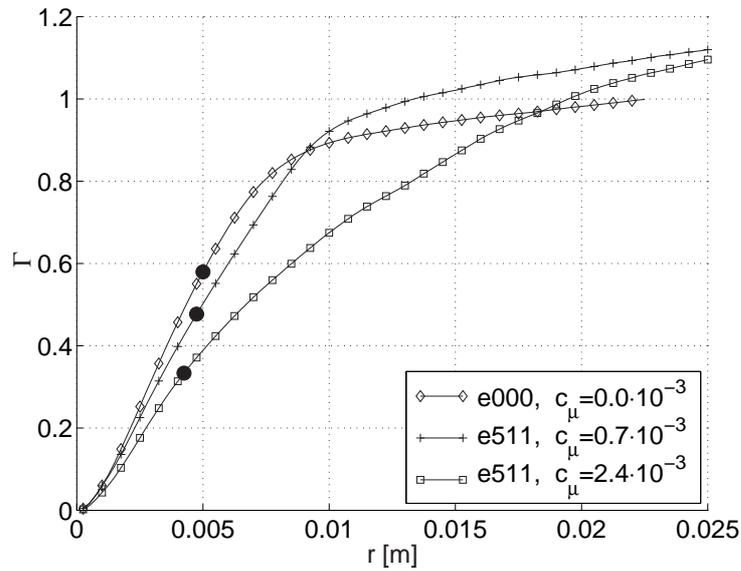
Die Kurve der Zirkulation für $x/c_F = 2.45$ und $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ zeigt einen Wendepunkt bei $r \approx 0.008$ m. In diesem Bereich steigt also die Wirbelstärkeverteilung noch einmal an. In Abbildung 6.14 wurde bereits auf die spiralförmige Wirbelstärkeverteilung hingewiesen. Diese wird hier aufintegriert und ändert das Profil der Zirkulation. Dieser Sachverhalt ist in der tangentialen Geschwindigkeitsverteilung u_θ/u_∞ in Abbildung 6.16 deutlicher zu sehen (die Berechnung von u_θ wird in Abschnitt 4.3.5 beschrieben). Für den Fall $c_\mu = 2.4 \cdot 10^{-3}$ in der Messebene $x/c_F = 2.45$ ändert sich an dem angegebenen Radius die Steigung der tangentialen Geschwindigkeit. Dieser Wendepunkt wandert in der Messebene $x/c_F = 3.46$ etwas nach außen. Die maximale tangentiale Geschwindigkeit wird durch das Ausblasen reduziert, und zwar um so stärker, je größer die Ausblasrate ist.

Insgesamt zeigt sich also, dass die Wirbelstärke im Zentrum reduziert und der Wirbel aufgeweitet wird. Die Ergebnisse aus Tabelle 6.1 zeigen, dass der Wirbel im Nachlauf durch das Ausblasen instationär wird, was auf eine erhöhte Schallabstrahlung schließen lässt. Die $\overline{u'v'}$ -Terme im Nahfeld werden durch das Ausblasen jedoch reduziert, was wahrscheinlich einen größeren Einfluss auf die gesamte Schallabstrahlung hat als die Dynamik des Wirbelstärkefeldes im Nachlauf des

6.4. BEEINFLUSSUNG DES STRÖMUNGSFELDES

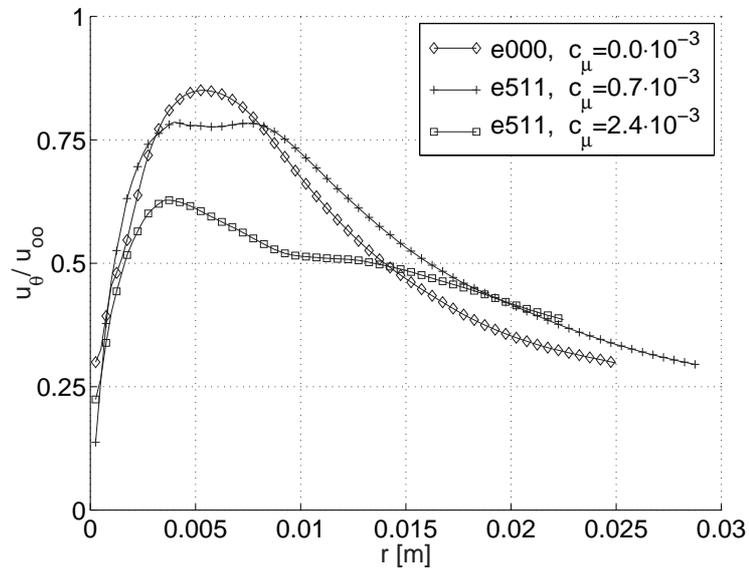


(a) $x/c_F = 2.45$

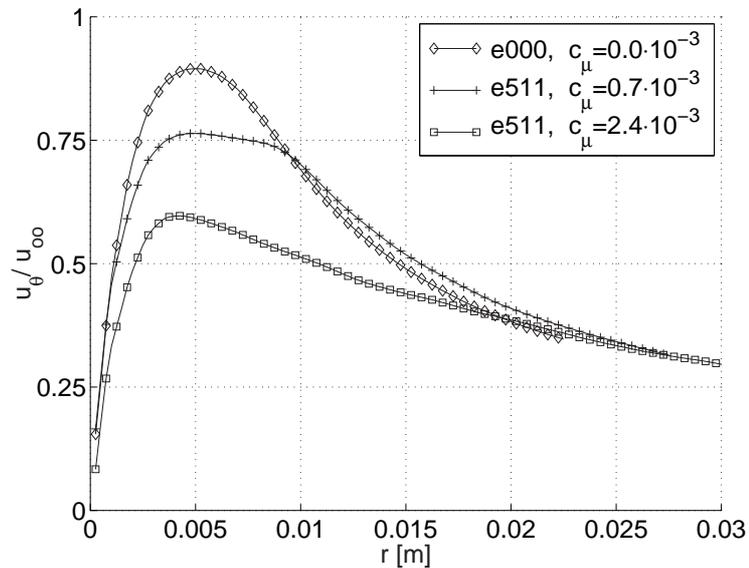


(b) $x/c_F = 3.46$

Abbildung 6.16: Zirkulation Γ bei $\alpha = 12^\circ$ für verschiedene Ausblasraten dargestellt über dem Radius r . Die Messpositionen und die Ausblasraten sind jeweils angegeben. Der Radius r_1 , für den die tangentielle Geschwindigkeit maximal wird, ist durch ausgefüllte Kreise markiert.



(a) $x/c_F = 2.45$



(b) $x/c_F = 3.46$

Abbildung 6.17: Tangentiale Geschwindigkeit (u_θ/u_∞) bei $\alpha = 12^\circ$ für verschiedene Ausblasraten dargestellt über dem Radius r . Die Messpositionen und die Ausblasraten sind jeweils angegeben.

Flügels.

Die dargestellten Ergebnisse der Nachlaufmessungen sind zudem interessant im Zusammenhang mit Untersuchungen zur Beeinflussung von Wirbelschleppen bei Verkehrsflugzeugen. Das hohe Drehmoment der Nachlaufwirbel großer Flugzeuge gefährdet die Sicherheit der nachfolgenden Flugzeuge. Eine große Zahl von Forschungsgruppen versuchen daher, die Wirbelschleppen dahingehend zu beeinflussen, dass sie möglichst bald hinter dem Flügel zerfallen. Die Beeinflussungsmethoden sind dabei: Reduzierung der maximalen Wirbelstärke, Aufweitung der Wirbelstärkeverteilung und Anregung der Wirbelstrukturen zu instationären Schwingungen (Staufenbiel, 1985). Die Nachlaufmessungen zeigen, dass die Position des Wirbels für den Fall mit Ausblasen eine größere Standardabweichung aufweist als für den Fall ohne Ausblasen. Außerdem ist die Wirbelstruktur aufgeweitet und die maximale Wirbelstärke im Kernbereich reduziert. Inwieweit sich dies auf den Zerfall des Seitenkantenwirbel auswirkt müsste aber in weiteren Messungen im Fernfeld, 10 bis 30 Flügeltiefen hinter dem Flügel, untersucht werden.

6.5 Die Konfiguration E541

In der Konfiguration E541 wird die Luft über Schlitze an der Seitenkante und auf der Saugseite in die Wirbelstruktur geblasen. Abbildung 6.18 vergleicht die fokussierte Schalleistung dieser Konfiguration entsprechend Abschnitt 6.3 mit derjenigen von Konfiguration E511. Die jeweilige Schalleistung ist in Abhängigkeit vom Volumenstrom dargestellt.

Der Volumenstrom wird im gleichen Bereich variiert wie in der Konfiguration E511. Er liegt zwischen $\dot{V} = 0.0$ und $\dot{V} = 1.15 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$. In diesem Bereich ist durch das Ausblasen kaum ein Effekt auf die Schalleistung zu sehen. In Anbetracht dieses Ergebnisses wurden keine weiteren Untersuchungen mit der geschlitzten Seitenkante durchgeführt.

Stellt man die Schalleistung über c_μ dar, ergibt sich das Ergebnis aus Abbildung 6.19. Die Schalleistung wird ähnlich der Konfiguration E511 durch einen geringen Impuls von $c_\mu = 0.3 \cdot 10^{-3}$ leicht abgesenkt. Bei einem höheren Volumenstrom und damit einem größeren Ausblasimpuls ist evtl. eine weitere Reduzierung der gemessenen Schalleistung zu erwarten. Dies stellt demnach eine Herausforderung für zukünftige Untersuchungen dar.

Die akustischen Messungen zeigen, dass der Ausblasimpuls dieser Konfiguration nicht ausreicht, um eine effektive Schallreduzierung zu erreichen. Der Einfluss eines großen Volumenstroms mit geringem Impuls auf das Strömungsfeld wird im Folgenden anhand von PIV-Messungen untersucht.

Abbildung 6.20 zeigt die Ergebnisse der gemittelten Wirbelstärke für die Mes-

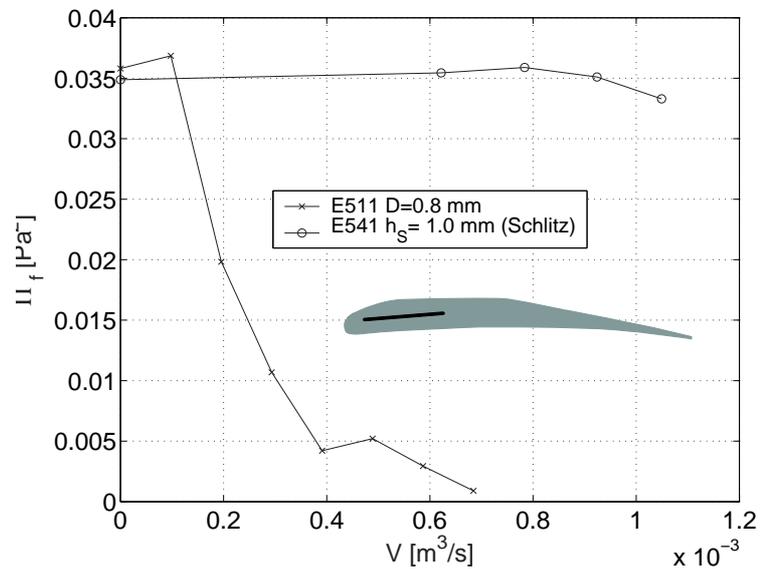


Abbildung 6.18: Fokussierte Schalleistung dargestellt über dem Volumenstrom \dot{V} . Verglichen wird die Konfiguration E511 mit der Konfiguration E541. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit der Position des Ausblassechlitzes entsprechend der Konfiguration E541 ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

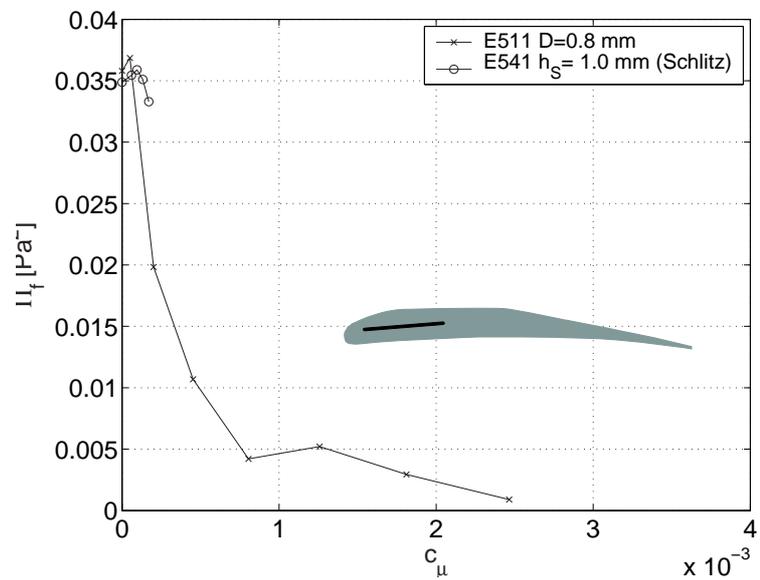


Abbildung 6.19: Fokussierte Schalleistung dargestellt über dem Impulskoeffizienten c_μ . Verglichen wird die Konfiguration E511 mit der Konfiguration E541, welche in der Seitenansicht schematisch dargestellt ist.

sebenen $x/c_F = 0.43$, $x/c_F = 0.63$ und $x/c_F = 0.83$. Der Volumenstrom ist jeweils der gleiche, wie in den PIV-Messungen aus Abschnitt 6.4. Auf Grund der größeren Ausblasöffnung liegt der maximal ausgeblasene Impuls an der Schlitzöffnung jedoch um den Faktor 0.125 unter dem maximalen Impuls der Konfiguration E511.

Es wird deutlich, dass die physikalischen Mechanismen, die bei der vorangegangenen Konfiguration beschrieben werden, hier nicht zu finden sind. Die Position des Hauptwirbels auf der Saugseite des Flügels wird im Vergleich zum unbeeinflussten Fall nicht verändert. Dementsprechend bleibt das Rückstromgebiet auf der Saugseite und damit die negative Wirbelstärkeproduktion trotz des Ausblasens unverändert. Die Wirbelstruktur, die ohne Beeinflussung gemessen wird, bleibt insgesamt erhalten und zerfällt nicht in kleine Wirbelstrukturen. Man erkennt jedoch, dass bei höherer Ausblasrate die Wirbelstärke auf einen größeren Bereich verteilt wird. Dies deutet auf eine instationäre Dynamik der Wirbelstruktur auf der Saugseite des Flügels hin. Der durch das Ausblasen eingebrachte Volumenstrom führt also zu einer Verteilung der Wirbelstärke auf einen größeren Bereich. Der Impuls reicht jedoch nicht aus, um die Position des Wirbels zu beeinflussen.

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Veränderungen des Strömungsfeldes durch das Ausblasen treten in diesem Fall nicht ein. Dementsprechend wird auch keine signifikante Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches erreicht. Durch die hier dargestellten PIV-Ergebnisse werden die physikalischen Mechanismus der Schallreduktion des vorherigen Abschnitts indirekt bestätigt.

6.6 Die Konfigurationen E551 und E521

In diesem Abschnitt werden die akustischen Messungen der Konfigurationen E521 und E551 dargestellt.

Die Beeinflussung des Strömungsfeldes durch die Eckenausblasung der Konfigurationen E511 (Abschnitt 6.4) zeigt, dass sich der Hauptwirbel auf der Saugseite mit zunehmender Ausblasrate immer weiter von der festen Oberfläche entfernt. Mit Hinblick auf diese Ergebnisse wurde die Konfiguration E551 entwickelt. In dieser Konfiguration befinden sich die Ausblasöffnungen nur an der Saugseitenecke der Seitenkante. Die Idee war hierbei, dass zur Beeinflussung der Position des Hauptwirbels das Ausblasen an der Saugseitenecke wichtiger ist, als an der Druckseitenecke.

Abbildung 6.21 zeigt die gemessene Schallleistung in Abhängigkeit vom Impulskoeffizienten c_μ . Es wird jeweils die Schallleistung des Maximums in der spektralen Darstellung bei $f \approx 2.9$ kHz betrachtet. Dargestellt sind die Fälle E511 und E551. Der Durchmesser ist in beiden Fällen $D = 0.8$ mm¹.

¹Die Datenpunkte für $c_\mu < 0.2 \cdot 10^{-3}$ der E551-Konfiguration werden nicht dargestellt, da die

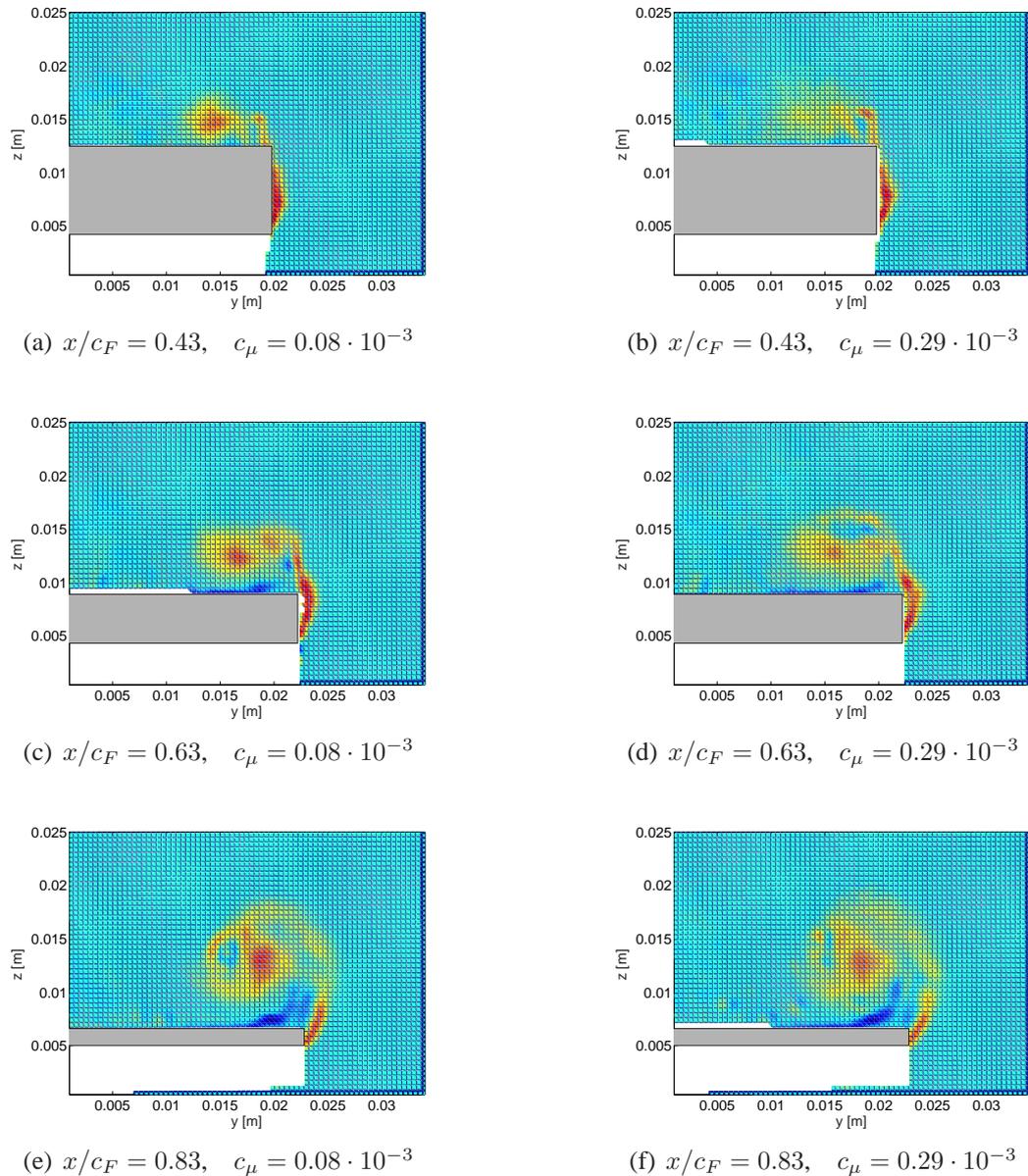


Abbildung 6.20: Gemittelte Wirbelstärke an der Seitenkante des generischen Flügels mit der Konfiguration E541 bei verschiedenen Ausblasraten. Der Anstellwinkel ist $\alpha = 12^\circ$ und die Anströmgeschwindigkeit $u_\infty = 20$ m/s. Die Position des Schnittes und der Impuls des Ausblasens, c_μ , sind jeweils angegeben. Dargestellt ist die normierte Wirbelstärke $\omega_x c / u_\infty$ in dem Bereich zwischen -100 (im Uhrzeigersinn, blau) und 150 (gegen den Uhrzeigersinn, rot).

Die beiden Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf. Es zeigt sich, dass bei dem gleichen Impulskoeffizienten c_μ fast die gleiche Schallreduzierung gemessen wird. Der Wert der geringsten Schalleistung von $\Pi_f = 9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}^2$ wird dabei durch die Konfiguration E551 nicht ganz erreicht. Für diese Konfiguration liegt die minimale Schalleistung bei ca. $\Pi_f = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}^2$. Geht man von der gleichen Schalleistung für $c_\mu = 0$ wie in der Konfiguration E511 aus, entspricht dies jedoch einer Reduzierung um 14.4 dB.

Die Konfiguration E551 hat nur 7 Ausblasöffnungen. Damit ist die Fläche der Öffnungen nur halb so groß wie in der Konfiguration E511. Mit der Konfiguration E551 lässt sich daher nahezu die gleiche Pegelminderung mit dem halben Volumenstrom erzeugen. Diese Tatsache sollte in Zukunft weiter untersucht werden.

Abschließend werden hier noch die Ergebnisse der Konfiguration E521 vorgestellt. Einige Autoren reduzieren durch Anbringen von Wirbelgeneratoren im hinteren Bereich der Seitenkante die abgestrahlte Schalleistung (Choudhari et al., 2002). Aus diesem Grund wurde die Konfiguration E521 entwickelt, bei der durch Öffnungen im hinteren Bereich der Seitenkante ($x/c_F > 0.45$) Luft in die Wirbelstruktur geblasen wird.

Abbildung 6.22 zeigt die gemessene Schalleistung im Vergleich zur Konfiguration E511 in Abhängigkeit vom Impulskoeffizienten c_μ . Es wird mit zunehmendem Impuls eine geringfügige Reduzierung der Schalleistung um 1.7 dB gemessen. Diese Pegelminderung ist um eine Größenordnung geringer als in den übrigen dargestellten Fällen. Die Überlegung, wonach sich der Wirbel im vorderen Bereich bildet und dementsprechend dort die Beeinflussung ansetzen sollte, wird hiermit bestätigt.

Datenerfassung hier fehlerhaft gearbeitet hat.

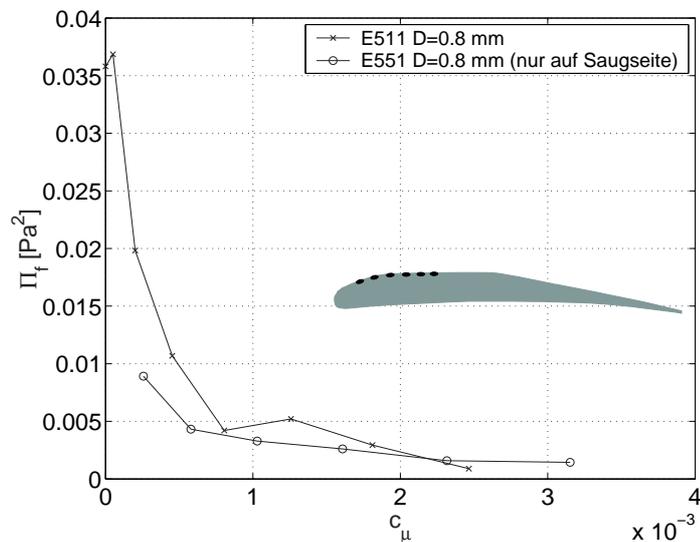


Abbildung 6.21: Fokussierte Schalleistung bei $f \approx 2.9$ kHz dargestellt über dem Impulskoeffizienten c_μ . Verglichen wird die Konfiguration E511 mit dem Fall, dass sich die Öffnungen nur auf der Saugseite befinden (E551). Der Durchmesser ist in beiden Fällen $D = 0.8$ mm. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe in der Konfiguration E551 ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

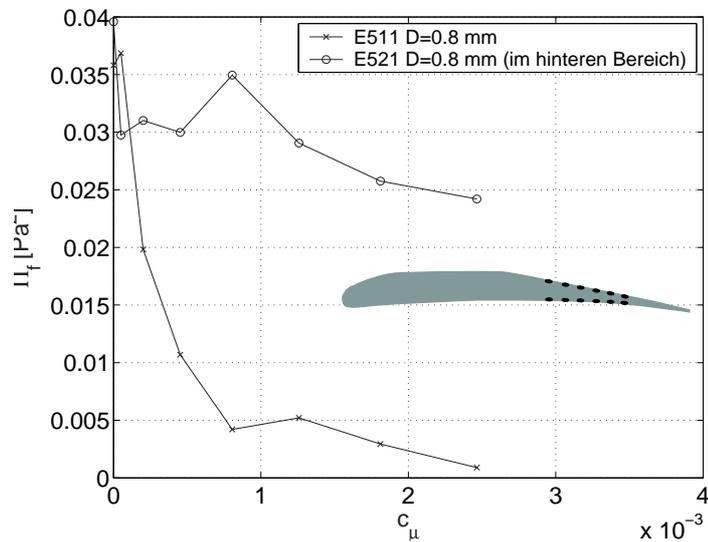


Abbildung 6.22: Fokussierte Schalleistung dargestellt über dem Impulskoeffizienten c_μ . Verglichen wird die Konfiguration E511 mit dem Fall, dass sich die Öffnungen im hinteren Bereich der Seitenkante befinden (E521). Der Durchmesser ist in beiden Fällen $D = 0.8$ mm. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe in der Konfiguration E521 ist schematisch dargestellt.

6.7 Passive Schallreduktion

Im Abschnitt 3.3 werden neben den aktiven Beeinflussungsmethoden auch passive Methoden zur Reduzierung der Schallabstrahlung vorgestellt. Der Einfluss dieser Methoden auf das Seitenkanten-Geräusch wird in der vorliegenden Arbeit ebenfalls mit dem Mikrofon-Array vermessen. Die erhaltenen Ergebnisse werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Abbildung 6.23 zeigt den fokussierten Schalldruckpegel der Konfigurationen E70x bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Zum Vergleich ist der Pegel für den Fall E000 also ohne Beeinflussung angegeben. Die Konfigurationen E70x sind Wirbelgeneratoren nach Choudhari et al., 2002. Die Idee bei dieser Beeinflussungsmethode ist, die ablösende Scherschicht zu verdicken und damit die Instabilität an der Seitenkante zu reduzieren. Der in Choudhari et al., 2002 verwendete Wirbelgenerator entspricht der Konfiguration E701 der vorliegenden Arbeit. Es wurden noch zwei weitere Wirbelgeneratoren hergestellt, wobei die Konfiguration E702 kleiner und die Konfiguration E703 größer ist, als die Konfiguration E701.

Das lokale spektrale Maximum bei $f \approx 2.9$ kHz wird mit dem kleinen Wirbelgenerator E702 zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben. Dies ist durch die Verdickung der Scherschicht und der damit einhergehenden Vergrößerung der turbulenten Strukturen durch den Wirbelgenerator zu erklären. Das verschobene Maximum bei $f \approx 2.1$ kHz wird durch den etwas größeren Wirbelgenerator E701 um ca. 6 dB reduziert. Der große Wirbelgenerator E703 reduziert dieses Maximum zwar um weitere 9 dB, durch die größeren turbulenten Strukturen, die dieser Wirbelgenerator erzeugt, wird die Schallabstrahlung in den höheren Frequenzen jedoch angehoben. Dieser Effekt ist ähnlich der Pegelerhöhung durch das Ausblasen (s. Abbildung 6.4).

Der Zaun auf der Saugseite (E401) reduziert den Gesamtschalldruckpegel sehr effektiv (Abbildung 6.24). Der Pegel wird im Frequenzbereich $f > 2.2$ kHz reduziert, im Maximum um ca. 18 dB. Der fokussierte Schalldruckpegel zeigt für die Konfiguration E402, in welcher sich der Zaun auf der Druckseite befindet, einen deutlich anderen Verlauf. Das Maximum bei $f \approx 2.9$ kHz wird mit dieser Konfiguration zwar ebenfalls reduziert, für die Bereiche $3.8 < f < 7.6$ kHz und $f > 10.5$ kHz liegt der Schalldruckpegel jedoch über dem Spektrum der Konfiguration ohne Beeinflussung, E000. Die Konfiguration E403, in welcher sich der Zaun auf der Druck- und der Saugseite befindet, zeigt einen ähnlichen Verlauf, wobei der Pegel dieses Spektrums für Frequenzen $f > 2.2$ kHz um 2 – 3 dB geringer ist als für die Konfiguration E402.

Die besten Ergebnisse werden mit den Winglets (E80x) erzielt. Die Spektren des fokussierten Schalldruckpegels in Abbildung 6.25 zeigen, dass der Pegel mit allen drei Konfigurationen in dem Bereich $f > 2.2$ kHz abgesenkt wird. Das Spektrum des generischen Winglets (E803) ist dabei nahezu identisch mit dem Pegel

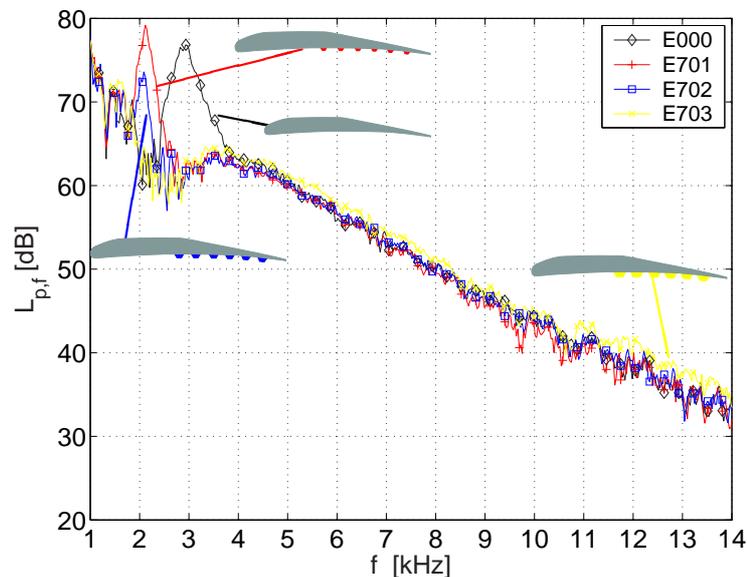


Abbildung 6.23: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s für die Konfigurationen E70x. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den jeweiligen Wirbelgeneratoren an der Druckseite der Klappe ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

des großen Winglets (E801). Die Schallreduktion für diese beiden Konfigurationen beträgt ca. 18.5 dB bei $f \approx 2.9$ kHz und liegt zwischen 1 und 11 dB in den höheren Frequenzen, $4 \leq f \leq 14$ kHz.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Beeinflussung durch die Wirbelgeneratoren am wenigsten effektiv ist. Der physikalische Wirkmechanismus der Scherschichtverdickung lässt sich bei dem kleinen Wirbelgenerator sehr gut mit dem fokussierten Schalldruckpegel erklären. Das Maximum des Seitenkanten-Geräusches wird durch die kleineren Wirbelgeneratoren zunächst zu tieferen Frequenzen hin verschoben. Durch den großen Wirbelgenerator wird der Mechanismus der Scherschichtinstabilität gestört und das Seitenkanten-Geräusch verschwindet. Allerdings kommt es durch die erhöhten turbulenten Schwankungen zu einer Anhebung des Pegels in den höheren Frequenzen.

Der Saugseiten-Zaun zeigt eine sehr effektive Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches. In Kapitel 5 ist zu sehen, dass eine mögliche Ursache für die starke Schallabstrahlung an der Seitenkante die Interaktion zwischen der instabilen Scherschicht und der oberen Ecke der Seitenkante darstellt. Durch den Zaun auf der Saugseite wird diese Interaktion unterbunden, was eine Erklärung für die starke Schallreduktion der Konfiguration E401 sein könnte. Außerdem wird die Entfernung zwischen dem Hauptwirbel auf der Saugseite und der festen Oberfläche durch den Zaun vergrößert. Dies ist bei dem Druckseiten-Zaun (E402) nicht der

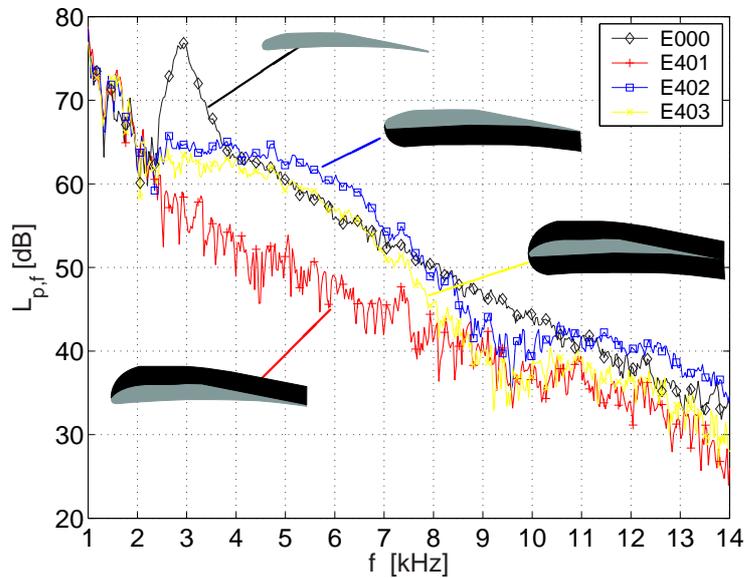


Abbildung 6.24: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s für die Konfigurationen E40x. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den jeweiligen Zäunen an der Seitenkante ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

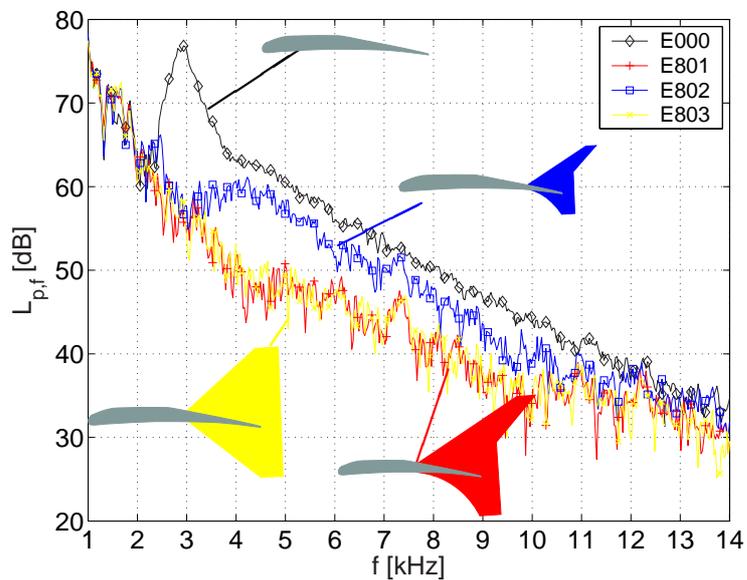


Abbildung 6.25: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s für die Konfigurationen E80x. Die Seitenansicht der Hinterkantenklappe mit den jeweiligen Winglets an der Seitenkante ist schematisch dargestellt. Für genaue Angaben siehe Abschnitt 3.3.

Fall. Der Zaun auf der Druckseite scheint den Schalldruckpegel in bestimmten Frequenzbereichen zu verstärken. Hierfür kann bisher keine Erklärung gefunden werden.

Die sehr effektiven Winglets sind aus der Überlegung entstanden, die akustischen Eigenschaften der Seitenkanten-Zäune mit den aerodynamischen Eigenschaften der Winglets zu verbinden. Die Reduktionsmechanismen sind denen der Zäune wahrscheinlich sehr ähnlich.

6.8 Die aerodynamischen Kräfte

Die verschiedenen Methoden der Schallreduzierung beeinflussen das Strömungsfeld an der Hinterkantenklappe. Aus diesem Grund werden in der vorliegenden Arbeit die aerodynamischen Kräfte für alle Beeinflussungsmethoden gemessen. Damit wird untersucht, inwieweit die jeweiligen Methoden die aerodynamische Leistung des Flügels beeinflussen.

In Abbildung 6.26 ist der Auftriebsbeiwert c_A in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für das SCCH-Modell bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 32.8$ m/s dargestellt. Dies entspricht einer REYNOLDS-Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Hauptflügels von $Re \approx 10^6$. Dargestellt ist die Konfiguration E000, also der Fall ohne Beeinflussung. Dies entspricht der Landekonfiguration, wobei die Hinterkantenklappe, wie in den bisherigen akustischen Messungen, geteilt ist. Abbildung 6.27 zeigt für die gleiche Konfiguration die Polare $c_A(c_W)$.

Die Auftriebsverteilung zeigt einen maximalen Auftriebsbeiwert von $c_{A,max} = 2.63$. Die aerodynamischen Kräfte werden sowohl für den Winkelanstieg als auch den Winkelabfall gemessen. Für den Winkelbereich $\alpha > 29.3^\circ$ beobachtet man eine Hysterese. Bei $\alpha = 34^\circ$ ist die Strömung vollständig abgelöst und legt für den Winkelabfall erst bei $\alpha \approx 29^\circ$ wieder an. Der minimale Widerstandsbeiwert liegt bei $c_{W,min} = 0.0974$.

Im Weiteren wird die Veränderung des Auftriebsbeiwertes durch die Beeinflussungsmethoden bei den Anstellwinkeln $\alpha = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ untersucht. Die entsprechenden Funktionswerte sind in Abbildung 6.26 mit ausgefüllten Kreisen markiert. Zudem wird die Änderung des $c_{A,max}$ -Wertes ermittelt. Das gleiche gilt für den Widerstand (siehe Abbildung 6.27). Hier wird die Änderung von $c_{W,10^\circ}$, $c_{W,15^\circ}$, $c_{W,20^\circ}$ und $c_{W,min}$ analysiert. Der Winkelbereich $10^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$ wird aus zwei Gründen ausgewählt. Zum einen liegt in diesem Bereich der Anstellwinkel während des Landeanflugs, und zum anderen zeigen die akustischen Messungen der vorliegenden Arbeit hier die dominantesten Schallquellen (Seitenkanten- und Slat-Horn-Geräusch). Zur Untersuchung der Änderung der aerodynamischen Kräfte werden die jeweiligen Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte im unbeeinflussten Fall von denjenigen im beeinflussten Fall subtrahiert. Für den Auftrieb

6.8. DIE AERODYNAMISCHEN KRÄFTE

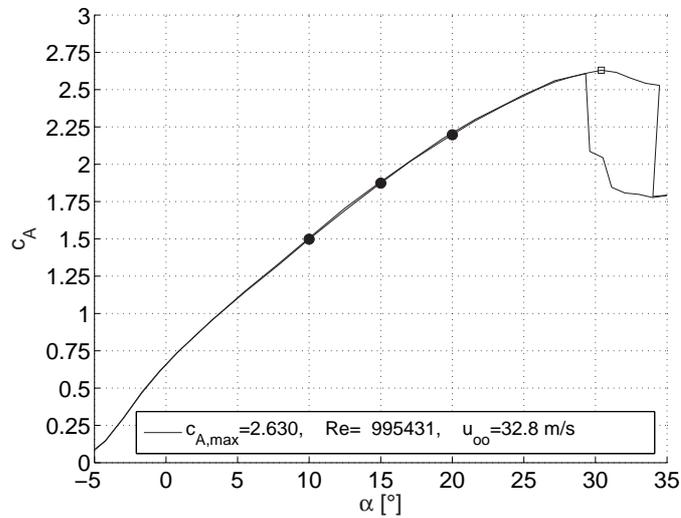


Abbildung 6.26: Gemessene Auftriebskurve $c_A(\alpha)$ für das SCCH-Modell bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 32.8$ m/s. Dies entspricht einer REYNOLDS-Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Hauptflügels von $Re \approx 10^6$. Dargestellt ist die Konfiguration E000, also der Fall ohne Beeinflussung.

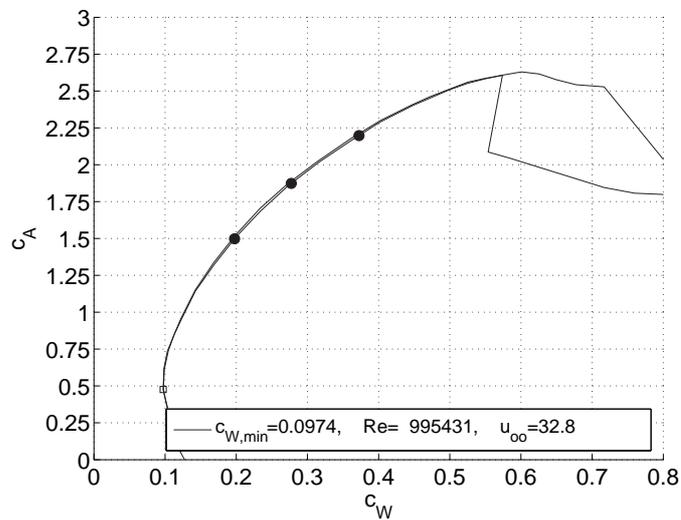


Abbildung 6.27: Gemessene Polare $c_A(c_W)$ für das SCCH-Modell bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 32.8$ m/s. Dies entspricht einer REYNOLDS-Zahl bezogen auf die Sehnenlänge des Hauptflügels von $Re \approx 10^6$. Dargestellt ist die Konfiguration E000, also der Fall ohne Beeinflussung.

Tabelle 6.2: Änderung des Auftriebsbeiwertes für drei verschiedene aktive Beeinflussungsmethoden. Dargestellt ist die Änderung des Auftriebsbeiwertes $\Delta c_{A,x}$ bei den Winkeln $\alpha = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$, sowie die Änderung des maximalen Auftriebs. Der jeweilige Ausblasimpuls c_μ ist angegeben.

Konfiguration	c_μ	$\Delta c_{A,max}$	$\Delta c_{A,10^\circ}$	$\Delta c_{A,15^\circ}$	$\Delta c_{A,20^\circ}$
E511	$2.4 \cdot 10^{-3}$	+0.1%	0.0%	+0.2%	0.0
E513	$3.95 \cdot 10^{-3}$	-0.3%	0.0%	+0.1%	0.0
E541	$0.3 \cdot 10^{-3}$	+0.1%	0.0%	+0.2%	0.0

Tabelle 6.3: Änderung des Widerstandsbeiwertes für drei verschiedene aktive Beeinflussungsmethoden. Dargestellt ist die Änderung des Widerstandsbeiwertes $\Delta c_{W,x}$ bei den Winkeln $\alpha = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$, sowie die Änderung des minimalen Widerstands. Der jeweilige Ausblasimpuls c_μ ist angegeben.

Konfiguration	c_μ	$\Delta c_{W,min}$	$\Delta c_{W,10^\circ}$	$\Delta c_{W,15^\circ}$	$\Delta c_{W,20^\circ}$
E511	$2.4 \cdot 10^{-3}$	+0.1%	+0.1%	+0.2%	0.0
E513	$3.95 \cdot 10^{-3}$	-0.3%	0.0%	+0.1%	0.0
E541	$0.3 \cdot 10^{-3}$	+0.1%	0.0%	+0.1%	0.0

gilt bei Verwendung der aktiven Beeinflussungsmethoden:

$$\Delta c_{A,x} = c_{A,x}(E5xx) - c_{A,x}(E000). \quad (6.3)$$

Es zeigt sich, dass das Ausblasen keinen Einfluss auf den Auftrieb und den Widerstand hat. Die Änderungen liegen bei allen Anstellwinkeln unterhalb von 0.4%. Der Vollständigkeit halber zeigen die Tabellen 6.2 und 6.3 die Änderungen des Auftriebs- und Widerstandsbeiwertes für die jeweilige aktive Beeinflussung. Es sind exemplarisch die Werte der drei Konfigurationen E511, E513 und E541 angegeben.

Die Tabellen 6.4 und 6.5 zeigen die Änderungen des Auftriebs- und des Widerstandsbeiwertes für die im vorherigen Abschnitt akustisch untersuchten passiven Beeinflussungsmethoden.

Die Wirbelgeneratoren E70x und die Winglets E80x zeigen ebenfalls nur sehr geringe Veränderungen des Auftriebs und des Widerstands. Die Änderungen liegen in allen Fällen unter 0.6%. Die Seitenkanten-Zäune zeigen ein anderes Verhalten. Der Auftrieb nimmt für alle drei Zäune bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 10^\circ$ leicht zu. Der maximale Auftriebsbeiwert bei einem Anstellwinkel von

6.8. DIE AERODYNAMISCHEN KRÄFTE

Tabelle 6.4: Änderung des Auftriebsbeiwertes für die passiven Beeinflussungsmethoden. Dargestellt ist die Änderung des Auftriebsbeiwertes $\Delta c_{A,x}$ bei den Winkeln $\alpha = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$, sowie die Änderung des maximalen Auftriebs.

	$\Delta c_{A,max}$	$\Delta c_{A,10^\circ}$	$\Delta c_{A,15^\circ}$	$\Delta c_{A,20^\circ}$
E701	-0.3%	-0.1%	+0.1%	0.0
E702	+0.1%	0.0%	+0.1%	0.0
E703	-0.2%	0.0%	+0.1%	0.0
E401	-2.6%	+0.5%	+0.2%	-0.3
E402	-2.8%	+0.5%	+0.2%	-0.3
E403	-2.3%	+0.6%	+0.4%	-0.2
E801	-0.1%	+0.3%	+0.4%	+0.2
E802	-0.4%	0.0%	+0.2%	-0.2
E803	0.0%	+0.1%	+0.4%	+0.1

$\alpha \approx 30^\circ$ wird jedoch um $\Delta c_{A,max} \approx -2.5\%$ verringert. Der Widerstand dieser drei Konfigurationen nimmt im gesamten Winkelbereich ab. Für die Anstellwinkel $10^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$ liegt diese Abnahme zwischen 0.5% und 1.3% . Der minimale Widerstandsbeiwert wird wesentlich stärker reduziert. Für den Saugseiten-Zaun E401 beträgt die Reduzierung 4.8% , für den Druckseiten-Zaun E402 8.5% und für den beidseitigen Zaun E403 12.8% . Der induzierte Widerstand wird demnach für diese Konfiguration am stärksten beeinflusst. Der Anstellwinkel für diesen Widerstandsbeiwert liegt bei $\alpha = -2^\circ$. Dies ist für die Landekonfiguration ein unrealistischer Fall und spielt daher für den tatsächlichen Landeanflug keine Rolle.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für den interessanten Winkelbereich $10^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$ keine signifikanten Änderungen sowohl des Widerstands als auch des Auftriebs verzeichnet werden können. Die größte Änderung des Widerstands wird für die Konfiguration E403 mit $\Delta c_{W,10^\circ} = -1.3\%$ gemessen. Die Änderung des Auftriebs beträgt hier $\Delta c_{A,10^\circ} = +0.6\%$. Erstaunlich ist, dass die großen Änderungen des Widerstandes bei geringen Anstellwinkeln, welche für die Konfigurationen E40x beobachtet werden, bei Verwendung der Winglets E80x nicht gemessen werden.

Die hier gemachten Aussagen gelten nur für die Landekonfiguration. Falls die passiven Konfigurationen zur Strömungsbeeinflussung im Reiseflug nicht eingefahren werden, müsste der Einfluss der vorgestellten passiven Konfigurationen auf die aerodynamischen Kräfte bei eingefahrenem Vorflügel und eingefahrener Hinterkantenklappe bestimmt werden. Dies wurde hier nicht durchgeführt, da die

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNGEN MIT BEEINFLUSSUNG

Tabelle 6.5: Änderung des Widerstandsbeiwertes für die passiven Beeinflussungsmethoden. Dargestellt ist die Änderung des Widerstandsbeiwertes $\Delta c_{W,x}$ bei den Winkeln $\alpha = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$, sowie die Änderung des minimalen Widerstandes $c_{W,min}$.

	$\Delta c_{W,min}$	$\Delta c_{W,10^\circ}$	$\Delta c_{W,15^\circ}$	$\Delta c_{W,20^\circ}$
E701	+0.2%	0.0%	+0.1%	0.0
E702	-0.1%	0.0%	0.0%	0.0
E703	-0.7%	0.0%	+0.1%	0.0
E401	-4.8%	-0.9%	-0.5%	-0.7
E402	-8.5%	-0.8%	-0.5%	-0.7
E403	-12.8%	-1.3%	-0.7%	-0.8
E801	-0.5%	+0.2%	+0.3%	+0.2
E802	-0.4%	0.1%	+0.2%	0.0
E803	+0.1%	+0.2%	+0.3%	+0.2

aktiven Beeinflussungsmethoden im Zentrum der Untersuchung standen.

6.9 Symbolverzeichnis

A_D	Gesamtfläche der Ausblasöffnungen
A_F	Fläche der Hinterkantenklappe
c_A	Auftriebsbeiwert
$c_{A,max}$	maximaler Auftriebsbeiwert
c_{A,x°	Auftriebsbeiwert für den Anstellwinkel $\alpha = x^\circ$
c_W	Widerstandsbeiwert
$c_{W,min}$	minimaler Widerstandsbeiwert
c_{W,x°	Widerstandsbeiwert für den Anstellwinkel $\alpha = x^\circ$
$\Delta c_{Y,x^\circ}$	Änderung des Beiwertes Y durch eine Strömungsbeeinflussung
c_μ	Impulskoeffizient
c_u	dimensionslose Ausblasgeschwindigkeit
c_F	Sehnenlänge der Hinterkantenklappe
d_F	Dicke der Hinterkantenklappe
D	Durchmesser der Ausblasöffnungen
f	Frequenz
f_m	Terzbandmittenfrequenz
$L_{p,f}$	fokussierter Schalldruckpegel
\dot{m}	Massenstrom
M	MACH-Zahl
p	akustischer Druck
p_o	Referenzdruck $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa
r	radialer Abstand vom Wirbelzentrum
r_1	Wirbelkernradius
Re	REYNOLDS-Zahl
SNR	Signal-Rausch-Abstand
St	STROUHAL-Zahl
St_d	STROUHAL-Zahl gebildet mit der Dicke der Hinterkantenklappe
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
u_c	Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel
u_D	Fluidgeschwindigkeit in der Ausblasöffnung
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
u_θ	tangentiale Geschwindigkeit
$u_{\theta 1}$	maximale tangentielle Geschwindigkeit
$\overline{u'v'}$	REYNOLDSsche Spannungen
\dot{V}	Volumenstrom
x', y', z'	Koordinaten der mit dem SCCH-Modell mitgedrehten Abtastebene
α	Anstellwinkel
δ_F	Anstellwinkel der Hinterkantenklappe

Γ	Zirkulation
Γ_1	Zirkulation bei $r = r_1$
δ_F	Anstellwinkel der Hinterkantenklappe
Π_f	fokussierte Schalleistung
ρ	Dichte des Fluids
σ	Standardabweichung
ω	Wirbelstärke

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Bewertung der aktiven Schallreduktion

Für die Beurteilung der Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches muss das am Modell gemessene Spektrum auf die reale Überflugbedingung eines Verkehrsflugzeuges übertragen werden.

Die Bezugsflügeliefe (mean aerodynamic chord, c_{mac}) eines Flugzeugs vom Typ A340 kann aus der Literatur entnommen werden und beträgt für einen A340-300: $c_{mac} = 7.27$ m. Damit ergibt sich der Maßstab des hier verwendeten Modells im Verhältnis zum realen Flugzeug: $s = 1/16$. Die Geschwindigkeit beträgt in den akustischen Messungen $u_M = 30$ m/s. Ein Flugzeug des Typs Airbus A 340 besitzt eine Landegeschwindigkeit von ca. $u_R = 75$ m/s. Unter Berücksichtigung dieser Größen können aus den am Modell gemessenen Frequenzen f' die Frequenzen am realen Flugzeug f berechnet werden:

$$f = s \frac{u_R}{u_M} f' = F_f \cdot f'. \quad (7.1)$$

Mit den angegebenen Werten ergibt sich der Skalierungsfaktor insgesamt zu $F_f = 0.16$. Der fokussierte Schalldruckpegel $L_{p,f}$ wird in diesem Kapitel in Abhängigkeit von der skalierten Frequenz f dargestellt $L_{p,f} = L_{p,f}(f)$. In den folgenden Betrachtungen werden Berechnungen für bestimmte Frequenzbänder durchgeführt. Die Frequenzen an diesen diskreten Punkten werden dann mit f_i bezeichnet, sind aber ebenfalls skaliert nach Gl. (7.1).

Für die weitere Bewertung der erzielten Ergebnisse müssen zwei Faktoren der Schallübertragung berücksichtigt werden. Zum einen ist die Empfindlichkeit des menschlichen Gehörs frequenzabhängig. Für eine gehöradequate Bewertung muss dies entsprechend beachtet werden. Zum anderen dissipiert auf dem Weg vom Entstehungsort zum Beobachter ein Teil des Schalls. Es kommt zu einer Dämpfung in der Atmosphäre, welche insbesondere für hohe Frequenzen von Bedeutung ist.

Die Berücksichtigung dieser beiden Übertragungswege wird im Folgenden erläutert.

Das vom menschlichen Ohr empfangene Signal wird, wie oben bereits erwähnt, frequenzabhängig verstärkt. Zur Berücksichtigung dieses Sachverhaltes wird in technischen Anwendungen das Spektrum in der Regel A-bewertet. Der entsprechende Schalldruckpegel wird dann in dB(A) angegeben. Die Werte für die jeweilige Verstärkung können der DIN EN 60651 entnommen werden und sind dort für die Terzen zwischen 16 und 20000 Hz verzeichnet. Für jedes Frequenzband i ergibt sich damit eine Abschwächung $\Delta(f_i)$, welche von dem mit F_f skalierten Spektrum des fokussierten Schalldruckpegels $L_{p,f}(f_i)$ subtrahiert wird. Daraus ergibt sich der A-bewertete fokussierte Schalldruckpegel $L_{p,f,A}$.

Abbildung 7.1 zeigt das Spektrum des Seitenkanten-Geräusches bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s, wobei die Frequenzachse mit $F_f = 0.16$ skaliert ist. Der dominante Frequenzbereich des Seitenkanten-Geräusches liegt demnach für die realen Bedingungen eines Verkehrsflugzeuges in dem Bereich $370 \leq f \leq 1100$ Hz, mit einem Maximum bei $f \approx 460$ Hz. Zum Vergleich ist der A-bewertete, fokussierte und skalierte Schalldruckpegel $L_{p,f,A}$ angegeben. Es wird deutlich, dass die hohen Schalldruckpegel im tieffrequenten Bereich durch die A-Bewertung abgeschwächt werden. Dies hat physikalisch nur eine geringe Bedeutung, da es sich hierbei um Störgeräusche durch die Umströmung der Mikrofone handelt, macht sich aber bei der Berechnung des Gesamtschalldruckpegels bemerkbar. Außerdem werden die Schalldruckpegel in den höheren Frequenzen leicht angehoben, da die A-Bewertung in dem Bereich $1000 \leq f \leq 6000$ den Pegel verstärkt. Die maximale Verstärkung beträgt $\Delta(f_i) = 1.3$ dB bei $f_i = 2.5$ kHz.

Die Absorption des Schalls in der Atmosphäre wird durch verschiedene physikalische Mechanismen verursacht. Die Schallenergie wird durch innere Reibung und nicht-vollständig isentrope Kompression in Wärme umgewandelt. Diese Dissipation wird als klassische Absorption, α_{class} , bezeichnet. Die Schallwelle regt zudem translatorische, rotatorische und andere Freiheitsgrade der Moleküle des schallübertragenden Mediums an (Relaxation). Diese molekulare Absorption, α_{mol} , ist in der Regel größer als die klassische Absorption. Die sich aus α_{class} und α_{mol} ergebende Gesamtabsorption hängt von der Temperatur T , der relativen Luftfeuchtigkeit φ und der Frequenz der vorliegenden Schallwelle ab. Analytische Ausdrücke für die Berechnung der Gesamtabsorption sind in ISO 9613-1, 1993 angegeben. Diese werden in der vorliegenden Arbeit für die Berechnung der Absorption verwendet¹. Dazu müssen entsprechende Annahmen über die vorliegende Temperatur und die Luftfeuchtigkeit getroffen werden. Es werden in dieser Arbeit zwei Szenarien festgelegt, welche in Tabelle 7.1 zusammengefasst sind.

¹Neben der ISO-Norm wird in der Luftfahrtindustrie die Absorption auch nach SAE, 1997 berechnet. Die dort angegebenen Rechenvorschriften sind jedoch fehlerhaft (Michel, 2004).

7.1. BEWERTUNG DER AKTIVEN SCHALLREDUKTION

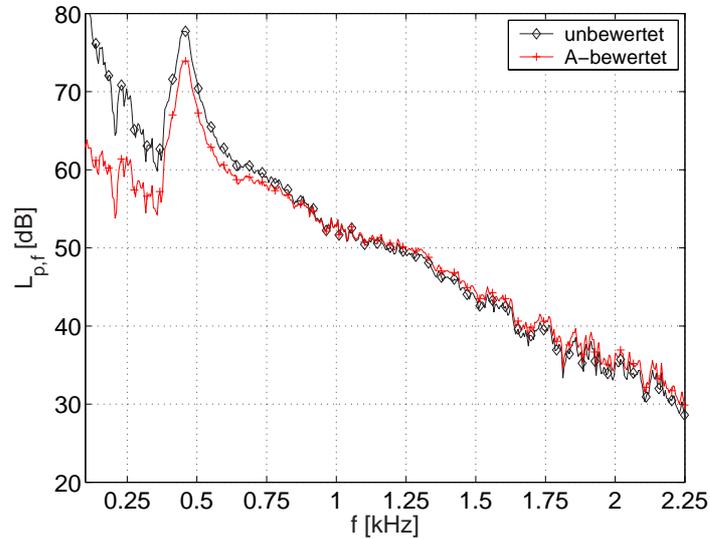


Abbildung 7.1: Fokussierter Schalldruckpegel an der Seitenkante bei $\alpha = 10^\circ$ und $u_\infty = 30$ m/s. Dargestellt sind der skalierte Pegel $L_{p,f}$ und der A-bewertete Pegel $L_{p,f,A}$.

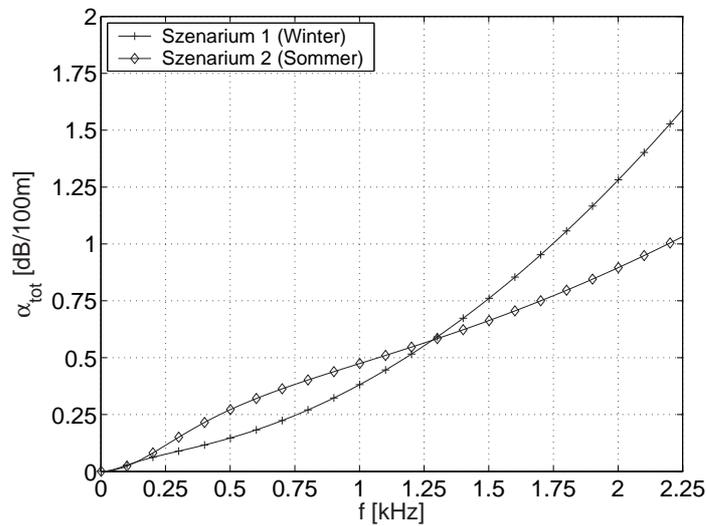


Abbildung 7.2: Gesamtabsorption α_{tot} für die beiden Klimaszenarien aus Tabelle 7.1. Die Absorption ist angegeben in dB/100 m.

KAPITEL 7. DISKUSSION

Es handelt sich dabei um Klimadaten, die im Mittel für den Flughafen Frankfurt/Main in den Monaten Januar (Szenarium 1) und Juli (Szenarium 2) gelten (Quelle: Deutscher Wetterdienst, <http://www.dwd.de>). Mit diesen Werten für die Temperatur und die relative Luftfeuchtigkeit ergibt sich mit der Berechnungsvorschrift in ISO 9613-1, 1993 die Gesamtabsorption $\alpha_{tot}(f_i)$ für die interessierenden Frequenzen.

Tabelle 7.1: Klimadaten am Flughafen Frankfurt/Main bei zwei verschiedenen Szenarien. (Quelle: Deutscher Wetterdienst).

Szenarium	Monat	rel. Luftfeuchte	Temperatur
1	Januar	$\varphi = 86\%$	$T=0.7\text{ }^\circ\text{C}$
2	Juli	$\varphi = 68\%$	$T=18.9\text{ }^\circ\text{C}$

Die Pegelabnahme durch diese Absorption ist proportional zur Weglänge, welche der Schall zurückgelegt hat. Sie wird in der Regel in dB/100m angegeben. Abbildung 7.2 zeigt die Absorption für die beiden Szenarien. Angegeben ist jeweils die Gesamtabsorption α_{tot} in dB/100m. Die Kurven zeigen, dass die Absorption für den höheren Frequenzbereich von Bedeutung ist, wobei dort die Absorption bei niedrigeren Temperaturen und einer höheren relativen Luftfeuchte deutlich höher ausfällt als bei höheren Temperaturen und geringer relativer Luftfeuchte. Die Atmosphäre wirkt insgesamt wie ein Tiefpassfilter.

Für die Berechnung der Gesamtabsorption des Schalls müssen noch Annahmen über die Entfernung zwischen dem Flugzeug im Landeanflug und dem Beobachter getroffen werden. Hier wird exemplarisch eine Höhe von $H = 400\text{ m}$ angenommen. Im Standardanflug² wird in dieser Höhe die letzte Klappenstellung erreicht. Bei der Berechnung des Gesamtschalldruckpegels für verschiedene Höhen hat sich eine sehr geringe Abhängigkeit des Gesamtpegels von der Höhe gezeigt. Hier werden daher nur Ergebnisse für diese eine Höhe dargestellt.

Die Schritte zur Berechnung des skalierten und bewerteten Gesamtschalldruckpegels ergeben sich damit wie folgt:

1. Die Frequenzen des fokussierten Spektrums werden mit dem Skalierungsfaktor F_f multipliziert. Das erhaltene Spektrum berücksichtigt damit den Maßstab und die Anströmgeschwindigkeit der Modellmessung.
2. Die A-Bewertung $\Delta(f_i)$ wird von diesem skalierten fokussierten Schalldruckpegel subtrahiert.

²Hier wird von einem Instrumentenanflug ausgegangen.

7.1. BEWERTUNG DER AKTIVEN SCHALLREDUKTION

3. Aus den beiden Klimaszenarien und der angenommenen Flughöhe ergibt sich jeweils die frequenzabhängige Absorption $\alpha_{tot}(f_i)$, welche ebenfalls von dem fokussierten Schalldruckpegel subtrahiert wird.
4. Der Gesamtschalldruckpegel ergibt sich aus der Integration des erhaltenen Spektrums.

Damit berechnet sich aus dem skalierten fokussierten Schalldruckpegel $L_{p,f}$ der skalierte und bewertete Gesamtschalldruckpegel $L_{A,\alpha}$ nach:

$$L_{A,\alpha} = 10 \log_{10} \left(\sum_{i=1}^N 10^{[L_{p,f}(f_i) - \Delta(f_i) - \alpha_{tot}(f_i)]/10} \right). \quad (7.2)$$

Der Summationsindex i läuft dabei von der niedrigsten, $f_1 = f_u$, bis zur höchsten betrachteten Frequenz, $f_N = f_o$, im skalierten Spektrum.

Der bewertete Gesamtschalldruckpegel wird für die Spektren der verschiedenen Beeinflussungsmethoden berechnet und von dem bewerteten Gesamtschalldruckpegel im unbeeinflussten Fall subtrahiert. Daraus ergibt sich die erreichte Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ nach:

$$\Delta L_{A,\alpha} = L_{A,\alpha}(\text{E000}) - L_{A,\alpha}(\text{Exxx}). \quad (7.3)$$

Die berechnete Pegeldifferenz $\Delta L_{A,\alpha}$ ist in Abbildung 7.3 für die aktiven Ausblaskonfigurationen über dem Impulscoeffizienten c_μ aufgetragen. Dargestellt sind die Ergebnisse für das Szenarium 1 im Januar und einer Flughöhe von 400 m. Im Anhang D sind die berechneten Werte in Tabelle D.1 angegeben.

Die Reduktion des Gesamtschalldruckpegels steigt in allen Fällen mit zunehmendem Impuls c_μ an. Der Anstieg ist dabei nicht linear. Für die Konfiguration E514 liegt die Reduzierung bei einem Impuls von $c_\mu = 1.07 \cdot 10^{-3}$ bereits bei 3.3 dB. Eine Verdreifachung dieses Impulses erhöht $\Delta L_{A,\alpha}$ nur um weitere 0.7 dB. Ähnliches gilt für die übrigen Konfigurationen. Die Reduzierung beträgt bei einem Impuls von $c_\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ in allen Konfigurationen mehr als 3 dB. Für sehr hohe Werte des Impulscoeffizienten tritt eine Abflachung der Kurve ein. Eine Erhöhung des Impulses führt zu keiner weiteren Reduzierung des Gesamtschalldruckpegels. Dies zeigt sich bereits in Abbildung 6.4. Der fokussierte Schalldruckpegel bleibt dort im Bereich $f \approx 3$ kHz für die beiden höchsten Ausblasraten konstant.

Die Ergebnisse zeigen zudem, dass das Freistrahlergeräusch kaum einen Einfluss auf die bewertete Schallreduktion hat. Obwohl im vorherigen Kapitel gezeigt wird, dass der Pegel im gesamten oberen Frequenzbereich für $c_\mu > 1.3 \cdot 10^{-3}$ durch das Ausblasen ansteigt (Abbildung 6.4), wird der Gesamtpegel bei einer Erhöhung des Impulses weiter reduziert. Der Verlauf der Kurve in Abbildung 7.3

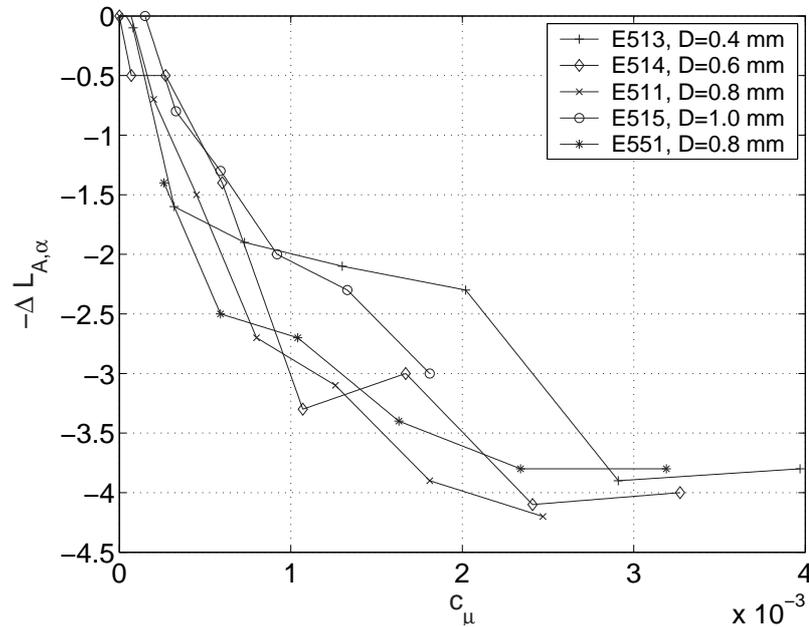


Abbildung 7.3: Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ berechnet nach Gl.(7.3) für die aktiven Ausblaskonfigurationen E5xx. Die Pegelminderung wird für den jeweiligen Impulscoeffizienten c_μ angegeben. Die Gesamtabsorption α_{tot} wurde berechnet für eine Temperatur von $0.7^\circ C$, eine rel. Luftfeuchte von 86% und eine Höhe von $H = 400$ m.

stimmt außerdem mit dem Ergebnis in Abbildung 6.7 sehr gut überein. Dort wurde die Reduktion des Seitenkanten-Geräusches für das spektrale Maximum ermittelt. Die Ähnlichkeit zu den hier gezeigten Ergebnisse der Reduktion des Gesamtschalldruckpegels zeigt, dass die dort gemachte Annahme, den Einflussparameter der Schallreduzierung anhand des Maximums im Spektrum zu ermitteln, zu richtigen Ergebnissen führt.

Die Ergebnisse für das Klimaszenarium 2 zeigen sehr ähnliche Werte (Tabelle D.2 im Anhang). Die maximale Gesamtreduktion ist bei dieser Wetterlage um 0.1 bis 0.2 dB geringer. Dies ist auf den geringen Einfluss des Freistrahlgöräusches zurückzuführen. Da die Absorption in diesem Szenarium in den höheren Frequenzen etwas geringer ausfällt als im vorherigen Fall, führt das Freistrahlgöräusch zu einer verminderten maximalen Gesamtreduktion.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich mit der vorgestellten Methode der aktiven Beeinflussung der Gesamtpegel des Seitenkanten-Geräusches um bis zu 4 dB reduzieren lässt.

7.2 Vergleich mit passiver Schallreduktion

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden auch passive Maßnahmen zur Schallreduktion untersucht. Die erhaltenen Spektren dieser Beeinflussungsmethoden werden im Abschnitt 6.7 dargestellt. Hier wird mit Hilfe von Gl. (7.3) die Reduktion des Gesamtschalldruckpegels durch die passiven Methoden berechnet und dargestellt.

In Tabelle 7.2 ist die Reduzierung des Gesamtschalldruckpegels $\Delta L_{A,\alpha}$ für die passiven Beeinflussungsmethoden im Klimaszenarium 1 und einer Flughöhe von 400 m angegeben. Die maximale Reduzierung der aktiven Beeinflussung lag für diese Anordnung bei 4.2 dB. Tabelle D.3 im Anhang zeigt die Werte für das Klimaszenarium 2.

Zudem sind in Abbildung 7.4 die erreichten Reduzierungen des Gesamtschalldruckpegels durch die aktiven und die passiven Beeinflussungsmethoden zusammenfassend dargestellt. Die Reduktion des bewerteten Gesamtschalldruckpegels ist angegeben als $\Delta L_{A,\alpha}$ [dB]. Für die aktiven Beeinflussungskonfigurationen E5xx werden jeweils die maximal erreichten Werte der Schallreduktion gezeigt (siehe Tabelle D.1). Die Werte der passiven Konfigurationen sind in den schraffierten und diejenigen der aktiven Konfigurationen in den ausgefüllten Balken dargestellt.

Tabelle 7.2: Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ bestimmt nach Gl.(7.3) für die passiven Beeinflussungsmethoden. Die Gesamtabsorption α_{tot} wurde mit folgenden Annahmen berechnet: $T = 0.7^\circ C$, $\varphi = 86\%$ und $H = 400$ m.

	E701	E702	E703	E801	E802	E803	E401	E402	E403
$\Delta L_{A,\alpha}$	3.7	1.9	3.8	5.4	4.9	5.6	5.2	3.4	3.9

Die Reduktion durch die passiven Methoden liegt im gleichen Bereich wie diejenige der aktiven Beeinflussung. Die Beeinflussung durch die Wirbelgeneratoren ist dabei am wenigsten effektiv.

Die Konfigurationen E70x sind die Wirbelgeneratoren nach Choudhari et al., 2002. Der kleinste Wirbelgenerator (E702) weist die geringste Reduktion des Gesamtschalldruckpegels von $\Delta L_{A,\alpha} = 1.9$ dB auf. Für diese Konfiguration ist der erwünschte Effekt der Scherschichtverdickung zu gering. Die beiden übrigen Wirbelgeneratoren E701 und E703 zeigen eine ähnliche Reduzierung von $\Delta L_{A,\alpha} = 3.7$ dB bzw. $\Delta L_{A,\alpha} = 3.8$ dB.

Der Zaun auf der Saugseite (E401) reduziert den Gesamtschalldruckpegel sehr effektiv. Der Wert liegt mit 5.2 dB ca. 1 dB über dem der aktiven Beeinflussung.

Diese deutliche Verbesserung zeigt sich auch in dem fokussierten Schalldruckpegel in Abbildung 6.24 im vorherigen Kapitel. Die Reduktion fällt für den Zaun auf der Druckseite (E402) mit 3.4 dB geringer aus als für die besten Werte der aktiven Beeinflussung. Die Reduktion der Konfiguration E403, in welcher sich der Zaun auf der Druck- und der Saugseite befindet, liegt mit 3.9 dB ebenfalls leicht darunter.

Die besten Ergebnisse werden mit den Winglets (E80x) erzielt (siehe Tabelle 7.2). Die Gesamtreduktion ist für alle drei Konfigurationen größer als für die Reduktion mit Hilfe der aktiven Beeinflussung. Für die Konfiguration des generischen Winglets E803 beträgt der Unterschied zur Konfiguration E511 bei gleichen klimatischen Bedingungen 1.4 dB. Die Reduktionsmechanismen sind denen der Zäune wahrscheinlich sehr ähnlich. Die Untersuchung dieser Mechanismen stellt eine Herausforderung für zukünftige Experimente dar.

Welche der oben gezeigten Beeinflussungsmethoden in der Praxis angewendet werden, hängt von der vorliegenden Geometrie der Hinterkantenklappe, dem vorhandenen Platz und den Einschränkungen durch die Aerodynamik ab. Die Winglets und der Saugseiten-Zaun zeigen die besten Ergebnisse bezüglich der Schallreduzierung. Diese Konfigurationen sind jedoch recht groß und müssten im Reiseflug in die Hinterkantenklappe eingefahren werden, was zusätzliches Gewicht bedeutet. Die Wirbelgeneratoren sind im Vergleich dazu wesentlich kleiner. Im Reiseflug würde jedoch auch diese Beeinflussungsmethode die Strömung beeinflussen. Die aktive Beeinflussungsmethode weist im Vergleich dazu keine Anbauten auf, welche die Strömung bei eingefahrenen Hinterkantenklappen beeinflussen. Da das Ausblasen selber kontinuierlich erfolgt, sind auch keine Kontroll- oder Regeleinheiten erforderlich. Diese Beeinflussungsmethode erfordert jedoch, dass das "Innenleben" der Hinterkantenklappe entsprechend umgerüstet wird.

7.2. VERGLEICH MIT PASSIVER SCHALLREDUKTION

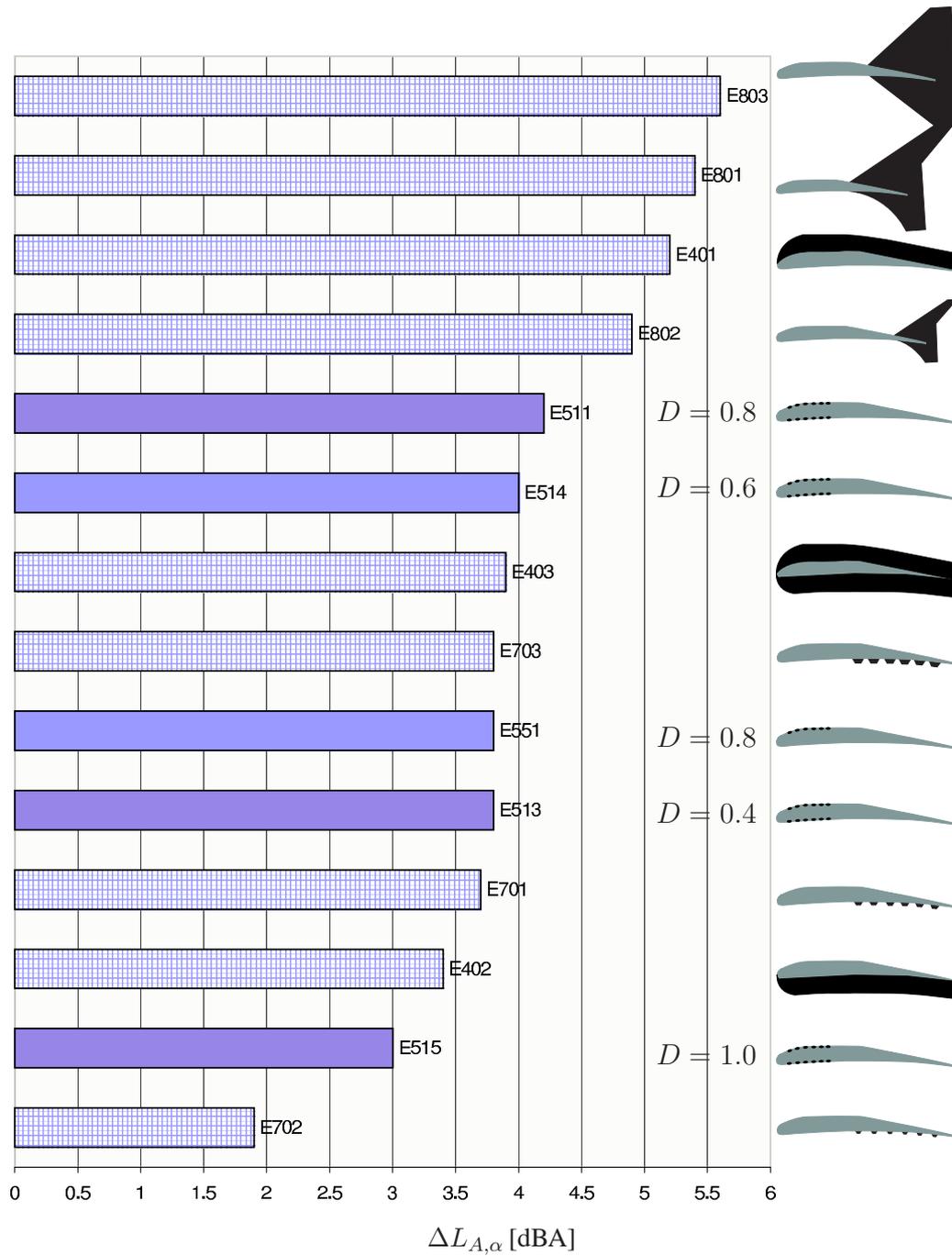


Abbildung 7.4: Übersicht über die Reduktion des bewerteten Gesamtschalldruckpegels angegeben als $\Delta L_{A,\alpha}$ [dB]. Die Balken sind der Größe nach sortiert. Für die aktiven Beeinflussungskonfigurationen E5xx sind jeweils die maximal erreichten Werte der Schallreduktion angegeben (siehe Tabelle D.1). Die Werte der passiven Konfigurationen sind in den schraffierten und diejenigen der aktiven Konfigurationen in den ausgefüllten Balken angegeben. Auf der rechten Seite sind die Konfigurationen schematisch dargestellt.

7.3 Symbolverzeichnis

c_{mac}	Bezugsflügeltiefe
c_A	Auftriebsbeiwert
c_W	Widerstandsbeiwert
c_μ	Impulskoeffizient
c_F	Sehnenlänge der Hinterkantenklappe
d_F	Dicke der Hinterkantenklappe
D	Durchmesser der Ausblasöffnungen
f'	gemessene Frequenz
f	reale Frequenz
f_i	Frequenzbänder
F_f	Skalierungsfaktor
H	Höhe des Flugzeuges über dem Boden
$L_{p,f}$	fokussierter Schalldruckpegel
$L_{A,\alpha}$	skaliertes und bewertetes fokussiertes Schalldruckpegel
$\Delta L_{A,\alpha}$	Gesamtreduktion
M	MACH-Zahl
p	akustischer Druck
p_o	Referenzdruck $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa
Re	REYNOLDS-Zahl
St_d	STROUHAL-Zahl gebildet mit der Dicke der Hinterkantenklappe
T	Temperatur
u_M	Geschwindigkeit des realen Flugzeuges
u_R	Geschwindigkeit im Modellmaßstab
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
α	Anstellwinkel
α_{tot}	Gesamtabsorption
$\Delta(f_i)$	Abschwächung bei A-Bewertung
φ	rel. Luftfeuchte

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches, welches bei Verkehrsflugzeugen im Landeanflug durch die seitliche Umströmung der Hinterkantenklappe hervorgerufen wird. Anknüpfend an vorhandene experimentelle Arbeiten, welche das Seitenkanten-Geräusch mittels passiver Beeinflussungsmethoden zu reduzieren versuchen, soll in dieser Arbeit das Reduzierungspotential einer aktiven Strömungsbeeinflussung untersucht werden. Dazu wird Luft mit verschiedenen Ausblasraten an der Seitenkante der Hinterkantenklappe in die entstehende Wirbelstruktur geblasen. Die physikalische Idee hinter dieser Art der Strömungsbeeinflussung ist die Aufweitung der Wirbelstruktur an der Seitenkante, die Reduktion der maximalen Wirbelstärke im Kernbereich des Wirbels und die Verringerung der instationären Dynamik des Seitenkantenwirbels. Zudem soll durch das Ausblasen die Entfernung zwischen den Wirbelstrukturen und der festen Oberfläche der Hinterkantenklappe vergrößert werden. Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse zeigen, dass sich mit dieser Art der Strömungsbeeinflussung das Seitenkanten-Geräusch stark reduzieren lässt.

Die Messungen der vorliegenden Arbeit wurden in zwei Windkanälen an zwei verschiedenen Modellen durchgeführt. An einem Halbmodell mit gepfeiltem Flügel konstanter Sehnenlänge (Swept Constant-Chord Half Model, SCCH-Modell) wurden im wesentlichen die aeroakustischen Schallquellen und die aerodynamischen Beiwerte vermessen. Das Strömungsfeld an der Seitenkante wurde mit Hilfe der Particle Image Velocimetry an einem generischen Flügel durchgeführt. Die beiden Modelle waren dabei so konstruiert, dass an der Seitenkante der Hinterkantenklappe Luft mit unterschiedlichem Volumenstrom ausgeblasen werden konnte.

Eine große Herausforderung stellte die quantitative Bestimmung der aeroakustischen Schallquellen auf dem SCCH-Modell dar. Es wurde erfolgreich ein Mikrofon-Array entwickelt, mit welchem in einer geschlossenen Messstrecke nahezu alle in der Literatur bekannten aeroakustischen Schallquellen auf dem SCCH-Modell gemessen werden konnten. Der Signal-Rausch-Abstand wurde

durch die Optimierung des Messsystems und durch eine auf Eigenwertzerlegung beruhende Auswertung soweit verbessert, dass auch die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches bestimmt werden konnte.

In den akustischen Messungen am SCCH-Modell zeigt sich, dass das Seitenkanten- und das Slat-Horn-Geräusch die beiden dominanten Schallquellen darstellen. Im unteren Frequenzbereich, $2500 \leq f \leq 4000$ Hz, ist das Seitenkanten- und im oberen Frequenzbereich, $f > 4000$ Hz, das Slat-Horn-Geräusch von größerer Bedeutung. Das Seitenkanten-Geräusch hat ein ausgeprägtes lokales Maximum bei einer mit der Dicke der Hinterkantenklappe gebildeten STROUHAL-Zahl von $St_d \approx 1.0$. Die gemessene Schallleistung des Seitenkanten-Geräusches wächst mit der Anströmgeschwindigkeit in der fünften Potenz. Diese Zusammenhänge stimmen mit Ergebnissen aus der Literatur überein. Ein wichtiges Ergebnis der Array-Messungen zeigt, dass die Position der maximalen Schallemission des Seitenkanten-Geräusches von der Frequenz abhängt. Mit tiefer werdenden Frequenzen wandert das Geräusch von der Vorderkante der Klappe ausgehend stromab. Dies ist dadurch zu erklären, dass die kleineren Wirbelstrukturen im vorderen Bereich der Randkante mit zunehmender Lauflänge anwachsen und damit zu tieffrequenteren Druckschwankungen führen.

Das Seitenkanten-Geräusch wird mit Hilfe des Ausblasens von Luft an der Seitenkante im Frequenzbereich $2.2 \leq f \leq 5$ kHz stark reduziert, im Maximum bei 2.9 kHz um 15.5 dB. Hierbei wird die Luft durch kleine Öffnungen an der Saugseiten- und der Druckseitenecke ausgeblasen. Ähnliche Ergebnisse erhält man, falls die Luft ausschließlich an der Saugseitenecke ausgeblasen wird. Es zeigt sich, dass die Reduzierung des Geräusches von dem in die Strömung eingebrachten Impuls abhängt. Mit zunehmendem eingeblasenen Impuls wird der Pegel in dem Bereich zwischen 2.2 und 5 kHz schrittweise reduziert. Für sehr große Impulskoeffizienten von $c_\mu > 2.8$ ändert sich der Pegel jedoch nicht mehr. Für Frequenzen oberhalb von 6 kHz nimmt der Pegel durch das Freistrahlgemisch des Ausblasens zu. Diese Zunahme ist umso größer, je größer der Impuls des Ausblasens und je höher die betrachtete Frequenz ist. Die Berechnung des Gesamtpegels zeigt jedoch, dass diese Pegelerhöhung eine sehr geringe Bedeutung hat, da die Schallleistung dieses Freistrahlgemisches um mehr als eine Größenordnung unter der Schallleistung des reduzierten Geräusches in den unteren Frequenzen liegt.

In der Untersuchung von weiteren Ausblaskonfigurationen zeigt sich, dass die Eckenausblasung am effektivsten im vorderen Bereich der Seitenkante wirkt. Wird im hinteren Bereich der Seitenkante Luft ausgeblasen, beobachtet man eine sehr geringe Reduktion der Schallabstrahlung.

Zur Untersuchung der Schallentstehung an der Seitenkante der Hinterkantenklappe wurden PIV-Messungen an einem einzelnen ungefeilten Flügel durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass an den beiden Ecken der Seitenkante zwei

Scherschichten ablösen. Die untere gekrümmte Scherschicht ist instabil. Sie interagiert weiter stromab mit der oberen Ecke der Seitenkante und führt dem Hauptwirbel auf der Saugseite Wirbelstärke zu. Dieser Wirbel zeigt eine sehr inhomogene und instationäre Wirbelstärkeverteilung. Auf Grund des geringen Abstandes dieser Wirbelstruktur zur festen Oberfläche entwickelt sich auf der Saugseite negative Wirbelstärke, welche in den Hauptwirbel eingerollt wird und dadurch die instationäre Dynamik des Strömungsfeldes weiter erhöht. Das zeitlich gemittelte $\overline{u'v'}$ -Feld gibt eine quantitative Bestätigung dieses Sachverhaltes. Man beobachtet große $\overline{u'v'}$ -Werte im Bereich der oberen Seitenkantenecke und oberhalb der Saugseite.

Die Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes befinden sich sehr nah an der festen Oberfläche des Flügels und stellen damit eine sehr effektive Schallquelle dar. Insbesondere die instationäre Wirbelstärkeverteilung der unteren Scherschicht und die Interaktion dieses Feldes mit der oberen Ecke der Seitenkante kann als ein wichtiger Schallquellmechanismus angenommen werden.

Die PIV-Messungen im Nachlauf des Flügels zeigen, dass sich trotz dieses instationären Wirbelstärkefeldes bereits 2 – 3 Flügeltiefen stromab der Hinterkante des Flügels ein stationärer nahezu axialsymmetrischer Wirbel ausbildet. Die gemessene Zirkulationsverteilung zeigt gute Übereinstimmung mit theoretisch ermittelten Werten für einen zweidimensionalen turbulenten Linienwirbel. Die Schallemissionen eines Randkantenwirbels können demnach nicht aus Messungen oder Berechnungen eines Wirbelnachlaufs bestimmt bzw. erklärt werden. Obwohl der Wirbel im Nachlauf stationär ist und ein nahezu axialsymmetrisches Profil aufweist, ist das Wirbelstärkefeld im Bereich der Seitenkante stark instationär.

Die PIV-Messungen an der Seitenkante des generischen Flügels und des Wirbelnachlaufs wurden auch für den Fall mit Ausblasen durchgeführt. Die Wirbelstärke der unteren Scherschicht konzentriert sich im Fall mit Ausblasen in mehreren kleinen Wirbelstrukturen. Der Abstand zwischen diesen Wirbelstrukturen und der Saugseite des Flügels nimmt mit zunehmendem Ausblasimpuls zu. Damit wird das instationäre Feld oberhalb der Saugseite von der festen Oberfläche wegbewegt. Als Folge des größeren Abstandes der Wirbelstruktur von der Saugseite des Flügels verschwindet das Rückstromgebiet und damit die Produktion von negativer Wirbelstärke in der Nähe der festen Oberfläche. Außerdem wird die Interaktion zwischen der unteren Scherschicht und der oberen Ecke der Seitenkante durch das Ausblasen reduziert. Dies wird durch die ermittelten Schwankungsgrößen $\overline{u'v'}$ bestätigt. Durch das Ausblasen werden die Maxima der Schwankungswerte oberhalb der Saugseite und im Bereich der oberen Ecke stark vermindert. Die Beeinflussung des Strömungsfeldes an der Seitenkante durch das Ausblasen kann demnach die Reduzierung des Seitenkanten-Geräusches erklären.

Die Messungen des Randkantenwirbels im Nachlauf für den Fall mit Ausbla-

sen zeigen, dass die Wirbelstärke im Zentrum des Wirbels reduziert und der Wirbel aufgeweitet wird. Man beobachtet außerdem, dass die Standardabweichung der Wirbelkernposition im Nachlauf durch das Ausblasen ansteigt.

Die Messung der aerodynamischen Beiwerte zeigt, dass durch das Ausblasen von Luft in den Randkantenwirbel weder der Auftrieb noch der Widerstand signifikant beeinflusst wird. Die Änderungen liegen bei allen Anstellwinkeln unterhalb von 0.4%.

Die Schallabstrahlung an der Seitenkante kann auch durch passive Beeinflussungsmethoden reduziert werden. Die Messungen mit dem Mikrofon-Array zeigen, dass das Seitenkanten-Geräusch sehr effektiv mittels Winglets oder eines Saugseiten-Zaunes verringert werden kann. Diese Konfigurationen weisen bei 2.9 kHz eine Schallreduktion von bis zu 18 dB auf. Diese Beeinflussungsmethoden führen auch zu einer Schallreduktion in den höheren Frequenzen. Die Schallreduktion des Saugseiten-Zaunes beträgt bei 14 kHz immerhin noch 3 bis 4 dB. Der Seitenkanten-Zaun ist die einzige Konfiguration, welche einen Einfluss auf die aerodynamischen Beiwerte hat. Bei einem Anstellwinkel zwischen 10° und 20° wird der Auftriebsbeiwert durch diese Konfigurationen um 0.5 bis 0.6% erhöht und der Widerstandsbeiwert um bis zu 1.3% reduziert. Die in dieser Arbeit zudem untersuchten Wirbelgeneratoren reduzieren das Seitenkanten-Geräusch am wenigsten effektiv. Die kleinen Wirbelgeneratoren bewirken eine Frequenzverschiebung des spektralen Maximums bei 2.9 kHz. Dies kann durch die Verdickung der ablösenden Scherschicht erklärt werden. Der große Wirbelgenerator erhöht die Schallabstrahlung in den höheren Frequenzen.

Die erzielte Reduktion des Seitenkanten-Geräusches für die jeweilige Beeinflussungsmethode werden abschließend in einem bewerteten Gesamtschalldruckpegel zusammengefasst. Dabei wird der Maßstab und die Anströmgeschwindigkeit der Modellmessung, die frequenzabhängige Bewertung des menschlichen Ohres und die atmosphärische Absorption berücksichtigt. Der Saugseiten-Zaun und die Winglets zeigen die stärkste Schallreduktion von bis zu 5.6 dB. Die maximal erzielte Reduktion des Seitenkanten-Geräusches durch das Ausblasen beträgt 4.2 dB. Die Wirbelgeneratoren zeigen eine Pegelminderung von 1.9 bis 3.8 dB.

Die hier gezeigte erfolgreiche Nutzung eines Mikrofon-Arrays in der geschlossenen Messstrecke liefert Anknüpfungspunkte für eine Vielzahl von weiteren experimentellen Arbeiten. So lassen sich die Quellmechanismen von anderen aeroakustischen Schallquellen im Windkanal untersuchen und das jeweilige Reduktionspotential quantitativ ermitteln.

Die Verbindung von optischen (PIV) mit akustischen Messtechniken (Mikrofon-Array) innerhalb der vorliegenden Arbeit hat zur Erklärung einiger wichtiger Mechanismen der Schallentstehung im Bereich der Seitenkante der Hinterkantenklappe beigetragen. Eine weitere zukunftsweisende Erkenntnis ist demnach, dass diese Form der kombinierten Messung für aeroakustische Untersuchun-

gen auszubauen ist. Die Messungen des Geschwindigkeitsnahfeldes mittels PIV und des akustischen Fernfeldes mittels eines Mikrofon-Arrays sollten dazu nach Möglichkeit zeitsynchron durchgeführt werden. Die Geschwindigkeitsfelder können dann mit den Druckdaten im Fernfeld korreliert werden. Damit erhält man Auskunft darüber, welcher Anteil des instationären Nahfeldes für die gemessenen akustischen Drucksignale verantwortlich ist. Dies stellt die Grundlage für ein Verständnis der Entstehungsmechanismen und die erfolgreiche Reduzierung strömungsinduzierter Schallquellen dar.

Anhang A

Versuchsaufbau

A.1 Generischer Flügel in der Draufsicht

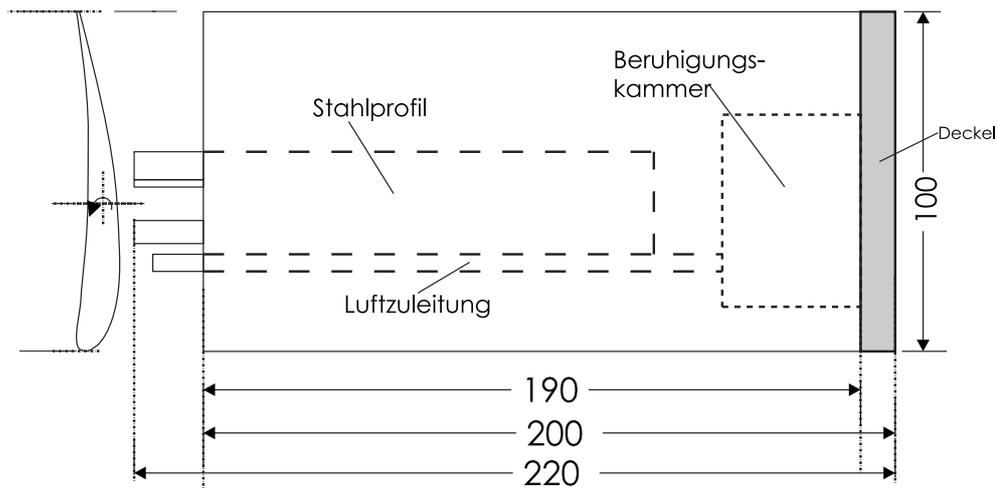


Abbildung A.1: Abmessungen des generischen Flügels in der Draufsicht. Die Zuleitung für die Druckluft und die anschließende Beruhigungskammer sind eingezeichnet. Der Abschlussdeckel ist grau hinterlegt. An der linken Bildseite ist das Profil des Flügels nochmal angegeben.

A.2 Abmessungen der Wirbelgeneratoren

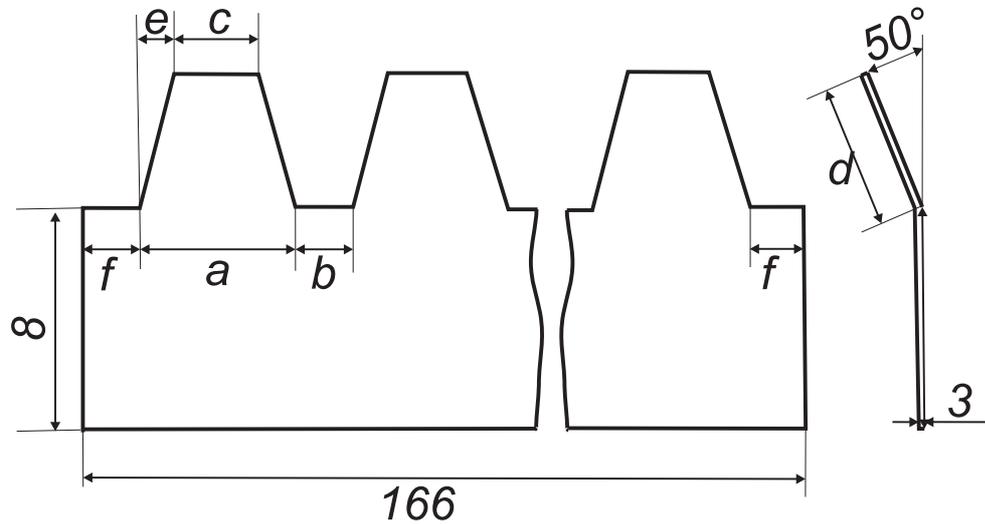


Abbildung A.2: Abmessungen der Wirbelgeneratoren nach Choudhari et al., 2002. Die dort angegebenen Abmessungen (E701) wurden in dieser Arbeit durch eine kleinere (E702) und eine größere (E703) Konfiguration erweitert. Die Abmessungen für die Wirbelgeneratoren sind in Tabelle A.1 verzeichnet.

Tabelle A.1: Abmessungen der Wirbelgeneratoren.

	E701	E702	E703
a	1.9	1.2	3.2
b	1.9	1.2	3.2
c	1.3	0.8	2.2
d	1.3	1.0	2.2
e	0.3	0.2	0.5
f	1.65	1.2	2.6

Anhang B

Array

B.1 Retardierte Zeit und Phasenfehler

Abbildung B.1 zeigt den Phasenfehler durch die Vernachlässigung der Strömung bei der Berechnung der retardierten Zeit. Angegeben ist die Differenz zwischen den retardierten Zeiten τ und τ_B :

$$\frac{\Delta\tau}{T} = \frac{\tau_B - \tau}{T}, \quad (\text{B.1})$$

wobei in der Berechnung von τ_B die Bewegung des Fluids berücksichtigt wird und in der Berechnung von τ nicht. Die Differenz wird mit der Periodenlänge $T = 1/f$ normiert. Die Strömungsgeschwindigkeit ist $M = 0.1$. Die Quelle liegt in dem dargestellten Fall zum Zeitpunkt $t = 0$ im Ursprung. Die Beobachterposition variiert nur in der x -Richtung und hat die Position $(x, y, z) = (x, 0.7, 0.0)\text{m}$.

Für alle Frequenzen geht der Fehler für eine Beobachterposition von $x = 0.0\text{ m}$ gegen Null. Befindet sich die Quelle auf gleiche Höhe wie der Beobachter, kommt es also zu keinem Phasenfehler. Bewegt sich der Beobachter von dieser Position in positive x -Richtung, bewirkt die Strömung eine Verlängerung der retardierten Zeit τ_B und der Term $\Delta\tau$ wird kleiner. Für die negative x -Richtung gilt das Umgekehrte. Die jeweiligen Zeiten sind für eine bestimmte Position fest, so dass der Fehler mit steigender Frequenz zunimmt. Das große Mikrofon-Array erstreckt sich, gemessen vom Zentrum des Modells über $x = \pm 0.8\text{ m}$. Dieser Bereich ist in Abbildung B.1 dargestellt. Der Phasenfehler variiert in diesem Bereich bei niedrigen Frequenzen zwischen 0 und 18%. Bei hohen Frequenzen steigt der Phasenfehler im äußeren Bereich des Arrays auf über 60% an. Für eine Mikrofonposition am oberen oder unteren Rand des Arrays wird dieser Fehler noch größer. Dies zeigt Abbildung B.2, wo der Phasenfehler $\Delta\tau/T$ für den Fall $z = 0.5\text{ m}$ dargestellt ist. Der Fehler liegt in dem in dieser Arbeit interessierenden Frequenzen $f = 4000\text{ Hz}$ über 25%.

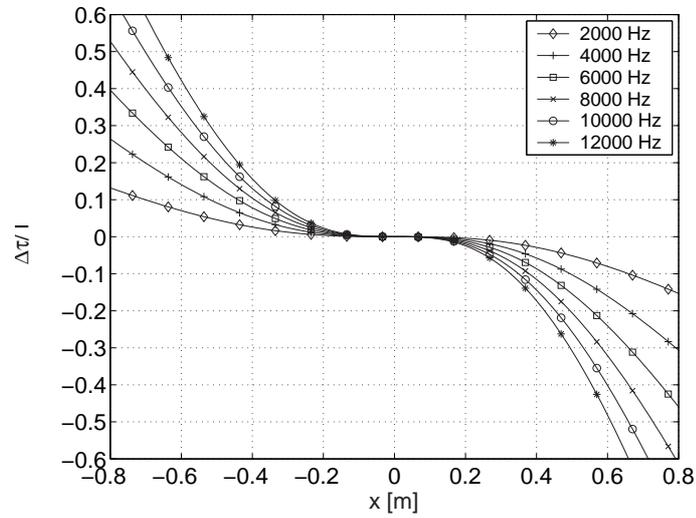


Abbildung B.1: Phasenfehler bei Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit in der Berechnung der retardierten Zeit. Dargestellt ist $\Delta\tau/T$ bei den angegebenen Frequenzen. Die Quelle liegt bei $t = 0$ im Ursprung. Die Beobachterposition variiert nur in der x -Richtung und hat die Position $(x, y, z) = (x, 0.7, 0.0)$ m.

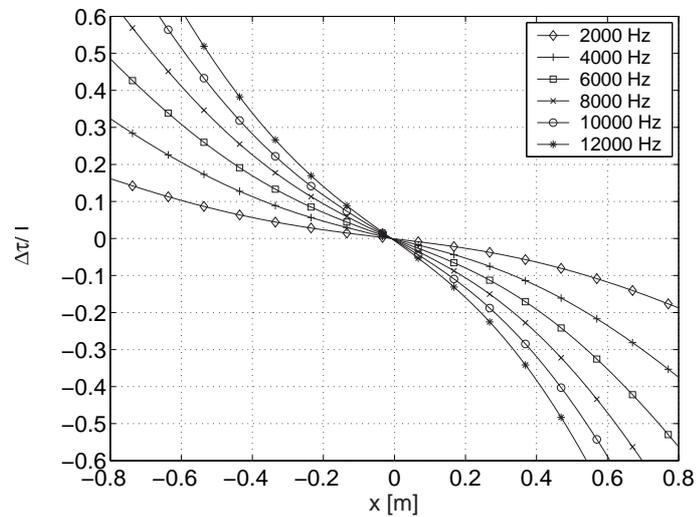


Abbildung B.2: Phasenfehler bei Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit in der Berechnung der retardierten Zeit. Dargestellt ist $\Delta\tau/T$ bei den angegebenen Frequenzen. Die Quelle liegt bei $t = 0$ im Ursprung. Die Beobachterposition variiert nur in der x -Richtung und hat die Position $(x, y, z) = (x, 0.7, 0.5)$ m.

B.2 Array-Pattern im Fernfeld

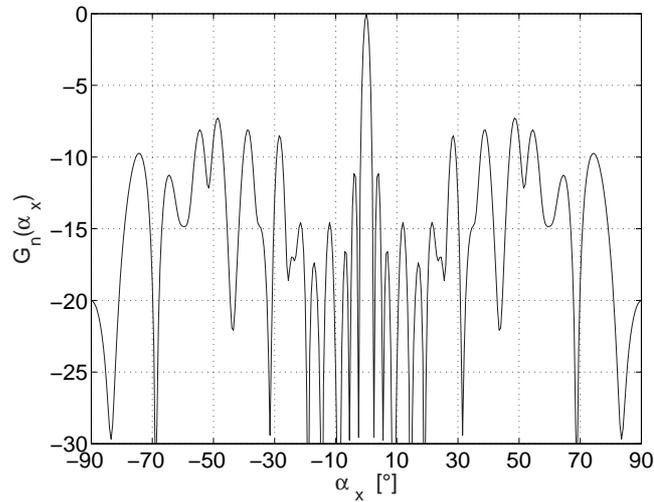


Abbildung B.3: Array-Pattern des kleinen Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über dem Einfallswinkel α_x . Der Schwerpunkt des Arrays befindet sich im Ursprung und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene. Die Quellposition ist $\mathbf{y}_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

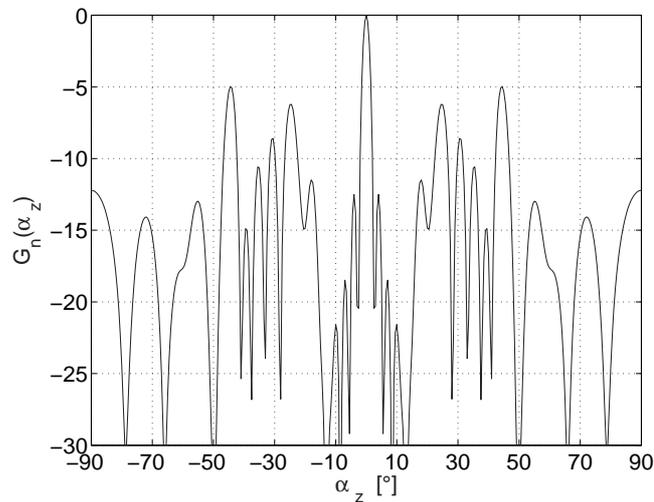


Abbildung B.4: Array-Pattern des kleinen Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über dem Einfallswinkel α_z .

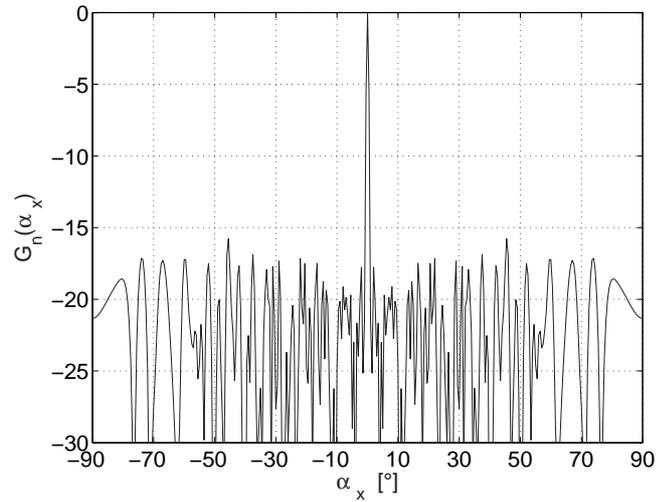


Abbildung B.5: Array-Pattern des großen Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über dem Einfallswinkel α_x . Der Schwerpunkt des Arrays befindet sich im Ursprung und die Mikrofone befinden sich auf der x, z -Ebene. Die Quellposition ist $\mathbf{y}_o = (0, 1, 0)^T$ [m] und die Frequenz der Quelle beträgt 15 kHz.

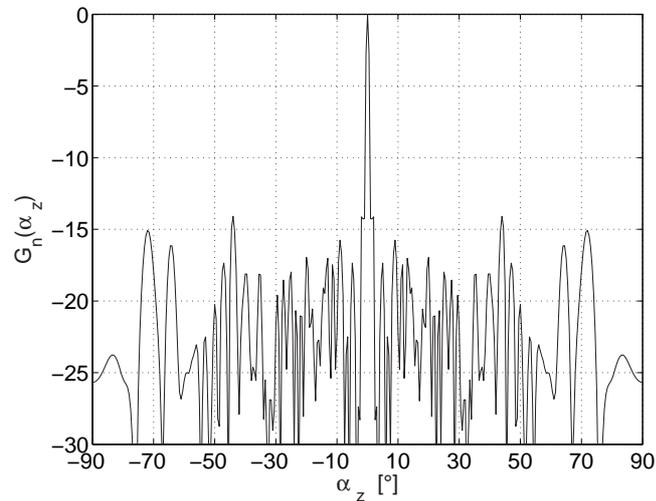


Abbildung B.6: Array-Pattern des großen Arrays im akustischen Fernfeld aufgetragen über dem Einfallswinkel α_y .

B.3 Mikrofonpositionen mit Positionsnummer

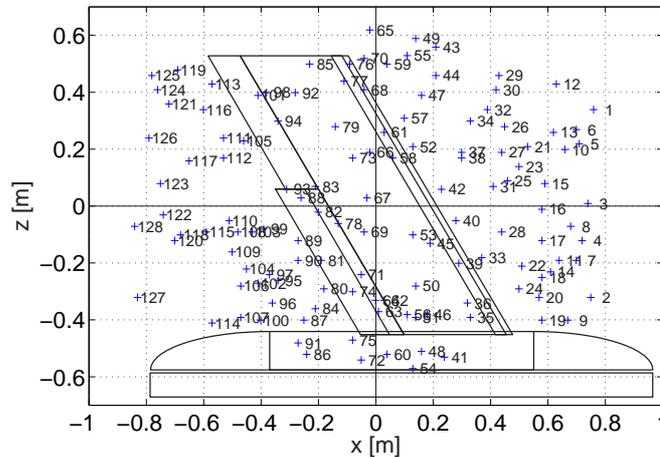


Abbildung B.7: Position des großen Mikrofon-Arrays im Verhältnis zum SCCH-Modell. Jedes Kreuz markiert eine Mikrofonposition. Die jeweilige Positionsnummer des Mikrofons ist angegeben. Der Ursprung befindet sich im Schwerpunkt des Arrays und ist durch den Schnittpunkt der durchgezogenen Linien markiert.

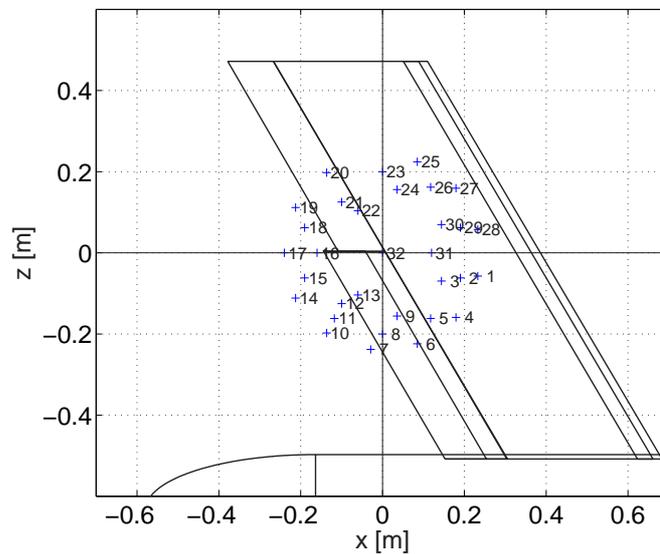


Abbildung B.8: Position des kleinen Mikrofon-Arrays im Verhältnis zum SCCH-Modell. Der Ursprung liegt im Schwerpunkt des Arrays.

B.4 Auflösung des kleinen Mikrofon-Arrays

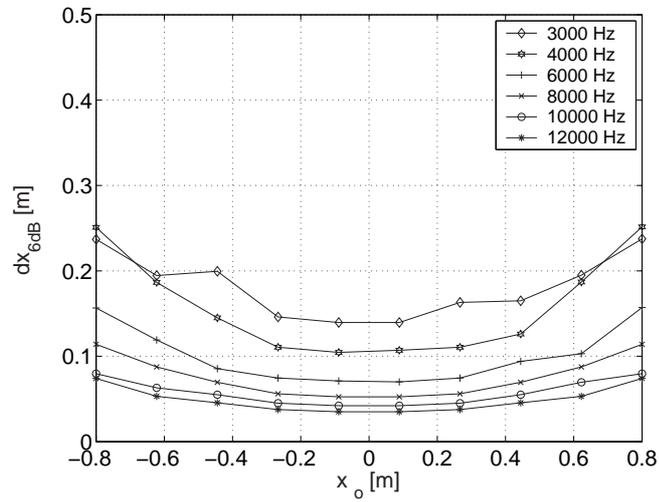


Abbildung B.9: Auflösung des kleinen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Quellposition x_o [m]. Die Quellposition ist $y_o = (x_o, 1, 0)^T$ [m] und die jeweilige Frequenz der Quelle ist in der Legende angegeben.

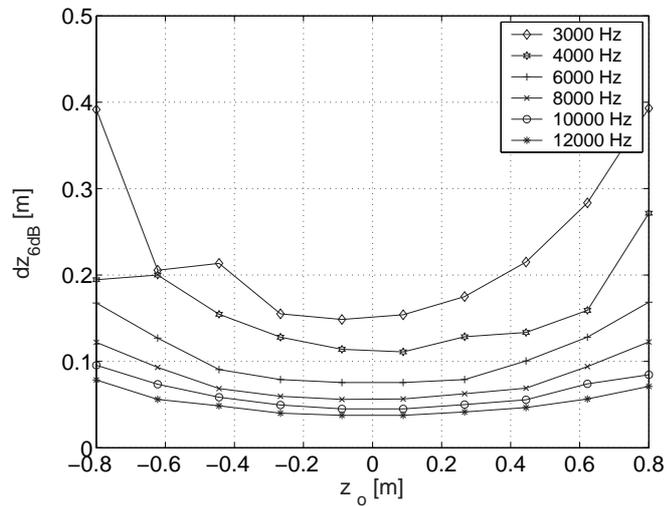


Abbildung B.10: Auflösung des kleinen Mikrofon-Arrays im akustischen Nahfeld aufgetragen über der Quellposition z_o [m].

B.5. VERSUCHSAUFBAU DES KLEINEN MIKROFON-ARRAYS

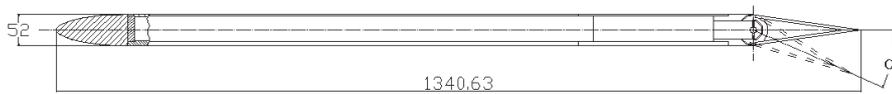


Abbildung B.11: Schnitt durch die Verkleidung des kleinen Mikrofon-Arrays.

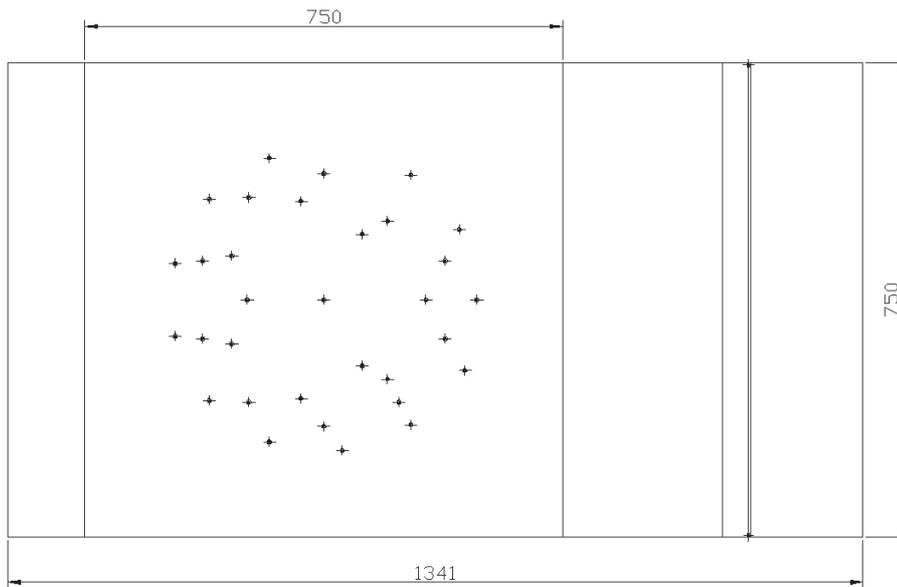


Abbildung B.12: Seitenansicht des kleinen Mikrofon-Arrays. Jedes Kreuz markiert die Position eines Mikrofons.

B.5 Versuchsaufbau des kleinen Mikrofon-Arrays

Abbildung B.11 zeigt einen Schnitt durch das kleine Mikrofon-Array. Der Aufbau ist dem des großen Arrays sehr ähnlich. Es wurde die gleiche Anströmnase und eine bewegliche Hinterkantenklappe verwendet. Die Verschalung hat eine Dicke von 52 mm und eine Gesamtlänge von 1340,6 mm. Die Vorderansicht des Arrays zeigt Abbildung B.12. Die Kreuze markieren die Positionen der Mikrofone. Die Apertur beträgt $(D_x, D_z) = (0,46 \text{ m}, 0,47 \text{ m})$ und ist so angeordnet, dass der Abstand zwischen dem äußersten Mikrofon und den Randkanten mindestens 0,15 m beträgt. Damit werden Störungen durch die Kantenumströmung vermieden.

Das gesamte Mikrofon-Array wird mittig zwischen dem Boden und der Decke der Messstrecke positioniert (siehe Abbildung B.13). Der Abstand zwischen Array und Kanalwand kann variiert werden. Das Photo in Abbildung B.13 zeigt



Abbildung B.13: Photo des SCCH-Modells mit dem kleinen Mikrofon-Array in der Messstrecke.

das Mikrofon-Array zusammen mit dem Halbmodell in der Messstrecke. Die Distanz von der Array-Oberfläche zur Mitte des Hauptflügels bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0.0^\circ$ beträgt je nach Abstand zwischen Array und Kanalwand zwischen 790 mm und 750 mm. In Abbildung B.14 ist zu erkennen, dass die Speisespannung und das Messsignal jedes Mikrofons einzeln innerhalb des Arrays weitergeführt wird. Alle Kanäle werden dann im hinteren Teil des Arrays aus dem Array herausgeführt. Das Datenerfassungssystem befindet sich außerhalb der Messstrecke.

Abbildung B.15 zeigt die Position der Mikrofone des kleinen Arrays im Verhältnis zum SCCH-Modell. Der Schwerpunkt des Arrays hat die gleiche Position wie die Vorderkante der Hinterkantenklappe in der (x, z) -Ebene. Die Signale des kleinen Arrays werden für jedes Mikrofon einzeln aus der Messstrecke herausgeführt. Jeweils acht Kanäle werden in einem Verstärker zusammengefasst und über ein 16-poliges twisted-pair Kabel (paarweise abgeschirmt) zur Filterbank weitergeleitet. Die acht Signale werden in einem Bandpassfilter mit den Eckfrequenzen $f_u = 100$ Hz und $f_o = 66$ kHz gefiltert und mit Hilfe von 4 ADC-Karten aufgezeichnet. Die Anzahl der Quantisierungsschritte beträgt 16 bit, die maximale Abtastrate $f_s = 200$ kHz und der Signal-Rausch-Abstand $\text{SNR} = 80$ dB. Die Datenerfassung des kleinen Mikrofon-Arrays ist schematisch in Abbildung B.16 dargestellt.

B.5. VERSUCHSAUFBAU DES KLEINEN MIKROFON-ARRAYS



Abbildung B.14: Photo des kleinen Mikrofon-Arrays.

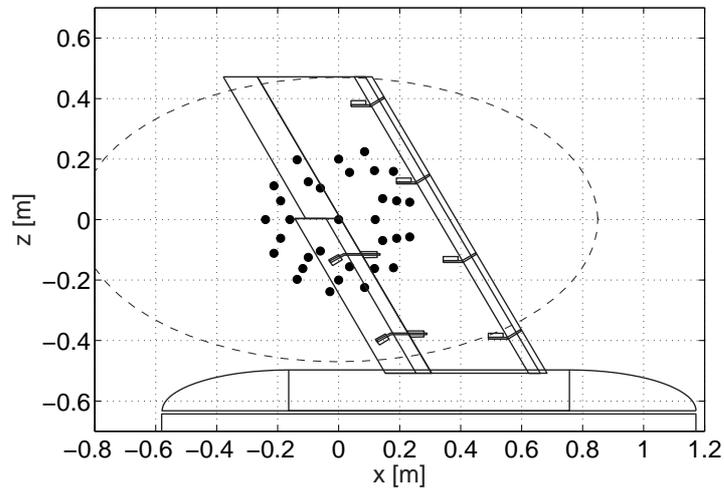


Abbildung B.15: Position der Mikrofone des kleinen Mikrofon-Arrays im Verhältnis zum SCCH-Modell. Der Schwerpunkt des Arrays liegt im Ursprung.

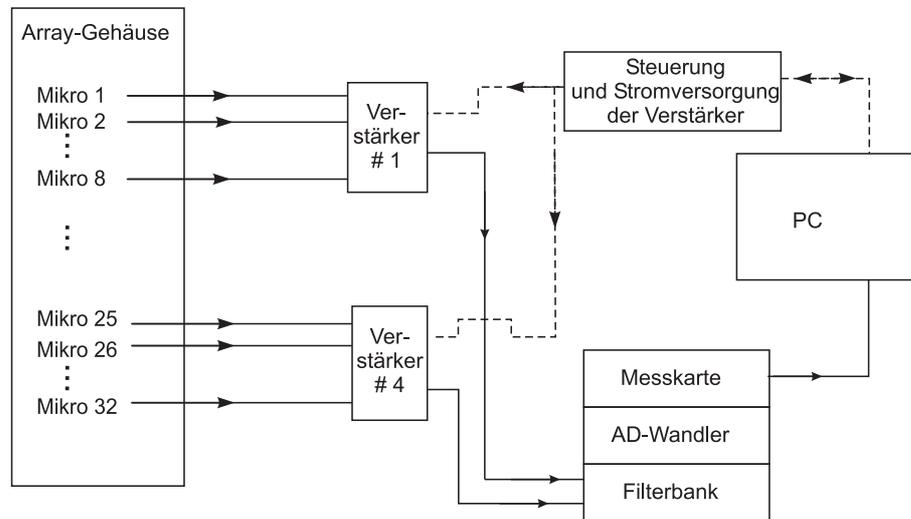


Abbildung B.16: Schematische Darstellung der Datenerfassung des kleinen Mikrofon-Arrays.

B.6 Innenansicht des großen Mikrofon-Arrays

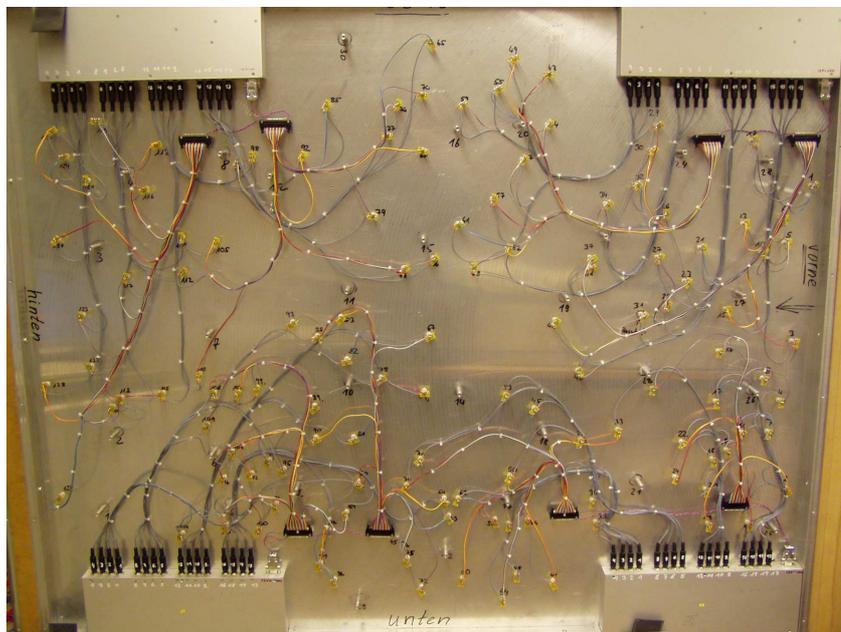


Abbildung B.17: Innenansicht des großen Mikrofon-Arrays.

B.7 Kalibrierung der Mikrofone

B.7.1 Versuchsaufbau

Die Kalibrierung der Mikrofone wurde im großen reflexionsarmen Raum des Instituts für Technische Akustik in Berlin durchgeführt. Der Raum hat die Abmessungen $16 \times 12 \times 8$ m. Der Raum ist an allen Begrenzungsflächen mit schallabsorbierenden Keilen ausgestattet und hat eine untere Grenzfrequenz von $f_u = 50$ Hz. Der Versuch wurde auf einem mittig zwischen Decke und Boden gespannten Laufnetz aufgebaut. Als Schallquellen wurde ein Tieftöner für den Frequenzbe-



Abbildung B.18: Photo des reflexionsarmen Raumes. Die Lautsprecherbox ist 1 m über dem Laufnetz aufgehängt. Die Entfernung der Mikrofone zur Membran beträgt 2.0 m.

reich zwischen 0.1 und 6 kHz und ein Hochtöner für den Bereich zwischen 5 und 30 kHz verwendet. Diese wurden jeweils in Boxen eingebaut und von der Decke mit Hilfe eines Drahtes 1 m über dem Laufnetz aufgehängt (siehe Abbildung B.18). Die Mittelachse des Lautsprechers lag dabei in einer Flucht mit den Mikrofonen. Die Sennheiser-Mikrofone und das Referenzmikrofon wurden in Röhren-

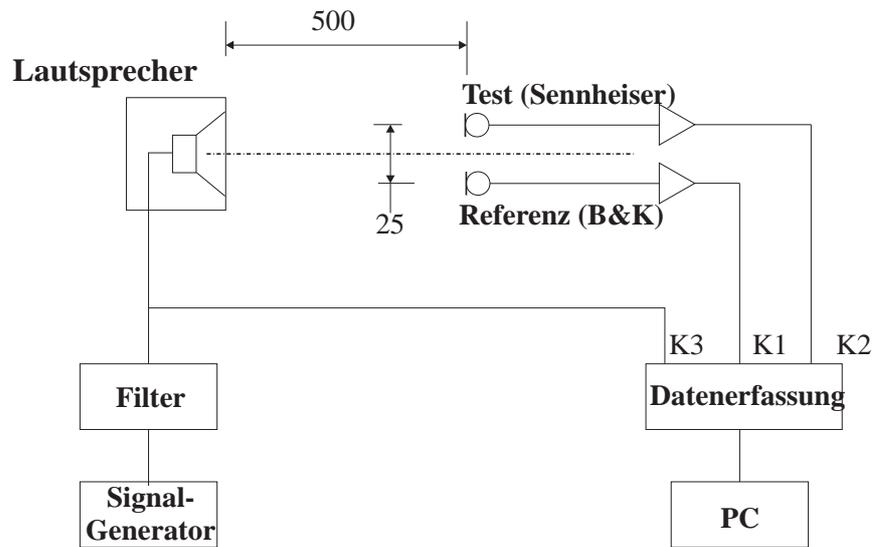


Abbildung B.19: Schematischer Aufbau der Mikrofon-Kalibrierung.

chen der Länge 1.0 m an einem mit Schaumstoff verkleideten Stativ befestigt. Der Abstand der Mikrofonkapseln zur Lautsprechermembran betrug für die Tieftöner-Messung 2.0 m und für die Hochtöner-Messung 0.5 m. Der Abstand zwischen den Kapseln betrug 25 mm. Abbildung B.19 zeigt schematisch den Messaufbau und die Signalführung für die Mikrofon-Kalibrierung.

Die Anschlüsse für den Lautsprecher und die Mikrofone wurden aus dem reflexionsarmen Raum herausgeführt. Die gesamte Ansteuerung und Datenerfassung war außerhalb des reflexionsarmen Raumes installiert. Die Lautsprecher wurden mit weißem Rauschen angeregt (Hewlett Packard, Noise Generator, HP 3722A), wobei das Rauschsignal zuvor gefiltert wurde, um die Leistung an den jeweiligen Lautsprecher anzupassen. Der Tieftöner wurde im Bereich 150 – 10000 Hz und der Hochtöner im Bereich 1.5 – 30 kHz betrieben. Das Anregesignal wurde aufgezeichnet.

Der Verstärkerausgang der Mikrofone war mit einem Datenerfassungssystem (Hewlett Packard, Paragon HP 356503) verbunden, welches über einen PC gesteuert wird. Die Belegung der Kanäle war:

Kanal	Messgröße
1	Referenzmikrofon BK
2	Testmikrofon S_m
3	Anregesignal des Lautsprechers

Die Signale wurden mit der jeweiligen Abtastfrequenz f_s abgetastet (siehe Tabelle B.1). Aus den abgetasteten Signalen wurde das Leistungsdichte-, $G_{XX}(\omega)$, und

Tabelle B.1: Datenerfassung für die Kalibrierung der Mikrofone

	Tieftöner	Hochtöner
Signal des LS	150 – 10000 Hz	1.5 – 30 kHz
Distanz zum LS	2000 mm	500 mm
Abtastfrequenz f_s	16384 Hz	65536 Hz
Fensterlänge	$\mathcal{N} = 2048$	$\mathcal{N} = 4096$
Overlap	50%	
Mittelungen	100	

das Kreuzleistungsdichte-Spektrum, $G_{XY}(\omega)$, mit der Fensterlänge $\mathcal{N} = 4096$ berechnet. Aus diesen ergibt sich die Transferfunktion $F_{XY}(\omega)$ zu:

$$F_{XY}(\omega) = \frac{G_{XY}(\omega)}{G_{XX}(\omega)}. \quad (\text{B.2})$$

Die Transferfunktion stellt bei einer Kohärenz von $\gamma^2(\omega) \approx 1$ die Übertragungsfunktion zwischen Ein- und Ausgang eines linearen zeitinvarianten Systems dar. Als Eingang wird das Signal des Referenzmikrofons verwendet und als Ausgang das Signal des jeweiligen Testmikrofons. Da beide Signalaufnehmer mit dem gleichen Signalweg arbeiten, gibt die Transferfunktion F_{BK,S_m} die Sensitivität und die Phasenabweichung des jeweiligen Testmikrofons S_m im Vergleich zum Referenzmikrofon BK an. Mit Hilfe der Kohärenz $\gamma^2(\omega)$ wurde der Einfluss des Raumes auf die Messung überprüft und sichergestellt, dass das Systemrauschen gering ist. Die Amplituden- und Phasenspektren sollten nur im Bereich $\gamma^2(\omega) \approx 1$ betrachtet werden.

B.7.2 Ergebnisse für die Referenzmikrofone

Zwei Referenzmikrofone wurden mit einem Pistonphon kalibriert und anschließend gegeneinander gemessen. Mit Hilfe der Kohärenz wurde der Versuchsaufbau optimiert. Die Werte der Kohärenz und der Transferfunktion, gemessen zwischen zwei Referenzmikrofonen, geben zudem die Genauigkeit an, welche mit dieser Messung überhaupt erreicht werden kann.

Die Kohärenz zwischen den beiden Referenzmikrofonen für die Hochtöner-Messung liegt ab einer Frequenz von $f = 0.94$ kHz über $\gamma^2 = 0.995$. Für Frequenzen unterhalb $f \approx 1$ kHz fällt die Kohärenz stark ab, da das Filter in diesem

Frequenzbereich die Signale unterdrückt. Die Schwankungsbreite der Amplitude der Transferfunktion liegt bis ca. $f = 20$ kHz unter ± 0.1 dB. Die Sensitivität der Sennheiser-Mikrofone kann demnach bis zu dieser Frequenz auf 1% genau bestimmt werden. Die Phase schwankt um $\pm 3.5^\circ$.

Die Kohärenz zwischen den beiden Referenzmikrofonen für die Hochtöner-Messung ist in Abbildung B.20 angegeben. Die Amplitude der Transferfunktion ist in Abbildung B.21 und die Phase in Abbildung B.22 dargestellt.

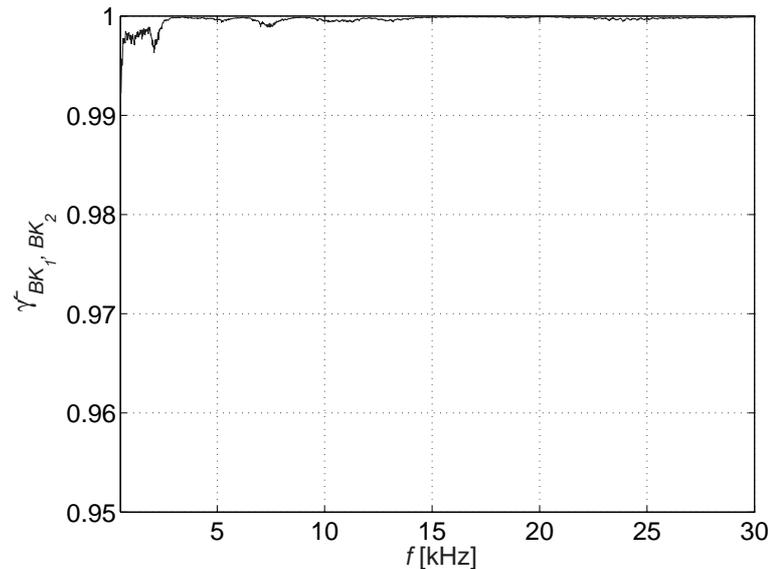


Abbildung B.20: Kohärenz γ_{BK_1, BK_2}^2 zwischen den beiden Referenzmikrofonen.

B.7.3 Ergebnisse für die Sennheiser-Mikrofone

Die Kohärenz zwischen Sennheiser- und Referenzmikrofon ist in Abbildung B.23 dargestellt. Es ist der Minimalwert für jede Frequenz aufgetragen. Die Kohärenz ist für Frequenzen $f > 0.73$ kHz größer als $\gamma = 0.995$, sinkt aber für $f = 2.1$ kHz noch einmal unter diesen Wert. Es kann aber für den gesamten Messbereich $1 \text{ kHz} < f < 20 \text{ kHz}$ eine Kohärenz von $\gamma^2 \approx 1$ angenommen werden. Abbildung B.24 zeigt die Amplitude der Transferfunktion F_{BK_1, S_m} zwischen dem Referenzmikrofon BK_1 und den Testmikrofonen S_m . Die Kurve zeigt einen sehr konstanten Verlauf bis $f = 14$ kHz. Die Standardabweichung im Bereich bis $f = 20$ kHz beträgt maximal ± 0.35 dB. In diesem Bereich ist die Standardabweichung der Phase $\pm 3^\circ$ (Abbildung B.25) und liegt damit in der Genauigkeit der Referenzmessung. In dem Frequenzbereich bis ca. $f = 20$ kHz kann das Sennheiser-Mikrofon

B.7. KALIBRIERUNG DER MIKROFONE

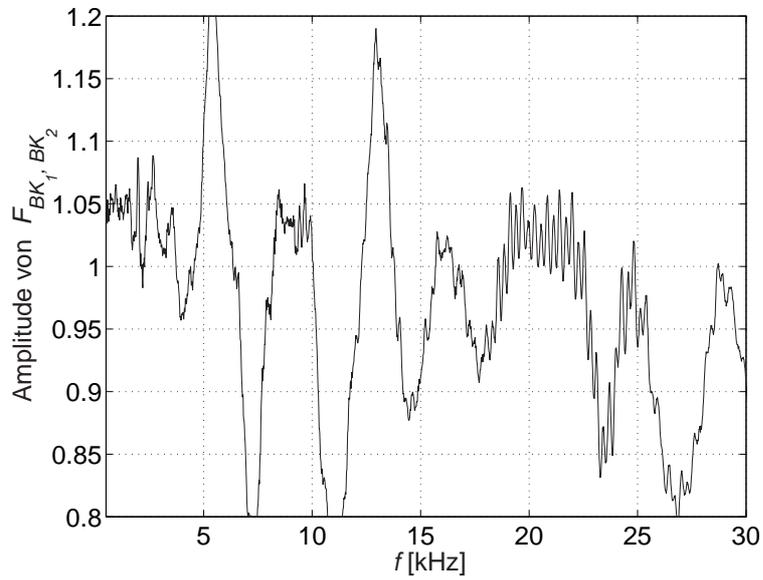


Abbildung B.21: Amplitude der Transferfunktion F_{BK_1, BK_2} zwischen den beiden Referenzmikrofonen.

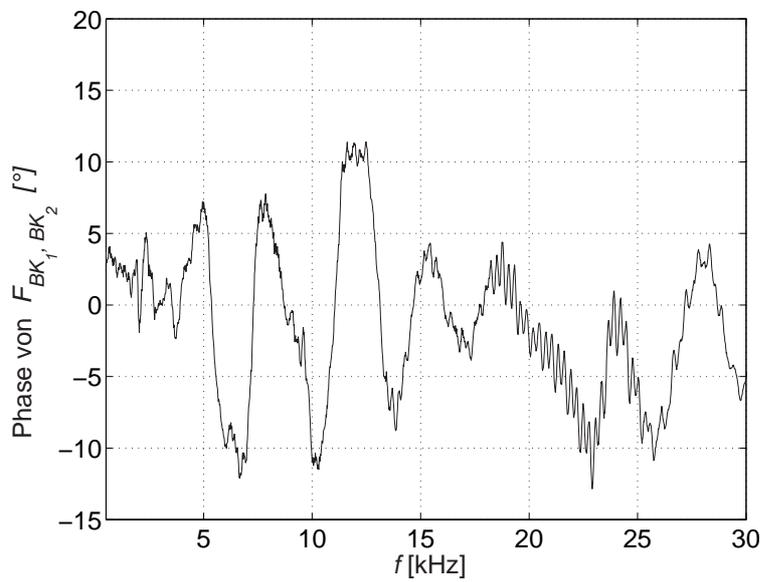


Abbildung B.22: Phase der Transferfunktion F_{BK_1, BK_2} zwischen den beiden Referenzmikrofonen.

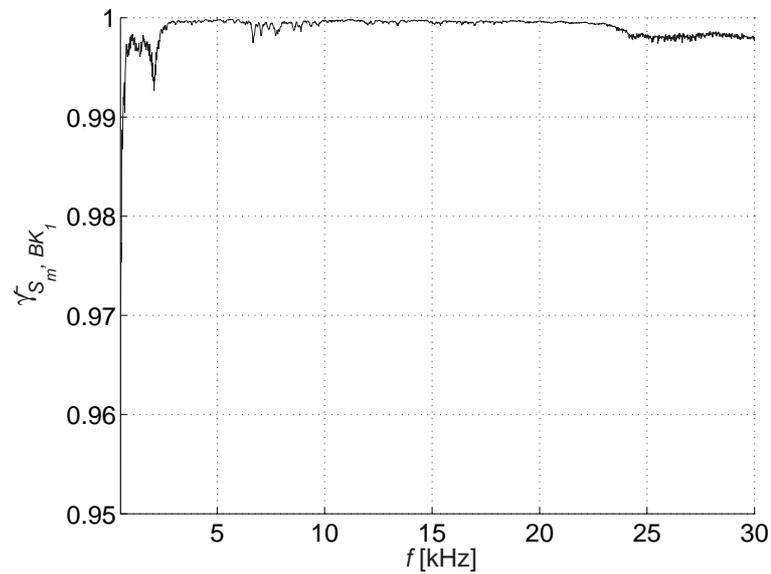


Abbildung B.23: Kohärenz γ_{BK_1, S_m}^2 zwischen dem Referenzmikrofon BK_1 und den Testmikrofonen S_m . Dargestellt ist für jede Frequenz der kleinste für alle M Testmikrofone gemessene Kohärenzwert.

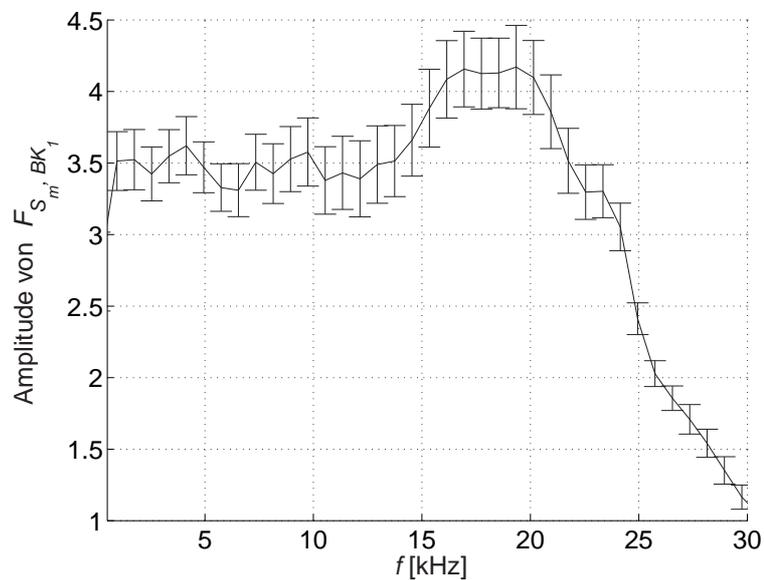


Abbildung B.24: Amplitude der Transferfunktion F_{BK_1, S_m} zwischen dem Referenzmikrofon BK_1 und den Testmikrofonen S_m . Dargestellt ist der Mittelwert und die Standardabweichung für alle gemessenen Testmikrofone.

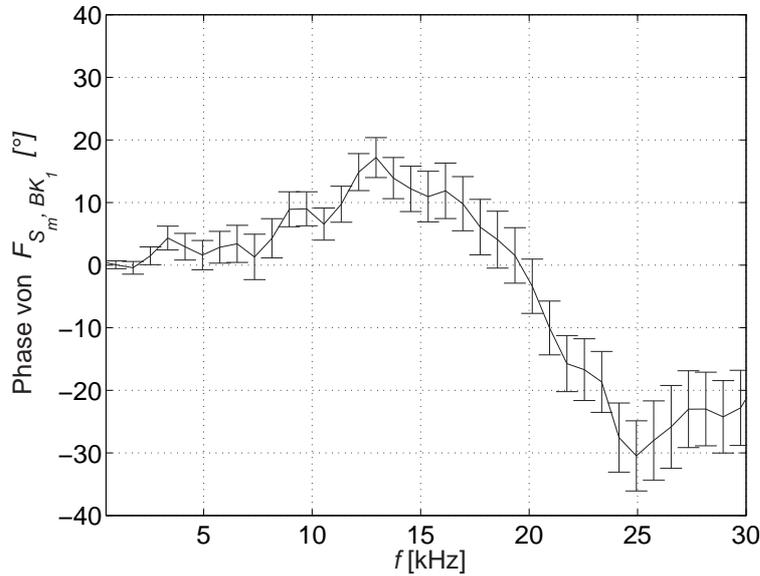


Abbildung B.25: Phase der Transferfunktion F_{BK_1, S_m} zwischen dem Referenzmikrofon BK_1 und den Testmikrofonen S_m . Dargestellt ist der Mittelwert und die Standardabweichung für alle gemessenen Testmikrofone.

also gut für Messungen mit einem Mikrofon-Array eingesetzt werden und stellt damit eine Alternative zu den wesentlich teureren Kondensator-Mikrofonen der Firma Bruel & Kjaer dar. Sie sollten jedoch nicht mit Mikrofonen anderen Typs kombiniert werden, da die mittlere Amplitude und die mittlere Phase über der Frequenz nicht konstant sind. Der Amplituden- und der Phasengang müssten in einem solchen Fall jeweils gemessen und kompensiert werden.

Die Amplitude der Transferfunktion F_{BK_1, S_m} wird dazu verwendet, die Sensitivität der Sennheiser-Mikrofone zu bestimmen. Die Sensitivität des verwendeten B&K-Mikrofons beträgt $\Sigma_{BK} = 3.51 \text{ mV/Pa}$. Ein Pistonphon prägt diesem bei der Kalibrierung einen Schalldruckpegel von $L_{p, BK} = 124 \text{ dB}$ auf. Dies entspricht einem Effektivwert von $\tilde{p}_{BK} = 31.698 \text{ Pa}$. Die Kalibrierung ergibt in dem verwendeten Messsystem intern einen Kalibrierwert, der auch für die Sennheiser-Mikrofone verwendet wird. Das Verhältnis $\tilde{p}_S/\tilde{p}_{BK}$ zwischen dem Effektivwert der Sennheiser-Mikrofone zu dem Effektivwert des B&K-Mikrofons ergibt damit die Verstärkung des Sennheiser-Mikrofons gegenüber dem B&K-Mikrofon. Für die Sensitivität des m -ten Sennheiser-Mikrofons ergibt sich:

$$\Sigma_{S,m} = \Sigma_{BK} \frac{\tilde{p}_{S,m}}{\tilde{p}_{BK}} = \Sigma_{BK} 10^{\frac{L_{S,m} - L_{BK}}{20}} \left[\frac{\text{mV}}{\text{Pa}} \right]. \quad (\text{B.3})$$

Der Wert $\tilde{p}_{S,m}/\tilde{p}_{BK}$ kann aus der Transferfunktion F_{BK_1, S_m} abgelesen werden.

Üblicherweise wird dafür der Wert bei einer bestimmten Frequenz f_{cal} verwendet. Da hier jedoch die Transferfunktionen für einen großen Frequenzbereich zur Verfügung stehen, wird die Amplitude der Transferfunktion über den Frequenzbereich $1.5 \text{ kHz} < f < 10 \text{ kHz}$ gemittelt. Die Sensitivität für alle gemessenen Sennheiser-Mikrofone zusammen mit ihrer Kanalnummer und Positionsnummer auf dem großen Mikrofone-Array sind im folgenden Abschnitt tabellarisch aufgelistet.

B.8 Daten der Sennheiser Mikrofone

B.8. DATEN DER SENNHEISER MIKROFONE

Tabelle B.2: Kanalbelegung des großen Mikrofon-Arrays. Angegeben sind jeweils die Kanalnummer, die Positionsnummer und Bezeichnung des Mikrofons. Außerdem sind die Koordinaten und die Sensitivität des jeweiligen Mikrofons angegeben.

Kanal	Pos. Nr.	Mikrofon	x[m]	y[m]	Sens. [mV/Pa]
1	120	B6	1.65	1.01	3.473
2	121	B18	1.64	0.35	3.434
3	128	B21	1.63	0.68	3.315
4	127	B23	1.61	0.55	3.302
5	126	B28	1.6	0.89	3.107
6	123	B5	1.59	0.94	3.251
7	125	B25	1.59	0.48	3.530
8	124	B26	1.57	0.6	3.426
9	113	B30	1.56	0.27	3.274
10	116	B15	1.55	0.87	3.409
11	111	B12	1.53	0.48	3.379
12	112	B8	1.52	1.1	3.251
13	119	B3	1.51	0.93	3.410
14	117	B22	1.5	0.44	3.458
15	122	B13	1.48	0.75	3.281
16	118	B19	1.47	0.66	3.493
17	92	B16	1.47	0.55	3.398
18	85	B11	1.47	0.42	3.379
19	98	B27	1.47	0.27	3.333
20	94	B4	1.46	0.35	3.292
21	105	B24	1.42	0.88	3.386
22	101	B7	1.4	0.46	3.406
23	115	B10	1.39	0.81	3.557
24	110	B17	1.39	0.38	3.253
25	66	B31	1.35	0.76	3.318
26	73	B29	1.34	0.95	3.471
27	68	C35	1.33	0.86	3.482
28	79	B14	1.33	0.58	3.075
29	76	B20	1.32	1.13	3.508
30	77	C10	1.31	1.08	3.420
31	65	B9	1.3	0.74	3.398
32	70	B1	1.28	1.01	3.378

ANHANG B. ARRAY

Kanalbelegung des großen Mikrofon-Arrays. Forts.

Kanal	Pos. Nr.	Mikrofon	x[m]	y[m]	Sens. [mV/Pa]
33	57	C29	1.26	0.49	3.567
34	61	D20	1.22	0.97	3.384
35	44	C33	1.22	0.28	3.466
36	47	C4	1.21	0.33	3.328
37	55	C31	1.19	0.86	3.865
38	59	C7	1.19	0.84	3.236
39	49	C15	1.18	0.47	3.455
40	43	C16	1.17	0.62	3.321
41	30	C34	1.13	0.14	3.596
42	29	D15	1.12	0.73	3.421
43	34	D19	1.1	1.23	3.465
44	32	D24	1.1	1.13	3.713
45	37	D5	1.08	0.54	3.169
46	38	D4	1.07	0.29	3.280
47	58	C22	1.05	1.06	3.673
48	52	C27	1.05	0.16	3.908
49	26	C24	1.03	1.26	3.522
50	21	C26	1.03	0.39	3.806
51	27	C32	1.03	0.28	3.466
52	23	B32	1.02	0.88	3.407
53	31	D18	1.02	0.57	3.554
54	25	D8	1.02	0.1	3.358
55	42	C3	1	1.2	3.636
56	40	D7	1	0.29	3.447
57	1	C23	0.99	0.98	3.506
58	12	C20	0.95	0.84	3.296
59	5	D17	0.93	1.17	3.323
60	6	C16	0.93	0.15	3.367
61	10	D9	0.92	0.93	3.503
62	13	B65	0.92	0.34	3.314
63	15	D22	0.9	0.3	3.330
64	3	C36	0.89	0.34	3.306

B.8. DATEN DER SENNHEISER MIKROFONE

Kanalbelegung des großen Mikrofon-Arrays. Forts.

Kanal	Pos. Nr.	Mikrofon	x[m]	y[m]	Sens. [mV/Pa]
65	46	C25	0.87	1.29	3.506
66	41	D26	0.87	0.86	3.341
67	48	C8	0.86	0.7	3.017
68	54	C12	0.85	1.08	3.644
69	56	C13	0.85	0.58	3.693
70	51	C17	0.85	1.19	3.727
71	60	D21	0.84	0.43	3.246
72	62	C18	0.84	0.13	3.571
73	53	C1	0.81	0.84	3.391
74	45	C21	0.81	0.37	3.390
75	39	C19	0.81	0.2	3.837
76	50	D30	0.8	1.17	3.514
77	36	D31	0.78	1.11	3.533
78	35	C37	0.76	0.61	3.548
79	71	C28	0.75	0.95	3.595
80	74	C6	0.71	0.38	3.423
81	14	C2	0.7	0.48	3.353
82	18	C9	0.69	0.65	3.201
83	20	C5	0.68	0.74	3.525
84	19	D16	0.68	0.31	3.071
85	28	D29	0.66	1.17	3.395
86	33	C11	0.65	0.15	3.575
87	22	D35	0.64	0.27	3.734
88	24	C30	0.63	0.7	3.614
89	4	D32	0.62	0.55	3.364
90	8	D33	0.62	0.48	3.454
91	16	D34	0.62	0.19	3.248
92	17	D27	0.61	1.07	3.281
93	2	D6	0.58	0.73	3.354
94	9	D25	0.55	0.97	3.444
95	11	D28	0.55	0.41	3.619
96	7	D14	0.53	0.33	3.402

ANHANG B. ARRAY

Kanalbelegung des großen Mikrofon-Arrays. Forts.

Kanal	Pos. Nr.	Mikrofon	x[m]	y[m]	Sens. [mV/Pa]
97	88	B52	0.52	0.43	3.379
98	80	B53	0.51	1.07	2.804
99	96	B58	0.5	0.59	3.088
100	100	B43	0.49	0.27	3.024
101	102	B39	0.48	1.06	3.266
102	106	B49	0.48	0.4	3.354
103	107	B57	0.46	0.58	3.452
104	114	B55	0.44	0.45	3.398
105	99	B47	0.43	0.9	3.407
106	103	B44	0.42	0.39	3.165
107	108	B40	0.42	0.28	3.378
108	109	B33	0.41	0.58	3.340
109	93	B48	0.39	0.51	3.326
110	104	D12	0.38	0.62	3.501
111	97	B62	0.36	0.91	3.226
112	95	B36	0.36	0.84	3.293
113	67	B38	0.32	1.1	3.395
114	69	B59	0.32	0.26	3.458
115	78	D10	0.3	0.58	3.079
116	82	B42	0.29	1.01	3.274
117	83	B46	0.24	0.83	3.344
118	89	B34	0.21	0.57	3.489
119	81	B54	0.2	1.15	3.251
120	90	B41	0.19	0.55	3.221
121	72	B56	0.17	1.03	2.727
122	75	B51	0.15	0.64	3.424
123	86	B61	0.14	0.75	3.473
124	91	B63	0.13	1.08	3.475
125	63	B35	0.11	1.13	3.386
126	64	B60	0.1	0.91	3.049
127	87	B50	0.06	0.35	3.274
128	84	D3	0.05	0.6	3.357

Anhang C

PIV

C.1 Transformation der Pixeldaten in physikalische Koordinaten

Tabelle C.1 gibt für ein Raster von Neun Punkten die Pixelwerte der (X, Y) -Ebene und die physikalischen Koordinaten in der (x, y) -Ebene an. Die dargestellten Werte gelten für das Makroobjektiv mit der Festbrennweite $f = 105$ mm. Tabelle C.2 gibt entsprechenden Werte für das Makroobjektiv mit der Festbrennweite $f = 180$ mm an. Aus den Pixelwerten wird eine 9×3 -Matrix:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & px_1 & py_1 \\ 1 & px_2 & py_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & px_n & py_n \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

und aus den physikalischen Koordinaten eine 9×2 -Matrix erstellt

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} x_1 & y_1 \\ x_2 & y_2 \\ \vdots & \vdots \\ x_n & y_n \end{pmatrix}. \quad (\text{C.2})$$

Mit diesen Matrizen wird eine Transformationsmatrix berechnet, für die gilt:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{T} = \mathbf{W}. \quad (\text{C.3})$$

Diese hat die Dimension $[3 \times 2]$. Sie wird über die Methode der kleinsten Quadrate berechnet (Matlab: Funktion `<mldivide>`). Der maximale Fehler dieser Transformation beträgt in der N^2 -Norm

$$\epsilon^2 = \|\mathbf{A} \cdot \mathbf{T} - \mathbf{W}\|^2 < 1.29 \cdot 10^{-4} \text{ mm}. \quad (\text{C.4})$$

Tabelle C.1: Die Koordinaten der physikalischen Ebene und der Bildebene für das Makroobjektiv mit der Festbrennweite $f = 105 \text{ mm}$.

No.	x [px]	y[px]	x [mm]	y[mm]
1	17	1010	0.0	0.0
2	17	511	0.0	27.0
3	13	32	0.0	53.0
4	662	1007	35.0	0.0
5	659	508	35.0	27.0
6	659	31	35.0	53.0
7	1268	1005	68.0	0.0
8	1267	507	68.0	27.0
9	1266	26	68.0	53.0

Tabelle C.2: Die Koordinaten der physikalischen Ebene und der Bildebene für das Makroobjektiv mit der Festbrennweite $f = 180 \text{ mm}$.

No.	x [px]	y[px]	x [mm]	y[mm]
1	12	986	0.0	0.0
2	14	457	0.0	15.0
3	15	38	0.0	27.0
4	539	988	15.0	0.0
5	541	460	15.0	15.0
6	542	40	15.0	27.0
7	1245	990	35.0	0.0
8	1247	461	35.0	15.0
9	1249	41	35.0	27.0

C.1. TRANSFORMATION DER PIXELDATEN IN PHYSIKALISCHE KOORDINATEN

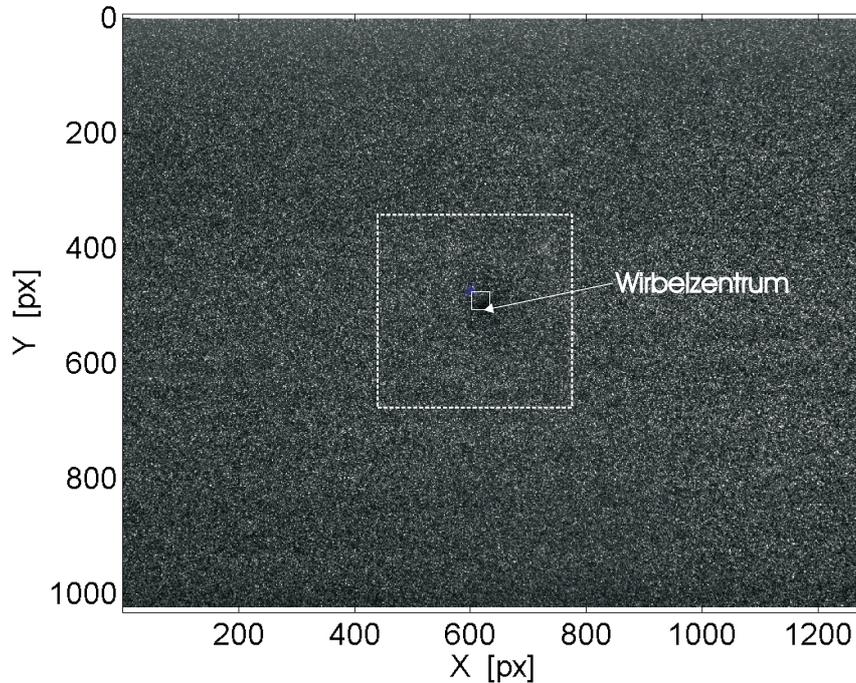


Abbildung C.1: Dargestellt ist das Bild einer CCD-Aufnahme. Der Anstellwinkel des generischen Flügels ist in diesem Fall $\alpha = 12^\circ$ und die Anströmgeschwindigkeit beträgt $u_\infty = 20\text{m/s}$. Die Messebene befindet sich in einem Abstand von $x/c_F = 1.45$ zur Flügelvorderkante. Die Brennweite des Objektivs beträgt $f = 105\text{ mm}$ und der Abbildungsmaßstab ist $V = 0.123$. Das Wirbelzentrum ist durch den Pfeil markiert. Das Teilfenster, in welchem die Beispielrechnung aus Abbildung 4.30 durchgeführt wurde, ist durch das kleine Quadrat markiert. Die statistischen Kenngrößen aus Tabelle 4.5 und das Histogramm in Abbildung 4.31 werden aus Daten in dem durch das größere Quadrat markierten Bereich gewonnen.

Anhang D

Diskussion

Tabelle D.1: Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ bestimmt nach Gl.(7.3) für die aktiven Ausblaskonfigurationen E5xx. Die Pegelminderung wird für den jeweiligen Impuls-koeffizienten c_μ angegeben. Die Gesamtabsorption α_{tot} wurde berechnet für eine Temperatur von $0.7^\circ C$, eine rel. Luftfeuchte von 86% und eine Höhe von $H = 400$ m.

E513	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.08	0.32	0.73	1.30	2.02	2.91	3.97
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-0.1	0.1	1.6	1.9	2.1	2.3	3.9	3.8
E514	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.07	0.27	0.60	1.07	1.67	2.41	3.27
	$\Delta L_{A,\alpha}$	0.0	0.5	0.5	1.4	3.3	3.0	4.1	4.0
E511	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.05	0.20	0.45	0.80	1.26	1.81	2.47
	$\Delta L_{A,\alpha}$	0.0	-0.1	0.7	1.5	2.7	3.1	3.9	4.2
E515	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.04	0.15	0.33	0.59	0.92	1.33	1.81
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-0.2	0.0	0.0	0.8	1.3	2.0	2.3	3.0
E551	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.07	0.26	0.59	1.04	1.63	2.34	3.19
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-	-	1.4	2.5	2.7	3.4	3.8	3.8

Tabelle D.2: Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ bestimmt nach Gl.(7.3) für die aktiven Ausblaskonfigurationen E5xx. Die Pegelminderung wird für den jeweiligen Impuls-koeffizienten c_μ angegeben. Die Gesamtabsorption α_{tot} wurde berechnet für eine Temperatur von $19.0^\circ C$, eine rel. Luftfeuchte von 68% und eine Höhe von $H = 400$ m.

E513	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.08	0.32	0.73	1.30	2.02	2.91	3.97
	$\Delta L_{A,\alpha}$	0.0	0.2	1.6	1.9	2.0	2.3	3.8	3.7
E514	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.07	0.27	0.60	1.07	1.67	2.41	3.27
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-0.2	0.5	0.5	1.4	3.2	3.0	4.0	4.0
E511	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.05	0.20	0.45	0.80	1.26	1.81	2.47
	$\Delta L_{A,\alpha}$	0.0	-0.2	0.7	1.5	2.7	3.1	3.8	4.1
E515	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.04	0.15	0.33	0.59	0.92	1.33	1.81
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-0.1	0.1	0.0	0.8	1.3	2.0	2.2	2.9
E551	$c_\mu \cdot 10^3$	0.00	0.07	0.26	0.59	1.04	1.63	2.34	3.19
	$\Delta L_{A,\alpha}$	-	-	1.4	2.5	2.6	3.3	3.7	3.7

Tabelle D.3: Gesamtreduktion $\Delta L_{A,\alpha}$ bestimmt nach Gl.(7.3) für die passiven Ausblaskonfigurationen. Die Gesamtabsorption α_{tot} wurde mit folgenden Annahmen berechnet: $T = 19.0^\circ C$, $\varphi = 68\%$ und $H = 400$ m.

	E701	E702	E703	E801	E802	E803	E401	E402	E403
$\Delta L_{A,\alpha}$	3.6	1.9	3.6	5.2	4.7	5.4	5.0	3.3	3.8

Bibliography

- Adrian, R. J. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics 1991. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**: 261–304.
- Adrian, R. J. and Yao, C.-S. Pulsed laser technique application to liquid and gaseous flows and the scattering power of seed materials 1985. *Appl. Opt.*, **24**: 44–52.
- Amiet, R. K. Refraction of sound by a shear layer 1978. *J. Sound. Vib.*, **58**: 467–482.
- Barsikow, B., King, W. F., and Pfizenmaier, E. Wheel/rail noise generated by a high-speed train investigated with a line array of microphones 1987. *J. Sound. Vib.*, **118**: 99–122.
- Batchelor, G. K. Axial flow in the trailing line vortices 1964. *J. Fluid Mech.*, **20**: 645–658.
- Billingsley, J. and Kinns, R. The acoustic telescope 1976. *J. Sound. Vib.*, **48**: 485–510.
- Blacodon, D. and Élias, G. 2003. Level estimation of extended acoustic sources using an array of microphones. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3199. Hilton Head, USA.
- BMU 2002. *Umweltbewusstsein in Deutschland, 2002*. Technical report, Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, Umweltbundesamt, Berlin.
- Brandstein, M. and Ward, D. 2001. *Microphone Arrays. Signal Processing. Techniques and Application*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1st edition.
- Brentner, K. S. and Farassat, F. Analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulation for moving surfaces 1998. *AIAA J.*, **36(8)**: 1379 – 1386.
- Brooks, T. F. and Hodgson, T. H. Trailing edge noise prediction from measured surface pressures 1981. *J. Sound. Vib.*, **78(1)**: 69–117.
- Brooks, T. F. and Humphreys, W. M. 1999. Effect of directional array size on the measurement of airframe noise components. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 99-1958. Bellevue, USA.

BIBLIOGRAPHY

- Brooks, T. F. and Humphreys, W. M. 2000. Flap edge aeroacoustic measurements and predictions. In *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Hawaii, USA.
- Brooks, T. F. and Marcolini, M. A. Airfoil tip vortex formation noise 1986. *AIAA Journal*, **24(2)**: 246–252.
- Burnside, N. J., Jaeger, S. M., Reinero, B. R., Horne, W. C., and Sodermann, P. T. 2002. Array design and performance for a large scale airframe noise study. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2002-2576. Breckenridge, USA.
- Carley, M. 1996. *Time Domain Calculation of Noise generated by a Propeller in a Flow*. Ph.D. thesis, Trinity College, Dublin, Department of Mechanical Engineering.
- Choudhari, M. and Khorrami, M. R. 2003. Computational study of porous treatment for altering flap side-edge flow field. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3113. Hilton Head, USA.
- Choudhari, M., M., Neubert, G. R., and Berkman, M. E. 2002. Aeroacoustic experiments in the langley low-turbulence pressure tunnel. Nasa/TM-2002-211432.
- Crighton, D. G. Radiation from vortex filament motion near a half plane 1972. *J. Fluid Mech.*, **51(pt. 2)**: 357–362.
- Crighton, D. G. 1991. *Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice. Vol. 1: Noise Sources*, Vol. 1, Chapt. Airframe Noise, pp 391–447.
- Curle, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound 1955. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **231**: 505–514.
- Dobrzynski, W., Gelhar, B., and Buchholz, H. Model and full scale high-lift wing wind tunnel experiments dedicated to airframe noise reduction 2001. *Aerosp. Sci. Technol.*, **5**: 27–33.
- Dougherty, R. P. 2003. Turbulent decorrelation of aeroacoustic phased arrays: Lessons from atmospheric science and astronomy. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3200. Hilton Head, USA.
- Dougherty, R. P. and Stoker, R. W. 1998. Sidelobe suppression for phased array aeroacoustic measurements. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 98-2242. Toulouse, France.
- Ehrenfried, K., Meyer, C., and Dillmann, A. 2003. *Simulation of sound propagation in boundary layers based on Möhring's acoustic analogy*. Paper 2003–3272, AIAA. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*.
- Fabry, P. and Servière, C. 2000. Blind separation of noisy harmonic signals using orthogonal techniques for rotating machine diagnosis. In *Second International Workshop on Independent Component Analysis and Blind Signal Separation (ICA 2000)*, pp 369–374. Helsinki, Finland.
- Farassat, F. Linear acoustic formulas for calculation of rotating blade noise 1980. *AIAA J.*, **19(9)**: 1122–1130.

- Ffowcs Williams, J. E. and Hawkings, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. 1969. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, **A264**: 321–342.
- Fincham, A. M. and Spedding, G. R. Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow 1997. *Exp. Fluids*, **23**: 449–462.
- Fink, M. R. and Schlinker, R. H. Airframe noise component interaction studies 1980. *J. Aircraft*, **17(2)**: 99–105.
- Flynn, O. E. and Kinns, R. Multiplicative signal processing for sound source location on jet engines 1976. *J. Sound. Vib.*, **46**: 137–150.
- Forliti, D. J., Strykowski, P. J., and K., D. Bias and precision error of digital particle image velocimetry 2000. *Exp. Fluids*, **28**: 436–447.
- Grundmann, R. 2000. *Flugmechanik I, 2000*. Technical report, TU Dresden, Institut für Luft- und Raumfahrttechnik.
- Guidati, S., Brauer, C., and Wagner, S. 2002. The reflection canceller – phased array measurements in a reverberating environment. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2002-2462. Breckenridge, USA.
- Guo, Y., Joshi, M., Bent, P., and Yamamoto, K. Surface pressure fluctuations on aircraft flaps and their correlation with far-field 2000. *J. Fluid Mech.*, **415**: 175–202.
- Guo, Y. P. 1999. Prediction of flap side-edge noise. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 99-1804. Bellevue, USA.
- Guo, Y. P. 2001. A discrete vortex model for slat noise prediction. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2001-2157. Maastricht, The Netherlands.
- Hardin, J. C. Noise radiation from the side edges of flaps 1980. *AIAA Journal*, **18(5)**: 549–552.
- Hardin, J. C. and Martin, J. E. Flap side-edge noise: Acoustic analysis of sen’s model 1997. *AIAA Journal*, **35(5)**: 810–815.
- Hayes, J. A., Horne, W. C., Soderman, P. T., and Bent, P. H. 1997. Airframe noise characteristics of a 4.7% scale dc-10 model. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 97-1645-CP. Atlanta, USA.
- Haykin, S. 1996. *Adaptive Filter Theory*. Prentice Hall, New Jersey, 3rd edition.
- Högbom, J. A. Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines 1974. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**: 417–426.
- Hoffmann, R. 1998. *Signalanalyse und Erkennung. Eine Einführung für Informationstechniker*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1st edition.
- Howe, M. S. A review on the theory of trailing edge noise 1978. *J. Sound. Vib.*, **61(3)**: 437–465.
- Howe, M. S. On the generation of side-edge flap noise 1982. *J. Sound. Vib.*, **80(4)**: 555–573.
- Howe, M. S. 2003. *Theory of Vortex Sound*. Cambridge University Press, Cam-

BIBLIOGRAPHY

- bridge, 1st edition.
- Huang, H. 1994. *Limitations and Improvements to PIV and its application to a backward facing step flow*. Ph.D. thesis, TU-Berlin, FB 10, Hermann-Föttinger Institut für Strömungsmechanik, Müller Breslau Str. 8, 10623 Berlin.
- Humphreys, W. M., Brooks, T. F., Hunter, W. W., and Meadows, K. R. 1998. Design and use of microphone arrays for aeroacoustic measurements. In *36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, AIAA-Paper 98-0471. Reno, USA.
- Hutcheson, F. V. and Brooks, T. F. 2002. Measurement of trailing edge noise using directional array and coherent output power methods. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2002-2472. Breckenridge, USA.
- ISO 9613-1 1993. *Acoustics - Attenuation of sound during propagation outdoors, Part I: Calculation of the absorption of sound by the atmosphere*. ISO 9613-1-1993.
- Jaeger, S. M., Burnside, N. J., Sodermann, P. T., Horne, W. C., and James, K. D. 2002. Microphone array assessment of an isolated 26%-scale, high fidelity landing gear. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2002-2410. Breckenridge, USA.
- Jaeger, S. M., Horne, W. C., and Allen, C. S. 2000. Effect of surface treatment on array microphone self noise. In *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2000-1937. Hawaii, USA.
- Johnson, D. H. and Dudgeon, D. E. 1993. *Array Signal Processing*. Prentice Hall Signal Processing Series.
- Kambe, T. Acoustic emissions by vortex motions 1986. *J. Fluid Mech.*, **173**: 643–666.
- Keane, Richard, D. and Adrian, R. J. Optimization of particle image velocimetry. part i: Double pulsed systems 1990. *Meas. Sci. Tech.*, **1**: 1202–1215.
- Keime, M. 2002. 2D-Wirbelverfahren zur Modellierung der Scherschichten am seitlichen Rand einer Hinterkantenklappe. *Master's thesis*, TU-Berlin, Fakultät 5, Hermann-Föttinger Institut für Strömungsmechanik, Müller Breslau Str. 8, 10623 Berlin.
- Khorrami, M. R. and Singer, B. A. Stability analysis for noise-source modeling of a part-span flap 1999. *AIAA J.*, **37(10)**: 1206–1212.
- King, III, W. F. and Bechert, D. On the sources of wayside noise generation by high-speed trains 1979. *J. Sound. Vib.*, **66**: 311–332.
- Lighthill, M. J. On sound generated aerodynamically. I. general theory 1952. *Proc. Roy. Soc.*, **211**: 564–586.
- Lighthill, M. J. On sound generated aerodynamically. II. turbulence as a source of sound 1954. *Proc. Roy. Soc.*, **222**: 1–32.
- Macaraeg, M. 1998. Fundamental investigation of airframe noise. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 98-2224. Toulouse, France.

- Macaraeg, M., Lockard, D. P., and Streett, C. L. 1999. In search of the physics: Nasa's approach to airframe noise. <ftp://techreports.larc.nasa.gov/pub/techreports/larc/1999/mtg/>.
- Manoha, E., Eliad, G., Troff, B., and Sagaut, P. 1999. Towards the use of boundary element method in computational aeroacoustics. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 99-1980. Bellevue, USA.
- Manoha, E., Troff, B., and Sagaut, P. Trailing edge noise prediction using large eddy simulation and acoustic analogy 2000. *AIAA J.*, **38(4)**: 575–583.
- Mayer, S. A generalized processing technique in digital particle image velocimetry with direct estimation of velocimetry gradients 2001. *Exp. Fluids*, **33**: 443–457.
- Meadows, K. R., Brooks, T. F., Humphreys, W. M., Hunter, W. H., and Gerhold, C. H. 1997. Aeroacoustic measurements of a wing-flap configuration. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 97-1595. Atlanta, USA.
- Meyer, R. 2000. *Experimentelle Untersuchungen von Rückstromklappen auf Tragflügeln zur Beeinflussung von Strömungsablösungen*. Ph.D. thesis, TU-Berlin, FB 10, Hermann-Föttinger Institut für Strömungsmechanik, Müller Breslau Str. 8, 10623 Berlin.
- Michalke, A. and Timme, A. On the inviscid instability of certain two-dimensional vortex-type flows 1967. *J. Fluid Mech.*, **29**: 647–666.
- Michel, U. 1995. *Sound Generation by Aircraft*. Lecture notes, Berlin, Germany.
- Michel, U. 2004. Persönliches Gespräch mit Dr.-Ing. U. Michel.
- Michel, U., Barsikow, B., Helbig, J., Hellmig, M., and Schüttpelz, M. 1998. Flyover noise measurements on a landing aircraft with a microphone array. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 98-2224. Toulouse, France.
- Miller, W. R., Meecham, W. C., and Ahtye, W. F. Large scale model measurements of airframe noise using cross-correlation techniques 1982. *J. Acoust. Soc.*, **71(3)**: 591–599.
- Mosher, M. 1996. Phased arrays for aeroacoustic testing: Theoretical development. In *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 96-30827. State College, USA.
- Mueller, T. J. 2002. *Aeroacoustic Measurements*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1st edition.
- NASA 1997. In *NASA Facts: Making Future Commercial Aircraft Quieter*, FS-1997-07-003-LeRC.
- Nelson, P. A. and Yoon, S. H. Estimation of acoustic source strength by inverse methods: Part i, conditioning of the inverse problem 2000. *J. Sound. Vib.*, **233(4)**: 643–668.
- Nogueira, J., Lecuona, A., and Rodriguez, P. A. Local field correction piv:: on the increase of accuracy of digital piv systems 1999. *Exp. Fluids*, **27**: 107–116.

BIBLIOGRAPHY

- Oerlemans, S. and Sijtsma, P. 2002. Determination of absolute levels from phased array measurements using spatial source coherence. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2002-2464. Breckenridge, USA.
- Oppenheim, A. V. and Schaffer, R. W. 1995. *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. Oldenbourg Verlag, München, 2nd edition.
- Perennes, S. and Roger, M. 1998. Aerodynamic noise of a two-dimensional wing with high-lift devices. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 98-2338. Toulouse, France.
- Phillips, W. R. C. The turbulent trailing vortex during roll-up 1981. *J. Fluid Mech.*, **105**: 451–467.
- Piet, J.-F. and Elias, G. 1997. Airframe noise source localization using a microphone array. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper 97-1643-CP. Atlanta, USA.
- Piet, J.-F., Michel, U., and Böhning, P. 2002. Localization of the acoustic sources of the a340 with a large phased microphone array during flight tests. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper 2002-2506. Breckenridge, USA.
- Pott-Pollenske, M., Alvarez, J., and Dobrzynski 2003. Effect of slat gap on far-field radiated noise and correlation with local flow characteristics. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3228. Hilton Head, USA.
- Powell, A. Theory of vortex sound 1964. *J. Acoust. Soc.*, **36(1)**: 177–195.
- Prasad, A. K., Adrian, R. J., Landreth, C. C., and Offutt, P. W. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation 1992. *Exp. Fluids*, **13**: 105–116.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. 1992. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, New York, 2nd edition.
- Radeztsky Jr., R. H., Singer, B. A., and Khorrami, M. R. 1998. Detailed measurements of a flap side-edge flowfield. In *36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, AIAA-Paper 98-0700. Reno, USA.
- Raffel, M., Willert, C., and Kompenhans, J. 1999. *Particle Image Velocimetry – A practical guide*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1st edition.
- RAND, Europe 2001. *Future acoustic characteristics of aircraft in civil aviation*. Technical Report RE 2000.09, RAND Europe, Leiden, Niederlande and AvioPlan, Berlin, Germany.
- Revell, J. D., Kuntz, H. L., Balena, F. J., Horne, W. C., Storms, B. L., and Dougherty, R. P. 1997. Trailing-edge flap noise reduction by porous acoustic treatment. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 97-1646-CP. Atlanta, USA.
- Ronneberger, D. 1987. Abschlussbericht zum DFG-Forschungsvorhaben: Akustische Reflexion und Transmission von Einbauten in durchströmten Kanälen.

- Universität Gottingen, 3. Physikalisches Institut.
- Ruan, X., Song, X., and Yamamoto, F. Direct measurement of the vorticity field in digital particle images 2001. *Exp. Fluids*, **30**: 696–704.
- SAE 1997. *Standard values for atmospheric adsorption as a function of temperature and humidity for use in evaluating aircraft flyover noise*. Technical Report ARP 866, Society of automotive engineers: Aerospace recommended practice.
- Sagaut, P., Manoha, E., Herrero, C., Terracol, M., and Labourasse, E. 2002. Numerical simulation of acoustic sources and noise propagation on 2d wings. In *Numerical prediction of airfoil aerodynamic noise, 3rd Colloquium SWING*. Stuttgart, Germany.
- Scarano, F. and Riethmuller, M. L. Advances in iterative multigrid piv image processing 2000. *Exp. Fluids*, **Suppl.**: S51–S60.
- Schlichting, H. 1965. *Grenzschicht-Theorie*. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 5th edition.
- Schwarz, U. J. Mathematical-statistical description of the iterative beam removing technique (method clean) 1978. *Astron. Astrophys.*, **65**: 345–356.
- Sen, R. Vortex-oscillation model of airfoil side-edge noise 1997. *AIAA J.*, **35**(3): 441–449.
- Sijtsma, P. and Holthusen, H. 1999. Source localization by phased array measurements in closed wind tunnel test sections. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 99-1814. Portland, USA.
- Sijtsma, P. and Holthusen, H. 2003. Corrections for mirror sources in phased array processing techniques. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3196. Hilton Head, USA.
- Singer, B. A., Lockard, D. P., and Brentner, K. S. 1999. Computational aeroacoustic analysis of slat trailing edge noise. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper 99-1802. Bellevue, USA.
- Singer, B. A., Lockard, D. P., and Brentner, K. S. Computational aeroacoustic analysis of slat trailing-edge flow 2000. *AIAA J.*, **38**(9): 1558–1564.
- Smith, M. G. and Chow, L. C. 2003. Aerodynamic noise sources on high lift slats and flaps. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3226. Hilton Head, USA.
- Soderman, P. T. and Noble, S. C. Directional microphone array for acoustic studies of wind tunnel models 1975. *J. Aircraft*, **12**(3): 168–173.
- Staufenbiel 1985. Airframe noise source locations of a 777 aircraft in flight and comparisons with past model scale tests. In *Vortex Flow Aerodynamics*, AGARD-CP-494.
- Stellmacher, M. and Obermayer, K. A new particle tracking algorithm based on deterministic annealing and alternative distance measures 2000. *Exp. Fluids*, **28**: 506–518.
- Stoker, R. W., Guo, Y., and Streett, C. 2003. Airframe noise source locations

BIBLIOGRAPHY

- of a 777 aircraft in flight and comparisons with past model scale tests. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3232. Hilton Head, USA.
- Storms, B. L., Hayes, J. A., Jaeger, S. M., and Soderman, P. T. 2000. Aeroacoustic study of flap-tip noise reduction using continuous moldline technology. In *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2000-1976. Hawaii, USA.
- Storms, B. L., Hayes, J. A., Moriarty, P. J., and Ross, J. C. 1999. Aeroacoustic measurements of slat noise on a three-dimensional high-lift system. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper 99-1957. Bellevue, USA.
- Storms, B. L., Ross, J. C., Horne, W. C., Hayes, J. A., Dougherty, R. P., Underbrink, J. R., Scharpf, D. F., and Moriarty, P. J. 1998. An aeroacoustic study of an unswept wing with a three-dimensional high-lift system. In *NASA/TM-1998-112222*.
- Streett, C. 1998. Numerical simulation of fluctuations leading to noise in a flap-edge flowfield. In *36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 98-0628. Reno, USA.
- Takeda, K., Ashcroft, G. B., Zhang, X., and Nelson, P. A. 2001. Unsteady aerodynamics of slat cove flow in a high-lift device configuration. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2001-0706. Maastricht, The Netherlands.
- Terracol, M., Labourasse, E., Manoha, E., and Sagaut, P. 2003. Simulation of the 3d unsteady flow in a slat cove for noise prediction. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3110. Hilton Head, USA.
- Unnikrishna Pillai, S. 2000. *Array signal processing*. Springer Verlag, New York.
- van der Wal, H. M. M. and Sijtsma, P. 2001. Flap noise measurements in a closed wind tunnel with a phased array. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2001-2170. Maastricht, The Netherlands.
- Wang, Z., Li, J., Nishida, T., and Sheplak, M. 2003. Robust capon beamformers for wideband acoustic imaging. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 2003-3198. Hilton Head, USA.
- Westerweel, J. 1993. *Digital particle image velocimetry. Theory and application*. Delft University Press, Delft, 1st edition.
- Westerweel, J. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data 1994. *Exp. Fluids*, **16**: 236–247.
- Westerweel, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry 1997. *Meas. Sci. Tech.*, **8**: 1379–1392.
- Westerweel, J. 1998. Effect of sensor geometry on the performance of piv interrogation. In R. A. et al. (ed.), *Developments in Laser Techniques and Fluid Mechanics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Westerweel, J., Dabiri, D., and Gharib, M. The effect of a discrete window offset

- on the accuracy of cross-correlation analysis of digital piv recordings 1997. *Meas. Sci. Tech.*, **23**: 20–28.
- Willert, C. E. and Gharib, M. Digital particle image velocimetry 1991. *Exp. Fluids*, **10**: 181–193.
- Yoon, S. H. and Nelson, P. A. 1998. Reconstruction of aeroacoustic source strength distributions by inverse techniques. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 1998-2339. Toulouse, France.
- Zierep, J. 1997. *Grundzüge der Strömungslehre*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 6th edition.

Lebenslauf

Name: Lars Koop

Geburtsdatum: 20.08.1970 in Bremen

Schulbildung:
1977 - 1980 Besuch der Grundschule Erichshof
1980 - 1990 Besuch der Gymnasialstufe der KGS-Weyhe;
Abitur mit der Note 1,4

Zivildienst:
10/1990 - 12/1991 Hausmeister im Kindertagesheim

Berufsausbildung:
11/1990 - 05/1992 Ausbildung zum nebenberuflichen Kirchenmusiker

Hochschulbildung:
10/1992 - 05/1999 Studium an der Technischen Universität Berlin
Studiengang Technischer Umweltschutz
mit dem Vertiefungsfach Technische Akustik
Diplom im Mai 1999, Gesamtnote: *sehr gut*

10/1990 - 02/1995 Studium der Philosophie an der Humboldt Universität

Beschäftigungsverhältnisse:
04/1992 - 06/1992 Grundpraktikum bei der Firma Umweltschutz Nord
12/1995 - 08/1998 Stud. Hilfskraft am Institut für Technische Akustik
07/1998 - 10/1998 Praktikum bei der BMW AG in der Abteilung für
Fahrzeugphysik/ Gesamtfahrzeug, Innenraumakustik

06/1999 - 11/1999 Mitarbeiter bei Daimler Chrysler Dornier GmbH,
Strömungs- und Vibroakustik

01/2000 - 05/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Hermann-Föttinger
Institut für Strömungsmechanik im Rahmen des SFB 557,
Thema des Teilprojektes: Beeinflussung der Schallent-
stehung an Hinterkantenklappen durch Ausblasen

12/2004 Aussprache zur Promotion mit der Note
summa cum laude

seit 06/2004: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen Zentrum für
Luft und Raumfahrt in Göttingen

Göttingen, im Mai 2005