

**Entwicklung
einer CFD-Softwareumgebung für die Modellierung und Simulation
numerischer Strömungsakustik auf Hoch- und Höchstleistungsrechnern**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik

der

Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Jan Dominik Lorenz Schmalz

aus

Ulm-Söflingen

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk
 2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred C. Krafczyk
- Tag der mündlichen Prüfung: 18.04.2016

Für Silke.

Danksagung

Meinem Betreuer Herrn Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk möchte ich für die Vergabe dieser Dissertation, seine tatkräftige allumfassende Unterstützung und für unsere vielen anregenden fachlichen Gespräche und Diskussionen während der gesamten Bearbeitungszeit herzlichst danken.

Der Universität Duisburg-Essen und insbesondere dem *Lehrstuhl für Mechanik und Robotik* gilt mein Dank für die Möglichkeit der Nutzung des lehrstuhleigenen Equipments und der Bereitstellung notwendiger Software für die erfolgreiche Durchführung meiner Dissertation. Auch bedanken möchte ich mich bei meinen Kollegen, allen voran Herrn Hussam Mansour und Herrn Julian Hoth, für die tatkräftige Unterstützung bei den vielfältigen alltäglichen großen und kleinen Herausforderungen, die vielen fachlichen Diskussionen und kollegialen Gespräche während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl.

Bedanken darf ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred C. Krafczyk, Institutsleiter des Instituts für rechnergestützte Modellierung im Bauingenieurwesen (iRMB) der Technischen Universität Braunschweig, der bereitwillig die Aufgabe des Zweitgutachters dieser Dissertation übernommen hat. Einen Dank möchte ich auch der Prüfungskommission, unter dem Vorsitz von Prof. Dr. rer. nat. Johannes Gottschling und meinem Mitprüfer Prof. Dr.-Ing. Bettar Ould el Moctar aussprechen, welche die vorliegende Dissertation sowie die einhergehende Forschungsarbeit begutachtet und geprüft haben.

Die Beteiligung des *Lehrstuhls für Mechanik und Robotik* der Universität Duisburg-Essen am Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Gemeinschaftsprojekt „FEToL – Eine fehlertolerante Umgebung für peta-scale MPI-Löser“ ermöglichte mir die erfolgreiche Durchführung meiner Dissertation, mein Dank gilt daher allen Projektmitgliedern des FEToL-Projekts für deren Unterstützung speziell bei allen Themen betreffend High Performance Computing, Parallelisierung und Fehlertoleranz.

Für ihren geduldrigen technischen Support in allen HPC-Belangen und ihre tatkräftige Unterstützung bei der Implementierung der in dieser Arbeit entwickelten OpenFOAM-Applikationen auf dem Woodcrest-Cluster des RRZE möchte ich speziell Herrn Dr. Thomas Zeiser und Herrn Markus Wittmann M. Sc., vom Regionalen Rechenzentrum Erlangen (RRZE) der Friedrich-Alexander-Universität Nürnberg-Erlangen (FAU) danken.

Weiterer Dank gilt Herr Dipl.-Ing. Fabian Straeten, Montaplast GmbH & Co. KG in Morsbach, für seine kooperative Zusammenarbeit bei der Bereitstellung und Implementierung des praxisorientierten Anwendungsfalles für die numerischen strömungsakustischen Untersuchungen. Danken möchte ich auch Herrn Dipl.-Ing. Ralf Stienen, FEV GmbH, für die unkomplizierte Durchführung von strömungsakustischen Messungen zur experimentellen Validierung und Verifizierung der numerischen Ergebnisse des Anwendungsfalles.

Für die eingeräumten Möglichkeiten und den helfenden Freiraum während meiner finalen Bearbeitungsphase danke ich der AMK Automotive GmbH & Co. KG, im Besonderen Herrn Thomas Gall.

Zu guter Letzt möchte ich ganz besonders meiner Frau Silke, meinen Eltern, der Familie und Freunden für deren unermüdliche Unterstützung, die vielen motivierenden Worte sowie deren liebevolle Fürsorge in allen Lebenslagen während meiner Dissertationsphase danken.

Danke!

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	I
Inhaltsverzeichnis	III
Abkürzungen	V
Formelzeichen und Symbole	VI
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XVI
Kurzfassung	XVII
Abstract	XVIII
1 Einleitung	1
1.1 Ziel der Arbeit	2
1.2 Struktur der Arbeit	3
2 Stand der Technik	5
2.1 Numerische Strömungsmechanik mit OpenFOAM	5
2.2 Numerische Strömungsakustik	9
2.3 High Performance Computing	15
3 Grundlagen und Methoden	18
3.1 Numerische Strömungsmechanik	18
3.2 Numerische Strömungsakustik	28
3.2.1 Lineare Akustik	29
3.2.2 Akustische Wellengleichung	30
3.2.3 Akustische Analogien	32
3.2.4 Akustische Randbedingungen für numerische Strömungsakustik	37
3.2.5 Analyse akustischer Signale	38
3.3 High Performance Computing	40
3.3.1 Parallelisierung	40
3.3.2 Parallelisierung von OpenFOAM	44
3.3.3 Fehlertoleranz	47
4 Modellierung	50
4.1 OpenFOAM – Applikationen und Bibliotheken	50
4.2 Akustik-Löser – <code>acousticFoam</code> für inkompressibel Strömungen	58
4.2.1 Implementierung Akustischer Analogien	65
4.2.2 Akustische Randbedingungen	70

4.2.3	Ausbreitung der Fluktuationen im akustischen Nahfeld	72
4.3	Validierung <code>acousticFoam</code>	74
4.4	Parallelisierung von <code>acousticFoam</code>	85
4.5	Akustik-Löser – <code>acousticRhoFoam</code> für kompressibel Strömungen.....	95
4.5.1	Implementierung Akustischer Analogien.....	99
4.5.2	Akustische Randbedingungen.....	101
4.5.3	Schallausbreitung im akustischen Nahfeld	102
4.6	Validierung <code>acousticRhoFoam</code>	104
4.7	Akustik-Simulation – inkompressibel versus kompressibel	118
4.8	Übersicht Akustik-Löser	126
5	Technischer Anwendungsfall.....	127
5.1	Ansaugsysteme von Verbrennungsmotoren.....	127
5.2	Zweidimensionaler Simulationsfall Ansaugrohr	130
5.2.1	Geometriemodelle	130
5.2.2	Netzgenerierung mit <code>blockMesh</code>	131
5.2.3	CFD / CAA-Modell in OpenFOAM	132
5.3	Dreidimensional kompressibler Simulationsfall Ansaugrohr.....	139
5.3.1	Geometriemodelle	139
5.3.2	Netzgenerierung mit <code>blockMesh</code>	139
5.3.3	CFD / CAA-Modell in OpenFOAM	142
5.4	Numerische Ergebnisse des technischen Anwendungsfalls	144
5.4.1	2D – Ansaugrohr	146
5.4.2	3D – Ansaugrohr	151
5.4.3	Analyse der akustischen Signale.....	156
5.5	Experimentelle Validierung des Modells	169
5.5.1	Versuchsaufbau und Messungen	169
5.5.2	Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse	171
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	180
7	Literatur	186
Anhang	i
A	GNU OCTAVE Analyse-Skript zur Auswertung akustischer Daten aus Messung und Simulation.....	i
B	GNU OCTAVE Analyse-Skript zur Auswertung akustischer Simulations-Daten.....	ii

Abkürzungen

2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
APE	Acoustic Perturbation Equations
CAA	Computational Aeroacoustics (numerische Strömungsakustik)
CAD	Computer-Aided Design (rechnerunterstützte Konstruktion)
CFD	Computational Fluid Dynamics (numerische Strömungsberechnung)
CFX	Software von ANSYS Inc. für numerische Strömungsberechnung
DGL	Differentialgleichungen
DGM	Discontinuous-Galerkin-Methode
DFT	diskrete Fourier-Transformation
DNS	Direkte Numerische Simulation
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Element-Methode
FFT	Fast Fourier-Transformation
FVM	Finite-Volumen-Methode
IGES	CAD-Datenformat (Initial Graphics Exchange Specification)
LBM	Lattice-Boltzmann-Methode
LEE	Linearized Euler Equations (Linearisierte Eulergleichungen)
LES	Large Eddy Simulation
MPI	Message Passing Interface
OEM	Original Equipment Manufacturer (dt. Erstausrüster)
OF	OpenFOAM – Open Field Operation and Manipulation CFD-Toolbox
PAP	Programmablaufplan
PB	Prozess-Bündel
PML	Perfectly Matched Layer - Randbedingung
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes – Turbulenz-Modellierung
RRZE	Regionales Rechenzentrum Erlangen
SAS	Scale-Adaptive Simulation
SNGR	Stochastic Noise Generation and Radiation
SST	Shear Stress Transport – Turbulenz-Modell
STEP	CAD-Datenformat (Standard for the Exchange of Product model data)
URANS	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes

Formelzeichen und Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
a	$\frac{m}{s^2}$	Beschleunigung
p_{ref}	Pa	Bezugsschalldruck $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5} Pa$
ϱ	$\frac{kg}{m^3}$	charakteristische Dichte
ρ	$\frac{kg}{m^3}$	Dichte
Γ	---	Diffusionskoeffizient
$\frac{\partial}{\partial x_i}, \nabla$	---	Divergenz
p	$Pa = \frac{N}{m^2}$	Druck
η, μ	$\frac{kg}{(s \cdot m)}$	dynamische Viskosität
f	$\frac{1}{s} = Hz$	Frequenz
R	$\frac{J}{kg \cdot K}$	Gaskonstante
R	$\frac{J}{mol \cdot K}$	Gaskonstante $R = 8,3144721 \frac{J}{mol \cdot K}$
u, v, w	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeitskomponenten in (x, y, z) -Richtung
g	$\frac{m}{s^2}$	Gravitationskonstante
c_p	$\frac{J}{kg \cdot K}$	Isobare spezifische Wärmekapazität
c_v	$\frac{J}{kg \cdot K}$	Isochore spezifische Wärmekapazität
x, y, z	---	Kartesische Koordinaten
ν	$\frac{m^2}{s}$	kinematische Viskosität
Kn	---	Knudsen-Zahl
F	N	Kraft
ω	$\frac{1}{s}$	Kreisfrequenz
Re_{krit}	---	kritische Reynolds-Zahl
δ_{ij}	---	Kronecker-Symbol, Einheitstensor 2. Stufe

Symbol	Einheit	Bezeichnung
W	W	Leistung
Ma	---	Mach-Zahl
m	kg	Masse
h	$\frac{J}{kg}$	Massenspezifische Enthalpie $h = e + \frac{p}{\rho}$
\dot{m}	$\frac{kg}{s}$	Massenstrom
i, j, k	---	Netzpunktindex in die drei kartesischen Raumrichtungen
n, \vec{n}	---	Normalenrichtung, Normalenvektor
ϕ	---	Prototypische Strömungsgrößen (\vec{U}, T)
Q_ϕ	---	Quellterm
x_i, x_j	---	Räumliche Vektorkomponenten in Indexschreibweise mit i, j = x, y, z
Re	---	Reynolds-Zahl
p_a	Pa	Schalldruck
c	$\frac{m}{s}$	Schallgeschwindigkeit
τ	$\frac{N}{m^2}$	Schubspannungen
e	$\frac{J}{kg}$	Spezifische innere Energie
ω	$\frac{1}{s}$	Spezifische isotrope Dissipationsrate
St	---	Strouhal-Zahl
u_i	$\frac{m}{s}$	Strömungsgeschwindigkeit
T	K	Temperatur
ε	$\frac{m^2}{s^3}$	Turbulente Dissipation
k	$\frac{m^2}{s^2}$	Turbulente kinetische Energie
L	m	typische Länge des umströmten Gegenstandes
p_0	Pa	Umgebungsdruck / Anfangsdruck

Symbol	Einheit	Bezeichnung
\vec{u}, \vec{U}	$\frac{m}{s}$	Vektor der Strömungsgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
λ	m	Wellenlänge
ν_T	$\frac{m^2}{s}$	Wirbelviskosität
t	s	Zeit
t	s	Zeitpunkt
t_{zs}		Zeitschritt
\vec{q}''		Wärmestromvektor $\vec{q}'' = -k\nabla T$
k		Wärmeleitfähigkeit
KV	---	Kontrollvolumen
\vec{x}	---	Ortsvektor
$_{NB}$	---	Indizes für Nachbarvolumen
$_{OF}$	---	Indizes für OpenFOAM-spezifische Größen
τ^{RS}		Reynolds-Spannungen (Turbulenzmodellierung)
∇		Nabla-Operator
$\Delta = \nabla \cdot \nabla$		Laplace-Funktion
Δ		Delta (Differenz)
T_p	s	Laufzeit eines parallelen Programms
S_p	---	Speedup einer parallelisierten Anwendung
ε	---	Effizienz einer parallelisierten Anwendung
n_{procs}	---	Anzahl der verwendeten Prozessoren
SPL	dB	Schalldruckpegel

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1	Entwicklungstechnischer Zusammenhang zwischen CFD, HPC und CAA. . .	5
Abbildung 2-2	Applikationsstruktur von OpenFOAM [14].	6
Abbildung 2-3	Numerische Verfahren zur Berechnung von Strömungsgeräuschen [34].	9
Abbildung 3-1	Prinzip der Finite-Volumen Diskretisierung für ein eindimensionales Problem [97].	20
Abbildung 3-2	PISO-Algorithmus nach [74,97,102].	25
Abbildung 3-3	Einteilung der Turbulenzmodelle nach [103].	27
Abbildung 3-4	Einteilung der numerischen Verfahren für CAA nach [34].	28
Abbildung 3-5	Lighthill's Modell der akustische Analogie [110].	32
Abbildung 3-6	Prinzip eines Multiprozessorsystems mit verteiltem Datenspeicher (engl. Distributed Memory Machine).	42
Abbildung 3-7	Prinzipielle Gebietszerlegung in OpenFOAM nach [127].	45
Abbildung 3-8	Kommunikationsebenen der Parallelisierung in OpenFOAM 2.1.1.	45
Abbildung 3-9	Prinzip der Zero-Halo-Layer – Parallelisierung in OpenFOAM 2.1.1.	46
Abbildung 3-10	FEToL – Vier-Ebenen-Ansatz für Fehlertoleranz nach [129].	48
Abbildung 3-11	Schematische Darstellung der Prozess-Bündel in FEToL nach [129], die grünen Pfeile repräsentieren die Kommunikation zwischen den PB mittels BOND.	49
Abbildung 4-1	Finite-Volumen-Verfahren in OpenFOAM [18].	51
Abbildung 4-2	Zweidimensionales unstrukturiertes Netz mit Nachbarschaftsbeziehungen [97].	52
Abbildung 4-3	Prinzipielle Darstellung der Zusammenhänge von CAD-Geometrie, Berechnungsgitter, Berechnungsränder und den applizierten Randbedingungen [19].	53
Abbildung 4-4	Vereinfachte Visualisierung der Klasse <code>GeometricField</code> [19].	54
Abbildung 4-5	Allgemeine Ordnerstruktur eines OpenFOAM-Berechnungsfalles [14].	56
Abbildung 4-6	Programmablaufplan (PAP) des Akustik-Lösers <code>acousticFoam</code> für inkompressible Strömungen.	59
Abbildung 4-7	Ordnerstruktur des Akustik Lösers <code>acousticFoam</code>	61
Abbildung 4-8	Ordnerstruktur eines inkompressiblen Berechnungsfall mit <code>acousticFoam</code> , blau kennzeichnet für akustische Felder relevante Dateien.	64
Abbildung 4-9	Prinzipien der akustischen Analogien für turbulenzbedingte akustische Quellen nach Lighthill (links) und Curle (rechts) mit der Berücksichtigung schallharter und stationärer Oberflächen im Berechnungsgebiet und der resultierenden wellenförmigen Schallausbreitung (rot).	65
Abbildung 4-10	Schematische Darstellung der OpenFOAM-konformen Berechnungen akustischer Oberflächenquellen (Dipol) an Wand-Randbedingungen.	68
Abbildung 4-11	Strömungsmechanische Randbedingungen des zweidimensionalen akustischen Testfalls zur Simulation mit OpenFOAM.	75
Abbildung 4-12	Zweidimensionaler akustischer Testfall nach [141] und [142]; a) dimensionsloser Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls mit U_x - und U_y -Komponenten im Koordinatenursprung zum Zeitschritt $t_{zs} = 0$ und b) dessen Ausbreitung zum Zeitschritt $t_{zs} = 20$	76

Abbildung 4-13	Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls mit U_x - und U_y -Komponenten [$m s^{-1}$] im Koordinatenursprung als Anfangsbedingung ($t_{zs} = 0$) für <code>acousticFoam</code> (Schnitt-Achse in weiß).....	77
Abbildung 4-14	Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls entlang der in Abbildung 4-13 dargestellten Schnittachse zum Zeitschritt $t_{zs} = 0$	78
Abbildung 4-15	Berechnet Ausbreitung des „Schalldruck“ [$m^2 s^{-2}$] mit <code>acousticFoam</code> zum Zeitschritt a) $t_{zs} = 1$, b) $t_{zs} = 4$ und c) $t_{zs} = 6$	80
Abbildung 4-16	Ausbreitung der Druckfluktuationen entlang der Schnitt-Achse; a) Vergleich numerischer mit analytischer Lösung und b) zeitliches Fortschreiten des „akustischen“ Pulses.....	81
Abbildung 4-17	Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls <code>pitzDaily</code>	82
Abbildung 4-18	Visualisierung der strömungsmechanischen Ergebnisfelder zum Zeitpunkt $t=0,02s$ mit a) Geschwindigkeitsfeld in x-Richtung [$m s^{-1}$], b) inkompressible Druckverteilung [$m^2 s^{-2}$], c) kinetische turbulente Energie [$m^2 s^{-2}$].....	83
Abbildung 4-19	Visualisierung der akustischen Felder zum Zeitpunkt $t = 0,02 s$ mit a) turbulenzbasierte akustische Quellen [s^{-2}] und b) der sich in daraus resultierenden Ausbreitung der Druckfluktuationen [$m^2 s^{-2}$].	84
Abbildung 4-20	Beispiel für Gebietszerlegung mit <code>decomposePar</code> zur parallelisierten Berechnung auf 4 Prozessoren.....	85
Abbildung 4-21	Ausbreitung der Fluktuationen zum Zeitschritt $t_{zs}=1$ über die Prozessorgrenzen hinweg a) vor und b) nach der Ausführung des <code>reconstructPar</code> -Skripts.....	85
Abbildung 4-22	Speedup S_p des Akustik-Lösers <code>acousticFoam</code> für den inkompressiblen Simulationsfall Ansaugrohr (vgl. Kapitel 5.2.3).....	87
Abbildung 4-23	Effizienz des Akustik-Lösers <code>acousticFoam</code> für inkompressiblen Simulationsfall Ansaugrohr (vgl. Kapitel 5.2.3).....	87
Abbildung 4-24	Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls quadratische Strebe [97]...	88
Abbildung 4-25	Räumliche Zerlegung des Berechnungsgebietes mit der <code>scotch</code> -Methode für die parallele Ausführung von <code>acousticFoam</code> auf 8 Prozessoren.....	89
Abbildung 4-26	Visualisierung der strömungsmechanischen Ergebnisfelder zum Zeitpunkt $t=50ms$ mit a) Geschwindigkeitsfeld in x-Richtung [$m s^{-1}$], b) inkompressible Druckverteilung [$m^2 s^{-2}$], c) kinetische turbulente Energie [$m^2 s^{-2}$] und d) Wirbelviskosität [$m^2 s^{-1}$].	91
Abbildung 4-27	Visualisierung der hydroakustischen Ergebnisfelder zum Zeitpunkt $t=100 ms$ mit a) und b) den akustische Quellen [s^{-2}] und der räumlichen Verteilung der fluktuierenden Druckwerte („Hydro-Schalldruck“) [$m^2 s^{-2}$].	92
Abbildung 4-28	Hydro-Akustische Ergebnisse im Post-Processing des zweidimensionalen OF-Simulationsfalls quadratische Strebe.	94
Abbildung 4-29	Programmablaufplan (PAP) des Akustik-Lösers <code>acousticRhoFoam</code> für kompressible Strömungen.	95
Abbildung 4-30	a) Ordnerstruktur des Akustik-Lösers <code>acousticRhoFoam</code> für kompressible Berechnungsfälle und b) Ordnerstruktur eines kompressiblen Berechnungsfalles mit <code>acousticRhoFoam</code> , blau gekennzeichnet für akustische Felder relevante Dateien.....	97

Abbildung 4-31 Störungsansatz für kompressible Strömungsberechnungen mit <code>acousticRhoFoam</code>	102
Abbildung 4-32 Zweidimensionaler akustischer Testfall nach [141] und [142] mit Gauß'schem Druckpuls im Koordinatenursprung; a) zum Zeitschritt $t_{ZS} = 0$ als Anfangsbedingung und b) $t_{ZS} = 20$ Ausbreitung des Gauß'schen Druckpuls mit geringer Hintergrundströmung.....	105
Abbildung 4-33 Darstellung der zeitlichen Ausbreitung des akustischen Pulses entlang der x-Achse ($y = 0$) für den initialisierten Druckpuls im Koordinatenmittelpunkt..	107
Abbildung 4-34 Ausbreitung des mit <code>acousticRhoFoam</code> berechneten Druckpulses [Pa] im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{ZS} = 0$, b) $t_{ZS} = 1$ und c) $t_{ZS} = 2$	108
Abbildung 4-35 Ausbreitung des Druckpulses entlang der x-Achse. Vergleich <code>acousticRhoFoam</code> mit analytischer Lösung zum Zeitschritt $t_{ZS} = 4$	109
Abbildung 4-36 Ausbreitung des mit <code>acousticRhoFoam</code> berechneten Schalldrucks [Pa] im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{ZS} = 1$, b) $t_{ZS} = 2$ und c) $t_{ZS} = 4$	110
Abbildung 4-37 Darstellung der zeitlichen Ausbreitung der resultierende Schalldrucks entlang der x-Achse.....	111
Abbildung 4-38 Dimensionslose Schalldruckausbreitung, Vergleich zwischen inkompressibler (durchgezogene Linie) und kompressibler (gestrichelt) numerischer Lösung zum Zeitschritt $t_{ZS} = 4$	111
Abbildung 4-39 Ausbreitung des Schalldrucks p_a [Pa] entlang der x-Achse unter Einfluss der Netzgranularität zum Zeitschritt $t_{ZS} = 4$	112
Abbildung 4-40 Ergebnisfelder des Schalldrucks p_a [Pa] der Netzsensitivitätsanalyse mit den Berechnungsgittern a) fein, b) mittel und c) grob.....	113
Abbildung 4-41 Anwendung der <code>waveTransmissive</code> -Randbedingung mit <code>lInf 1e2</code> im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{ZS} = 4$, b) $t_{ZS} = 6$ und c) $t_{ZS} = 16$	115
Abbildung 4-42 Quantifizierung der <code>waveTransmissive</code> -Randbedingung am rechten Auslassrand im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt $t_{ZS} = 16$	116
Abbildung 4-43 Ausbreitende Schalldruckwelle (rot-gestrichelter Linienzug, Zeitschritt $t_{ZS} = 4$) und an den Randbedingungen <code>waveTransmissive</code> (rechter Rand) und <code>inlet</code> (linken Rand) verschieden stark reflektiert Schalldruckwelle (blauer Linienzug, Zeitschritt $t_{ZS} = 16$).....	116
Abbildung 4-44 Anwendung der <code>symmetryPlane</code> -Randbedingung am oberen Rechengebietsrand vergleichend zur <code>wall</code> -Randbedingung am untern Rechengebietsrand im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt $t_{ZS} = 16$.	117
Abbildung 4-45 Qualitativer und Quantitativer Vergleich der Reflexionseigenschaften der Randbedingungen <code>symmetryPlane</code> und <code>wall</code> (hier am rechten Diagramm-Rand) entlang der Y-Achse des kompressiblen Akustik-Benchmark zum Zeitschritt $t_{ZS} = 16$	117
Abbildung 4-46 Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls Helmholtz-T-Channel 2D.	119

Abbildung 4-47	Ausschnitt der Vernetzung des Berechnungsgebietes Helmholtz-T-Channel 2D mit der lokalen Netzverfeinerung im Bereich des Bodens und der Kavität.	120
Abbildung 4-48	Positionen der Sensoren bzw. Mikrofone in Kavität und Strömung.	122
Abbildung 4-49	Strömungsmechanische Ergebnisse der inkompressiblen Simulation Helmholtz-T-Channel 2D a) Geschwindigkeit U_x [$m\ s^{-1}$], b) Druck p [$m^2\ s^{-2}$] und c) turbulente kinetische Energie k [$m^2\ s^{-2}$] zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$	124
Abbildung 4-50	Räumliche Verteilung der akustischen Quellen [s^{-2}] nach <code>acousticFoam</code> zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$	124
Abbildung 4-51	Strömungsmechanische Ergebnisse der kompressiblen Simulation Helmholtz-T-Channel 2D a) Geschwindigkeit U_x [$m\ s^{-1}$], b) Druck p [Pa] und c) turbulente kinetische Energie k [$m^2\ s^{-2}$] zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$	124
Abbildung 4-52	Räumliche Verteilung der akustischen Quellen [$kg\ m^{-3}\ s^{-2}$] nach <code>acousticRhoFoam</code> zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$	124
Abbildung 4-53	Räumliche Verteilung der inkompressiblen Druckfluktuationen p_a [$m^2\ s^{-2}$] „Schalldruck“ berechnet mit <code>acousticFoam</code> zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$. ..	125
Abbildung 4-54	Gemitteltes FFT für $t_{sim} = 0,02\ s$ inkompressible Simulation	125
Abbildung 4-55	Inkompressibler „Schalldruckpegelverlauf“ über $t_{sim} = 0,02\ s$	125
Abbildung 4-56	Räumliche Verteilung des Schalldrucks p_a [Pa] berechnet mit <code>acousticRhoFoam</code> zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$	125
Abbildung 4-57	Gemitteltes FFT für $t_{sim} = 0,02\ s$ kompressible Simulation	125
Abbildung 4-58	Kompressibler Schalldruckpegelverlauf über $t_{sim} = 0,02\ s$	125
Abbildung 5-1	Vereinfachte schematische Darstellung des Aufbaus eines Ansaugsystems nach [9]	127
Abbildung 5-2	Schematische Darstellung eines Verbrennungsmotors mit Ansaugrohr und Luftfilter in grüner Farbe (mit freundlicher Genehmigung der Montaplast GmbH & Co. KG, Morsbach, 2013).	128
Abbildung 5-3	Geometriemodell Ansaugrohr.	130
Abbildung 5-4	Geometriemodell Ansaugrohr mit Blende.	130
Abbildung 5-5	Exemplarische Blockstruktur des <code>blockMesh</code> -Berechnungsgitters für a) Ansaugrohr 2D und b) Ansaugrohr mit Blende 2D.	131
Abbildung 5-6	Physikalische Randbedingungen des zweidimensionalen Simulationsfalls Ansaugrohr 2D.	132
Abbildung 5-7	Geometriemodell Ansaugrohr mit Blende 3D.	139
Abbildung 5-8	XY-Schnitteben der <code>blockMesh</code> -Blockstruktur für 3D Ansaugrohr a) ohne Blende und b) mit Blende.	140
Abbildung 5-9	3D-Darstellung der Blockstruktur für dreidimensionalen Simulationsfall Ansaugrohr 3D mit Blende.	140
Abbildung 5-10	Dreidimensionales Berechnungsgitter Ansaugrohr 3D erstellt mit <code>blockMesh</code>	141
Abbildung 5-11	Detailausschnitt am „Outlet“ des Berechnungsgitters a) ohne und b) mit Blende.	141
Abbildung 5-12	Physikalische Randbedingungen des dreidimensionalen Simulationsfalls Ansaugrohr 3D.	142

Abbildung 5-13	Geschwindigkeitsverteilung $U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr.....	146
Abbildung 5-14	Geschwindigkeitsverteilung $U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr mit Blende.....	146
Abbildung 5-15	Räumliche Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $k [\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr.....	147
Abbildung 5-16	Räumliche Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $k [\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr mit Blende.....	147
Abbildung 5-17	Inkompressible akustische Quellen in $[\text{s}^{-2}]$	148
Abbildung 5-18	Inkompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{m s}^{-2}]$ nach Curle.....	148
Abbildung 5-19	Ausbreitung der Druckfluktuationen $[\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$	148
Abbildung 5-20	Kompressible akustische Quellen in $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$	148
Abbildung 5-21	Kompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}]$ nach Curle....	148
Abbildung 5-22	Schalldruckausbreitung $[\text{Pa}]$	148
Abbildung 5-23	Inkompressible akustische Quellen in $[\text{s}^{-2}]$	149
Abbildung 5-24	Inkompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{m s}^{-2}]$ nach Curle.....	149
Abbildung 5-25	Ausbreitung der Druckfluktuationen $[\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$	149
Abbildung 5-26	Kompressible akustische Quellen in $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$	149
Abbildung 5-27	Kompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}]$ nach Curle....	149
Abbildung 5-28	Schalldruckausbreitung $[\text{Pa}]$	149
Abbildung 5-29	Geschwindigkeitsverteilung $U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$ auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$	151
Abbildung 5-30	Geschwindigkeitsverteilung $U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$ auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$	151
Abbildung 5-31	Stromlinien ($U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$) des dreidimensionalen Ansaugrohrs bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$	152
Abbildung 5-32	Stromlinien ($U_{\text{mag}} [\text{m s}^{-1}]$) des dreidimensionalen Ansaugrohrs mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$	152
Abbildung 5-33	Akustische Quellen $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$ auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$	153
Abbildung 5-34	Akustische Quellen $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$ auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$	153
Abbildung 5-35	Schnitt durch die Iso-Flächen der akustischen Quellen $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$ im Rohrrinneren des Ansaugrohrs mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$	154
Abbildung 5-36	Schnitt durch die Iso-Flächen der akustischen Quellen $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$ im Rohrrinneren des Ansaugrohrs bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$	154
Abbildung 5-37	Schnitt durch die Iso-Flächen des Schalldrucks $[\text{Pa}]$ im Berechnungsgebiet bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$	155

Abbildung 5-38	Gegenüberstellung akustischer Ergebnisse der inkompressiblen 2D-Simulationsergebnisse analog den Messreihen aus Abbildung 5-62.	156
Abbildung 5-39	Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf das Frequenzspektrum des Ansauggeräusches des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls ohne Blende.	157
Abbildung 5-40	Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf das Frequenzspektrum des Ansauggeräusches des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls mit Blende.	158
Abbildung 5-41	Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar; mit Auslass-Randbedingung <i>advective</i>	158
Abbildung 5-42	Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar, tieffrequenter Ausschnitt (0 - 2400 Hz).	159
Abbildung 5-43	Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 12$ mbar.	160
Abbildung 5-44	Einfluss der Blendengeometrie auf den Schalldruckpegel bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten.	160
Abbildung 5-45	Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des kompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar.	161
Abbildung 5-46	FFT des Schalldruckpegels bei $\Delta p = 5$ mbar kompressibel vs. inkompressibel des 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr ohne Blende.	162
Abbildung 5-47	FFT des Schalldruckpegels bei $\Delta p = 5$ mbar kompressibel vs. inkompressibel des 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr mit Blende.	162
Abbildung 5-48	Vergleich FFT über Zeit (A-bewertet) der kompressiblen 2D-Simulationen mit vs. ohne Blende bei $\Delta p = 5$ mbar.	163
Abbildung 5-49	Einfluss der Blendengeometrie auf das Frequenzspektrum (gesamtes FFT gemittelt) des dreidimensionalen kompressiblen Simulationsfalls Ansaugrohr-3D.	165
Abbildung 5-50	Einfluss der Blendengeometrie auf das Frequenzspektrum (Ausschnitt, logarithmisch) des dreidimensionalen kompressiblen Simulationsfalls Ansaugrohr-3D.	165
Abbildung 5-51	Einfluss der Blendengeometrie auf den zeitlichen Verlauf des Schalldruckpegel (Ansaugrohr 3D).	166
Abbildung 5-52	FFT-Vergleich zwei- vs. dreidimensionale kompressible Simulation Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar.	166
Abbildung 5-53	FFT-Vergleich zwei- vs. dreidimensionale kompressible Simulation Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5$ mbar.	167
Abbildung 5-54	FFT über Zeit (A-bewertet) des kompressiblen 3D-Simulationsfalls Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5$ mbar.	167
Abbildung 5-55	FFT über Zeit (A-bewertet) des kompressiblen 3D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar.	168
Abbildung 5-56	Dimensionen des Ansaugrohres (mit Blende) für die Messungen des Strömungsrauschens.	169
Abbildung 5-57	a) Mikrofonposition vor Ansaugmündung und b) Positionierung der Blende im Ansaugrohr (© 2013 FEV GmbH).	170

Abbildung 5-58	Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, niedrige Strömungsgeschwindigkeit – Mündungsmikrofon 8 cm/45°, 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).....	171
Abbildung 5-59	Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, hohe Strömungsgeschwindigkeit – Mündungsmikrofon 8 cm/45°, 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).....	171
Abbildung 5-60	Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, niedrige Strömungsgeschwindigkeit – Dynamischer Drucksensor p_1 (hinter Blende), 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).....	172
Abbildung 5-61	Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, hohe Strömungsgeschwindigkeit – Dynamischer Drucksensor p_1 (hinter Blende), 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).....	172
Abbildung 5-62	Gegenüberstellung Messergebnisse (FFT mit linearer Abszisse).....	173
Abbildung 5-63	Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressibel $\Delta p = 5$ mbar Ansaugrohr ohne Blende.....	174
Abbildung 5-64	Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 5$ mbar Ansaugrohr ohne Blende; mit Auslass-Randbedingung <i>advective</i>	174
Abbildung 5-65	Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 12$ mbar An-saugrohr mit Blende.....	175
Abbildung 5-66	Vergleich numerische vs. experimentelle Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 25$ mbar An-saugrohr ohne Blende.....	175
Abbildung 5-67	Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 70$ mbar Ansaugrohr mit Blende.....	176
Abbildung 5-68	FFT – <i>acousticFoam</i> vs. <i>acousticRhoFoam</i> Ansaugrohr 2D ohne Blende vs. experimentelle Ergebnisse bei $\Delta p = 5$ mbar.	177
Abbildung 5-69	Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 3D kompressible $\Delta p = 5$ mbar Ansaugrohr ohne Blende.....	178
Abbildung 5-70	Einfluss der dritten Dimension auf das Frequenzspektrum des Schalldruckpegels.....	178

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4-1	Geometrische Dimensionen von Simulationsfall pitzDaily.	82
Tabelle 4-2	Skalierbarkeit und Effizienz von <code>acousticFoam</code> bei der parallelisierten Ausführung auf dem Woody-Cluster [85] am RRZE.	86
Tabelle 4-3	Geometrische Dimensionen von Simulationsfall quadratische Streben.	88
Tabelle 4-4	Physikalische Randbedingungen für akustische Felder in quadratische Strebe	89
Tabelle 4-5	Rechengittereigenschaften der Netzsensitivitätsanalyse des akustischen Benchmarks.....	104
Tabelle 4-6	Geometrische Dimensionen Helmholtz-T-Channel 2D.	119
Tabelle 4-7	Netzparameter des zweidimensionalen Helmholtz-T-Channel 2D.....	120
Tabelle 4-8	Randbedingungen für kompressiblen Helmholtz-T-Channel 2D.....	121
Tabelle 4-9	Gegenüberstellung der Eigenschaften von <code>acousticFoam</code> und <code>acousticRhoFoam</code>	126
Tabelle 5-1	Randbedingungen der inkompressiblen Simulationsfälle Ansaugrohr 2D jeweils mit und ohne Blende.	133
Tabelle 5-2	Randbedingungen der kompressiblen Simulationsfälle Ansaugrohr jeweils mit und ohne Blende.....	134
Tabelle 5-3	Normbedingungen von Luft nach [134] für kompressible Strömungen.	135
Tabelle 5-4	Variation der Strömungsparameter.	135
Tabelle 5-5	Parameter für $k\text{-}\omega\text{-SST}$ – Turbulenzmodell (<code>kOmegaSST</code>) basierend auf Druckdifferenz zwischen Einlass und Auslass.....	136
Tabelle 5-6	Variation der Randbedingungen für die inkompressible Simulation des 2D-Ansaugrohres <code>acousticFoam</code>	137
Tabelle 5-7	Variation der Strömungsparameter der experimentellen Untersuchung des Strömungsrauschens.	170

Kurzfassung

Die Belastung des Menschen durch Lärm nimmt stetig zu und hat sich in letzter Zeit zu einem massiven gesundheitsbelastenden und volkswirtschaftlichen Problem entwickelt. Technisch verursachte Geräusche, allen voran der Straßen-, Schienen-, und Flugverkehrslärm haben einen sehr großen Anteil an der täglichen Lärmbelastung. Gesetzesinitiativen, aber auch die wachsenden Ansprüche hinsichtlich einer leiseren Umwelt machen die akustischen Eigenschaften eines technischen Produktes zu einem marktentscheidenden qualitativen Merkmal. In der Produktentwicklung erfährt die Akustik somit immer mehr eine wachsende Priorisierung. Durch messtechnische und experimentelle Ansätze können jedoch die akustischen Eigenschaften eines technischen Produktes erst in sehr späten Entwicklungsphasen ermittelt und verbessert werden. Numerische Ansätze dagegen ermöglichen bereits in der frühen, virtuellen Entwicklungsphase Aussagen über die spätere Funktionalität und technologische Eigenschaften zu treffen.

Turbulenzbedingte Strömungsereignisse sind häufig die Ursache primärer Schallentwicklung. Eine intensive Betrachtung der aeroakustischen, aber auch der aerodynamischen Eigenschaften eines technischen Produktes ist daher ausschlaggebend für das Erreichen der Qualitätsansprüche. Dies erfordert jedoch eine intensive Erforschung entsprechender Grundlagen und Methoden im experimentellen und numerischen Bereich. Numerische strömungsmechanische und -akustische Applikationen im wissenschaftlichen und ingenieurtechnischen Bereich sind komplexer physikalischer Natur und bedürfen einer meist sehr aufwendigen und ressourcenintensiven Betrachtungsweise.

Die in dieser Arbeit verwendete Open Source Bibliothek OpenFOAM [1] für numerische strömungsmechanische Simulationen besitzt die Fähigkeit komplexe strömungsmechanische Problemstellungen parallelisiert in High Performance Computing (HPC)-Umgebungen zu lösen. Durch die in dieser Arbeit erfolgten Implementierung akustischer Analogien nach Lighthill [2] und Curle [3] wird OpenFOAM um die numerische Berechnung von turbulenzbedingtem Schall erweitert. Auf Basis dieser akustischen Analogien werden die turbulenzbedingten akustischen Quellen der Strömung berechnet. Davon ausgehend wird die Ausbreitung der akustischen Störgrößen im akustischen Nahfeld auf ein und demselben strömungsmechanischen Netz berechnet und visualisiert. Die neuentwickelten Applikationslöser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` basieren auf den transienten Applikationslösern `pisoFoam` für inkompressible und `rhoPimpleFoam` für kompressible Strömungssimulationen.

Die erarbeiteten und vorgestellten Ansätze werden hinsichtlich ihrer Funktionalität und physikalischen Korrektheit mit Hilfe von allgemein bekannten aeroakustischen Benchmark-Testfällen validiert und verifiziert. Anschließend werden an einem realitätsnahen ingenieurtechnischen Anwendungsfall die Eigenschaften der entwickelten Methode aufgezeigt und erörtert. Diese numerischen Ergebnisse werden auch durch experimentelle Ergebnisse aus durchgeführten Messungen des Strömungsgeräusches der Applikation abschließend verglichen und diskutiert.

Abstract

The human exposure to noise continues to grow and has recently developed into a massive problem adversely affecting health and economics. Man-made noise, especially road, rail and air traffic noise, make up a very large portion of the daily noise exposure. Legislative initiatives, as well as the growing demands regarding a quieter environment make the acoustic properties of a technical product into a market-critical qualitative characteristic. In product development, the acoustics are becoming a growing priority. The acoustic properties of a technological product, however can be determined and improved only at very late stages of development by measurements and experimental approaches. Numerical approaches, on the other hand, allow prediction about the future functionality and technological properties early in the virtual development phase.

Turbulence induced flow events are often sources of primary sound emission. An intensive analysis of the aeroacoustic, but also aerodynamic properties of a technical product is therefore critical for the achievement of quality standards. However, this requires intensive exploration of appropriate principles and methods in experimental and numerical range. Computational fluid mechanics and computational aeroacoustic applications in scientific and engineering fields are of complex physical nature and usually require a very complex and resource-intensive approach.

The Open Source library framework OpenFOAM [1] used in this work for computational fluid dynamic simulations has the ability to solve complex fluid dynamic problems in parallelized High Performance Computing (HPC) environments. By implementing the acoustic analogies of Lighthill [2] and Curle [3] OpenFOAM is extended to compute turbulence induced noise. Based on the computed values of the acoustic sources the propagation of the acoustic disturbances in the acoustic near field might be computed and visualized on one computation mesh only. The novel developed application solvers `acousticFoam` and `acousticRhoFoam` are based on the transient application solver `pisoFoam` for incompressible and `rhoPimpleFoam` for compressible fluid flow simulations.

The approaches here developed and presented are validated and verified in terms of their functionality and physical correctness with the help of well-known aeroacoustic benchmark test cases. The properties of the developed method are then shown and discussed within a realistic engineering application. These numerical results are also finally compared with experimental results from measurements made of the flow noise of this application.

1 Einleitung

Die alltägliche Belastung des Menschen durch Lärm nimmt stetig zu und hat sich in letzter Zeit zu einem massiven gesundheitsbelastenden wie auch volkswirtschaftlichen Problem entwickelt. Wie sich der Einfluss der Lärmbelastung auf die Gesundheit des Menschen auswirkt, belegt mit eindeutigen Zahlen eine Studie der Weltgesundheitsorganisation (World Health Organisation (WHO)) aus dem Jahr 2011 [4]. Großen Anteil am belastenden Umgebungslärm haben Geräusche technischer Natur, verursacht durch Straßen-, Schienen und Flugverkehr. Für den Straßenverkehrslärm in Deutschland gilt das Bundesimmissionsschutzgesetz [5] und aktuell die Richtlinie 2007/34/EG der Kommission [6,7], welche unter anderem den Grenzwert für einen gemessenen Geräuschpegel eines Pkws unter 3,5 t auf maximal 74 dB(A) festlegt. Das steigende Verkehrsaufkommen und die dadurch wachsende Problematik veranlasste den nationalen Gesetzgeber zu Diskussionen über die Senkung gesetzlicher Richtwerte für Lärm und Schallemissionen. Nach [8] formuliert 2009 im Nationalen Verkehrslärmschutzpaket II das Bundesministerium für Verkehr, Bau und Stadtentwicklung relative Minderungsziele, die bis zum Jahr 2020 gegenüber 2008 erreicht werden sollen:

- 10 dB(A) für Schienenverkehrslärm,
- 5 dB(A) für Straßenverkehrslärm und
- 3 dB(A) für Fluglärm.

Bezugnehmend auf den Straßenverkehrslärm muss erwähnt werden, dass sich das Gesamtgeräusch in seiner Zusammensetzung aus Antriebs-, Roll- und Windgeräusch in Abhängigkeit zur Fahrgeschwindigkeit ausbildet [9]. Wie in [9] weiter beschrieben, dominieren bei hohen Geschwindigkeiten von mehr als 100 km/h Wind- oder Umströmungsgeräusche, welche durch den Fahrtwind an Kanten oder Spalten der Fahrzeugoberfläche entstehen. Der Geräuschpegel steigt nach [9] bei einer Verdoppelung der Geschwindigkeit um etwa 18 dB an. Derartige Umströmungsgeräusche sind nicht nur bei Kraftfahrzeugen problematisch, sondern stellen die Entwickler von Luftfahrzeugen oder Windkraftanlagen genauso vor große entwicklungs-technische Herausforderungen, wenn es um die Einhaltung von gesetzlichen Vorgaben bei akustischen Emissionen geht.

Eine intensive Betrachtung der strömungsakustischen Eigenschaften eines Produktes ist daher notwendig und erfordert eine intensive Erforschung entsprechender Grundlagen und Methoden für eine aeroakustisch ausgerichtete Entwicklung. Die angestrebten gesetzlichen Minderungsziele der Schallemission bedeuten aber auch ein grundsätzliches Umdenken bei der Entwicklung neuer Produkte. Bereits in frühen Phasen des Produktentwicklungsprozesses sollten akustische Eigenschaften berücksichtigt werden. Meistens stehen erst gegen Ende des Entwicklungsprozesses mechanische und funktionsfähige Prototypen zur Ermittlung und Messung der akustischen Eigenschaften zur Verfügung. Die Möglichkeiten einer akustischen Optimierung des Produkts sind dann oftmals sehr stark begrenzt, wenn zum Beispiel auch die Dimensionen, wie bei einer Windkraftanlage, die messtechnische Ermittlung des Ist-Zustandes erheblich erschweren. Kann jedoch die entstehende Schallemission eines Produktes noch während der Entwurfsphase anhand virtueller Prototypen simuliert und abgeschätzt werden, können eventuelle Kosten für Optimierungsschleifen an mechanischen Prototypen reduziert

und die Einhaltung gesetzlicher Richtwerte stark erleichtert werden. High Performance Computing (HPC) in seiner Gesamtheit von Hard- und Software ist Voraussetzung und Chance gleichermaßen für die numerische Betrachtung von technischen Eigenschaften, insbesondere akustischer Eigenschaften. HPC ermöglicht es komplexe Simulationen, sei es der Strukturmechanik, Strömungsmechanik oder eben auch der Strömungsakustik, in einem akzeptablen Zeit- und Finanzierungsrahmen bei gegebenen Rechenressourcen zu realisieren. Die Verfügbarkeit geeigneter numerischer Werkzeuge und adäquater Simulationsumgebungen sind für zielführende Simulationen die entscheidenden Voraussetzungen. In der vorliegenden Dissertation steht die Entwicklung und Anwendung dieser Voraussetzungen thematisch im Vordergrund.

1.1 Ziel der Arbeit

Die einleitend beschriebene notwendige Bereitstellung numerischer Methoden und Werkzeuge für die Modellierung und Simulation von strömungsinduziertem Schall stellt die Ausgangslage dieser Arbeit dar. Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt dabei auf der Entwicklung und Adaption entsprechender existenter CFD-Softwareumgebungen für die Modellierung und Simulation numerischer Strömungsakustik. Dabei ist zu beachten, dass die entwickelten Applikationen hinsichtlich eines Einsatzes auf parallelisierten Hoch- und Höchstleistungsrechnern auszulegen und die Eigenschaften und Anwendbarkeit der entwickelten numerischen Methode in einer parallelisierten HPC-Umgebung zu untersuchen.

Die fachliche und organisatorische Nähe der Arbeit zum „FEToL“-Projekt, ein durch das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördertes nationales Gemeinschaftsprojekt über die Entwicklung einer fehlertoleranten Umgebung für peta-scale MPI-Löser ist einer der Gründe für die Auswahl von OpenFOAM als Software-Basis für die Methodenentwicklung numerischer Strömungsakustik auf Hoch- und Höchstleistungsrechnern. Weitere Entscheidungsaspekte, OpenFOAM als CFD-Softwarepaket in der vorliegenden Arbeit zu verwenden, sind die freie Verfügbarkeit sowie die Bearbeitungsmöglichkeit des Quellcodes (vgl. Kapitel 2.1). Umfangreiche Untersuchungen durch diverse Forschungsgruppen hinsichtlich der Eigenschaften und des Verhaltens von OpenFOAM bei parallelisierten numerischen Strömungsberechnungen dienen als Ausgangsgrundlage und auch als vergleichende Datenbasis für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen. Die prinzipielle Anwendbarkeit von OpenFOAM für strömungsakustische Berechnung wurde bereits von Stein [10] oder Nilsson [11] nachgewiesen. Eine ähnliche Implementierungsmethode speziell für hydroakustische Simulationen mit OpenFOAM wurde von Ertinaz Ende 2014 [12] untersucht und untermauert die für diese Arbeit eingeschlagene Richtung zur numerischen Modellierung strömungsakustischer Phänomene mit OpenFOAM.

Der in dieser Arbeit maßgeblich verfolgte Modellansatz ist die Simulation von strömungsmechanischen und –akustischen Ereignissen auf ein und demselben Berechnungsgitter. Der HPC-Gedanke soll zukunftsweisend über die Skalendisparität von Strömung und Schall hinweghelfen.

Als abschließendes Ziel der vorliegenden Arbeit sollte die entwickelte Methode zur Bearbeitung einer realen ingenieurstechnischen Aufgabenstellung aus dem automotiven Umfeld angewendet werden und die numerischen Ergebnisse durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen validiert werden.

1.2 Struktur der Arbeit

Die Modellierung und Simulation komplexer strömungsakustischer Phänomene und die Visualisierung der berechneten Felder sind auch mit modernen numerischen Methoden äußerst rechen- und ressourcenintensiv. Sie benötigen eine entsprechend dimensionierte Berechnungsumgebung, software- wie auch hardwareseitig. Dies ist bei modernen Hochleistungsrechnern (engl. *High Performance Computing (HPC)*) gegeben. Aus diesem Grund wird einleitend in Kapitel 2 der Stand der Technik der in dieser Arbeit verwendeten ingenieurs- und naturwissenschaftlichen Themengebiete CFD, CAA und HPC erläutert. Bei der Darstellung des Status Quo der numerischen Strömungsmechanik (engl. *Computational Fluid Dynamics (CFD)*) liegt der Fokus auf durchgeführten Arbeiten und Untersuchungen mit direktem oder indirektem Bezug zum freiverfügbaren Simulationssoftwarepaket OpenFOAM. Speziell die bereits erfolgten Untersuchungen von OpenFOAM hinsichtlich seiner Anwendbarkeit für aeroakustische Simulationen werden diskutiert. Die Darstellung des sich rasend schnell entwickelnden Forschungsgebietes HPC kann nur als ein Schnappschuss des aktuellen Entwicklungsstadiums gedeutet werden, es wird auf grundlegende relevante Arbeiten und Untersuchungen sowie auf einschlägig weiterführende Websites im Internet hingewiesen.

In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit maßgeblichen Grundlagen und Methoden aus den entsprechenden ingenieurstechnischen Fachgebieten Strömungsmechanik, Akustik und HPC erläutert. Hierbei konzentriert sich die Darstellung der strömungsmechanischen Gleichungen auf deren spätere Anwendung für die numerische Berechnung des strömungsinduzierten Schalls und dessen Ausbreitung im akustischen Nahfeld. Die numerische Berechnung von Strömung und Akustik auf parallelisierten Hoch- und Höchstleistungsrechnern bedarf einer parallelisierten Berechnungsumgebung und speziell angepasster Berechnungssoftware. Grundlegende Methoden der Parallelisierungstechniken werden aufgezeigt und am Beispiel der Parallelisierung von OpenFOAM erläutert.

Der Hauptfokus dieser Arbeit liegt auf dem Modellieren einer strömungsakustischen Softwareumgebung und wird in Kapitel 4 behandelt. Es wird die Entwicklung und Modellierung eines Anwendungslösers für aeroakustische Simulationen in OpenFOAM dargestellt. Durch die Implementierung der akustischen Analogien nach Lighthill und Curle sowie die Berechnung der Wellenausbreitung fluktuierender Größen, wie z.B. der Schalldruck, können durch den neu entwickelten Ansatz turbulenzbedingte Schallquellen und deren Abstrahlung im Strömungsfeld berechnet und visualisiert werden. Die objektorientierte Programmierung ermöglicht eine grundsätzliche Anwendung des Lösers für inkompressible und kompressible Strömungssimulationen. Die jeweiligen Unterschiede, Gemeinsamkeiten, Vor- und Nachteile der Lösungsansätze werden aufgezeigt und diskutiert. Die parallelisierte Anwendung der Löser in einer HPC-Umgebung wird aufgezeigt. Die Auswirkung der Verwendung unterschiedlicher, in OpenFOAM verfügbarer physikalischer Randbedingungen, auf die akustischen und strömungsmechani-

schen Ergebnisse wird herausgearbeitet und an Beispielberechnungen dargestellt. Die Funktionsfähigkeit der Applikationslöser wird an repräsentativen Berechnungen von akustischen Benchmark-Testfällen validiert und verifiziert.

In Kapitel 5 wird die Anwendung der entwickelten Methode durch die Applikation in einem strömungsakustisch dominierten Anwendungsfall demonstriert. Der exemplarische Anwendungsfall repräsentiert in stark idealisierter Form den Luftansaugtrakt eines Verbrennungsmotors. Der CFD-Simulationsfall wurde in 2D und 3D erstellt und mit den entwickelten Applikationslösern berechnet. Die numerischen Ergebnisse werden zusätzlich mit experimentellen Daten aus einem strömungsakustischen Versuch validiert und verifiziert.

Abschließend werden in Kapitel 6 die entwickelte Methode und die durchgeführten Arbeiten und Untersuchungsergebnisse diskutiert und ein Fazit über die Möglichkeiten und Potentiale aber auch Einschränkungen der gezeigten Methode gezogen. Ein Ausblick auf eventuell durchzuführende zukünftige Arbeiten an dieser Thematik komplettiert dieses abschließende Kapitel.

Einzelne Teile dieser Arbeit, speziell die Implementierung der akustischen Analogie nach N. Curle für inkompressible und kompressible Strömungen in OpenFOAM wurden bereits auf fachlichen Konferenzen vorgestellt und auch unter dem Titel *Implementation of Acoustic Analogies in OpenFOAM for Computation of Sound Fields* der Fachzeitschrift **Open Journal of Acoustics** im März 2015 zur Veröffentlichung eingereicht. Das Manuskript wurde im März akzeptiert und unter

Schmalz, J. and Kowalczyk, W. (2015) *Implementation of Acoustic Analogies in OpenFOAM for Computation of Sound Fields*. Open Journal of Acoustics, 5, 29-44.

am 04. Juni 2015 veröffentlicht. Der OpenAccess-Artikel steht unter <http://dx.doi.org/10.4236/oja.2015.52004> als Download zur Verfügung.

2 Stand der Technik

Der thematische Fokus der vorliegenden Arbeit umfasst auf Grund der Aufgabenstellung die drei grundlegenden ingenieurs- und naturwissenschaftlichen Disziplinen numerische Strömungsmechanik (CFD), numerische Aeroakustik (CAA) und wissenschaftliches Rechnen (HPC). Wie in Abbildung 2-1 dargestellt, stehen diese Disziplinen in einem äußerst starken entwicklungstechnischen Zusammenhang zueinander.

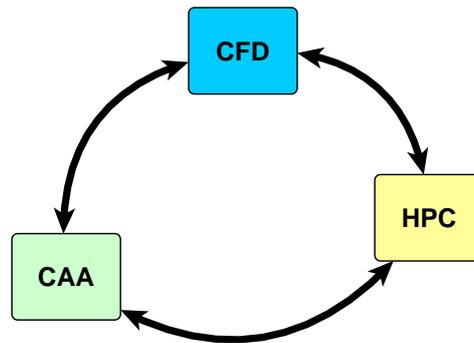


Abbildung 2-1 Entwicklungstechnischer Zusammenhang zwischen CFD, HPC und CAA.

Die thematische Vielfalt und die Komplexität der jeweiligen einzelnen Themengebiete erfordert es den Fokus bei der Wiedergabe des aktuellen Entwicklungsstandes auf ausgewählte Themen zu legen. Die Modellierung und Simulation der aeroakustischen Ereignisse erfolgte maßgeblich in und mit der Open Source Bibliothek für strömungsmechanische Aufgabenstellungen. Die folgenden Kapitel konzentrieren sich bei der Darstellung des Stands der Technik daher hauptsächlich auf Arbeiten und Entwicklungen in den Bereichen CFD, CAA und HPC, die im direkten oder zumindest indirekten Zusammenhang mit OpenFOAM stehen.

2.1 Numerische Strömungsmechanik mit OpenFOAM

Numerische Strömungsmechanik, auch CFD (engl. *Computational Fluid Dynamics*) genannt, bezeichnet die numerische Untersuchung von Strömungen, die durch Erhaltungssätze in mathematischer Form beschrieben werden. Zur Lösung dieser Grundgleichungen wird spezielle Software angewandt, die in einem definierten Gebiet mit festgelegten Randbedingungen das Strömungsfeld an diskreten Punkten bestimmt. Die Methoden der Numerischen Strömungsmechanik werden zur Lösung von ingenieurs- und naturwissenschaftlichen Problemstellungen herangezogen, da eine analytische Lösung von komplexen technischen Strömungsproblemen im Allgemeinen noch nicht möglich ist. Experimentelle Untersuchungen sind oftmals sehr komplex, zeitaufwendig und teuer. Des Weiteren können die verwendeten Messsensoren (Flügelrad-Anemometer, Hitzedrahtsensoren, etc.) die zu messende Strömung verfälschen, oder ein Zugang zur Strömung ist überhaupt nicht möglich (Laser-Doppler-Anemometrie, Particle Image Velocimetry).

In den letzten Jahren haben sich die monetären Kosten der erforderlichen Rechenleistung für die Bearbeitung und Lösung komplexer Strömungsprobleme sehr stark reduziert. Parallel haben die Entwicklungen von adäquater Software und die darin verwendeten numerischen Methoden enorme Fortschritte gemacht. Ein Synonym für diese schnelle Entwicklung der letzten Jahre ist das CFD-Softwarepaket OpenFOAM® (Open Field Operation And

Manipulation) [1], das ursprünglich am Imperial College in London entstanden ist und maßgeblich von Henry Weller und Dr. Hrvoje Jasak unter der Leitung von Prof. David Gosman und Dr. Radd Issa entwickelt wurde [13]. Die Kernidee dabei war die Entwicklung eines auf der Finiten-Volumen-Methode basierten CFD-Codes, welcher objektorientiert und in C++ programmiert ist und es erlaubt partielle Differentialgleichungen mittels ihrer natürlichen mathematischen Ausdrücke (engl. *equation mimicking*) zu beschreiben und Skalar-, Vektor- und Tensoroperationen durchführen zu können. Weller und Jasak gründeten die Nabla Ltd. und vermarkteten den Code unter FOAM, dem Vorgänger von OpenFOAM bis 2004. Im selben Jahr gründeten sie OpenCFD Ltd und veröffentlichten unter der GNU GPL Lizenz die OpenFOAM-Software. 2011 wurde die OpenCFD Ltd. von Silicon Graphics International (SGI) übernommen und ein Jahr später an die ESI Group weiterverkauft. Seit 2012 wird OpenFOAM von der OpenFOAM Foundation [14] verbreitet und ist ein frei verfügbares und unter GNU General Public Licence lizenziertes Open Source Simulationssoftwarepaket [1] für numerische Kontinuumsmechanik. Die objektorientierten C++ - Bibliotheken verfügen über ein breites Einsatzspektrum von diversen Ingenieursthemen bis hin zu spezifischen naturwissenschaftlichen und physikalischen Problemstellungen komplexer turbulenter Strömungen, chemischer Reaktionen, Wärmeübertragung, Strukturmechanik und Elektromagnetismus. Neben den Standardlösern (engl. *Application Solver*) besitzt es ergänzende Softwaretools und zahlreichen Hilfsprogramme (engl. *Utilities*) für die Vorbereitung von Simulationen (engl. *Pre-Processing*). Die OpenFOAM-Distribution enthält Programme und Bibliotheken für die Erstellung von strukturierten und unstrukturierten Berechnungsgittern (engl. *Meshing*) einfacher (*blockMesh*) und komplexer Geometrien (*snappyHexMesh*) (vgl. Abbildung 2-2). Das Post-Processing, die graphische Aufbereitung und Visualisierung der berechneten Strömungsfelder kann mit dem Visualisierungstool ParaView [15] erfolgen. ParaView ist in der unter GNU-GPL-Lizenz veröffentlichten OpenFOAM-Distribution enthalten. Nahezu alle Teilbibliotheken und Applikationen sind mit dem MPI-Standard parallelisiert (Kapitel 3.3.2) und können somit auch innerhalb einer High Performance Computing-Umgebung (Kapitel 3.3) verwendet werden.

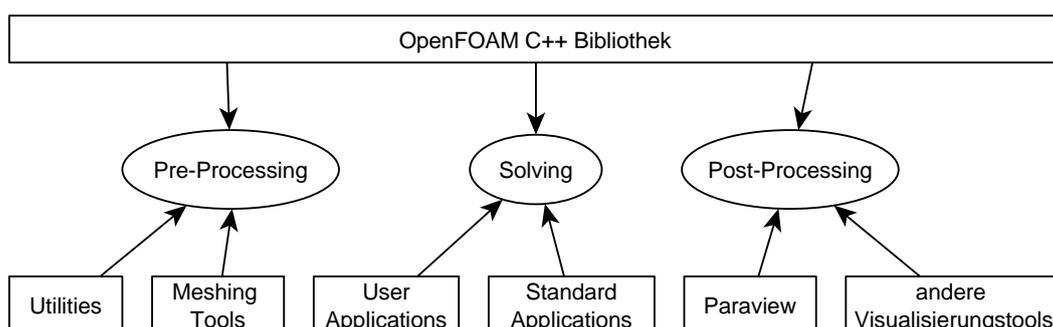


Abbildung 2-2 Applikationsstruktur von OpenFOAM [14].

Die Standardapplikationen von OpenFOAM können mit entsprechender Syntax für spezifische Anwendungen und Berechnungen angepasst sowie um eigene Entwicklungen erweitert werden. Die weltweite Anwendercommunity, die sich hauptsächlich in webbasierten Foren wie *cfD-online.com* [16] oder im deutschsprachigen Raum *cad.de* [17] und bei regelmäßigen User-Treffen organisiert und austauscht, kann für anwenderbasierte Adaptionen des Quellcodes

sehr hilfreich sein. Die fachlich sehr breit aufgestellte internationale Anwendercommunity unterstützt in hohem Maße die offizielle Dokumentation von OpenFOAM. Der OpenFOAM-User Guide [14] erleichtert mit der Beschreibung einiger Tutorien und Beispielberechnungen den anwenderorientierten Einstieg in OpenFOAM. Der OpenFOAM-Programmer's Guide [18] stellt eine solide Grundlage für die code-seitige Weiterentwicklung von OpenFOAM und seiner zahlreichen Applikationen dar. Eine weitere sehr fundierte Einstiegshilfe ist das in 2014 erschienene Buch "The OpenFOAM® Technology Primer" [19] von Tomislav Marić, Jens Höpken und Kyle Mooney. Es vermittelt in äußerst verständlicher anwender- und entwickleraffinen Art die Funktionalität und Bedienbarkeit von OpenFOAM und wird sich vermutlich als ein neues Standardwerk für den Einstieg in die Solver-, Applikations- und Funktionsentwicklung für numerische Strömungsberechnungen in und mit OpenFOAM etablieren.

Wie bereits oben angedeutet, basiert die eigentliche Entwicklung von OpenFOAM im Wesentlichen auf Arbeiten von Weller, Jasak und anderen am London Imperial College, besonders jedoch auf der 1998 veröffentlichten Publikation [13]. Der darin beschriebene codeseitige Ansatz stellt die Grundlage einer Tensor-orientierten numerischen Betrachtung physikalischer Strömungen dar. Nach [20] ist ein wesentliches Merkmal von OpenFOAM dessen explizite Schreibweise von Tensor-Operationen und partiellen Differentialgleichungen, welche eine wie oben erwähnte effektive Übersetzung der mathematischen Funktionen und Operationen in ausführbarem Programm-Code erlaubt. Der Finite-Volumen Ansatz zur Lösung diskretisierter partieller Differentialgleichungen funktioniert auf jedem beliebigen dreidimensionalen unstrukturierten Rechengitter und nahezu alle Funktionen und Applikationen wie die Vernetzung und das Pre- und Postprocessing ist parallelisiert. Die Parallelisierung erfolgt durch die Zerlegung des Berechnungsgebietes in n_{proc} -Teilgebiete und erlaubt dem OpenFOAM-Nutzer die volle Ausnutzung seiner verfügbaren Hardware-Ressourcen.

Die Parallelisierung von OF und die prinzipielle HPC-Ausrichtung des Codes ermöglichen es rechenintensive Strömungssimulationen durchführen zu können. Ein entsprechendes weitläufiges Einsatzgebiet von OpenFOAM stellt die Entwicklung und Auslegung von Gezeiten- und Windkraftturbinen oder auch kompletter Windkraftparks dar [21,22]. Sollen Windkraftparks neu in einem Gelände errichtet werden, stellt sich der Betreiber die Frage des energetischen und monetären Ertrags der Anlage. Um die vorkommenden Winde dieser Region bzw. des in Frage kommenden Geländes zu ermitteln, sind äußerst aufwendige Messungen notwendig. Die CFD stellt zu diesen Messungen eine gewisse Alternative dar, um die Windvorkommnisse und Turbulenzverhältnisse des Geländes zu ermitteln [23,24]. OpenFOAM findet aber auch Verwendung bei biomedizinischen Simulationen, wie der Berechnung der Durchströmung der menschlichen Blutgefäße [25,26]. Sehr häufig kommt OpenFOAM bei sehr anwendungsspezifischen und ressourcenintensiven Berechnungen und Analysen von Mehrphasenströmung besonders im Forschungssektor zum Einsatz. Beispielhaft für dieses forschungsintensive Arbeitsgebiet der numerischen Betrachtung von Mehrphasenströmungen im Bereich der Wasser- und Filtrationstechnik sei hier die Arbeit von Mansour [27] erwähnt. Sie beschäftigt sich mit der Implementierung der Euler-Lagrange Gleichung in OpenFOAM, um den Partikeltransport einer Strömung durch Kapillare zu ermitteln.

Aufgrund der nicht anfallenden Software-Lizenzkosten findet OpenFOAM neben der forschungsorientierten Verwendung auch immer häufiger Anwendung in der Industrie, besonders bei massiven parallelisierten HPC-Berechnungen. Namhafte OEMs der Automobilindustrie verwenden OpenFOAM unter anderem für die aerodynamische Auslegung von Pkws oder strömungsmechanischer Systemkomponenten [28] im Fahrzeug. Open Source impliziert leider nicht unweigerlich „keine Kosten“. Diese verlagern sich von den ansonsten sehr hohen Lizenzkosten für kommerzielle Software hin zu Software-Support und professioneller Adaption der eingesetzten Software an die Kundenanforderungen. Ebenso muss sehr gut ausgebildetes Fachpersonal, wie z.B. Berechnungsingenieure oder CFD-Spezialisten, die den Code bedienen, anpassen und weiterentwickeln können, eingesetzt und finanziert werden. Eine derartige Verlagerung besitzt aber auch den wichtigen Wettbewerbsvorteil eines zukunftssichernden Aufbaus des fachlichen Knowhows. Im White-Paper [29] eines namhaften Soft- und Hardwareherstellers werden die „versteckten Kosten“ der Anwendung von Open Source Software besonders innerhalb einer HPC-Infrastruktur erklärend erläutert und analysiert. Bei der Verwendung von Open Source Softwarepaketen dürfen die Kosten für Berechnungshardware beziehungsweise für die Rechenzeit selbst nicht vergessen werden.

Dem Open Source-Charakter von OpenFOAM ist es jedoch auch geschuldet, dass OpenFOAM-Simulationsergebnisse sehr oft durch den Vergleich mit kommerziellen Berechnungstools validiert und verifiziert werden, wie es unter anderem auch von Lysenko [30] vorgenommen wird. Er führt einen Ergebnisvergleich zwischen *ANSYS Fluent*[®] und OpenFOAM inklusive einer Betrachtung der High Performance Computing (HPC)-Aspekte von OpenFOAM durch. In [31] wird OF hinsichtlich der Turbulenzmodellierung mit experimentellen Ergebnissen und kommerziellem CFD-Tool verglichen.

Die Vernetzungsmöglichkeiten innerhalb der OpenFOAM Distributionen mit `blockMesh` und `snappyHexMesh` sind für industrielle oder ingenieursrelevante Zwecke eventuell sehr eingeschränkt. Um anfallende Lizenzkosten für kommerzielle Vernetzungsprogramme zu reduzieren oder ganz zu vermeiden, ist es auch hier möglich Open Source Vernetzungssoftware einzusetzen. Einen umfassenden Einblick in die praktische Anwendbarkeit dieser Open Source Meshing-Tools gibt unter anderem J. Kortelainen in [32].

2.2 Numerische Strömungsakustik

Die numerische Strömungsakustik oder auch numerische Aeroakustik (engl. *Computational Aero Acoustics (CAA)*) ist ein relativ junges Forschungsgebiet, das erst in den letzten zwei bis drei Dekaden an Umfang und Verbreitung zugenommen hat. Grund dafür sind die enormen Entwicklungsschritte im Bereich der numerischen Strömungsmechanik, die als Basis für die akustischen Berechnungen dienen. Speziell die Weiterentwicklung von Hard- und Software der Berechnungsressourcen sowie der Fortschritt bei eingesetzten numerischen Verfahren und Methoden sind an dieser Entwicklung maßgeblich mitverantwortlich. Wie schnell sich das Forschungsgebiet der CAA entwickelt, kann am jährlichen Bericht des CEAS-ASC (*The Council of European Aerospace Societies (CEAS) Aeroacoustics Specialists Committee (ASC)*) [33] verfolgt werden. Darin wird ein Auszug relevanter Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der numerischen Strömungsakustik mit Schwerpunkt auf luftfahrttechnischen Anwendungen publiziert.

Wie auch in [34] beschrieben, wird seit den 1990er Jahren nach numerischen Verfahren gesucht, die eine gewisse Allgemeingültigkeit aufweisen, um strömungsakustische ingenieursrelevante Aufgabenstellungen zu lösen. Die Skalendisparität zwischen den strömungsmechanischen und akustischen Größen stellt aber auch noch zum heutigen Stand eine enorme Herausforderung an die Rechenleistungen heutiger Hochleistungsrechner (engl. *High Performance Computing – HPC*) dar. Auch die hohen Genauigkeitsanforderungen der numerischen Methoden für die akustischen Berechnungen erreichen bis zum heutigen Stand die Grenze des Machbaren. Daher existieren verschiedenste Verfahren (vgl. Abbildung 2-3) um zum finalen Ergebnis, der akustischen Lösung zu gelangen. Die akustische Lösung aus numerischen Verfahren zielt meist auf einen Vergleich zwischen Numerik und Experiment ab. Die numerischen akustischen Werte sollen ähnlich den experimentell bestimmten und gemessenen akustischen Werten meist an einem Beobachterpunkt im Fernfeld analysiert und miteinander verglichen werden können.

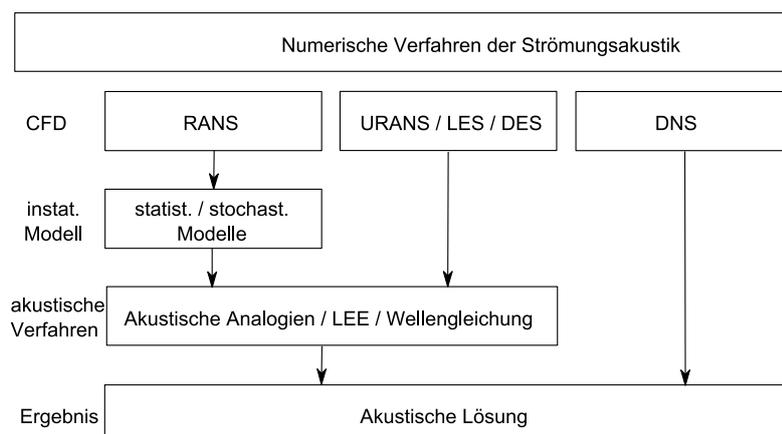


Abbildung 2-3 Numerische Verfahren zur Berechnung von Strömungsgeräuschen [34].

Bewegte Fluide können mit Hilfe der vollen, kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Die vollständig beschriebene Strömung enthält dann auch die akustischen, fluktuierenden Größen. Da eine analytische Lösung dieser Strömungsgleichungen nicht existiert, werden numerische Methoden eingesetzt, die die Gleichungen iterativ lösen. Die Direkten

Numerischen Simulationen (DNS) können wegen ihren vielen numerischen Operationen jedoch für komplexe und realitätsnahe Strömungssimulationen mit hohen Reynolds-Zahlen nicht eingesetzt werden und dienen nur prinzipiellen Grundlagenuntersuchungen vereinfachter Geometrien. Die DNS zur Bestimmung der akustischen Quellgebiete einer vorwärtsüberströmten Stufe beschreiben Scheit, Esmaeili und Becker in [35]. Sie vergleichen die numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen von Hahn [36] des emittierten Schalls diverser umströmter Körper und Geometrien [36]. Die numerischen Ergebnisse dieser DNS einer vorwärtsüberströmten Stufe zielen auf eine mögliche Validierung von Ergebnissen hybrider Ansätze für numerische Strömungsakustik ab.

In den Jahren 1951 und 1953 erstellte Sir Micheal. J. Lighthill mit seinen Arbeiten [2] und [37] über die Akustischen Analogien eine der wichtigsten wissenschaftlichen Grundlagen für die meisten der heute angewendeten CAA-Verfahren. Seine Resultate hinsichtlich der turbulenzbedingten Schallentstehung und -abstrahlung eines Freistrahls wurden von N. Curle im Jahre 1955 in [3] aufgegriffen und um die Berücksichtigung von stationären und schallharten Oberflächen und Objekten im Berechnungsgebiet erweitert. Die akustische Analogie nach Curle stellt auch die Basis der vorliegenden Arbeit dar. Die auf den beiden Ansätzen von Lighthill und Curle aufbauende akustische Analogie nach J.E. Ffwocs Williams und D.L. Hawkings [38] (FW-H) aus dem Jahre 1969 berücksichtigt zusätzlich die Bewegung der schallharten Oberflächen und Objekte im Berechnungsgebiet und kann auf eine Vielzahl von technischen Aufgabstellungen aus Fahrzeug-, Luftfahrt- oder Energietechnik angewendet werden.

Werden die turbulenten Strömungen für komplexere ingenieurstechnische Anwendungen mittels URANS, LES oder DES berechnet, ist entsprechend der in Abbildung 2-3 dargestellten Verfahren die Anwendung der oben erwähnten akustischen Analogien zwingend notwendig. Nur so können die akustischen Fluktuationen in den Strömungsgrößen ermittelt werden, die für die Generierung der akustischen Ergebnisse benötigt werden. Manche Literaturquellen zählen die LES ebenfalls zu den direkten Methoden der CAA [39], da die großen Turbulenzen direkt aufgelöst werden und nur die kleinen Wirbelstrukturen mittels eines Turbulenzmodells bestimmt werden. Die CFD-Verfahren sind Ausgang für die anschließenden akustischen Verfahren, um die einerseits die akustischen Quellen einer turbulenten Strömung zu bestimmen (AA) oder andererseits auch die Schallabstrahlung ins akustische Fernfeld zu ermitteln (vgl. Abbildung 2-3). Prinzipiell stellen strömungsmechanische und akustische Berechnungen unterschiedliche Herausforderungen an die numerischen Verfahren [40]. Daher werden für strömungsakustische Berechnungen hybride Ansätze für CAA verfolgt, um für den jeweiligen Berechnungsschritt (Strömung oder Akustik) das entsprechend valideste numerische Verfahren anzuwenden und somit die Berechnungskosten minimieren zu können. Ein häufig angewandtes Verfahren zur Ermittlung der Schallausbreitung und Schallabstrahlung ins Fernfeld sind die Linearisierten Eulergleichungen (engl. *Linearized Euler Equations* – LEE). Die LEE sind nach [41] eine natürliche Erweiterung der akustischen Analogien nach Lighthill. Der hybride Ansatz im Allgemeinen und im Speziellen der LEEs ermöglicht es für die Generierung der Schallquellen unterschiedliche Methoden auf Seiten der CFD-Berechnung einzusetzen. Ebenso können unterschiedliche Methoden der Diskretisierung für die zugrundeliegende Strömungsberechnung und die anschließende Schallausbreitung angewendet werden. So koppelt Ali et. al. in seiner Arbeit [42] eine FV-Methode für die Strömungsberechnung mittels LES mit FE-Methode

für die Schallausbreitung, basierend auf den Akustischen Analogien und den Linearisierten Eulergleichungen. Billson et. al. [43] kombinieren die SNGR-Methode (*Stochastic Noise Generation and Radiation*) mit den Linearisierten Eulergleichungen, um die akustische Lösung im Fernfeld einer turbulenten Mischungsschicht zu erhalten. Bei der SNGR-Methode nach [44] werden nach [45] die turbulenten Strömungsschwankungen mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie und der Turbulenzdissipation aus den RANS-Gleichungen der CFD-Berechnung rekonstruiert, was eine erhebliche Verringerung der Rechenzeit im Vergleich zur LES-Simulation mit sich bringt.

Neben der in dieser Arbeit eingesetzten Diskretisierungsmethode der finiten Volumen (FVM) zur Berechnung und Simulation von strömungsakustischen Phänomenen werden auch weitere numerische Verfahren wie zum Beispiel die Discontinuous-Galerkin-Methode (DGM) oder die Lattice-Boltzmann-Methode (LBM) für CAA-Simulationen verwendet.

Die Discontinuous-Galerkin-Methode findet unter anderem Anwendung für hyperbolische partielle DGL (Wellentransport, Akustik) und somit auch in der Berechnung der Schallgenerierung und Schallausbreitung ins akustische Fernfeld. Dabei stellt die DGM eine Kombination aus FV- und FE-Verfahren dar [46], welches die approximierte Lösung im Gitterzelleninnern als stetige Funktion abbildet (FE-Ansatz), aber auch am Gitterzellenrand eine Unstetigkeit zulässt (FV-Ansatz) und somit starke Gradienten (Stöße) zwischen den Zellen auflösen kann. Aufgrund der polynominalen Ansätze hoher Ordnung können die DG-Verfahren auf sehr groben und unstrukturierten Berechnungsgittern bei gleichbleibendem Fehler angewendet werden. Von Vorteil dabei ist die Möglichkeit grobe unstrukturierte Berechnungsgitter automatisiert erstellen zu können und im industriellen Anwendungsfall wertvolle Zeitressourcen einzusparen. Ein weiterer Aspekt der DG-Verfahren ist nach Dumbser die Möglichkeit bei zeitgenauen Simulationen jede Gitterzelle mit dem optimalen Zeitschritt abzuarbeiten [46]. Die genannten Eigenschaften der DGM befähigen sie somit auch zur prinzipiellen hybriden Anwendung für aeroakustische Problemstellungen, wie es zum Beispiel in den Arbeiten von Altman et. al., Atak et. al oder Busch et. al. [47-49] erläutert und angewendet wird. Dabei betrachten sie unter anderem an einem umströmten hochauftriebskonfiguriertem Tragflächenprofil (engl. *Slat Noise*) [47] oder an gegenläufig rotierenden Rotoren jeweils die Entstehung von turbulenzbedingtem Schall und dessen Ausbreitung im Fernfeld [49]. Die exemplarisch genannten Arbeiten untersuchen mittels den durchgeführten strömungsakustischen Simulationen auch die HPC-Fähigkeit und parallele Performance der entwickelten und verwendeten DG-Löser. Auch Birkefeld nutzt in seiner Arbeit [50] die DGM zur Schallgenerierung und koppelt diese mit einer Finiten-Differenzen-Methode zur Ermittlung der Schallabstrahlung ins Fernfeld. Ein weiterer Ansatz das Geräusch umströmter Tragflächenprofile numerische zu ermitteln, verfolgen Bauer et. al. [51] und kombinieren die DG-Verfahren mit dem APE-Ansatz (engl. *Acoustic Perturbation Equations*).

Ein zu simulierendes Gas kann auch auf atomarer und molekularer Basis numerisch beschrieben werden. Die Atome und Moleküle im Gas führen dabei temperaturabhängige sogenannte Brownsche Molekularbewegungen ungeordnet im Raum aus und treten bei Annäherung in Wechselwirkung zueinander [52]. Diese Wechselwirkung wird in der Gaskinetik als eine Kollision der Partikel angesehen, die Knudsen-Zahl ist dabei eine charakteristische Kennzahl für die Wichtigkeit der Kollisionen im Strömungsgebiet [52]. Sie definiert durch ihre Größenordnung $Kn < 10^{-2}$ den kontinuumsmechanischen Bereich, in welchem ausreichend

Kollisionen im Strömungsfeld stattfinden, so dass die Strömung statistisch unabhängig von den einzelnen Molekularbewegungen betrachtet werden kann [52]. Häufig wird dafür die Boltzmann-Gleichung angewendet, die mit einer statistischen Verteilungsfunktion der Teilchen für Ort und Geschwindigkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt arbeitet. Die Boltzmann-Gleichung stellt die Basis der sogenannten Lattice-Boltzmann-Methoden dar. Auf einem festen räumlichen Gitter (engl. *lattice*) werden der Transport der als Primärvariablen fungierenden Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und deren Änderung durch Kollisionen in konsekutiven Verfahrensschritten explizit bearbeitet [52]. Auf Grund der expliziten Verfahrensschritte kann eine effiziente Programmierung der LBM in Bezug auf massive parallelisierte Berechnungsumgebungen erfolgen. Die LB-Methode findet immer häufiger Anwendung für numerische strömungsakustische Aufgabenstellungen um die turbulenzbedingte Schallgenerierung zu berechnen. Der erwähnte numerische Vorteil der LBM in Bezug auf parallele Programmierung nutzt Li Xue-min im Rahmen seiner Dissertation [53] über die Adaption der LBM zur direkten Schallberechnung in schwach kompressiblen Strömungen bei niedrigen Machzahlen. Viggen verwendet in seiner Arbeit [54] die LBM zur Berechnung der Schallausbreitung eines akustischen Pulses und zeigt eine gute Übereinstimmung numerischer und analytischer Ergebnisse. Des Weiteren sei auch die Arbeit von Wilde [55] erwähnt, in welcher er die numerischen Aspekte der Schallwellenbeschreibung in einem Lattice-Boltzmann-Modell untersucht und unter anderem zur Simulation eines Helmholtz-Resonators anwendet. Auch die Anwendung der LBM auf aeroakustische Problemstellung bedarf einer besonderen Betrachtung akustisch wirksamer Randbedingungen, speziell an den Rechengebietsrändern. Exemplarisch für die numerische Behandlung nichtreflektierender Randbedingungen und Impedanz-Randbedingungen für LB-Verfahren sei an dieser Stelle auf die Dissertation von Schlaffer [56] hingewiesen. Schlaffers Methode basiert auf einer integralen Impulserhaltung mit analytischem Zeitintegrationsmodell und ermöglicht somit eine stabile Umsetzung für beliebige Einfallsrichtungen der Druckwellen [56]. Genauso gibt es methodische und numerische Ansätze für absorbierender Randbedingungen bei LB-Verfahren, im Besonderen für die PML-Randbedingungen (engl. *Perfectly Matched Layers*), wie zum Beispiel in [57] beschrieben.

Die allgemeine Methodik eines hybriden numerischen Ansatzes bedarf aber auch der Verwendung unterschiedlicher räumlicher Diskretisierungen, einem räumlich begrenzten CFD-Berechnungsgitter mit hoher Granularität für die Auflösung der relevanten Wirbelstrukturen und einem gröberen, weitläufigeren CAA-Gitter zur Berechnung der Schallausbreitung und Darstellung des akustischen Fernfeldes. Die Koexistenz zweier unterschiedlicher Berechnungsgitter bedarf einer entsprechenden Transformation der akustisch relevanten Werte aus dem CFD-Gebiet in das CAA-Gebiet. Eine Darstellung dieses Vorgehens beschreibt beispielsweise Schönwald im Zuge seiner Arbeit [58] mit der Anwendung der Overset-Gitter-Methode.

Eine Unterteilung der akustischen Verfahren kann nach Delfs et. al. [59] und Pantle [34] erfolgen, indem unterschieden wird, ob laut Pantle [34] „die akustischen Bewegungen zusammen mit der Strömungsbewegung (und damit der Schallgenerierung), einschließlich gegenseitiger Kopplung, räumlich und zeitlich“ erfolgen, oder ob die mittels CFD berechneten akustischen Quellen durch die Lösung einer Wellengleichung oder Bewertung der Integrale Akustischer Analogien verarbeitet werden. Bei erster Variante werden die Gleichungen für Strömung und

Akustik zeitgleich auf jedem Gitterpunkt gelöst. Bei Anwendung der zweiten Variante wird meist die Tatsache angenommen, dass die Schallausbreitung in einer gleichförmigen (oft ruhenden) isentropen Strömung erfolgt. Eine starke Kopplung zwischen der akustischen und strömungsmechanischen Bewegung existiert bei dieser Annahme im Wesentlichen nicht.

Für weitere ausführliche und detaillierte Beschreibungen der allgemeinen Grundlagen numerischer Strömungsakustik sowie der angewandten mathematischen Modelle und Gleichungen wird an dieser Stelle auf die folgenden Kapitel und weiterführende Literatur wie [60] und [61] hingewiesen.

Die Anwendung von OpenFOAM im Speziellen für die Bearbeitung von Aufgabenstellungen aus der numerische Strömungsakustik ist erst in den letzten Jahren in den Fokus einzelner Forschungsgruppen gerückt. Grundsätzlich kann in OpenFOAM eine DNS durchgeführt werden, um die turbulenzbedingten Schallquellen und die Ausbreitung der fluktuierenden akustischen Größen zu ermitteln. Dieses Verfahren ist jedoch auf Grund seiner enormen Anforderungen an die Granularität des Berechnungsgitters, der hohen zeitlichen Auflösung und der daraus resultierenden ressourcenintensiven Berechnung nicht für die praktikable Anwendung für technische Simulationen geeignet. Deshalb werden auch für die aeroakustischen Simulationen mit OpenFOAM hybride Ansätze verfolgt. Eine der ersten Arbeiten hinsichtlich der Anwendung von OpenFOAM auf aeroakustische Fragestellungen beschreibt Con J. Doolan in [62], worin die numerische Nachstellung des NASA-Experimentes *Tandem Cylinder* beschrieben wird.

Einen generellen Einblick in die Grenzen und Möglichkeiten von OpenFOAM für CAA findet sich bei A. Stein und P.F. Pelz in [10]. Der Einsatz von Linearisierten Eulergleichungen aus Q. Wangs Arbeit [45] wird ebenso verfolgt wie die Anwendung von Grobstruktursimulationen (engl. *Large Eddy Simulation – LES*) oder DES (engl. *Detached Eddy Simulation*) für numerische Simulation aeroakustischer Phänomene in OpenFOAM. Nennenswerte Arbeiten hinsichtlich turbulenzbedingten Schalls mittels kompressibler LES in OpenFOAM sind die numerischen Untersuchungen der japanischen Kyushu Universität einer Okarina, einem traditionellen Blasinstrument [63-66]. Verhoeven wendet in [67] die LES als strömungsmechanische Basis an, um im akustischen Fernfeld das Geräusch einer sich an der Tragflügelhinterkante ablösenden Strömung zu bestimmen. Mit Hilfe der LES in OpenFOAM wurden von Adreini et. al in [68] und bei Lillejord [69] akustisch relevante Resultate erzielt. Bei den erwähnten Arbeiten ist die LES allein nicht ausreichend, um akustische Ergebnisse an einem Beobachterpunkt im Fernfeld zu erhalten. Hierzu implementieren die Autoren eine der oben genannten Akustischen Analogien nach Lighthill, Curle oder Ffowcs-Williams, meist in Integralform und oft im Post-Processing. Die akustische Analogie nach Curle speziell im Post-Processing von OpenFOAM wird in der Arbeit von Kraposhin und Strizhak [70] angewendet. Durch die zusätzliche parallelisierte Anwendung einer Fast Fourier-Transformation auf das errechnete Zeitsignal der gelösten Differentialgleichung am Beobachterpunkt kann sehr schnell und effektiv das Frequenzspektrum des Strömungsgeräusches visualisiert und analysiert werden.

Die Ermittlung der Schallquellen auf Basis einer numerischen Strömungssimulation kann unterschiedlich erfolgen. J. Nilsson [11] implementierte die Differentialform der Lighthill'schen

Analogie in den inkompressiblen Standardlöser `pisoFoam` von OpenFOAM. um die akustischen Quellen der berechneten Strömung zu erhalten. Wang zeigt in [45], dass die akustischen Quellen einer Strömung auch mittels eines stochastischen Modellansatzes, dem SNGR-Verfahren in OpenFOAM generiert werden können. Der Ansatz wurde auch von Cozza et. al. [71] verfolgt und in OpenFOAM implementiert. Bezugnehmend auf diese Arbeiten kann die Aussage getroffen werden, dass OpenFOAM sich sehr gut für die Ermittlung und Berechnung strömungsinduzierter Schallquellen eignet. Wie jedoch schon in [10] erläutert, stellt die Berechnung der Schallausbreitung mit OpenFOAM noch eine Herausforderung und ein weites Forschungsgebiet dar. Oshima et. al. [72] verwenden einen FV-Ansatz, um die Wellenausbreitung der fluktuierenden akustischen Größen im Zeitbereich zu berechnen. Diese Arbeit resultierte in den `potentialWaveFoam`-Standardsolver für die OF Releases 1.4 – 1.5 und wird unter [73] zur freien Verfügung bereitgestellt. Eine weitere herausfordernde Aufgabenstellung stellen die zum heutigen Stand noch nicht in der offiziellen OpenFOAM-Distribution implementierten akustisch wirksamen Randbedingungen dar. In der Arbeit von Oshima [72] wird die Aufstellung einer *Akustikimpedanz-Randbedingung* und deren Implementierung in OpenFOAM dargestellt. Die *Akustikimpedanz-Randbedingung* basiert auf einer konvektiven Auslassrandbedingung entsprechend der Formulierung $\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{U} \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ aus [74], wobei ϕ eine beliebige Variable und \vec{U} eine von der Lage unabhängige Geschwindigkeit auf der Austrittsfläche repräsentiert und wird auf dreidimensionale Potentialfelder angewandt. Weitere Arbeiten bzgl. nicht-reflektierender Randbedingungen im akustischen Sinne und deren Anwendung wurden von Piscaglia et. al. [75-80] und Montenegro et. al. [81] angefertigt. Die Autoren verfolgen in ihrem Ansatz die Anwendung einer nicht-reflektierenden charakteristischen Auslassbedingung für zeitabhängige kompressible Navier-Stokes Gleichungen (engl. *non-reflective outflow Navier-Stokes characteristic boundary conditions – NSCBC*) nach [82]. Dabei fokussieren sich die Arbeiten auf die Anwendung von nicht-reflektierenden Auslassbedingungen für die Berechnung von Schallabsorbern. Die entwickelten Randbedingungen sind leider nicht in der offiziellen OpenFOAM-Distribution enthalten und sind auch nicht über [73] oder ähnliche Plattformen zur freien Verfügung bereitgestellt.

Eine weitere alternative Methode für die Berechnung von akustischen Phänomenen mittels OpenFOAM wurde von Rusche et. al. [83] auf dem internationalen OpenFOAM-Workshop 2013 im koreanischen Jeju vorgestellt. Rusche et. al. entwickelten mit Hilfe der OpenFOAM-Bibliothek einen Standardlöser, welcher das Riemann-Problem löst. OpenFOAM wurde somit befähigt, die Ausbreitung von akustischen Wellen in elastischen Materialien, wie Stahl, zu berechnen.

Zu Beginn der Forschungsarbeiten über die Implementierung von numerischen strömungsakustischen Ansätzen in OpenFOAM im Jahre 2012 war die Anzahl der wissenschaftlichen Veröffentlichungen sehr übersichtlich. Im letzten Jahr wurde dieses Thema jedoch verstärkt auch von weiteren Forschungsgruppen aufgefasst und für verschiedenste Anwendung adaptiert. In der Arbeit von Ertinaz [12] über hydroakustische Simulationen mit OpenFOAM wird z.B. die Schallentstehung und -ausbreitung von bewegten Körpern im Wasser untersucht und simuliert. Im Wesentlichen konzentrieren sich die Untersuchungen dieser Arbeiten jedoch

meist auf die reine Implementierung der akustischen Analogien zur Detektion der turbulenzbedingten Schallquellen in Strömungen. Im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit werden die Teilergebnisse zur Berechnung der Schallausbreitung auf weitere Rechengitter transformiert.

2.3 High Performance Computing

High Performance Computing (HPC) ist ein sich äußerst schnell wandelndes und sich rasch weiterentwickelndes Fachgebiet. Es umfasst begrifflich die Hard- und Software, welche für massiv parallelisierte Berechnungen komplexer natur- und ingenieurwissenschaftlicher Aufgabenstellungen ausgelegt und verwendet werden. Einen Überblick über die jeweils aktuellsten leistungsstärksten Großrechner gibt die Liste der Top 500 Supercomputer [84]. Die in dieser Arbeit entwickelten OF-Standardlöser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` wurden auf dem am Regionalen Rechenzentrum Erlangen (RRZE) stehende Woodcrest-Cluster [85] implementiert und dieser für die Berechnungen in Kapitel 5 eingesetzt. Der Woodcrest-Cluster nahm bei seiner Inbetriebnahme 2006 Platz 124 auf der oben genannten Top500-Liste ein.

PRACE (*Partnership for Advanced Computing in Europe*) ist ein Zusammenschluss von europäischen Forschungsinstituten und Rechenzentren und bietet den Wissenschaftlern eine adäquate Publikations- und Diskussionsplattform für Arbeiten und Untersuchungen mit Fokus auf HPC-Anwendungen, massiver Parallelisierung oder innovativer numerischer Methoden. Das europäische PRACE-Projekt [86] hat den Anspruch die Entwicklungen in Hard- und Software im Bereich HPC innerhalb Europas zu kanalisieren und so den Fortschritt auf diesem Wissenschaftsgebiet zu forcieren. OpenFOAM stellt auch innerhalb dieses Projekts ein Forschungsobjekt dar. Culpo hat sich in seiner Arbeit [87] mit den aktuellen Schwachstellen der Skalierbarkeit von OpenFOAM auf massiv parallelisierten Rechen-Clustern beschäftigt. Die in [13] vorgestellte Parallelisierungsmethode *Zero-Halo-Layer-Approach*, welche auch in Kapitel 3.3.2 im Detail erläutert wird, stellt einerseits eine Erleichterung der Parallelisierbarkeit von OpenFOAM aus Anwendersicht dar, ist andererseits nach Culpo aber auch ein einschränkender Performancefaktor für massive parallele Berechnungen. Die Ergebnisse der Arbeit identifizierten die `MPI_Allreduce` Funktion innerhalb der linearen Algebra Bibliotheken der Gleichungslöser als die Engstelle der parallelen Kommunikation.

Die Skalierbarkeit eines CFD-Codes kann als ein Vergleichskriterium für dessen Parallelisierung angenommen werden und steht somit neben seiner physikalischen Befähigung stets im Fokus der Wissenschaftler. Untersuchungen bezüglich der Skalierbarkeit von OpenFOAM wurden von Rivera et. al. [88,89] anhand von LES-Simulationen einer rückwärtig überströmten Stufe durchgeführt. Rivera et. al. führten die LES-Simulationen mit unterschiedlichen linearen Gleichungslösern durch und untersuchten die Skalierung von bis zu 512 MPI-tasks. Sie stellten dabei fest, dass das Daten-I/O aktuell noch keine Engstelle in der parallelen Ausführungen von OpenFOAM darstellt. In OpenFOAM liest und schreibt jede MPI-Instanz seinen Output als Datei. Werden zukünftig mehrere Tausend Prozessoren verwendet, könnte sich diese I/O-Strategie von OpenFOAM leistungsmindernd auswirken. Lysenko et. al. untersuchen in ihrer Arbeit [30] über die Modellierung von turbulenten separierten Strömungen auch die HPC-Fähigkeiten und Skalierbarkeit von OpenFOAM im Vergleich zu kommerziellen CFD-Tools. OpenFOAM zeigt in dieser Arbeit eine sehr gute Skalierbarkeit mit bis zu 1024 parallelen Prozessen. Mittels einer DNS eines asymmetrischen

turbulenten Freistrahls niedriger Reynolds-Zahl ($Re = 2000$) führten Önder und Meyers in [90] eine Skalierungsstudie von OpenFOAM mit bis zu 2048 parallelen Prozessen durch. Realistische Simulationen von Blutströmungen in Arterien, Herz oder Gefäßen stellen eine enorme Herausforderung an die numerischen Methoden dar. In 2014 wurde von Duran et. al. im Rahmen von biomedizinischen Strömungssimulationen mit dem inkompressiblen OF-Standardlöser `icoFoam` Untersuchungen der Skalierbarkeit von OpenFOAM auf multi-petacale HPC-Systemen durchgeführt [25]. Sie erreichten einen skalierenden Speedup eines mit 64 Mio. Volumenzellen diskretisierten Berechnungsfalles, berechnet auf 16 384 parallelen Prozessoren. Weitere Untersuchungen von OpenFOAM hinsichtlich seiner Performance werden vom HPC Advisory Council mit Hilfe von Benchmark-Simulationen auf unterschiedlichen HPC-Systemen durchgeführt [91]. Eine Studie bezüglich der Performance von OpenFOAM speziell auf einem Beowulf-Cluster wurde 2013 von Wei und Sha [92] durchgeführt.

Eine Performance Analyse von OpenFOAM hinsichtlich Fluid-Struktur-Simulationen mit `interFoam` wurde von Moyle et. al. in [93] ebenfalls im Rahmen des PRACE-Projekts durchgeführt. Sie untersucht im Zuge der Arbeit auch die Skalierung des OF-Meshing-Tools `sappyHexMesh` mit dem Ergebnis, dass die Skalierbarkeit des Vernetzers stark vom Rechengitter selbst und im Speziellen vom Seitenverhältnis der einzelnen Volumenzellen (engl. *cell aspect ratio*) abhängig ist. Um die parallele Performance von OpenFOAM zu verbessern, sind unterschiedliche Arbeiten angefertigt worden. Exemplarisch dazu sei die Arbeit von Liu [94] genannt, der eine hybride Parallelisierung von OpenFOAM nach MPI- und OpenMP-Standard untersuchte.

Der *Zero-Layer-Approach* von OpenFOAM besitzt, wie bereits oben beschrieben, nicht nur Vorteile. Nach Pringeuy [95] können bei Mehrphasenströmungen an den Prozessorgrenzen numerische Artefakte entstehen, die das Ergebnis negativ beeinflussen. Er implementierte im Rahmen seiner Dissertation einen sogenannten *n-halo-Layer-Approach* für OpenFOAM um LES-Simulationen eines primären Flüssigfilmzerfalls durchführen zu können.

HPC-Ressourcen befinden sich weltweit im Wachstum [84], zum einen, was die Rechenleistung der einzelnen Prozessoren betrifft, zum anderen die gesamte Anzahl an implementierten Berechnungsknoten in den jeweiligen HPC-Clustern betreffend. Nicht nur die Weiterentwicklung der Berechnungshardware, sondern auch die angewendete Berechnungssoftware und Kommunikationsframeworks ermöglichen immer komplexere und umfangreichere Simulationen im natur- und ingenieurwissenschaftlichen wie auch im industriellen Umfeld. Simulationen im peta-scale-Bereich werden möglicherweise bereits in naher Zukunft standardisiert sein [86]. Derartige Simulationen werden jedoch auch weiterhin sehr kosten- und zeitintensiv sein. Der steigende Anspruch an komplexe Simulationen erfordert aber auch eine kompetente Abwicklung möglicher Ausfallszenarien. Diese Ausfälle können hardwareseitig sein, wie zum Beispiel der Ausfall von gesamten Berechnungsknoten, einzelner Prozessoren oder des Kommunikationsframeworks. Andererseits sind Simulationen im peta-scale-Bereich auch softwareseitig äußerst sensibel, verwendete Simulationssoftware, speziell dessen Kommunikation zwischen den Prozessen muss diesbezüglich adäquat ausgelegt sein. Um diesen Anforderungen

gerecht zu werden, startete 2010 das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderte Projekt „*FEToL- Eine fehlertolerante Umgebung für peta-Scale MPI-Löser*“. Ziel des Projekts ist die Untersuchung aktueller Kommunikationsframeworks hinsichtlich ihrer aktuellen Fehlertoleranz und die Entwicklung einer fehlertoleranten Kommunikationsschnittstelle für eben solche großskalige HPC-Umgebungen.

In den letzten Jahren ist ein steigender Trend bei der Verwendung von Grafikprozessoren für HPC-Berechnung speziell für CFD-Simulationen erkennbar. Der Vorteil von Grafikprozessoren (engl. *Graphics Processing Unit GPU*) liegt bei der kostengünstigeren Verfügbarkeit von großer Rechenleistung. Die Architektur und ursprüngliche Auslegung der GPUs auf massive parallelisierte 3D-Anwendungen verschaffen ihr einen Vorteil bei dreidimensionalen Berechnungen (CFD-Simulationen) gegenüber den meist für sequentielle Aufgaben ausgelegten CPUs. Auch im Rahmen des bereits oben vorgestellten FEToL-Projekts wurde speziell OpenFOAM hinsichtlich seiner Anwendbarkeit für Berechnungen auf GPUs untersucht. Um OpenFOAM auf GPUs lauffähig zu gestalten ist eine zusätzliche Schnittstelle zwischen OpenFOAM und dem GPU-seitigen Betriebssystem notwendig, um die zu berechnenden Matrizenoperationen entsprechend zu konditionieren [96].

3 Grundlagen und Methoden

3.1 Numerische Strömungsmechanik

Die Navier-Stokes Gleichungen stellen die mathematische Grundlage für die theoretische und numerische Strömungsmechanik dar. Sie beschreiben alle notwendigen physikalischen Eigenschaften eines Fluides mit definiertem Volumen durch die Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie. Damit können alle existierenden Strömungsphänomene einschließlich der Entstehung aeroakustischen Schalls und die Schallausbreitung selbst wiedergegeben werden [58]. Die Erhaltungsgleichungen können mittels einer formalen prototypischen Transportgleichung für die mathematische Modellierung einer Strömung wie folgt erstellt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla \cdot (\rho\vec{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla\phi) + Q_\phi. \quad (3-1)$$

wobei ϕ die Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} , Temperatur T oder Konzentration C darstellt und ρ die Dichte beschreibt. Der zweite Term auf der linken Seite beschreibt den konvektiven Fluss von ϕ , welcher durch den Transport von ϕ durch die Strömung entsteht, wobei der erste Term auf der rechten Seite mit dem Diffusionskoeffizient Γ den diffusen Fluss von ϕ beschreibt, der auf Grund von unterschiedlichen räumlichen Verteilungen von ϕ verursacht wird. Mit Q_ϕ werden alle weiteren Quellen und Senken der Strömungsgrößen erfasst [97]. Aus (3-1) lassen sich die jeweilig entsprechenden Bilanzgleichungen für die Strömungsgrößen ableiten. Die **Kontinuitätsgleichung** oder auch Massenerhaltung in Differentialform

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3-2)$$

beschreibt nach [34] und [98] die Erhaltung der Masse in einem substantiellen Volumen. Dabei ist $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ zeitliche Änderung der Fluidichte ρ und $\frac{\partial}{\partial x_i}$ die Divergenz des Impuls ρu_i mit den Geschwindigkeitskomponenten u_i . In Divergenzform nach [97] wird die Kontinuitätsgleichung zu

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}) = 0 \quad (3-3)$$

und vereinfacht sich für inkompressible Strömungen ($\rho = \text{const.}$) zu

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0. \quad (3-4)$$

Nach dem Newton'schen Aktionsprinzip ist die Änderung des Impulses durch die Summe der angreifenden Kräfte gegeben [99]. Damit erhält man die **Impulserhaltung** in Differentialform ([34], [98])

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (3-5)$$

mit dem Schubspannungstensor $\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + P_{ij}$ für den allgemeinen Fall, wobei δ_{ij} das Kronecker-Symbol ist, P_{ij} den Tensor der Reibungsspannungen darstellt und p der Druck sei.

g_i repräsentiert in diesem Fall die Fallbeschleunigung. Die Impulserhaltung nimmt nach [97] in Divergenzform folgende Form an:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \nabla p + \rho \vec{g}. \quad (3-6)$$

Sind in Strömungen die Reibungen zu vernachlässigen, wie z. B. bei sehr hohen Re-Zahlen, wird aus der Impulserhaltung die sogenannte Euler-Gleichung [97] in Divergenzform:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \rho \vec{g}. \quad (3-7)$$

Diese Euler-Gleichung dient auch als Grundlage für die Ermittlung der akustischen Wellengleichung (siehe Kapitel 3.2.2).

Mechanische Energie kann in Wärme und Wärme kann in mechanische Energie umgewandelt werden, deshalb muss für die vollständige Beschreibung von Flüssigkeitsbewegungen die Energiebilanz mitberücksichtigt werden [98]. Die **Energieerhaltung** kann wie folgt nach [98] geschrieben werden:

$$\rho u_i \frac{Du_i}{Dt} + \rho \frac{De}{Dt} = \rho g_i u_i + u_i \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} + \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (3-8)$$

Mit der Definition der Enthalpie zu $h = e + \frac{p}{\rho}$, worin e die spezifischen Energie ist, und der Zerlegung des Spannungstensors lässt sich die Energiegleichung zu

$$\rho \frac{D}{Dt} \left[\frac{u_i u_i}{2} + h \right] = \frac{\partial p}{\partial t} + \rho g_i u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (P_{ji} u_i) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (3-9)$$

umwandeln. Dabei repräsentiert der Term $\frac{D}{Dt}$ die substantielle Ableitung nach der Zeit. Die Energiegleichung lautet nach [97] mit \vec{q}'' als dem Wärmestromvektor in Divergenzform:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h) = -\nabla \cdot \vec{q}'' + \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \vec{u}). \quad (3-10)$$

Die Erhaltungsgleichungen (3-2), (3-5) und (3-8) bilden ein System aus partiellen nichtlinearen Differentialgleichungen. Das Gleichungssystem besitzt jedoch mehr Unbekannte als Gleichungen, womit zur Lösung weitere Gleichungen benötigt werden, welche die thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen des Fluides und die sogenannten Stoke'schen Beziehungen für die Normal- und Schubspannungen [100] darstellen. Dieses komplette Gleichungssystem muss in geeigneter Weiser numerisch gelöst werden können.

Diskretisierung im Raum

Für die numerische Berechnung von Strömungen wird der Ansatz der Finite-Volumen-Methode als häufigstes Lösungsverfahren eingesetzt [97]. Weitere Ansätze für Lösungsverfahren, wie die Finite-Differenzen- oder Finite-Elemente-Methode werden weniger häufig angewendet.

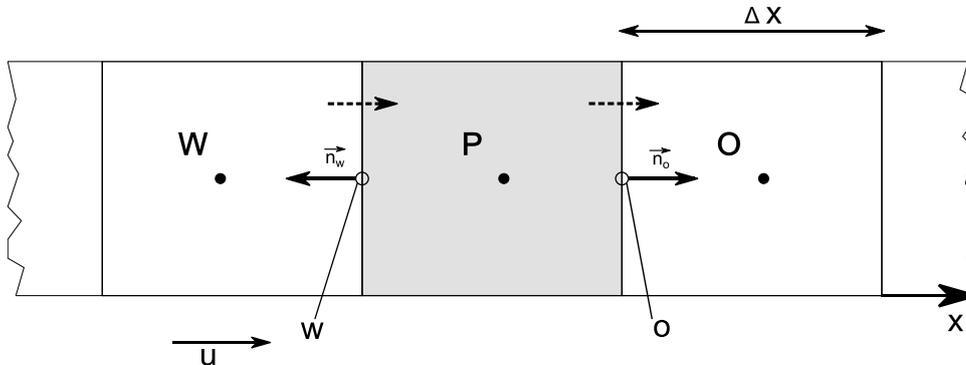


Abbildung 3-1 Prinzip der Finite-Volumen Diskretisierung für ein eindimensionales Problem [97].

Wird das Integral der prototypischen Modellgleichung (3-1) über ein definiertes Kontrollvolumen eines Rechengitters angewendet (Abbildung 3-1) erhält man mit (3-11) den mathematischen Ansatz der FVM [97]:

$$\iiint_{KV} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) dV = \iiint_{KV} [\nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) - \nabla \cdot (\rho \vec{u} \phi) + Q_\phi] dV. \quad (3-11)$$

In der FVM werden die konvektiven und diffusiven Flüsse der Erhaltungsgrößen des sich bewegenden Fluidelements über die Zellgrenzen hinweg erfasst und auf den Seitenflächen des Kontrollvolumens explizit ausgewertet [97]. Nach Anwendung des Gauß'schen Satzes können die konvektiven und diffusiven Terme von Volumen- und Oberflächenintegralen umgewandelt werden:

$$\iiint_{KV} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) dV = \iint_{OF} (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} dA - \iint_{OF} (\rho \vec{u} \phi) \cdot \vec{n} dA + \iiint_{KV} Q_\phi dV. \quad (3-12)$$

Das Volumenintegral auf der linken Gleichungsseite beschreibt die zeitliche Änderung der Strömungsgrößen $\rho\phi$ im Kontrollvolumen. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den Diffusionsstrom von $\rho\phi$ durch die Oberfläche des Kontrollvolumens und der zweite Term auf der rechten Seite gibt den Konvektionsstrom von $\rho\phi$ mit der Strömung \vec{u} durch die Volumenoberfläche wieder. Der dritte Term auf der rechten Seite repräsentiert alle weiteren Quellen und Senken der Strömungsgröße ϕ im Kontrollvolumen [97]. Zur weiteren Auswertung der Gleichung (3-12) bedarf es eines Rechengitters. Dieses Rechengitter diskretisiert das Berechnungsgebiet in endlich viele Volumina, den oben bereits erwähnten Kontrollvolumina. Für die FVM können strukturierte oder unstrukturierte Gitter zur Anwendung kommen. Jedes Kontrollvolumen besitzt einen Zentralknoten P (siehe Abbildung 3-1), der für Berechnung und

Speicherung der numerischen Daten verwendet wird [97]. Die Notation basiert auf der Kompass-Notation (N-Nord, S-Süd, W-West, O-Ost), womit die Nachbarbeziehungen der umgebenen Kontrollvolumen mit dem zentralen Kontrollvolumen eindeutig festgelegt sind.

Um ein spezifisches bzw. konkretes Strömungsproblem lösen zu können, müssen Randbedingungen in der Berechnungsdomäne implementiert werden. Randbedingungen lassen sich in physikalische Randbedingungen mit vorgegebenen und bekannten Größen wie Druck, Geschwindigkeit oder Temperatur und in numerische Randbedingungen mit berechneten Größen unterscheiden. Ist an den Randpunkten der Variablenwert gegeben, handelt es sich um eine Dirichlet-Randbedingung und keine zusätzliche Gleichung muss diskretisiert werden. Beinhaltet die Randbedingung eine Ableitung, z.B. den Gradient des Variablenwertes, handelt es sich um eine sogenannte Neumann-Randbedingung, die zusätzlich diskretisiert werden muss, um eine eindeutige Lösung des Strömungsproblems zu erhalten [74].

Diskretisierung der Modellgleichung

Für die Auswertung der Strömung muss Gleichung (3-12) über ein entsprechendes Zeitintervall $\Delta t = t_1 - t_0$ integriert werden, wobei für das Volumenintegral und die Flächenintegrale der Seitenflächen geeignete numerische Approximationen gefunden werden müssen. Bei der Projektion von \vec{u} und $\nabla\phi$ auf die jeweilige Flächennormale \vec{n} der Seitenflächen des Kontrollvolumens müssen die Orientierungen von \vec{n} zu den Koordinaten x , y und z beachtet werden [97]. Weiter müssen numerische Verfahren angewendet werden, mit welchen man die Werte der gesuchten Strömungsgrößen ϕ und deren Ableitungen auf den Seitenflächen des Kontrollvolumens spezifizieren und die obengenannten Integrale auswerten kann [97].

Gleichung (3-12) besitzt konvektive und diffusive Terme. Für die Diskretisierung der konvektiven Terme des Transports einer Strömungsgröße ϕ entlang einer Stromlinie verwendet man die numerische Interpolation, wogegen man auf die diffusiven Terme die numerische Differentiation der Ableitungen anwendet.

Bei der **numerischen Interpolation** werden die gesuchten Größen ϕ_f auf den Seitenflächen f aus den bekannten Werten für x und ϕ in den Stützstellen P, W, O (etc.) des Kontrollvolumens und seiner Nachbarzellen numerisch interpoliert. Dazu kommen in modernen CFD-Verfahren häufig die UDS- (engl. *Upwind Differencing Scheme*) und CDS-Interpolation (engl. *Central Differencing Scheme*) zur Anwendung. Dabei werden die unbekanntenen Werte ϕ_f durch bekannte Werte von ϕ im nächsten stromauf (engl. *upwind*) gelegenen Zentralknoten ersetzt (UDS) oder linear bzw. zentral (engl. *central*) durch die beiden bekannten Werte von ϕ in den Zentralknoten der an den Seitenflächen angrenzenden Kontrollvolumen interpoliert [74,97].

Wie bei jeder Approximation ergibt sich auch bei der UDS-Interpolation ein Fehler, dessen Größe mit Hilfe einer Taylorreihenentwicklung der Strömungsgröße ϕ vom Zellmittelpunkt U des stromauf gelegenen Kontrollvolumens zum Flächenmittelpunkt abgeschätzt werden kann. Die Terme höherer Ordnung werden bei der UDS-Interpolation nicht berücksichtigt, der Fehler wird auf Grund seiner Gestalt als numerische Diffusion bezeichnet. Bei der CDS-Interpolation

wird bei der Taylorreihenentwicklung des Fehlers ein zusätzlicher Term beibehalten und besitzt somit eine Fehlerordnung zweiten Grades. Die Strömungsrichtung bleibt unberücksichtigt. Der Vorteil ist jedoch die Eigenschaft, dass sich der Fehler bei Gitterverfeinerung reduziert.

Die Kombination beider Verfahren nennt sich LUDS-Interpolation (engl. *Linear Upwind Differencing Scheme*) und wird auch als Second Order Upwind bezeichnet [97]. Hierbei wird die Transporteigenschaft berücksichtigt und das Verfahren besitzt die Fehlerordnung 2. Grades.

Weitere Interpolationsverfahren höherer Fehlerordnung mit Transporteigenschaft sind die QUICK-Interpolation (engl. *Quadratic Interpolation for Convective Kinematics*) oder das TVD-Verfahren (engl. *Total Variation Diminishing*). Das QUICK-Verfahren ist 3. Ordnung und neigt jedoch bei der Lösung zu nicht-konservativer Diskretisierung. Das TVD-Verfahren beruht auf der Gesamtvariation der zu bestimmenden Strömungsgröße ϕ im Strömungsgebiet. Weitere und tiefere Informationen können der Literatur [74] entnommen werden.

Für die Diskretisierung der diffusiven Flüsse werden bei der **numerischen Differentiation** die unbekanntes Ableitungen der Strömungsgrößen ϕ auf den Seitenflächen durch bekannte Werte der Koordinate x und den Strömungsgrößen in den Stützstellen P, W, O, (etc.) approximiert. Dazu wird oftmals das zentrale Differenzschema (CDS) eingesetzt, welches zur Bestimmung der Ableitung auf der zentral zwischen den Punkten liegende Seitenfläche die Informationen der umliegenden Zellmittelpunkte verwendet [97]. Die Approximation des Gradienten $(\nabla\phi)_P$ im Zentralknoten P kann z. B. mit Hilfe des Gauß'schen Satzes approximiert werden [97].

Nach Diskretisierung der Strömungsgrößen und deren Ableitung müssen zur vollständigen Diskretisierung der Gleichung (3-12) noch die existierenden Integrale durch numerische Approximationen der Integrale über das Kontrollvolumen und den Seitflächen ermittelt werden. Die numerische Integration wird sehr häufig durch die Mittelpunkts- oder Tangententrapezregel realisiert [74].

Für die numerische Lösung instationärer (transienter) Strömungen werden auch entsprechende Verfahren für die **numerische Integration in der Zeit** benötigt. Meist hängt die Strömungsgröße ϕ von der Zeit t und vom Ortsvektor \vec{x} ab, die Diskretisierung erfolgt somit auf einem mehrdimensionalen Raum-Zeit-Gitter. Es besteht eine Kausalbeziehung im Raum in welcher sich die Werte der Stützstellen zu einer festen Zeit beeinflussen und es besteht eine Kausalkette zwischen den vorherigen und der nachfolgenden Zeitebene [74,97]. In CFD-Verfahren werden Zwei-Ebenen-Verfahren für die zeitliche Integration benutzt, in welchen die die Werte zur Zeitebene ϕ^{n+1} durch eine lineare Interpolation der Funktionswerte auf den Zeitebenen t_n und t_{n+1} approximiert werden [97]. Diese Verfahren werden in nichtiterative und iterative Verfahren unterteilt. Zu den nicht-iterativen Verfahren zählt das explizite Euler-Verfahren, bei welchem die gesuchten Größen explizit aus bekannten Größen auf derselben Zeitebene berechnet werden. Bei den iterativen Integrationsverfahren, wie dem impliziten Euler-Verfahren und dem Crank-Nicolson-Verfahren, hängt die gesuchte Größe über die zur neuen Zeit t^{n+1} auszuwertende Funktion $f(t_{n+1}, \phi^{n+1})$ von sich selbst ab. Zu deren Anwendung sind entsprechende iterative Lösungsmethoden notwendig [97]. Weiter Verfahren sind detailliert in [74] und [52] beschrieben.

Lösungsmethoden

Eine vollständige räumliche und zeitliche Diskretisierung der transienten Modellgleichung kann für jedes Kontrollvolumen im Strömungsgebiet die Form einer Differenzgleichung in Kurzschreibweise wie folgt annehmen:

$$a_P^{n+1} \phi_P^{n+1} = \sum_{NB} (a_{NB}^{n+1} \phi_{NB}^{n+1} + a_{NB}^n \phi_{NB}^n) + a_P^n \phi_P^n + \bar{Q}_{KV}. \quad (3-13)$$

In Gleichung (3-13) sind zu den Nachbarvolumina auch die Zeitebenen n und $n + 1$ zu berücksichtigen. Die Koeffizienten a_p und a_{NB} enthalten wie oben beschrieben die diskretisierten Terme der Strömungsgrößen und deren Ableitungen. Sie können ebenfalls implizit zeitabhängig sein [74,97,100]. Die gesuchten Größen ϕ sind in den Zentralknoten der jeweiligen Kontrollvolumen im Berechnungsgitter miteinander verknüpft, woraus sich ein Gleichungssystem in kompakter Form erstellen lässt:

$$[A] \cdot [\phi_n] = [Q]. \quad (3-14)$$

In diesem Fall repräsentiert $[A]$ die Koeffizientenmatrix und $[Q]$ die Quellen. Die Matrix $[\phi_n]$ stellt die Näherungslösung der gesuchten Größen dar. Zur Lösung dieser diskretisierten linearen Koeffizienten-Gleichungssysteme sind numerische Verfahren nötig, wie das Runge-Kutta-Verfahren, das Jacobi-Verfahren, das Gauß-Seidel-Verfahren oder das konjugierte Gradienten-Verfahren [74]. Die genannten Verfahren sind iterative Verfahren. Der Iterationsprozess muss solange fortgeführt werden, bis das Residuum einen bestimmten, vorgegebenen Wert unterschreitet.

Konvergenz und Fehler einer numerischen Simulation

Iterative Methoden beginnen mit einem geschätzten Wert für eine Lösung, die dann schrittweise und systematisch verbessert wird. Nach n Iterationen erhält man eine Näherungslösung, die die ursprüngliche Gleichung (3-14) nicht exakt erfüllt. Der Rest ρ^n zwischen Näherungslösung und exakter Lösung wird von (3-14) subtrahiert. Dadurch erhält man eine Beziehung zwischen dem Iterationsfehler $\epsilon^n = \phi - \phi^n$ und dem obengenannten Residuum $A\epsilon^n = \rho^n$, wobei hier ϕ die exakte Lösung des Gleichungssystems darstellt. Im Iterationsprozess der numerischen Strömungsberechnung soll das Residuum gegen null streben, um somit eine konvergente Lösung oder Konvergenz $\phi^{n+1} = \phi^n = \phi$ des Gleichungssystems (3-14) zu erhalten. Für effektive iterative Methoden gilt es schnell zu konvergieren. Um schnelle Konvergenz zu erreichen, werden einige mathematische und numerische Anstrengungen unternommen, die iterative Methode zu beschleunigen, vgl. hierzu [74].

Finite Approximationen der genauen Lösung sind stets mit Fehlern behaftet. Diese Fehler lassen sich in Modellfehler, die Abweichung der physikalischen und numerischen Größe und in numerische Fehler, den Unterschieden zwischen der exakten Lösung und Näherungslösung, unterteilen. Die numerischen Fehler entsprechen im Wesentlichen dem normierten Residuum. Auch lassen sich die numerischen Fehler in Diskretisierungs- und Iterationsfehler weiter un-

terteilen. Die Diskretisierungsfehler gehen auf die Diskretisierung des Modells zurück, der Iterationsfehler wird durch eine unvollständige Konvergenz bei der iterativen Lösung der Modellgleichung verursacht [74,97].

Zur Beschleunigung der Konvergenz der iterativen Lösung von Gleichungssystemen kommen einigen Möglichkeiten in Frage, besonders hervorzuheben sind die Verwendung von Multigridverfahren und die Vorkonditionierung der zu lösenden Gleichungssysteme. Bei der Anwendung des Multigridverfahrens werden zum ursprünglichen Gitter weitere gröbere Gitter erzeugt, auf welchen langreichweitige, globale Fehler des feinsten Gitters zu schneller abklingenden kurzreichweitigen, lokalen Fehlern werden. Dies beschleunigt die Konvergenz des iterativen Lösungsprozesses. Bei der Vorkonditionierung wird zum ursprünglichen Gleichungssystem eine Vorkonditionierungsmatrix multipliziert. Die Vorkonditionierungsmatrix sollte die inverse Koeffizientenmatrix bestmöglich approximieren, um eine gute Konvergenzbeschleunigung zu erreichen [97].

Die Stabilität iterativer Lösungsverfahren lässt sich durch Einführung einer Unterrelaxation erheblich verbessern. Hierbei wird für den neuen abgeschätzten Wert der Strömungsgröße ein Teil des alten Wertes mitbenutzt, die Schrittweite verringert sich so, das Verfahren wird numerisch stabiler, jedoch mit einer einhergehenden Reduzierung der Konvergenzrate [97].

Numerische Algorithmen zur Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen

Die Navier-Stokes-Gleichungen besitzen keine unabhängige Gleichung für den Druck p , dessen Gradient zu den Impulsgleichungen beitragen würde. Das Lösen der Navier-Stokes-Gleichungen verkompliziert sich somit [74] und entsprechende Lösungsalgorithmen und Verfahren werden benötigt. Die Lösungsverfahren können in druck- und dichte-basierte Algorithmen unterschieden werden. In dichte-basierten Algorithmen wird der Druck in Zwischenschritten aus den thermischen Zustandsgleichungen ermittelt und wird somit nur für kompressible Strömungen angewendet. Die iterative Lösung des Gleichungssystems kann gekoppelt oder sequentiell erfolgen. Druckbasierte Algorithmen nutzen sequentielle Lösungsalgorithmen mit einer Druckkorrektur-Gleichung. Bei sequentiellen Verfahren kann die gesuchte Strömungsgröße p nicht direkt aus einer Modellgleichung bestimmt werden, weshalb eine Druck-Poisson- oder Druckkorrektur-Gleichung verwendet werden muss. Druckkorrekturverfahren verwenden häufig den SIMPLE-Algorithmus [101] von S.H. Ptankar. SIMPLE steht für engl. *Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*. Ein weiteres häufig benutztes Druckkorrekturverfahren ist der PISO-Algorithmus (engl. *Pressure-Implicit Split-Operator*) von Issa [102], wie er in Abbildung 3-2 dargestellt ist und in den numerischen Berechnungen dieser Arbeit zur Anwendung kommt.

In einem Druckkorrektur-Verfahren sind die diskretisierten Kontinuitäts- und Impulsgleichungen in jedem äußeren Iterationsschritt (n), ($n + 1$), etc. erfüllt [97]. Bei einer sequentiellen Lösung der diskretisierten Kontinuitäts- und Impulsgleichungen sind $\vec{u}^{(n+1)}$ und $p^{(n+1)}$ nicht gleichzeitig bekannt, sondern müssen nacheinander bestimmt werden [97]. Im oben erwähnten Druckkorrektur-Verfahren wird somit ein „innerer Prädiktor-Korrektor-Algorithmus“ [97] benötigt. Dabei werden im äußeren Iterationsschritt (n) die nächsten Werte \vec{u}^* und p^* geschätzt und danach Korrekturen \vec{u}^K und p^K bestimmt, woraus sich schlussendlich die Werte $\vec{u}^{(n+1)}$

und $p^{(n+1)}$ ergeben (vgl. Abbildung 3-2) [97]. Die Druckkorrektur-Gleichung beschreibt, wie der korrigierte Druckwert p^K in den einzelnen Stützstellen des Gitters aus den diskreten Werten des geschätzten Geschwindigkeitswertes \vec{u}^* in diesen konkreten Stützstellen berechnet werden kann [97]. Im Gegensatz zum SIMPLE-Algorithmus wird im PISO-Algorithmus ein zweiter Korrekturschritt durchlaufen. Detailliertere Beschreibungen der Lösungsalgorithmen SIMPLE und PISO für Newton'sche Strömungen finden sich bei Ferziger [74].

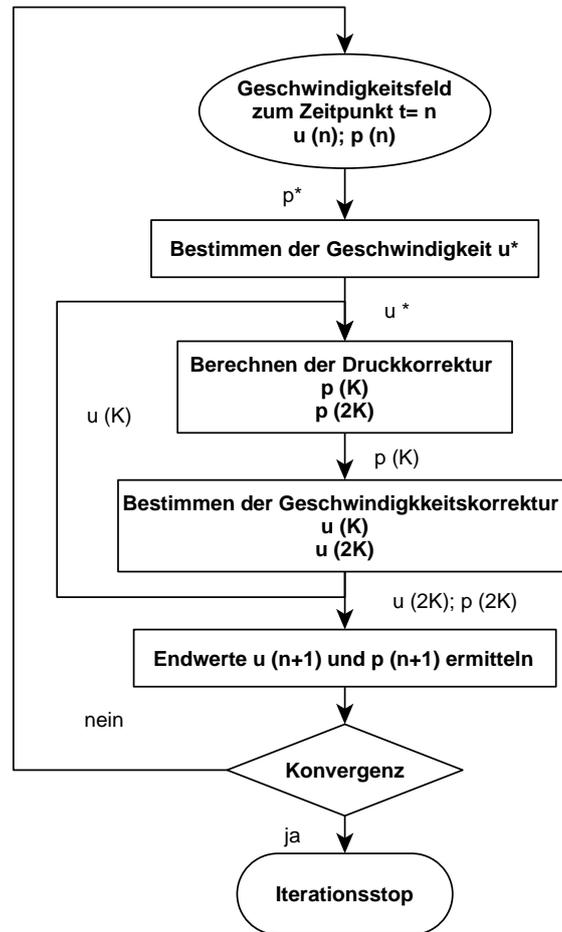


Abbildung 3-2 PISO-Algorithmus nach [74,97,102].

Turbulenzmodellierung

In Natur und Technik treten sehr häufig turbulente Strömungen auf. Die Beschreibungen und Berechnungen von Turbulenzen sind somit wichtige Aspekte der Vorbereitung und zielführenden Durchführung von CFD-Simulationen. Turbulenz entsteht immer dann, wenn in Strömungen die kritische Reynolds-Zahl $Re_{krit} = 2300$ überschritten wird. Dabei löst sich die wohlgeordnete innere Struktur laminarer Strömungen auf und die turbulente Strömung besitzt eine stochastisch schwankende Struktur in Raum und Zeit und kann (entsprechend der Reynolds-Zerlegung) in einen Mittelwert und die stochastischen Fluktuationen zerlegt werden. Die Wirbelstrukturen sind für die Durchmischung der physikalischen Erhaltungsgrößen des Fluids verantwortlich. Als Merkmale turbulenter Strömungen gelten somit Wirbelstrukturen, stochastisch

schwankende Strömungsgrößen in Raum und Zeit (instationär), erhöhte Diffusion, Dreidimensionalität und große Reynolds-Zahlen [97-99]. Turbulenzen werden in der Regel mit Hilfe von physikalischen und mathematischen Modellen beschrieben und berechnet.

Bei der Turbulenzmodellierung kommen in der Regel statistische Methoden zum Einsatz, welche die Beschreibung turbulenter Strömungen vereinfachen. Dabei ist zu beachten, wie in [97] erläutert, dass turbulente Strömungen verschiedene charakteristische Geschwindigkeits- und Zeitskalen besitzen. Die charakteristische Geschwindigkeits- und Zeitskala der mittleren Strömung kann aus der entsprechenden Strömungskonfiguration ermittelt werden. Die Geschwindigkeits- und Zeitskalen der Turbulenzen weisen ein kontinuierliches Spektrum auf und werden in größte und kleinste Turbulenzelemente eingeteilt und mit Hilfe von phänomenologischen Modellen berechnet. Die Längenskala der kleinsten Turbulenzelemente wird auch Kolmogorov-Skala genannt, sie ist auch ein Maß für die Ermittlung der benötigten Rechengitterauflösung bei Grobstruktur- (engl. *Large Eddy Simulation* – LES) und DNS-Simulationen. Eine geschlossen theoretische Beschreibung turbulenter Strömungen existiert bisher noch nicht, weshalb bei der Verwendung der physikalischen Turbulenzmodelle auf Erfahrungen und experimentell ermittelte Parameter zurückgegriffen werden muss.

Die Turbulenzen einer Strömung werden in CFD-Simulationen häufig mit geeigneten Mittelwerten dargestellt, dazu verwendet man unter anderem Größen wie die Reynolds-Spannungen

$$\boldsymbol{\tau}^{RS} = -\overline{\boldsymbol{u}'\boldsymbol{u}'}, \quad (3-15)$$

die in den turbulenten Schwankungen enthaltene spezifische kinetische Energie k

$$k = \frac{1}{2} Sp(\boldsymbol{\tau}^{RS}) = \frac{1}{2} (\overline{\boldsymbol{u}'})^2 \quad (3-16)$$

und die mittlere Dissipation ε , die den Energietransfer in der Energiekaskade und die Dissipation der kinetischen Energie in den kleinsten Turbulenzelementen beschreibt [97,99]. Weitere Turbulenzmodelle verwenden auch die Wirbelviskosität ν_T , welche die Turbulenz selbst charakterisiert. Die Turbulenzmodelle können in verschiedene Ansätze unterschieden werden, wie die folgende Abbildung 3-3 darstellt. Die Einteilung der Modellansätze erfolgt nach der von ihnen aufgelösten Strömungsstrukturen. Bei der Direkten Numerischen Simulation werden die Kontinuitäts- und Impulsgleichungen direkt und ohne jegliche physikalische Modellierung numerisch berechnet, die Strömung wird in allen turbulenten Skalen aufgelöst und bedarf somit einer feinen räumlichen und zeitlichen Diskretisierung.

Die LES löst alle Turbulenzelemente, die größer als ein gewählter räumlicher Filter sind, direkt auf, wogegen die kleineren Turbulenzelemente mittels eines entsprechenden Turbulenzmodells berechnet werden. Bei der RANS-Simulation (engl. Reynolds-Averaged Navier-Stokes) werden die mittleren Strömungs- und Turbulenzgrößen berechnet und die Wirkung der nicht aufgelösten Turbulenzen auf diese Strömung durch Turbulenzmodelle ermittelt [97]. Nach [97] kann die Wirkung der Turbulenz auf die mittlere Strömung auch mit Hilfe der Wirbelviskosität ν_T abgeschätzt werden.

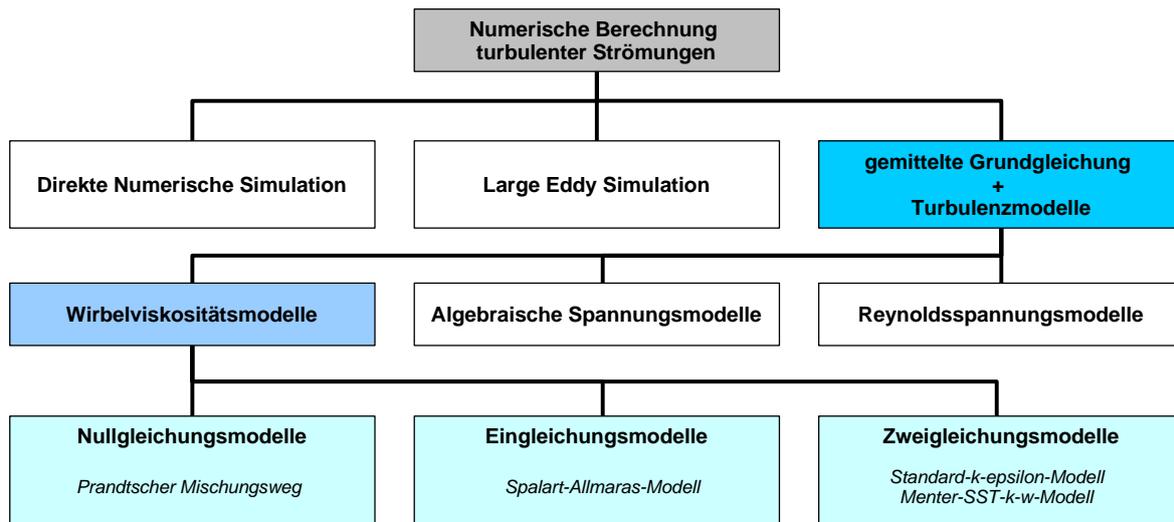


Abbildung 3-3 Einteilung der Turbulenzmodelle nach [103].

Die in Abbildung 3-3 kategorisierten Ansätze zur numerischen Berechnung turbulenter Strömungen besitzen entsprechend ihrer Art der Turbulenzmodellierung unterschiedlichen Informationsgehalt, benötigen aber auch zum Teil erheblich unterschiedliche Rechenressourcen. Die DNS besitzt nahezu keinen Vereinfachungsgrad, da die Erhaltungsgleichungen direkt gelöst werden. Dadurch erhält man das Maximum an Informationen über die zu berechnende Strömung, die benötigte Rechenperformance schränkt deren Einsatz jedoch auf die Anwendung auf fundamentale Prozesse turbulenter Strömungen im wissenschaftlichen Sektor ein. Durch die direkte Auflösung der großen energietragenden Turbulenzen und die Modellierung der kleinen Turbulenzelemente besitzt die LES einen großen Informationsgehalt bei weniger benötigten Rechenressourcen. Die fortschrittliche Entwicklung der Computertechnologie, speziell im Bereich der High Performance Computing (HPC)-Ressourcen ermöglicht der LES ein breiteres Anwendungsspektrum für die Analyse komplexer turbulenter Strömung. Als Standard bei angewendeten, turbulenten Strömungen gilt aktuell die RANS-Simulation. Der Vereinfachungsgrad und Informationsverlust ist hier zwar am größten, der benötigte Rechenbedarf auf Grund der entsprechend geringeren Rechengitterauflösung ermöglicht die Anwendung dieser Methode auf gängigen Arbeitsplatzrechnern. Der Rechenaufwand kann je nach verwendetem Turbulenzmodell erheblich variieren.

Die problemspezifische Anwendung der unterschiedlichen Turbulenzmodelle erfolgt entsprechend ihrer Stärken und Schwächen. In dieser Arbeit wird hauptsächlich das der Kategorie Wirbelviskositätsmodelle zugehörige Menter-SST- $k-\omega$ -Modell nach [104] angewendet. Es vereint die Vorteile des Wilcox- $k-\omega$ -Modells [105] bei der Beschreibung der mittleren Turbulenz in Wandnähe mit den Vorteilen des Standard- $k-\epsilon$ -Modells bei der Beschreibung der freien Strömung [106]. Weitere Einzelheiten zur Theorie und Anwendung der erwähnten Ansätze der Turbulenzmodellierung können der Literatur [74,98,107] entnommen werden.

3.2 Numerische Strömungsakustik

Die numerische Strömungsakustik stellt eine Alternative zu technisch und finanziell aufwendigen strömungsakustischen Experimenten dar, um den turbulenzbedingten Schall zu ermitteln. Prinzipielle Probleme und Herausforderungen der numerischen Strömungsakustik haben oftmals physikalischen Charakter oder sind auf die angewendeten numerischen Methoden und Verfahren zurückzuführen. Herausfordernd für die numerische Strömungsakustik, engl. *Computational Aero Acoustics* (CAA) ist die große Skalendisparität zwischen Strömung und Akustik. Im Strömungsfeld dominieren kleine Längenskalen bei großen Energiegehalten, wogegen im Schallfeld große Längenskalen bei kleinem Energieinhalt vorherrschen. In der Akustik sind zum Beispiel die zu ermittelnden Amplituden des Schalldrucks und der Energie sehr klein, wobei aber sehr oft auch deren Werte in großen Distanzen von der Quelle aus interessieren. Eine sehr große räumliche Ausdehnung des Rechengebietes ist dazu notwendig. Die Strömungsmechanik strebt für die Berechnung turbulenter Strömungen nach einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung der Geschwindigkeitsschwankungen, weshalb auf Grund dieses hohen Diskretisierungsaufwandes versucht wird, das Rechengebiet klein zu halten. Dies sind widersprüchliche Ansätze denen unterschiedliche Methoden entgegengesetzt werden, wie sie in Abbildung 3-4 dargestellt sind.

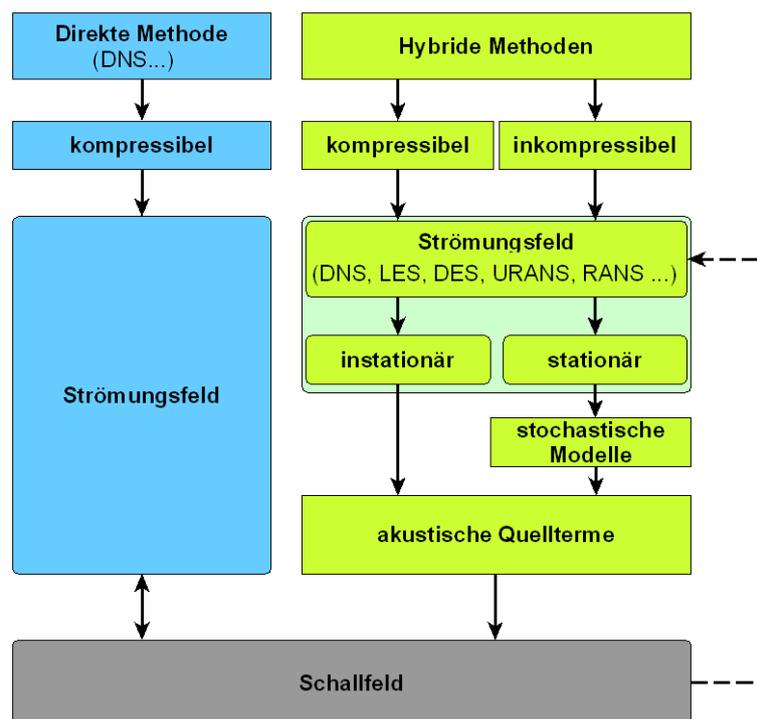


Abbildung 3-4 Einteilung der numerischen Verfahren für CAA nach [34].

Die exakteste numerische Bearbeitungsmöglichkeit akustischer Problemstellungen ist die Anwendung der Direkten Numerischen Simulation (DNS). Die Schwierigkeit dabei ist die Diskrepanz der Amplituden von Strömungs- und Akustikgrößen und die daraus resultierende Granularität und die räumliche Ausdehnung des Rechengebietes. Der Rechenaufwand hierfür ist enorm und nur in prinzipiellen Untersuchungen technisch durchführbar. Selbst auf aktuellen High Performance Computing (HPC) - Systemen kann diese Methode nur für kleine Reynolds-

Zahlen und stark vereinfachte Prinzip-Untersuchungen angewendet werden. Jedoch ermöglicht die DNS auch die Untersuchung der Auswirkung des Schalls auf die Strömung.

Die Anwendung sogenannter hybrider Verfahren reduzierte den Berechnungsaufwand und die dafür benötigten Rechenressourcen erheblich und ermöglicht so eine praxisrelevantere Anwendung von CAA. Dabei werden im ersten Schritt CFD-Berechnung durchgeführt, um anschließend auf Basis der gewonnenen Strömungsgrößen die akustischen Quellterme z.B. mittels Akustischen Analogien zu ermitteln. Die abschließende Berechnung der Schallausbreitung und Bestimmung des Schalldruck- oder des Schallintensitätspegels an diskreten Positionen im akustischen Fernfeld erfolgt durch Lösen der Akustischen Analogien mit Hilfe der Green'schen Funktionen und des Kirchhoff-Integrals. Dieser Berechnungsweg berücksichtigt keine Rückwirkung der Akustik auf die Strömung.

3.2.1 Lineare Akustik

Akustik ist die Wissenschaft des Schalls inklusive dessen Entstehung, Ausbreitung und Auswirkung. Die Strömungsakustik, eine Verknüpfung der Fachgebiete Strömungsmechanik und Akustik, beschäftigt sich insbesondere mit der strömungsinduzierten Schallerzeugung und der Schallausbreitung in strömenden Medien (Fluiden). Wie Schönwald in [58] erläutert, werden kleine Druck-, Dichte- und Geschwindigkeitsschwankungen als Schall bezeichnet, die sich in einem ruhenden Medium mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Druck und Dichte gehorchen einer adiabaten Beziehung [60]. Die Schwankungsgrößen breiten sich im Fluid in longitudinalen Wellen aus, wobei die Schallwellen den Schwankungsanteil des ruhenden oder mittleren Gleichanteils der Strömungsgrößen darstellen.

Nach [60] werden Dichte ρ , Druck p und Geschwindigkeit u wie folgt in Gleich- und Schwankungsteile zerlegt, wobei die Schwankungsteile (mit ' gekennzeichnet) die akustischen Werte darstellen und ρ_0, p_0, u_0 die zeitlich konstanten, aber örtliche veränderlichen Gleichanteile der Strömung sind:

$$\rho' = \rho - \rho_0, \quad (3-17)$$

$$p' = p - p_0, \quad (3-18)$$

$$u' = u - u_0. \quad (3-19)$$

Zwischen den Schwankungsanteilen der akustischen Größen und den Gleichanteilen der Strömungsgrößen existiert ein erheblicher Größenunterschied, wodurch die Modellgleichungen linearisiert werden dürfen. Über den gesamten Amplitudenbereich des Schalls gilt nach [60]:

$$\left| \frac{\rho'}{\rho_0} \right| \ll 1; \quad \left| \frac{p'}{p_0} \right| \ll 1. \quad (3-20)$$

Der Druck ist eine einfach zu messende Größe und wird daher auch maßgeblich zur Beschreibung des Schalls benutzt. Aufgrund der sechs Größenordnungen der Amplituden des Schall-

drucks im hörbaren Schallbereich zwischen Hörschwelle und Schmerzgrenze des menschlichen Gehörs wurde die logarithmische Maßeinheit Schalldruckpegel L_p eingeführt [60]. Der Schalldruckpegel L_p ist wie in [108] beschrieben als

$$L_p = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{p_{ref}} \right) \quad (3-21)$$

definiert, wobei der Referenzwert $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5} Pa$ dem Schalldruck an der Hörschwelle des menschlichen Gehörs bei 1kHz entspricht.

Die Schallentstehung und dessen Ausbreitung lassen sich als strömungsmechanische Vorgänge erfassen, die mit Hilfe der in Kapitel 3.1 dargestellten strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben und berechnet werden können. Kann wegen fehlender Berechnungskapazitäten oder auch komplexer praxisrelevanter Problemstellungen keine DNS durchgeführt werden, können für die oben beschriebenen hybriden Methoden die strömungsmechanischen Bilanzgleichungen entsprechend den Schalleigenschaften vereinfacht und angewendet werden. Dieser strömungsakustische Ansatz wird in dieser Arbeit verfolgt.

3.2.2 Akustische Wellengleichung

Die Ausbreitung von oben beschriebenem Schall (Kapitel 3.2.1) wird im Allgemeinen durch die Wellengleichung beschrieben. Diese kann aus den strömungsmechanischen Bilanzgleichungen abgeleitet werden, wie ausführlich von Ehrenfeld in [60] oder von Költzsch in [61] erläutert und beschrieben wird. Schallausbreitung wird von der Gravitation nicht beeinflusst [60] und kann in der Regel als reibungsfrei betrachtet werden, was in der Impulsgleichung durch den Wegfall der Divergenz des Spannungstensors ausgedrückt wird. Die Impulsgleichung wird somit zur Eulergleichung (3-7). Durch Anwendung des akustischen Störansatzes (Gleichungen (3-17) bis (3-19)) mit anschließender Linearisierung der Bilanzgleichungen ergibt sich die linearisierte Kontinuitätsgleichung (3-22)

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}') = 0 \quad (3-22)$$

und die linearisierte Eulergleichung (3-23)

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} = -\nabla p'. \quad (3-23)$$

Für die strömungsakustische Betrachtung werden nur die Terme mit Schwankungsgrößen in (3-23) berücksichtigt. Entsprechend des akustischen Störansatzes und der Gesetzmäßigkeit linearer Akustik kann die Druck-Dichte-Beziehung für isentrope Strömungssimulationen mit

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (3-24)$$

beschrieben werden. Die linearisierte Kontinuitätsgleichung muss nach der Zeit abgeleitet und die Divergenz der linearisierten Euler-Gleichung gebildet werden, damit die beiden sich erge-

benen Gleichungen voneinander subtrahiert werden können. Mit Anwendung der oben genannten Druck-Dichte-Beziehung erhält man so die homogene akustische Wellengleichung für den Schalldruck wie folgt:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' = 0. \quad (3-25)$$

Für die analytische Lösung der Schallwellenausbreitung im dreidimensionalen unendlichen Raum wird der Schall als Kugelwellen von einer punktförmigen Schallquelle ausgehend betrachtet [60] und berechnet. Existiert eine zeitlich schwankende punktförmige Massenquelle mit räumlich verteilter Massenzufuhr, wird dies laut [60] als Monopol bezeichnet. Die Schallquelle eines punktförmigen Monopols wird als atmende Kugel modelliert. Tritt eine räumliche Ableitung im Quellterm auf, so ergibt sich nach [60] durch Impulszufuhr eine Quellenverteilung, die als Dipol bezeichnet wird. Dipol-Quellen werden durch eine vibrierende Kugel modelliert. Wird die Dipol-Quelle ein weiteres Mal räumlich abgeleitet, erhält man eine Quadrupol-Quelle. Die Quellen können auch als eine Art Überlagerung von vier Monopolen oder zwei Dipolen angesehen werden. Diese Reihe lässt sich mathematisch beliebig weiterführen, für akustische Betrachtungen sind jedoch meist nur Monopole, Dipole und Quadrupole ausreichend.

Ausführliche mathematische und physikalische Beschreibungen der Schallquellen und Schallfelder lassen sich bei Ehrenfried [60] und einschlägiger Literatur wie [108,109] nachlesen.

3.2.3 Akustische Analogien

Die in Abschnitt 3.2.2 beschriebene homogene Wellengleichung wird durch das Hinzufügen von Quelltermen auf der rechten Gleichungsseite zur inhomogenen Wellengleichung. Die Lösung der inhomogenen Wellengleichung erfolgt wie für eine Punktquelle, welche ein Monopolfeld einer atmenden Kugel repräsentiert, auch für eine kontinuierliche Quellenverteilung $q(\vec{x}, t)$ mit Hilfe der Green'schen Funktion. Eine anschauliche Beschreibung der Vorgehensweise für die Lösung der inhomogenen Wellengleichung im unendlich ausgedehnten offenen Raum ohne Berandung kann bei Ehrenfried in [60] nachgelesen werden. Inhomogene Wellengleichungen können sich ergeben, wenn eine Störung der Erhaltungsgleichungen vorliegt. In turbulenten Strömungen liegen diese Störungen der Bilanzgleichungen von Masse, Impuls und Energie vor. Eine Erfassung dieser Störungen als Schallquellen kann mit Hilfe akustischer Analogien erfolgen. Die erste akustische Analogie wurde 1952 von Sir M.J. Lighthill [2] aufgestellt. Er beschreibt die Fluktuationen einer instationären turbulenten Strömung durch Monopol-, Dipol- und Quadrupolquellen im selben Volumen (vgl. Abbildung 3-5) [58]. Lighthill's akustische Analogie wurde hauptsächlich für die Beschreibung der Schallquellen einer freien Strömung, wie den Freistrahel eines Flugzeugtriebwerkes ohne jegliche Oberflächen im Strömungsfeld oder Berandungen des Berechnungsfeldes entwickelt.

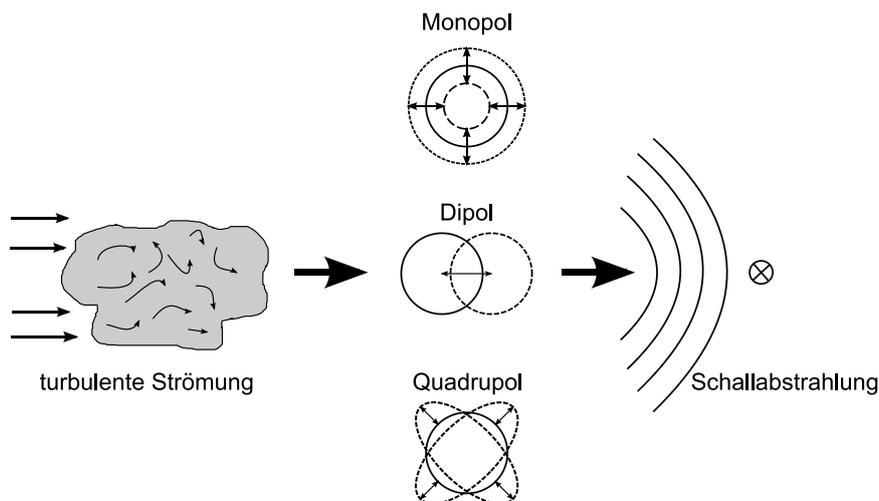


Abbildung 3-5 Lighthill's Modell der akustische Analogie [110].

Lighthill's akustische Analogie

Lighthill leitet die Berechnung der aerodynamischen Schallerzeugung aus den Grundgleichungen der Strömungsmechanik ab (vgl. Kapitel 3.1). Dazu hat er die Kontinuitätsgleichung (3-26) partiell nach der Zeit und die Impulsgleichungen (3-27) partiell nach den Ortskoordinaten abgeleitet. Die Differenz dieser beiden Differentialgleichungen ergibt die inhomogene Wellengleichung nach Lighthill aus dem Jahre 1952 [2], [60] und [61].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_i) = 0 \quad (3-26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \nabla \cdot (\rho u_i u_j + P_{ij}) = 0 \quad (3-27)$$

mit dem Tensor

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (3-28)$$

Der Tensor $P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij}$ beschreibt die Reibungseffekte, wobei τ_{ij} die Schubspannungen repräsentieren. Nach [60] werden Dichte, Druck und Geschwindigkeit in Gleich- und Schwingungsteile zerlegt, wobei die Schwingungsteile die akustischen Werte darstellen.

$$\rho' = \rho - \rho_0 \quad (3-29)$$

$$p' = p - p_0 \quad (3-30)$$

$$u' = u - u_0 \quad (3-31)$$

Wird die Kontinuitätsgleichung (3-26) nach der Zeit abgeleitet und davon die Divergenz der Impulsgleichung (3-27) subtrahiert, wie es in [2] dokumentiert ist, kann der Term ρv_i eliminiert werden. Dieser Term stellt den Massen-Dichtefluss in der Kontinuitätsgleichung, aber den Impuls-Dichtefluss in der Impulsgleichung dar. Verwendet man die zerlegten Werte nach den Gleichungen (3-29) bis (3-31) ergibt sich die inhomogene Wellengleichung (3-32) nach Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (3-32)$$

Der Tensor T_{ij}

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - P_{ij} + c_0^2 \delta_{ij} \rho' \quad (3-33)$$

enthält die akustisch zerlegten Strömungsparameter sowie den Tensor P_{ij} (3-28) und wird schlussendlich zum Lighthill-Tensor (3-34)

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + \delta_{ij}(p' - c_0^2 \rho'). \quad (3-34)$$

Bei der Annahme von inkompressiblen ($\rho = const$), isentropen und newtonischen ($\tau = 0$) Fluiden bei kleinen Machzahlen und hohen Reynolds-Zahlen kann die Gleichung (3-34), wie in [61] vorgeschlagen, vereinfacht werden und es ergibt sich die inkompressible Näherung des Lighthill-Tensors (3-35)

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j. \quad (3-35)$$

Wie in [60] erläutert, kann die Lösung der Lighthill-Gleichung (3-32) für den Fall ohne Berandungen zu

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_Q} \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - |\vec{x} - \vec{y}|/c_0)}{|\vec{x} - \vec{y}|} d^3\vec{y} \quad (3-36)$$

geschrieben werden. Die Lighthill-Gleichung kann laut [60] typischerweise nur angewendet werden, wenn der Bereich, in welchem nichtlineare Effekte und die Reibung eine Rolle spielen räumlich eingegrenzt werden kann. Außerhalb dieses Bereiches treten nur kleine Störungen auf und die Lighthill'schen Schubspannungen T_{ij} werden hier gleich Null gesetzt [60]. Der Integrationsbereich über das Volumen V_Q umfasst alle Gebiete mit oben genannten nichtlinearen Effekten. Ist im begrenzten Bereich die Strömung durch numerische Simulation bekannt, kann durch (3-36) der Schall im Fernfeld, also außerhalb des Berechnungsgebietes ermittelt werden.

Curle's akustische Analogie

Die akustische Analogie von Lighthill wurde hauptsächlich für Betrachtungen von Freistrahllärm entwickelt. Es sind keinerlei schallharte Objekte oder Oberflächen innerhalb der Berechnungsdomäne erlaubt. Bei einer Vielzahl von technischen Anwendungen müssen jedoch derartige Oberflächen in der numerischen Betrachtung mitberücksichtigt werden. Die akustische Analogie von Curle [3] berücksichtigt solche stationären schallharten Oberflächen und Objekte innerhalb der Berechnungsdomäne. Seine akustische Analogie basiert auf der erweiterten Lighthill-Gleichung [3] und stellt somit einen speziellen Fall der historisch später definierten Ffowcs-Williams und Hawking-Gleichung von [38]. Wie in [60] und [61] ausführlich beschrieben kann die erweiterte Lighthill-Gleichung in Differentialform folgende Form annehmen (3-37):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta \right) \{(\rho - \rho_0)H(f)\} &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij}H(f)\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left(\{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i\} \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \right) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\{\rho v_i(v_j - u_j) + P_{ij}\} \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f) \right). \end{aligned} \quad (3-37)$$

Die drei Terme auf der rechten Seite von Gleichung (3-37) entsprechen den akustischen Quelltermen und können zum einen als die Volumenverteilung der Quadrupole $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ (vgl. 3.2.3) auf Grund der turbulenten Strömung und zum anderen als Oberflächenverteilungen angesehen werden. Diese Oberflächenverteilung wird in Monopole $\frac{\partial}{\partial t}(Q\delta(f))$ entstehend durch die Kinematik des Körpers und in Dipole $-\frac{\partial}{\partial x_i}(F_i\delta(f))$ entstehend durch die Wechselwirkung zwischen Strömung und Körper unterteilt. Die linke Seite der Gleichung entspricht dem Wellenoperator der inhomogenen Wellengleichung aus Kapitel 3.2.2.

Für ein starres Objekt im Berechnungsgebiet kann dessen Oberfläche mittels der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ beschrieben werden. Dies bedeutet für die Heaviside-Funktion $H(f(\vec{x}, t))$

$$H(f(\vec{x}, t)) = \begin{cases} 1 & \text{for } \vec{x} \notin V; f(\vec{x}, t) > 0 \\ 0 & \text{for } \vec{x} \in V; f(\vec{x}, t) < 0, \end{cases} \quad (3-38)$$

was zu einem Ausdruck führt, der innerhalb des Objektvolumens verschwindet und im Strömungsgebiet zu eins wird. Wie bereits erwähnt wurde, konzentriert sich diese Arbeit auf die Anwendung der akustischen Analogie von Curle, wobei die zu berücksichtigende Oberflächen stationär sind. Für die Terme, welche Geschwindigkeitskomponenten beinhalten, gilt daher

$$u_i(x_i, t) = 0 \quad (3-39)$$

$$u_n = u_i n_i = 0 \quad (3-40)$$

$$u_j = 0. \quad (3-41)$$

Zusätzlich gilt nach [60] für nichtdurchlässige oder schallharte Oberflächen:

$$\rho(v_i - u_i) = 0. \quad (3-42)$$

Diese Annahmen eliminieren die Monopol-Terme der erweiterten Lighthill-Gleichung (3-37). Der bestehende Dipol-Term $P_{ij} \frac{\partial f}{\partial x_j}$ mit

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (3-43)$$

wird zu

$$p \frac{\partial f}{\partial x_i} = p n_i, \quad (3-44)$$

wenn die Reibungseffekte vernachlässigt werden. p beschreibt hier den lokalen Oberflächen- druck und n_i steht für den aus der Domäne gerichteten, lokalen Normalenvektor der entsprechenden Oberfläche. Schlussendlich können die akustischen Quellen der Akustischen Analogie von Curle zu

$$\frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (p n_j) \quad (3-45)$$

vereinfacht werden. Diese Vereinfachungen schränken die Anwendbarkeit dieser Akustischen Analogie auf inkompressible, reibungsfreie und isentrope Strömungen bei kleinen Machzahlen ein, erlauben aber in dieser differentiellen Form die Implementierung in den akustischen Solver in OpenFOAM wie es in Kapitel 4 dargestellt und erläutert wird.

Bedeutsam für die Analyse der berechneten Schallquellen ist deren Charakterisierung und Quantifizierung. Eine Vergleichbarkeit von Schallquellen unterschiedlicher numerischer Berechnungen bzw. anwenderseitig implementierter Variationen der Strömungsparameter ist somit machbar, was die Aussagekraft der numerisch berechneten Quellterm-Felder unterstreicht. In [34] erläutert Pantle ausführlich die Interpretation und numerische Bestimmung der Quell-

terme. Kern dabei ist der, in der von Lighthill abgeleiteten exakten inhomogenen Wellengleichung (3-32) enthaltende „fluktuierende“ Reynolds-Spannungstensor $\rho v_i v_j$. Dieser ist nicht mit dem Reynolds-Spannungstensor im Kontext mit numerischen Strömungsberechnungen zu verwechseln. Der herkömmliche Reynolds-Spannungstensor bezeichnet die gemittelten Geschwindigkeitsfluktuationen einer turbulenten Strömung. Die Mittelung führt zur Eliminierung aller Fluktuationsgrößen und es bleibt folgender Term $\overline{\rho v_i' v_j'}$ übrig (vgl. Kap. 3.1). Dieser Term ist ein künstlich erzeugter turbulenter Spannungstensor, der nur durch entsprechende Modelle beschrieben werden kann. Der „fluktuierende“ Reynolds-Spannungstensor nach Lighthill enthält jedoch die vollständigen Geschwindigkeiten einschließlich der turbulenten Fluktuationen [34].

Bisher wurde hauptsächlich die differentiale Form der inhomogenen Wellengleichung nach Lighthill oder Curle dargestellt, welche auch für die Implementierung in OpenFOAM verwendet wurde. Wie jedoch bereits für die Lighthill-Gleichung kurz erläutert, existieren auch für die erweiterte Lighthill-Gleichung entsprechende Lösungen. Die Lighthill'sche Wellengleichung kann laut [34] mit Hilfe der Green'schen Funktion für den freien Raum exakt gelöst werden. Lösungen der Wellengleichungen linearer akustischer Theorien können nach [58] durch das Kirchhoff-Helmholtz-Integral angegeben werden. Detailliert beschreibt auch [60] die Lösung der Ffowcs Willams und Hawkings (FW-H) – Gleichung zur Ermittlung einer Fernfeldvorhersage des Schalldrucks an einer spezifischen Beobachterposition. Curle ermittelt dabei in seiner Lösung den speziellen Fall der allgemeingültigen FW-H-Gleichung bei stationären schallharten Wänden. Gleichung (3-46) zeigt die Lösung der erweiterten Lighthill-Gleichung (3-37) nach [60] für den Fall einer starren Oberfläche. Der erste Term auf der rechten Gleichungsseite repräsentiert eine räumlich verteilte Quelle, die mit dem Quellterm der Lighthill-Gleichung identisch ist. Der zweite und dritte Quellterm stellen die bereits erwähnten flächenbehafteten Quellstärkeverteilungen dar. Jedem Quellterm entspricht nach [60] eine Teillösung. Das Überlagern der Teillösungen ergibt die komplette Lösung. Die Berücksichtigung dieser Quellterme erlaubt auch Oberflächen im Strömungsfeld, an welchen Randbedingungen gelöst werden müssen, wie Schönwald in [58] beschreibt. Die sogenannten FW-H-Oberflächen können zum einen mit der Körperoberfläche zusammenfallen, oder so weitläufig definiert werden, dass alle Körper und Schallquellen eingeschlossen werden:

$$\begin{aligned}
 4\pi c^2 \{ \rho'(H(f)) \}(\vec{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_Q} \left[\frac{T_{ij}(H(f))}{r|1-M_r|} \right]_{\tau-\tau^*} d^3 \vec{\eta} \\
 &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i}{r|1-M_r|} n_i \right]_{\tau-\tau^*} dS(\vec{\eta}) \\
 &- \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{\rho v_i(v_j - u_j) + P_{ij}}{r|1-M_r|} n_j \right]_{\tau-\tau^*} dS(\vec{\eta}).
 \end{aligned} \tag{ 3-46 }$$

Die geschlossenen FW-H-Oberflächen können raumfest oder bewegt sein. Meist werden die Oberflächendaten durch CFD-Simulationen bereitgestellt. In (3-46) wird die Schwankungsgröße der Dichte am Beobachterpunkt \vec{x} zum Zeitpunkt t berechnet. Es steht $\tau - \tau^*$ für die

retardierte Zeit am Beobachterpunkt und $n_{i,j}$ definiert den nach außen gerichteten Flächennormalvektor. Die Integration erfolgt im mitbewegten Bezugssystem $\vec{\eta}$. Bei Anwendung der Lösung der FW-H-Gleichung entfällt die aufwendige Berechnung von Volumenintegralen. Die FW-H-Gleichung findet prinzipiell Anwendung bei der Berechnung des Schalls, welcher durch die Umströmung eines Körpers erzeugt wird. Klassisch ist dabei die Anwendung für Propeller- und Rotorgeräusche, wobei der Fokus auf den Anteilen des Schalls durch Quellen auf den festen Oberflächen liegt, wie in [60] beschrieben wird. Die Berechnung der Schallfelder wird zunehmend mit numerischen Strömungssimulationen kombiniert, um den entstehenden Schall im akustischen Fernfeld ohne aufwendige und ressourcenaufwendige räumliche Diskretisierung zu benötigen.

3.2.4 Akustische Randbedingungen für numerische Strömungsakustik

Die physikalische Plausibilität wie auch die Qualität der Ergebnisse einer numerischen Strömungsberechnung hängen sehr stark von den Parametern und Eigenschaften der gesetzten physikalischen und numerischen Randbedingungen ab. Ebenso sind die Ergebnisse einer numerischen aeroakustischen Berechnung von der Eigenschaft akustisch wirksamer Randbedingungen abhängig. Die Randbedingungen sind entweder durch im Berechnungsgebiet existierende Körperoberflächen physikalisch bedingt [58] oder numerisch notwendig. Insbesondere reflexionsfreie Randbedingungen an der Rechengietsgrenze müssen entsprechend numerisch implementiert sein, da im Allgemeinen die zu lösenden strömungsakustischen Gleichungen hyperbolischen Typs sind. Schönwald listet in [58] die unterschiedlichen akustischen Randbedingungen einer aeroakustischen Simulation detailliert auf. Er verdeutlicht auch die jeweilige anwendungsspezifische Entwicklung und Implementierung einer akustischen Randbedingung. Nach [58] existieren auch heute noch keine allgemeingültigen akustischen Randbedingungen.

Die Schallabstrahlung einer akustischen Quelle in den freien Raum muss aufgrund der endlichen Ausdehnung des Berechnungsgebietes an den Rändern mit einer entsprechenden numerischen Auslassrandbedingung konfiguriert werden. Der Schall muss an diesen Randbedingungen ungehindert das Berechnungsgebiet verlassen können, ohne dass nicht physikalische Reflexionen zurück ins Rechengbiet entstehen [58]. Meist können diese nicht physikalischen Reflexionen nicht ganz unterdrückt werden, weshalb es nach [58] treffender ist von reflexionsarmen Randbedingungen zu sprechen.

Die reflexionsarmen Randbedingungen können in sogenannte charakteristische und absorbierende Randbedingungen eingeteilt werden. Nach [58] werden bei den charakteristischen Randbedingungen die entsprechenden strömungsmechanischen Grundgleichungen so angepasst, dass nur die aus dem Berechnungsgebiet heraustretenden Störungen definiert sind. Im modifizierten Gleichungssystem sind zurücklaufende Störungsanteile nicht enthalten und es existieren somit auch keine Reflexionen [58]. Die strömungsmechanischen und akustischen Anteile der Störungen erfordern unterschiedliche numerische Behandlungen an entsprechenden Randbedingungen. An Einström- und nicht durchströmten Randbedingungen, also reinen Abstrahlrandbedingungen, müssen nach [58] keine hydrodynamischen Störungen berechnet werden, sondern nur die entlang der Flächennormalen auswärts gerichteten Schallwellen [111]. Voraussetzung für gute Ergebnisse bezüglich der Reflexionsfreiheit, bzw. -armut ist die

Annahme einer kompakten Schallquelle. Bogey und Bailly verallgemeinerten in [111] die zweidimensionale Betrachtung der Abstrahlrandbedingungen aus [112] in alle drei Dimensionen für die reine Abstrahlrandbedingung, wie auch für die Ausströmrandbedingung. Bei Ausströmrandbedingungen muss zusätzlich zur reinen Abstrahlbedingung auch ein ungestörter Transport von Entropie- und Wirbelkomponenten aus dem Berechnungsgebiet ermöglicht werden.

Neben der Anwendung von nichtreflektierenden Randbedingungen für aeroakustische Simulationen kommen auch sogenannte absorbierende Randbedingungen zum Einsatz. Hierbei wird am Rande des Berechnungsgebiets eine zusätzliche Schicht bzw. Zone dem Berechnungsgitter hinzugefügt. Diese Zone enthält bei der Lösung eine zusätzliche Dissipation, welche die akustischen Störungen beim Verlassen des Berechnungsgebiets und Durchqueren dieser Zone absorbieren soll. Eine Reflexion dieser Störungen zurück ins Berechnungsgebiet sollte somit nicht mehr erfolgen. Der Übergang vom Berechnungsgebiet in die Absorptionszone verhält sich für den sich ausbreitenden Schall wie ein Medienwechsel, an welchem sehr starke Reflexionen auftreten können, wie bereits ausführlich in [113] untersucht wurde. Ursprünglich von Berenger [114] für die Elektrodynamik entwickelt, wird die Perfectly-Matched-Layer-Randbedingung (PML) auch als absorbierende Randbedingung für CAA-Simulationen angewendet. Der Ansatz der PML-Randbedingung ist nach [58] das Aufsplitten der Flüsse in Komponenten für jede Raumrichtung, wobei die Komponenten, die das Berechnungsgebiet verlassen, gedämpft werden. Wie [58] beschreibt, wird nach [115] durch das Einführen eines imaginären Anteils in die Dispersionsbeziehung eine Gitterstreckung hervorgerufen, die die eigentliche Dispersionsbeziehung nicht beeinflusst. Dadurch wird in der Dämpfungszone eine Dämpfung der Lösung gewährleistet, welche die Ausbreitungscharakteristik des Schalls nicht stört. Die zusätzlich hinzugefügte Dämpfungszone ist somit bezüglich der Schallausbreitung perfekt auf das Berechnungsgebiet abgestimmt was die Reflexionen reduziert oder sogar vermeidet. In [116] wird die Anpassung und Anwendung der PML-Randbedingung auf aeroakustische Simulation dargestellt und erläutert. Weitere sehr detaillierte Beschreibungen von nicht-reflektierenden und absorbierenden Randbedingungen finden sich in einschlägiger Literatur wie [117,118].

3.2.5 Analyse akustischer Signale

Die akustischen Schwankungsteile von Druck, Dichte und Geschwindigkeit breiten sich wellenförmig in der Umgebung aus. Das sich ausbreitende akustische Signal kann als eine Funktion der Zeit betrachtet werden und ist im Zeitbereich äußerst komplex und unübersichtlich. Technische Signale können auch meist als eine Überlagerung vieler einzelner Signale verstanden werden. Zur zielführenden Analyse akustischer Signale werden diese aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich transformiert. Für periodische Zeitsignale erfolgt die Transformation in den Frequenzbereich durch die Anwendung der Fourier-Reihenentwicklung, wobei das Signal als eine Superposition von unterschiedlichen harmonischen Funktionen unterschiedlicher Frequenz und Phasenlage verstanden wird [119]. Die Darstellung einer zeitabhängigen Funktion im Frequenzbereich wird als Spektrum der Größe bezeichnet. Eine Beschreibung der Zeitfunktion im Frequenzbereich allein durch diskrete Fourier-Koeffizienten der Fourier-Reihen kann bei allgemeinen, nichtperiodischen Signalen nicht mehr erfolgen. Hierzu werden kontinuierliche, komplexe Funktionen benötigt, die Periodendauer muss auf $T \rightarrow \infty$

erweitert werden. Die digitale Signalverarbeitung erfordert die Anwendung der diskreten Fourier-Transformation, eine Approximation der oben erwähnten kontinuierlichen Fourier-Transformation. Die Zeit- und Frequenzfunktionen müssen dafür äquidistant diskret und periodisch sein, das Zeitsignal muss bandbegrenzt sein und die Abtastfrequenz muss dem Shannon-Theorem entsprechen [60]. Ein numerisches Verfahren zur schnellen und effektiven Auswertung stellt die FFT- Fast Fourier-Transformation dar, welche auch zur Analyse der akustischen Ergebnisse dieser Arbeit angewendet wird.

3.3 High Performance Computing

3.3.1 Parallelisierung

Durch die steigenden Anforderungen an numerische Verfahren zur Bearbeitung von Berechnungsaufgaben in Industrie und Forschung und die dazu erforderlichen Berechnungsleistungen, gerade im strömungsmechanischen und -akustischen Bereich, steigt auch die Notwendigkeit von optimierten und beschleunigten Berechnungsumgebungen. Die Anforderungen gelten gleichermaßen für Hard- und Software. Die Lösung kann die Zerlegung der Aufgabenstellung in viele kleinere Teilaufgaben sein, die gleichzeitig von mehreren gleichen Prozessoren und Teilprogrammen bearbeitet werden können. Seit den 1990 Jahren rückt nach [120] das parallele Rechnen in der Computerwissenschaft immer mehr in den Fokus von Anwendern und Entwicklern. Seither wird die Verfügbarkeit von leistungsstarker Hardware erschwinglicher, aber auch die Entwicklung im Bereich High Performance Computing schreitet immer schneller voran. Dies zeigt auch ein Blick in die Entwicklung der Top 500 Supercomputers-Liste [84].

Eine massive Erweiterung von Hardware-Ressourcen ergibt nicht automatisch eine Leistungssteigerung der kompletten Berechnungsanwendung. Die Prinzipien der Parallelisierung limitieren die Skalierbarkeit von parallelisierten Berechnungsprogrammen. Die Skalierbarkeit ist ein Indikator für die Performance eines parallelisierten Berechnungsprogramms. Skaliert ein paralleles Programm perfekt, benötigt es mit doppelter Prozessoranzahl nur die halbe Berechnungszeit. Die Kommunikation zwischen den Prozessen limitiert jedoch diese lineare Skalierbarkeit eines Programms. Nicht unerheblich viele CPU-Stunden von Supercomputern werden nach [121] jährlich auf Grund fehlenden Anwenderwissens bzgl. der Limitierungen der Parallelisierung verschwendet. Folgende Eigenschaften sollen einen allgemeinen Überblick über die Prinzipien und Einschränkungen der Parallelisierung geben. Laut [120] besitzt massive Parallelisierung prinzipielle Beschränkungen, wie z. B. dass nicht alle Programmteile parallelisierbar sind. Daher ist die Laufzeit T_p eines parallelen Programms auf einem System mit n_{procs} Prozessoren zu

$$T_p = \sigma + \frac{\pi}{n_{procs}} \quad (3-47)$$

gegeben, wobei σ die Ausführungszeit des Programms für nicht parallelisierbare Anweisungen und π für die Ausführungszeit der parallelisierten Programmanweisungen steht. Wenn davon ausgegangen wird, dass der parallele Programmanteil gleichmäßig auf gleich schnellen Prozessoren verteilt werden kann [120], ergibt sich daraus der Speedup

$$S_p = \frac{T_1}{T_p}. \quad (3-48)$$

Er gibt an, wieviel schneller das Programm durch die Verwendung von n_{procs} im Vergleich zur sequentiellen, seriellen Ausführung ist. Im Idealfall möchte man einen linearen Speedup mit $S_p = n_{procs}$ erreichen.

Amdahl's Gesetz [122] von 1967 in (3-49) besagt, dass wie auch in [120] beschrieben, durch massive Parallelität die Ausführungszeiten der parallelen Anteile beliebig klein gemacht werden können, der serielle Anteil davon jedoch unberührt bleibt:

$$S_p = \frac{1}{\left(f + \frac{(1-f)}{n_{procs}}\right)} \quad (3-49)$$

Mit f (engl. *fraction*), dem prozentualen Maße des nicht parallelisierbaren Programmanteils, würde der maximal erzielbare Speedup gleich 100 sein, unabhängig von der Anzahl benutzter Prozessoren. Kernaussage bei Amdahl ist, dass eine feste Problemgröße durch Parallelisierung beschleunigt gelöst werden kann. Diese publizierte Einschränkung verzögerte den Durchbruch der Parallelen Berechnungsumgebungen enorm und wurde erst 1988 von Gustafson [123] widerlegt.

Die Effizienz einer parallelisierten Anwendung kann mit (3-50) beschrieben werden:

$$\varepsilon = \frac{S_p}{n_{procs}} = \frac{T_1}{n_{procs} * T_p} \quad (3-50)$$

Eine Effizienz von z.B. $\varepsilon(1000) = 0,6$ bedeutet, dass jeder der 1000 Prozessoren 40% seiner Zeit für Kommunikation mit den anderen Prozessoren verwendet. Wie in [121] aufgelistet, bedarf es für die Definition der Skalierbarkeit einer parallelisierten Anwendung weitere zu definierende Parameter, welche einen maßgeblichen Anteil am sequentiellen Ausführungsteil haben. Darunter fallen die

- *Algorithmische Einschränkungen* von Teilen des Berechnungscodes, welche nicht parallelisierbar sind und sequentiell ausgeführt werden müssen, die
- *Bottlenecks*, wie verteilte Speicher in Computersystemen und die
- *Kommunikation* lässt sich in parallelisierten Anwendungen naturgemäß nicht vermeiden und Bedarf der sequentiellen Ausführung.

Damit ein effizientes Arbeiten auf Parallelrechnern möglich ist, sollte die Anzahl der Prozessoren skalieren, was bedeutet, dass mit steigender Anzahl an Prozessen auch die Problemgröße wachsen sollte. Gustafson definierte den skalierten Speedup, bei welchem die skalierte Problemgröße, also bei gegebener Laufzeit auf einem Parallelrechner, die hypothetische Laufzeit auf einem Sequentiellen Rechner linear ansteigt. Hypothetisch daher, da wegen der gegebenen Problemgröße ein Lösen auf sequentiellen Rechnern unter Umständen nicht realisierbar sein kann [120].

Wie oben bereits angedeutet ist die Kommunikation zwischen den einzelnen Prozessen einer der wichtigsten Parameter paralleler Berechnungen. Als Standard für den Nachrichtenaustausch bei parallelisierten Berechnungen auf verteilten Systemen hat sich der MPI-Standard [124] (engl. *Message Passing Interface*) etabliert. Es handelt sich um eine Programmierschnittstelle, die die Semantik des Datenaustausches zwischen parallel gestarteten und miteinander kommunizierenden Prozessen innerhalb einer MPI-Applikation definiert und koordiniert. Der Datenaustausch zwischen den MPI-Prozessen erfolgt durch das Senden

(`MPI_Send`) und Empfangen (`MPI_Receive`) von Nachrichten. Diese Art des Nachrichtenaustausches funktioniert über Rechnergrenzen hinweg und ermöglicht somit eine Anwendung des MPI-Standards auf Cluster-Systemen wie auch auf dedizierten Parallelrechner.

Im technisch-wissenschaftlichen Umfeld erfordert die Vielzahl der Simulations-Anwendungen eine sehr hohe Fließkommaleistung. Die Gesamtleistung eines Großrechners oder Clusters lässt sich nicht ausschließlich durch die Steigerung der Fließkommaoperation der einzelnen Prozessoren effizient erhöhen. Wie in [120] erläutert ist die Beschaffenheit und Leistungsfähigkeit des verwendeten Netzwerkes im High Performance Cluster maßgeblich an der Gesamtleistung beteiligt. Daher benötigen alle parallele Anwendungen und Programme für eine effektive Ausführung eine entsprechende Architektur des Hardware-Systems.

Die Architektur des Clusters und der verbauten CPUs hat einen erheblichen Einfluss hinsichtlich paralleler Performance und Effektivität auf die Auswahl der zu verwendenden parallelen Programmierumgebungen. Die Multiprozessorsysteme werden grob unterschieden in Systeme mit verteilten (engl. *distributed memory*) oder gemeinsamen Speichern (engl. *shared memory*). Bei einem Multiprozessorsystem mit gemeinsamen Speicher greifen mehrere Prozessoren auf einen Datenspeicher zu, welcher somit auch zum Datenaustausch, also zur Kommunikation der Prozessoren untereinander verwendet wird. Dies ist ein Anwendungsgebiet von OpenMP [125] als paralleles Programmierframework. Das bereits oben erläuterte Message Passing Interface (MPI) findet klassisch Anwendung bei Multiprozessorsystemen mit verteilten Speichern wie es in Abbildung 3-6 dargestellt ist.

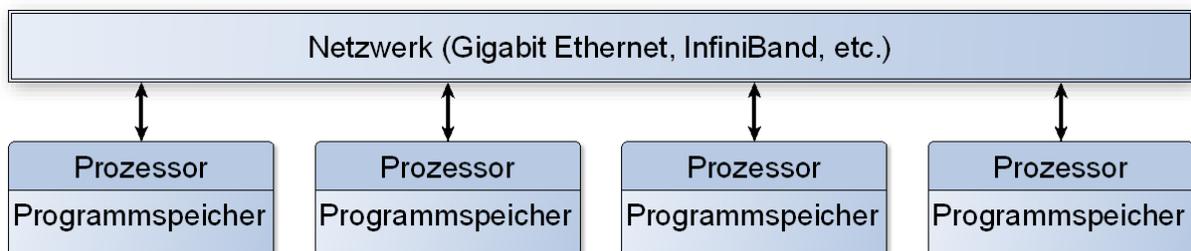


Abbildung 3-6 Prinzip eines Multiprozessorsystems mit verteiltem Datenspeicher (engl. *Distributed Memory Machine*).

Die Architektur von Cluster-Systemen mit verteilten Speichern erfordert zwangsläufig einen Datenaustausch über ein Netzwerk. Dieser Datenaustausch zwischen den einzelnen Prozessoren wird durch das Kommunikationsframework MPI für parallele Applikationen implementiert und koordiniert. Jedoch ist oftmals bei Erreichen einer entsprechenden Anzahl an CPUs deren Kommunikation der leistungslimitierende Faktor eines Clusters bzgl. der Skalierbarkeit der Anwendungen. Die Zusammenfassung mehrerer CPUs, von oftmals zwei bis vier Prozessoren zu einem Berechnungsknoten steuert diesem Effekt entgegen.

Für die parallelisierte Berechnung, z.B. einer strömungsmechanischen Problemstellung, muss die Berechnungsdomäne dafür entsprechend präpariert werden. Dazu müssen die Problemstellungen auf diskreten Gittern diskretisiert werden können, wie es bei partiellen Differentialgleichungen der Fall ist. In der parallelisierten CFD wird die Gebietszerlegung, also die räum-

liche Zerlegung des Rechengebietes in n_{procs} Teilgebiete angewendet. Die durch die Gebietszerlegung (engl. *domain decomposition*) des Berechnungsgebietes entstandenen Teilgebiete werden jeweils einem Prozessor zugeordnet. Diverse Methoden und Ansätze zur Gebietszerlegung werden in der Literatur wie [74] oder [126] speziell für CFD-Anwendungen vorgestellt und intensiv behandelt. Die in dieser Arbeit verwendete Gebietszerlegung erfolgt ausschließlich geometrisch, wobei das komplette Berechnungsgitter in Teilgebiete entsprechend der zur Verfügung stehenden Prozessoranzahl zerlegt wird. Die Zerlegung kann entlang der Raumachsen erfolgen, oder es wird versucht die Gesamtanzahl der Kontrollvolumen gleichmäßig auf alle Prozessoren zu verteilen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin die sich aus der Zerlegung ergebenden Teilgebietsoberflächen so klein wie möglich zu halten, um die benötigte Kommunikationszeit zu minimieren. Detailliertere Angaben bezüglich der Zerlegungsmethoden speziell in OpenFOAM werden in dem nachstehenden Kapitel 3.3.2 gegeben, da der parallele Ansatz von den im Allgemeinen in der CFD verwendeten Methoden abweicht. Die Teilgebiete bzw. die entsprechenden Prozessoren können bei impliziten Problemstellungen, wie sie in der FV-Methode angewendet werden, nicht isoliert voneinander agieren. Nach [120] interagieren die Randpunkte eines jeden Teilgebietes mit den Randpunkten der benachbarten Teilgebiete. Daher muss jeder Prozess zusätzlich zu seinen Randdaten eine Kopie der Randdaten des jeweiligen Nachbarprozesses verwalten. Die Daten dieser Randpunkte (engl. *ghost cells* oder *halo layer*) ändern sich bei jedem Zeitschritt der Simulation und müssen somit via Kommunikation mit den Nachbarprozessen ständig aktualisiert werden. Ein anschaulicher Anwendungsfall einer konkreten Gebietszerlegung mit MP am Beispiel einer eindimensionalen schwingenden Saite findet sich in [120].

3.3.2 Parallelisierung von OpenFOAM

Strömungsberechnungen OpenFOAM erfolgen auf einem diskreten Gitter, welches das Berechnungsgebiet repräsentiert. Die parallele Ausführung von OpenFOAM erfordert somit ein in Teilgebiete zerlegtes Berechnungsgebiet. Für Gebietszerlegung (engl. *domain decomposition*) des Berechnungsgitters sind mehrere Methoden in OpenFOAM implementiert. Die Auswahl der entsprechenden Methode erfolgt über entsprechende Eintragungen im `decomposeParDict`. Die beiden häufigsten verwendeten und hier exemplarisch erwähnten Methoden sind die `simple`- und die `scotch`-Methode. Bei der `simple`-Methode wird das gesamte Berechnungsgitter in Teilgebiete entlang den drei Raumachsen geometrisch zerlegt. Die Anzahl der Teilungen entlang einer Raumachse müssen vom Anwender vorgeben werden und müssen der für die Berechnungen zur Verfügung stehenden Prozessoranzahl entsprechen. Die Verwendung der `scotch`-Methode erfordert außer der Eingabe der Prozessoranzahl keine weitere Anwenderaktion, sie zerlegt das Berechnungsgitter so, dass die Prozessorgrenzflächen so klein wie möglich gehalten werden, um die benötigte Interprozesskommunikation klein zu halten. Werden unterschiedlich leistungsfähige Prozessoren für eine parallelisierte Simulation genutzt, kann durch manuelles Einstellen der Prozessorgewichtung eine ausbalancierte Belastung der einzelnen Prozessoren gewährleistet werden. Durch die Zerlegung entstehen innere Teilgebietsgrenzen, die als Prozessor-Randbedingungen charakterisiert werden. Zum Post-Processing der strömungsmechanischen Resultate werden nach erfolgreichem parallelem Berechnungslauf die einzelnen Teilgebiete mit dem OpenFOAM-Befehl `reconstructPar` zum ursprünglichen Berechnungsgebiet wieder zusammengefügt. Detailliertere Angaben und Beschreibungen der OpenFOAM-spezifischen Gebietszerlegung und seiner Methoden können weiterführender Literatur wie [14] und [94] entnommen werden.

Die von OpenFOAM verwendete Parallelisierungsmethode ist der sogenannte *Zero-Halo-Layer*-Ansatz. Im Gegensatz zum *Halo*- oder auch *Ghost Layer*-Ansatz, der sehr häufig für die Parallelisierung von CFD-Anwendungen eingesetzt wird, werden beim *Zero-Halo-Layer*-Konzept die Zellen an den Prozessorgrenzen nicht dupliziert. Somit ermöglicht der *Zero-Halo-Layer*-Ansatz ein einfaches Parallelisieren von anwenderspezifischen seriellen Applikationslösungen (vgl. Kapitel 4.4). Die Zerlegung des Berechnungsgebiets in Teilgebiete erfolgt nach den oben beschriebenen Methoden. Es werden jedoch dabei keine der bereits erwähnten *ghost cells* oder auch *halo layers* an den neu entstandenen Prozessor-Grenzflächen erstellt. Der Datenaustausch zwischen den benachbarten Teilgebieten erfolgt somit ausschließlich über das Kommunikationsframework. Abbildung 3-9 stellt das *Zero-Halo-Layer*-Kommunikationsprinzip vereinfacht dar.

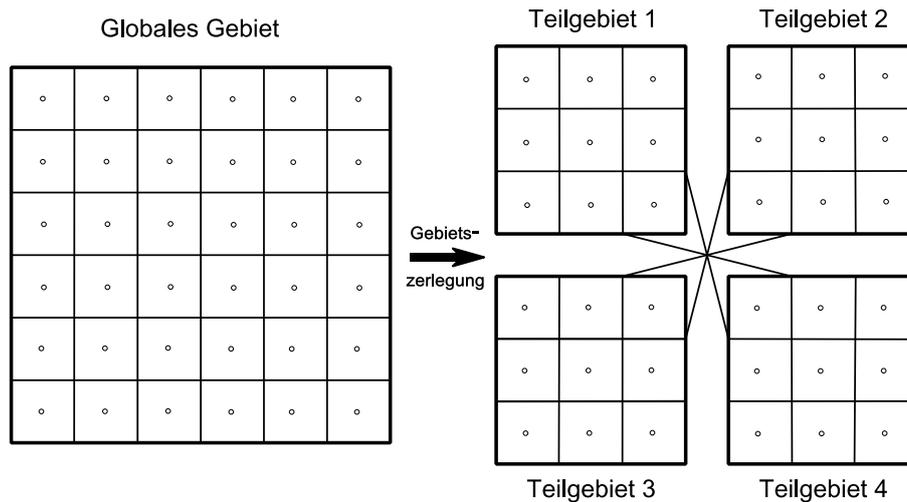


Abbildung 3-7 Prinzipielle Gebietszerlegung in OpenFOAM nach [127].

Jedes der in Abbildung 3-7 dargestellten Teilgebiete wird nach [13] auf einem separaten Prozessor mit einer separaten Kopie des Programmcodes berechnet. Der notwendige Interprozessordatenaustausch zwischen den beteiligten Prozessoren erfolgt, wie bereits oben angedeutet, über die generierten Prozessor-Randbedingungen und ist in OpenFOAM innerhalb der `processorFvPatch`- und `processorFvsPatch`-Klasse implementiert und gekapselt. Der Vorteil einer derart gekapselten MPI-Bibliothek liegt bei der erwähnten Einfachheit der Parallelisierung von neuentwickelten und hinzugefügten OpenFOAM-Applikationen.

Die Parallelisierung von OpenFOAM ist als eine datenstrombasierte Kommunikationsbibliothek aufgebaut und kann mit Hilfe eines Drei-Ebenen-Modells visualisiert werden. Die Ebenen repräsentieren die jeweilige Implementierungstiefe der Kommunikationsbibliotheken für einen parallelisierten Berechnungsablauf.

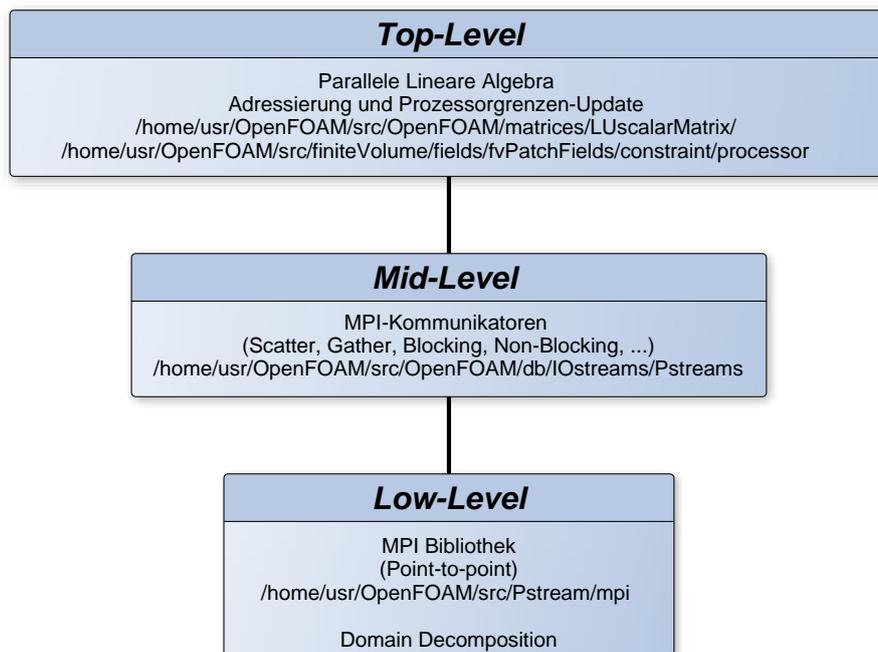


Abbildung 3-8 Kommunikationsebenen der Parallelisierung in OpenFOAM 2.1.1.

Die höchste und komplexeste Ebene der parallelen Kommunikation in OpenFOAM greift direkt auf die algebraischen Funktionalitäten der lineare Gleichungslöser zu. In dieser Ebene agieren die OpenFOAM-Klassen `lduCoupledInterface` und `processorFvPatch`, erstere ist für die Handhabung der *Out-of-Core-Updates* zuständig, aktualisiert also nach jeder Vektor-Matrix-Operation die berechneten Werte mit den errechneten Werten der benachbarten Prozessoren. Die `processorFvPatch`-Klasse ist eine Sub-Klasse von `Pstream` und ist für die Adressierung der Prozessorgrenzen für den Lösungsalgorithmus verantwortlich. Die Prozessorgrenzen haben so ausschließlich auf jede Vektor-Matrix-Multiplikation oder jedes Gauss-Seidel-Verfahren im Lösungsalgorithmus Auswirkungen, aber auf sonst nichts weiter im gesamten OpenFOAM-Programmcode. Die zweite Ebene (Mid-Level) repräsentiert die Kommunikation zwischen den einzelnen Prozessen, hier werden z.B. der `MPI_rank` der Prozessor vergeben, sowie das Senden/Empfangen von Daten via den Bibliotheksklassen `Pstream::blocking` oder `Pstream::nonblocking` gesteuert. Die dritte Ebene ist die Low-Level-Ebene, die Informationen und Parameter der verwendeten Kommunikationsbibliothek enthält. Sie enthält auch die für die parallele Ausführung von OpenFOAM erforderliche räumliche Zerlegungsmethodik des Berechnungsgebietes (engl. *Domain Decomposition*) als für den Anwender gekapselte Applikation.

In Abbildung 3-8 sind die jeweiligen Kommunikationsebenen mit den entsprechenden Pfadan-gaben des Quellcodes in Auszügen dargestellt. Der Nachrichtenaustausch zwischen den einzelnen parallel rechnenden und kommunizierenden Prozessoren erfolgt auch in OpenFOAM nach dem MPI-Standard.

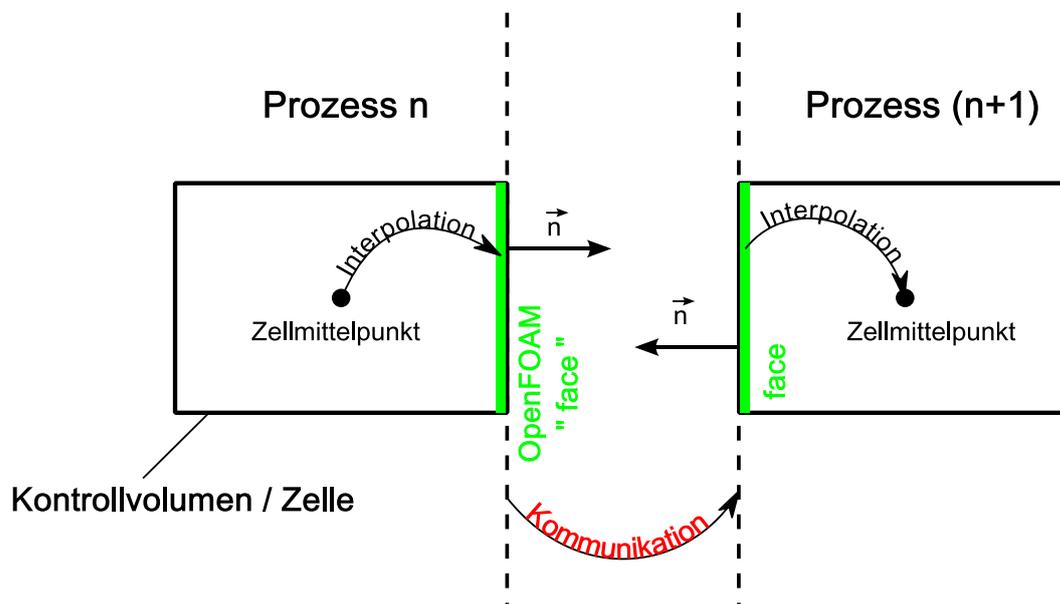


Abbildung 3-9 Prinzip der Zero-Halo-Layer – Parallelisierung in OpenFOAM 2.1.1.

Wie bereits einführend erwähnt, verwendet OpenFOAM die Finite-Volumen-Methode zur Lösung numerischer strömungsmechanischer Fragestellungen. In Kapitel 3.1 wurde erläutert, dass die diskretisierten Differentialgleichungen im Zellmittelpunkt berechnet werden (vgl. Abbildung 3-9), wobei die Lösungswerte in jedem Zellmittelpunkt direkt mit den Lösungen der Nachbarzellen verknüpft sind. Wird die Strömung parallelisiert berechnet, müssen die Lösungswerte einzelnen der Nachbarzellen, bzw. angrenzenden benachbarten Teilgebieten zur

Lösung im Zellmittelpunkt der Volumenelemente von Teilgebietsprozess n bereitgestellt werden. In OpenFOAM werden die Lösungswerte von z.B. Gradientenberechnungen vom Zellmittelpunkt auf die entsprechende Teilfläche (engl. *face*) der Zelloberfläche entsprechend dem Gauss'schen Theorem interpoliert [127]:

$$\phi_f = f_x \phi_P + (1 - f_x) \phi_N. \quad (3-51)$$

Sind die Werte auf den *faces* berechnet, können diese weiterverwendet werden, bis die Werte der Zellzentren sich verändert haben. Die in Gleichung (3-51) dargestellten Flusswerte ϕ_P und ϕ_N sind bei parallelen Applikationen auf unterschiedlichen Prozessoren angesiedelt. Der interpolierte Wert wird nun ausschließlich mittels den oben beschriebenen Kommunikationsbibliotheken in OpenFOAM von $face_n$ zu $face_{n+1}$ übermittelt und dem algebraischen Gleichungslöser in Teilgebiet $n+1$ zur Lösung seines Teilgebietsproblems bereitgestellt. Alle am parallelen Berechnungslauf beteiligten Prozesse verfahren in der Berechnung ihrer Teilgebiete nach der identischen Berechnungsvorschrift. Die Ermittlung der *face*-Werte an einer Prozessorgrenze kann, wie in [127] dargestellt, in drei Stufen eingeteilt werden:

- Sammeln aller Zellwerte des Teilgebiets und Senden der Werte an den Nachbarprozess,
- Empfangen der Zellwerte der Nachbarprozesse,
- Ermitteln der lokalen Oberflächenwerte der Prozessorgrenzen durch Interpolation.

Durch die datenstrombasierte Parallelisierung mittels der implementierten `Pstream`-Klasse und dem *Zero-Halo-Layer*-Konzept sind somit keine spezifischen parallelen Anforderungen für die Entwicklung von Applikationen in OpenFOAM erforderlich. Entwickelter Programmcode für jegliche Operationen kann sowohl seriell als auch parallel ausgeführt werden. Auch die Implementierung eines neuen Kommunikationsframeworks, wie im folgenden Kapitel 3.3.3 erläutert, ist einfach realisierbar. Das Parallelisierungskonzept erlaubt auch eine recht gute Skalierung und Effizienz von OpenFOAM auch bei massiven parallelisierten Applikationen. Dominiert jedoch die Zeit für Interprozesskommunikation die gesamte Programmausführungszeit (engl. *excecution time*) hat diese eine negative Auswirkung auf die Skalierbarkeit (vgl. [87]). Weiter bemerkenswert ist, dass es zur generellen Lösungsermittlung mittels der Finiten-Volumen-Methode der Ermittlung der globalen Konvergenz bedarf. Bei der parallelisierten Anwendung von OpenFOAM erfolgt die globale Konvergenz des Lösungssystems mittels des MPI-Kommunikators `MPI_Allreduce`. Nach [87] stellt dies einen leistungsreduzierenden Engpass in der Parallelisierung von OpenFOAM dar, der nur durch den tiefen programmiertechnischen Eingriff in die parallele lineare Algebra verbessert werden könnte.

3.3.3 Fehlertoleranz

In vielen Bereichen von Wissenschaft und Wirtschaft werden High Performance Computing (HPC)-Systeme bereits standardmäßig eingesetzt um komplexe und ressourcenintensive Simulationen in Bereichen wie z.B. der Strömungsmechanik, der Molekulardynamik, in Medizin- und Pharmazietechnik und im Finanzwesen durchzuführen. Immer neue Herausforderungen und die wachsende Tendenz zu Anwendungen von massiv parallelisierten Berechnungsum-

gebungen im HEC- (High End Computing) Bereich erfordern die Weiterentwicklung von Technologien und Softwarestrukturen, welche die wirtschaftlichen und wissenschaftlichen Potentiale von HPC gewinnbringend zu nutzen wissen und weiterentwickeln können. Die ständig wachsende Verfügbarkeit von Berechnungsressourcen [84] ermöglicht die Berechnung und Simulation von immer komplexeren und ressourcenintensiveren Aufgabenstellungen, dabei gilt es jedoch die Berechnungszeiten in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Fehler und Ausfälle im HPC-System können hierbei gravierende Auswirkungen auf Qualität, Kosten oder gar Verfügbarkeit der Simulationsergebnisse haben. Eine ausfallende Hardwarekomponente eines massiv parallelen Systems auf Grund der hohen Arbeitslasten kann ebenso zum Fehler im Berechnungslauf führen, wie ein Fehler in der System- oder Anwendersoftware. Robuste und stabile HPC- und zukünftig auch HEC-Umgebungen stellen somit schon heute und vor allem zukünftig die Grundlage zur Lösung wichtiger wissenschaftlicher und technischer Probleme dar [128]. Daher ist es zielführend die Anwendungssoftware, wie auch die Systemsoftware der HPC-Umgebungen durch Integration entsprechender innovativer Mechanismen widerstandsfähiger und fehlertoleranter zu gestalten. Das vom Bundes Ministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderte Projekt *FEToL – Eine fehlertolerante Umgebung für petascale MPI-Löser* [128] hat sich genau dies zur Zielsetzung gemacht, auf einem wie in [128] genannten „divide-and-conquer“-Prinzip basierenden, system- und anwendungsübergreifenden Softwareansatz die Ausfallsicherheit von HPC-System zu verbessern [129].

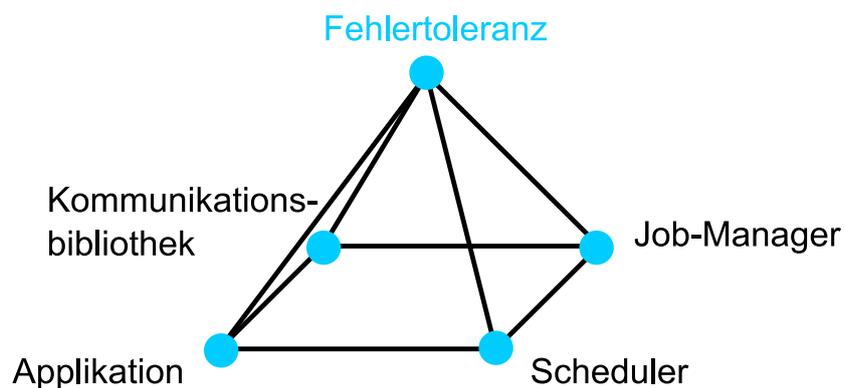


Abbildung 3-10 FEToL – Vier-Ebenen-Ansatz für Fehlertoleranz nach [129].

Das in Abbildung 3-10 dargestellte Schema des FEToL-Projekts basiert auf der zusätzlichen Implementierung fehlertoleranter Ebenen bei massiv parallelen Anwendungen. Die vier Ebenen repräsentieren die einzelnen Ansatzpunkte von FEToL. Um das Ziel Fehlertoleranz zu erreichen, muss zum einen auf der Anwendungsseite die Applikation also solches fehlertolerant ausgelegt werden und auch eine entsprechend adaptierte Kommunikationsbibliothek verwendet werden. Zum anderen müssen systemseitig der Scheduler und der Job-Manager hinsichtlich fehlertoleranter Aspekte ausgelegt und optimiert werden. Ein wesentlicher Aspekt des Ansatzes ist die Gruppierung der am Gesamtjob beteiligten Prozesse, was bedeutet, dass die einzelnen Prozesse zu sogenannten Prozess-Bündeln zusammengefasst werden. Die Prozess-Bündel (PB), wie in Abbildung 3-11 aufgezeigt, können auf einem oder mehreren Berechnungsknoten des Systems laufen. Für die Kommunikation der Prozesse innerhalb eines Bündels wird die MPI-Bibliothek benutzt, die Kommunikation zwischen den Bündeln und den

Prozessen unterschiedlicher Prozess-Bündel erfolgt mittels dem Multi-Agenten-System BOND, wie es ausführlich in [130] beschrieben ist.

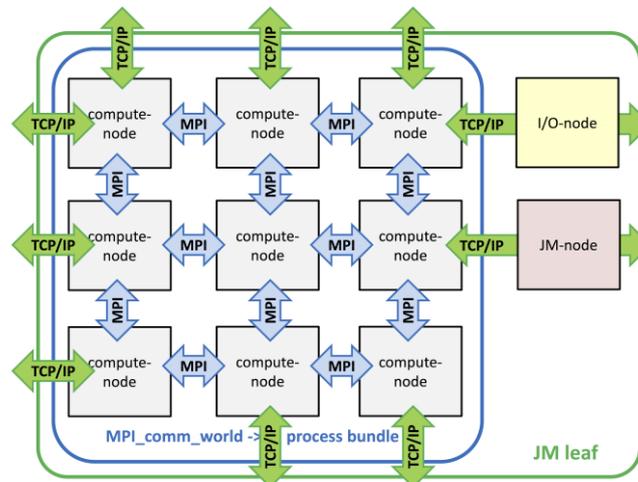


Abbildung 3-11 Schematische Darstellung der Prozess-Bündel in FEToL nach [129], die grünen Pfeile repräsentieren die Kommunikation zwischen den PB mittels BOND.

Fallen PB auf Grund von Hardware oder Netzwerkfehlern aus, besteht die Gefahr dass der Zustand des PBs undefiniert ist und neugestartet werden muss. Dazu müssen die Daten des PBs als sogenannter Checkpoint vorgehalten werden. Für den Neustart der Applikation auf dem ausgefallenen PB können aber auch die Daten der Nachbar-PBs zur Lösung des Randwertproblems verwendet werden. Die Applikation und auch das System müssen in der Lage sein Checkpoint-Daten auszuschreiben und für einen Neustart vorzuhalten.

Als eine der Zielapplikationen in FEToL wurde OpenFOAM hinsichtlich seiner Fähigkeit zur Fehlertoleranz während der Projektlaufzeit untersucht. Die Anwendung von OpenFOAM für komplexe physikalische Berechnungen auf massiv parallelen Hardwaressystemen stellt dafür die prinzipielle Ausgangssituation dar. Um eine ressourcenintensive Aufgabenstellung für das Projekt bereitzustellen, wurde OpenFOAM durch die Implementierung von akustischen Analogien für aeroakustische Berechnung erweitert, was die Grundlage dieser Arbeit darstellt und im folgenden Kapitel 4 ausführlich beschrieben und erläutert wird. Der projektbezogene Hintergrund und die daraus resultierende Anwendung in HPC- und HEC-Umgebungen war auch der maßgeblich Grund für die Wahl der Ein-Netz-Strategie für CFD und CAA im akustischen Nahfeld.

4 Modellierung

4.1 OpenFOAM – Applikationen und Bibliotheken

Allgemeines und Einführung in C++ Objektorientierte Programmierung

Die Durchführung einer numerischen strömungsmechanischen Simulation (engl. *CFD-Simulation*), auch mit OpenFOAM, erfolgt prinzipiell in fünf Schritten [19]: Problemdefinition, mathematische Modellierung, Diskretisierung des Berechnungsgebietes, Diskretisierung der zu lösenden analytischen Differentialgleichungen und der abschließenden Ergebnisanalyse. Für jeden der genannten Schritte einer CFD-Simulation existieren in der OpenFOAM-Bibliothek entsprechende vorkompilierte ausführbare Programme, Funktionen und Anwendungen. Wie eingangs in Kapitel 2.1 erwähnt, ist OpenFOAM, bestehend aus ca. 1,3 Mio. Zeilen Programmcode, eine Sammlung von mehr als 80 objektorientierten C++-Bibliotheken, die die Basis für über 200 Applikationen sind. Die Applikationen werden in zwei Kategorien eingeteilt, die Standardlöser (engl. *application solvers*) und die Hilfsprogrammen (engl. *utilities*) für die Vor- und Nachbereitung von Simulationen (engl. *Pre- and Post-Processing*). Anmerkend sei an dieser Stelle auf den formalen Unterschied zwischen Standardlösern, z.B. `pisoFoam` und den linearen Gleichungslösern wie z.B. `PCG` für das Lösen der algebraische Gleichungssysteme diskretisierter strömungsmechanischen Modellgleichungen hingewiesen.

Die objektorientierte Programmiersprache C++ ermöglicht es, eine logische Einheit aus Daten und Funktionen zu bilden und somit den Zugriff auf die Daten nur noch über sogenannte Elementfunktionen einzuschränken. Die gekapselten Einheiten werden Klassen genannt. In OpenFOAM werden diese Klassen benutzt, um Typen und assoziierte Operationen zu deklarieren, die die mathematische Sprache programmrelevant übersetzen. Beispielhaft kann das Geschwindigkeitsfeld mathematisch als \vec{U} im Programmcode durch das Symbol `U` repräsentiert werden. Die Geschwindigkeit einer Strömung ist stets ein Vektorfeld, für das im Programmcode von OpenFOAM eine entsprechende `vectorField`-Klasse existiert. Das bedeutet, dass das Geschwindigkeitsfeld `U` somit ein Objekt der `vectorField`-Klasse sein muss. Es können somit mittels des objektorientierten Ansatzes mathematische und physikalische Objekte erstellt werden, die grundsätzlich zur Lösung mathematischer Modelle physikalischen Ursprungs hinzugezogen werden können. Die objektorientierte Code-Struktur vereinfacht die Handhabung und die eventuelle Fehlersuche (engl. *debugging*) selbst geschriebener Funktionen. Neue Klassen können auch aus bestehenden Klassen abgeleitet werden bzw. bestehende Klassen können Funktionalitäten übergeordneter Klassen beinhalten oder von diesen Klassen abgeleitet sein. Die oben genannte `vectorField`-Klasse kann aus der `vector`- und `Field`-Klasse abgeleitet sein. C++ bietet ebenso die Möglichkeit Template-Klassen als Mustervorlage zu verwenden und die allgemeinen Eigenschaften des Klassentemplates auf die abgeleiteten Klassen zu vererben. Das Klassentemplate `Field<Type>` kann somit ein Feld beliebigen Typs wie `scalar`, `vector`, `tensor` etc. repräsentieren. Durch diese Eigenschaft werden Redundanzen klein gehalten und der Programmcode erhält eine Klassen-Hierarchie. Das modulare Design und der hohe Abstraktionsgrad von OpenFOAM erlauben dem Anwender oder Entwickler leicht neue mathematische Modelle zu generieren [19]. Der objektorientierte Aufbau

erlaubt dem Entwickler vorhandene Applikationen zu modifizieren oder einzelne Funktionalitäten der vorkompilierten Bibliothek für Neuentwicklungen wiederzuverwenden, ohne den existenten Programmcode zu beeinflussen. Weiterführende Literatur zum entwicklungspezifischen Umgang mit OpenFOAM ist zusätzlich zu den in Kapitel 2.1 genannten Referenzen [14,16,17,19] auch die Internet-Plattform *OpenFOAMwiki* [73] und das umfangreiche Lehrmaterial [131] der SCAI-Abteilung des Hochleistungsrechenzentrums CINECA in Bologna, Italien.

Finite-Volumen-Methode

OpenFOAM verwendet für die Lösung der strömungsmechanischen Aufgabenstellungen die bereits in Kapitel 3.1 grundlegend vorgestellte Finite-Volumen-Verfahren 2. Ordnung. Die Anwendung der Finite-Volumen- (FV)-Methode erfordert zu allererst die Zerlegung des kontinuierlichen Berechnungsgebietes in endlich viele Volumenzellen, die mit ihren Zellmittelpunkten und den Zelloberflächen als Stützstellen für die numerische Lösung des physikalischen Problems dienen. Die räumliche Diskretisierung im OpenFOAM-spezifischen Zusammenhang wird nachstehend erläutert. Der numerische Lösungsansatz in OpenFOAM für diskretisierte partielle Differentialgleichungen kann auf jedem beliebigen dreidimensionalen unstrukturierten Rechengitter erfolgen. Für die meisten mathematischen Modelle komplexer physikalischer Prozesse wie z.B. komplexe Strömungen existiert noch keine analytische Lösung, weshalb diese durch numerische Methoden angenähert werden muss. Dazu muss das System der nicht zu lösenden partiellen Differentialgleichungen in ein algebraisches Lineares Gleichungssystem von algebraischen Gleichungen überführt werden, welches an den oben erwähnten diskreten Stellen (in Abbildung 4-1 Zellmittelpunkt P und N) des Rechengitters gelöst werden kann.

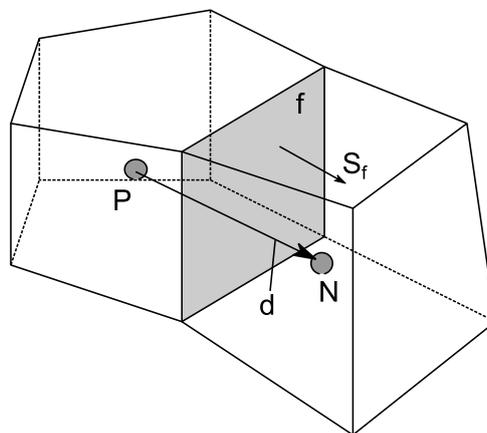


Abbildung 4-1 Finite-Volumen-Verfahren in OpenFOAM [18].

Dabei werden die konvektiven und diffusen Flüsse (in Abbildung 4-1 d) des Transportproblems über die Seitenflächen (f in Abbildung 4-1) der Zellen explizit ausgewertet. Weiterführende Literatur bzgl. der FV-Methode findet sich bei Ferziger [74] oder bei Schwarze [97] mit Bezug zu OpenFOAM.

Räumliche Diskretisierung in OpenFOAM

Die Diskretisierung des Berechnungsgebietes ist ein wesentlicher Teil der FV-Methode und beansprucht einen großen Teil der benötigten Zeit einer CFD-Simulation. Das Berechnungsgitter selbst trägt einen großen Anteil an der numerischen Lösung und muss entsprechende Kriterien erfüllen, um eine valide und genaue Lösung zu erhalten. OpenFOAM definiert die Rechengitter mit beliebigen polyedrischen dreidimensionalen Volumenelementen, die polygonale Seitenflächen besitzen und eine unbegrenzte Anzahl an Seitenflächen besitzen dürfen. Jede Seitenfläche kann beliebig viele Kanten besitzen, für die keine Einschränkung bezüglich ihrer Linienführung existiert. In Abbildung 4-2 ist ein entsprechendes zweidimensionales unstrukturiertes Rechengitter mit Nachbarschaftsbeziehungen beispielhaft dargestellt. Die Kanten können somit eine gerade wie auch gebogene Verbindung zwischen den Eckpunkten sein. Für die Erstellung eines derartigen Berechnungsnetzes wird auf die `polyMesh`-Klasse zurückgegriffen. Darin sind die zur Erstellung eines Gitters notwendigen Datenstrukturen enthalten die sich aus Punkten, Flächen, Besitzer- und Nachbarverknüpfungen, Zellen und Grenzflächen zusammensetzen. Zur besseren Lesbarkeit wird im Folgenden die OpenFOAM Nomenklatur für die oben aufgeführten netzrelevanten Daten verwendet, welche entsprechend `points`, `faces`, `owner`, `neighbour`, `cells` und `boundary` sind.

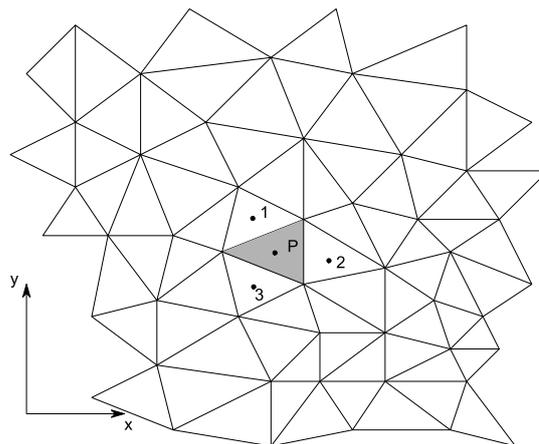


Abbildung 4-2 Zweidimensionales unstrukturiertes Netz mit Nachbarschaftsbeziehungen [97].

Die Verarbeitung der räumlichen Informationen kann programmtechnisch nur in Form von Listen erfolgen. Die Erstellung des Berechnungsnetzes beginnt mit der anwenderseitigen Definition der `points` (Punkte). Die `points` definieren alle Punkte des Netzes als Koordinatenvektoren in `vectorField`, welche als Liste weggeschrieben werden, jedoch nicht mit den Zellkernen zu verwechseln sind. Die `points` spannen die `faces` auf und werden als `faceList` abgelegt, die die Nummerierung der Punkte beinhaltet. Analog dazu wird eine Liste `cellList` angelegt, die die Nummerierung der Seitenflächen der jeweiligen Volumenzelle zuordnet. Für eine eindeutige Zuweisung einer Seitenfläche kann jeweilige stets nur zu einer Volumenzelle gehören. Dies ist grundlegende Voraussetzung für den Austausch von berechnungsrelevanten Daten oder Ergebnissen zwischen zwei benachbarten Zellen. Dazu werden die beiden `labelLists` `owner` und `neighbour` erstellt, die die Auflistung der jeweiligen `faces` enthalten, die entweder zu eigenen Zelle gehören `owner` oder der Nachbarzelle `neighbour` zugeordnet sind.

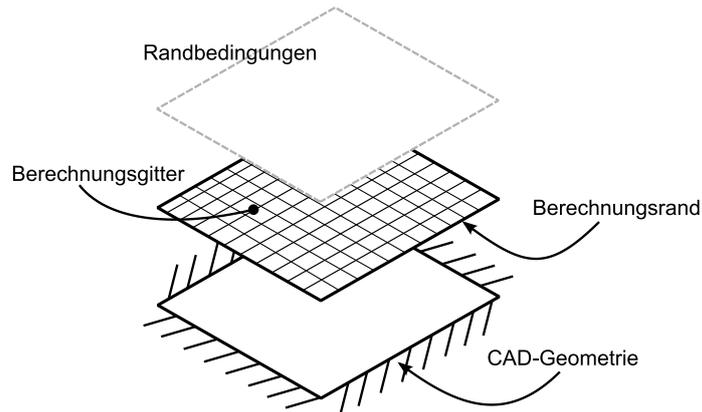


Abbildung 4-3 Prinzipielle Darstellung der Zusammenhänge von CAD-Geometrie, Berechnungsgitter, Berechnungsränder und den applizierten Randbedingungen [19].

Zur kompletten Definition des Berechnungsgitters müssen noch dessen Ränder bzw. Grenzflächen beschrieben werden. Alle notwendigen Informationen über die Ränder des Netzes werden in `boundary` gesammelt. Die zur Grenzfläche des Berechnungsgebietes gehörenden `faces` werden zu sogenannten *patches* zusammengefasst und dienen nur zur topologischen Definition des Rechengitters (vgl. Abbildung 4-3). Die Zuordnung der physikalischen Randbedingungen für die zu berechnenden Felder wie z.B. für das Geschwindigkeitsfeld \vec{U} oder das Druckfeld p erfolgt separat über die Typisierung der *patches* als z.B. `patch`, `wall`, `symmetryPlane`, etc.

In der FV-Methode wird für jede Volumenzelle eine algebraische Gleichung erstellt, wenn für die Diskretisierung der Gleichung eine implizite Methode angewendet wird [19]. Die Koeffizienten und entsprechenden Variablen der diskreten Gleichungen sind stark von der Rechengittertopologie und den auf die `faces` interpolierten Werte abhängig. Die Werte in den Zellkernen werden in OpenFOAM im `internalField` gespeichert. Um die Tensorwerte der zu berechnenden Felder auf die Punkte des geometrischen Rechengitters zu projizieren, existiert in OpenFOAM die Templateklasse `GeometricField`, mit welcher mehrere Kategorien von geometrischen Feldern definiert werden können (vgl. Abbildung 4-4) [19]. Diese ist in drei Unterkategorien eingeteilt. Die erste Kategorie beschreibt die bereits oben angesprochenen Felder `volScalarField` oder `volVectorField`, welche die Daten in den Zellkernen abspeichern. Weiter existieren die geometrischen Felder, die die Werte in den Zentren der Seitenflächen abspeichern. Diese werden an den Rändern benötigt, um die Randbedingungen zu definieren oder auch mittels `surfaceScalarField` den Fluss ϕ zwischen zwei benachbarten Zellen zu bestimmen. Als letzte Kategorie gelten die `pointScalarField` oder `pointVectorField` Typen, mit welchen die Werte in den Punkten des Gitters bzw. an den Punkten der Ränder definiert sind.

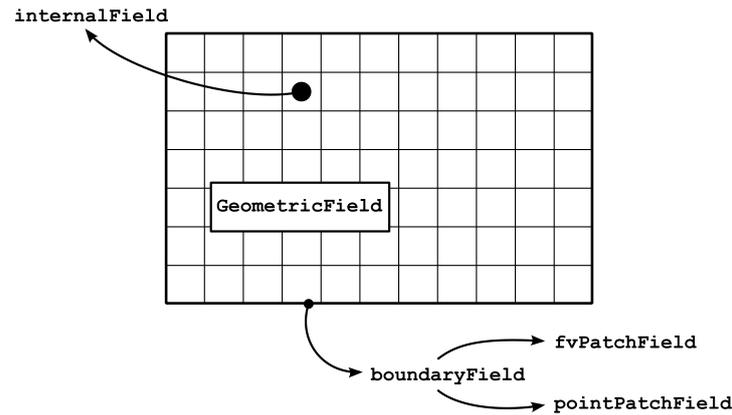


Abbildung 4-4 Vereinfachte Visualisierung der Klasse GeometricField [19].

Wie im späteren Verlauf aufgezeigt wird, erfolgt der programmtechnische Zugang zu den Werten der einzelnen oben aufgeführten und beschriebenen Feldern mittels des Operators `[]`, wobei der Rückgabewert eine Liste entsprechender `patches`, `faces` oder `points` sein kann.

Ausführlichere Hintergrundinformation bzgl. der Definition und Deklaration von Berechnungsgittern in OpenFOAM sowie der vertieften Umgang mit den Klassen und Objekten würden den Rahmen dieser Arbeit überschreiten und können weiterführender Literatur wie [18] oder [19] entnommen werden.

Diskretisierung der Gleichungen in OpenFOAM

Um partielle Differentialgleichungen wie z.B. Gleichung (4-1), die Impulsgleichung der Navier-Stokes-Gleichungen in konservativer Form,

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \phi \vec{u} \vec{u} - \nabla \cdot \mu \nabla \vec{u} = -\nabla p \quad (4-1)$$

mit OpenFOAM numerisch zu approximieren, sind bereits eine Vielzahl an mathematischen Operatoren und Funktionen als eigenständige Objekte und Klassen implementiert. Diese Objekte und Klasse repräsentieren die einzelnen mathematischen Terme der partiellen Differentialgleichung. Die oben dargestellte Impulsgleichung (4-1) lässt sich somit eindeutig wie folgt (Listing 4-1) in OpenFOAM-Syntax ausdrücken:

```
solve
(
    fvm::ddt(rho, U)
  +fvm::div(phi, U)
  -fvm::laplacian(mu, U)
  ==
  -fvc::grad(p)
```

Listing 4-1 Exemplarische Darstellung eines Gleichungslösers mittels der objektorientierten OpenFOAM-Syntax mathematischer Ausdrücke einer partiellen Differentialgleichungen (4-1) [14].

Die einzelnen Terme der partiellen Differentialgleichungen (4-1) enthalten Tensoren und Ableitungen dieser nach Raum und Zeit und werden mittels Differentialoperatoren beschrieben. Dabei wird zwischen impliziten und expliziten Termen unterschieden. Die impliziten Terme werden zur Erstellung des algebraischen Gleichungssystems, der Koeffizientenmatrix, herangezogen und werden durch die diskreten Differentialoperatoren des `fvm::(finiteVolumeMethod) namespaces` evaluiert. Explizite Terme werden mittels der diskreten Operatoren des `fv::(finiteVolumeCalculus) namespaces` mathematisch dargestellt und ergeben neue Felder als Ergebnisse. Nach [19] stellen somit implizite Terme bzw. Operatoren die Koeffizientenmatrix der algebraischen Systeme als Rückgabewerte der Objekt-Klasse `fvm::` dar, wobei der Rückgabewert der expliziten Terme bzw. Operatoren in der Klasse `fv::` neue explizite Felder, also ein Ergebnis der Berechnung sind wie z.B. bei der Berechnung des Druckgradienten.

Die Diskretisierung durch numerische Approximationen erfolgt durch den Einsatz von numerischen Verfahren, um die Werte der gesuchten Größen und ihrer Ableitungen nach Raum und Zeit auf den Seitenflächen der Volumenzellen zu spezifizieren. In OpenFOAM sind viele verschiedene numerische Lösungsverfahren für differentielle Operatoren wie z. B. für die erste zeitliche Ableitung `ddt`, den Laplace- Operator `laplacian`, die Divergenz `div` oder den Gradient-Operator `grad` implementiert. Es wird in numerische Interpolations- und numerische Differentiationsverfahren unterschieden. Sie werden durch die Eintragungen im `fvSchemes`-Skript im Unterordner `system` des Berechnungsfalles ausgewählt und die entsprechenden numerischen Verfahren für die jeweiligen Skalar-, Vektor- oder Tensorfelder angewandt.

Lösen der Algebraischen Gleichungssysteme

Das lineare Gleichungssystem der Differenzgleichungen wird in Matrixform (4-2) ausgedrückt und kann damit iterativ gelöst werden:

$$[A] \cdot [x] = [b]. \quad (4-2)$$

Dabei ist `[A]` die Koeffizientenmatrix, `[x]` der Vektor der zu ermittelnden Variablen und `[b]` der Vektor der Quellterme auf der rechten Gleichungsseite. Die Größe des linearen Gleichungssystems ist direkt proportional zur Anzahl der Volumenelemente des Berechnungsgitters. Jede Reihe der Matrixgleichung (4-2) repräsentiert die Verbindungen der entsprechenden Volumenzelle zu den anderen Volumenzellen. Im `fvSolution`-Skript werden entsprechend der Problemstellung die passenden linearen Gleichungslöser `PCG`, `GAMG`, etc. eingetragen und deren numerische Parameter eingestellt, um eine konvergente Lösung des Problems zu erhalten.

OpenFOAM verfügt auch über eine Vielzahl von Standardlösern für kompressible und inkompressible, stationäre und transiente Strömungen, Mehrphasenströmungen, Wärmetransfer und vielem mehr [14]. Für die Entwicklung von `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` wurde auf die beiden transienten Solver `pisFoam` für inkompressible und `rhoPimpleFoam` für kompressible Simulationen von strömungsinduzierten akustischen Ereignissen zurückgegriffen. Diese Standardlöser sind nicht mit den linearen Lösern zum Lösen der algebraischen

Gleichungssysteme zu verwechseln. Standardlöser wie zum Beispiel `pisoFoam` greifen lediglich während ihrer Laufzeit auf die linearen Gleichungslöser zu.

Für eine detaillierte Beschreibung der Standardlöser und die Funktionalitäten und Anwendung numerischen Diskretisierungs- und Interpolationsverfahren in OpenFOAM sowie die Auswahl und Einstellungen der linearen Gleichungslösern wird an dieser Stelle auf weiterführende Literatur wie [18,19] verwiesen.

Turbulenzmodellierung

OpenFOAM verfügt über zahlreiche Implementierungen von Turbulenzmodellen. Der OpenFOAM-Anwender muss die eingesetzten Turbulenzmodelle analog zu den eingangs erläuterten Standardlösern auf die Anforderungen des jeweiligen Berechnungsfalles anpassen. Entwickler können auf Grund der objektorientierten Programmierung die Turbulenzmodelle in einfacher Weise modifizieren oder die Bibliothek um neue Turbulenzmodelle erweitern. Die im weiteren Verlauf verwendeten Turbulenzmodelle sind vorwiegend Wirbelviskositätsmodelle wie das Ein-Gleichungsmodell *Spalart-Allmaras* und die Zwei-Gleichungsmodelle *k-ε*- oder *k-ω-SST*-Modelle, wie sie in [74,97] beschrieben sind. Vereinzelt wird auch der modellierte strömungsakustische Ansatz in OpenFOAM im Rahmen einer Large-Eddy-Simulation (LES) zur Anwendung kommen. Von einer weiteren fundierten Betrachtung der Turbulenzmodelle wird Abstand genommen, da sich deren Einsatz im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf deren reine Anwendung beschränkt. Es wird an dieser Stelle auf die Fachliteratur wie [74] hingewiesen.

OpenFOAM – Case Setup

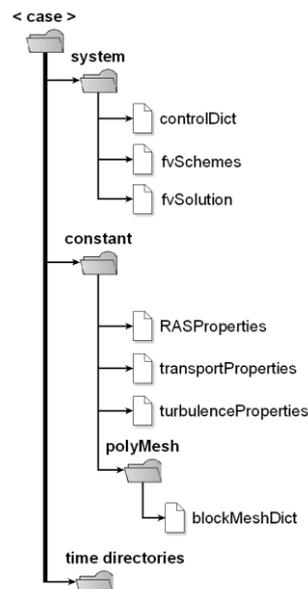


Abbildung 4-5 Allgemeine Ordnerstruktur eines OpenFOAM-Berechnungsfalles [14].

Jeder OpenFOAM-Simulationsfall (engl. *OpenFOAM-case*) muss für eine erfolgreiche Berechnung der Ergebnisse dieselbe grundlegende Ordnerstruktur aufweisen, wie sie in Abbildung 4-5 dargestellt ist. Der *case*-Ordner enthält die drei Unterordner *constant*, *system* und die Ordner der Ergebniszeitschritte, die *time directories*. Die *time directories* werden nach jedem zu speichernden Zeitschritt ausgeschrieben und mit entsprechendem Zeitstempel betitelt. Sie enthalten die berechneten Skalar-, Vektor- und Tensorfelder. Die Reihe der *time directories*-

Ordner beginnt stets mit dem 0 -Ordner, welcher die Anfangs- und Randbedingungen jedes zu berechnenden Feldes enthält. Im *constant*-Ordner stehen die Spezifikationen und physikalischen Eigenschaften des Berechnungsfalles und er enthält einen weiteren Unterordner *poly-Mesh*, welcher die vollständige Beschreibung und Definition des Berechnungsnetzes (engl. *mesh*) einschließt. Der *system*-Ordner beinhaltet alle Eigenschaften und Einstellungen, die den entsprechenden Standardlöser sowie die eingesetzten linearen Gleichungslösern und numerischen Verfahren betreffen

4.2 Akustik-Löser – `acousticFoam` für inkompressibel Strömungen

Teile der folgenden Kapitel 4.2 - 4.5 sind bereits teilweise im Juni 2015 als Fachartikel *Implementation of Acoustic Analogies in OpenFOAM for Computation of Sound Fields* im Open Journal of Acoustics, 5, 29-44 veröffentlicht worden.

Wie bereits einleitend in Kapitel 2.1 und 2.2 diskutiert, existieren unterschiedliche Ansätze für aeroakustische Simulationen. Viele dieser Ansätze sind sogenannte hybride Ansätze für aeroakustische Simulationen, um der großen Disparität der physikalischen Skalen von Strömungsdruck 10^5 [Pa] und Schalldruck $10^{-5} - 10^1$ [Pa] entgegen zu wirken. Dazu werden die strömungsmechanischen Gleichungen auf einem räumlich stark begrenzten Berechnungsgebiet mit feinaufgelöstem Rechengitter berechnet und die akustisch relevanten Parameter auf das akustische Gitter, ein ausgedehnteres und gröberes Berechnungsgitter, transformiert. Abschließend wird die Schallausbreitung innerhalb des akustischen Berechnungsgitters bzw. auch bis zu einem spezifischen Beobachterpunkt im akustischen Fernfeld ermittelt. Durch die kleine räumliche Ausdehnung des Strömungsgebietes und der relativ großen Gitterauflösung des akustischen Berechnungsgebietes können Einschränkungen durch begrenzte Rechenressourcen reduziert werden, worin ein großer Vorteil der hybriden Ansätze liegt. Unterschiedliche numerische Ansätze für aeroakustische Simulationen mit OpenFOAM im speziellen finden sich in Arbeiten von Stein, Nilsson, Doolan, Piscaglia, Oshima oder Fischer [10,11,62,72,79,132,133]. Bei Stein wird z.B. der Ansatz der linearisierten Euler-Gleichungen verfolgt, wogegen in [70] von Karposhin und Strizhak die akustischen Berechnungen erst im Post-Processing an diskreten und spezifischen Beobachterpunkten im Fernfeld erfolgen. In der Arbeit von Nilsson [11] wurde dagegen die Implementierung der akustischen Analogie nach Lighthill in OpenFOAM untersucht, sie stellt somit einen thematischen Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit dar. Um akustische Quellen in RANS-Simulationen ermitteln zu können, werden auch stochastische Verfahren verwendet, wie es z.B. Cozza in [71] für die Implementierung in OpenFOAM beschrieben hat.

Der in dieser Arbeit verfolgte, neue Modellierungsansatz sieht die Implementierung der Akustik Analogie nach Curle in OpenFOAM vor, um strömungsakustische Aufgabenstellungen mit im Berechnungsgebiet befindlichen, stationären und schallharten Wänden oder Objekten zu simulieren. Aufgrund des HPC-Gedankens soll, im Gegensatz zu den eingangs erwähnten hybriden Verfahren, die numerische Ermittlung der strömungsmechanischen und akustischen Felder auf ein und demselben Berechnungsgitter erfolgen.

Basis für die Herleitung der akustischen Wellengleichung sowie für die numerische Betrachtung von aeroakustischen Ereignissen ist die Zerlegung der Strömungsgrößen in Gleich- und Schwankungsteile. Die Schwankungsteile oder auch Störungsgrößen repräsentieren die akustischen Größen Schalldruck, Schallschnelle und Dichteschwankungen. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die numerische Betrachtung und Berechnung von turbulenzbedingten akustischen Quellen aus gegebenen Größen der zugrundeliegenden Strömung. Die akustischen Quellen werden durch die Implementierung akustischer Analogien nach Lighthill und Curle ermittelt. Ausgehend von diesen akustischen Quellen wird die wellenförmige Ausbreitung der Schwankungsanteile berechnet. Ziel ist es die dominierenden Schallquellen einer tur-

bulenten Strömung zu lokalisieren und zu visualisieren und die daraus resultierenden Schwan-
kungsanteile des Druckfeldes zu berechnen und darzustellen, welches das akustische Nahfeld
repräsentiert. Für die Strömungs- und Akustiksimulation muss das Berechnungsgebiet nur ein-
mal räumlich diskretisiert werden. Die Berechnung der akustischen Größen bzw. akustischen
Felder wie Schallquellen und Schalldruck findet zeitgleich mit der iterativen Berechnung der
instationären Strömung statt. Der objektorientierte Programmieransatz ermöglicht es den nu-
merischen Ansatz mit geringfügigen Anpassung des Quellcodes für inkompressible und kom-
pressible Strömungen zu verwenden. Die modifizierten OpenFOAM-Löser für Akustiksimulati-
onen sind parallelisiert und somit für den Einsatz in einer HPC-Umgebung ausgelegt.

Wie in Kapitel 3.2.3 aufgezeigt, vereinfachen sich bei der Annahme von inkompressiblen ($\rho =$
 $const$), isentropen, newtonischen ($\tau = 0$) und reibungsfreien Fluiden bei kleinen Mach- und
hohen Reynolds-Zahlen die akustischen Analogien nach Lighthill und Curle. Diese
Vereinfachungen schränken zwar deren allgemeine Anwendbarkeit ein, vereinfachen aber
anfangs in nicht unerheblichem Maße deren numerische Implementierung in bestehende
Löser von OpenFOAM. Die Implementierung eines Akustik-Lösers auf Basis akustischer
Analogien zunächst in einen inkompressiblen Strömungslöser in OpenFOAM erfolgte
entsprechend dem in Abbildung 4-6 dargestellten Programmablaufplan. Ausgangspunkt für
die Entwicklung des inkompressiblen Akustiklöser `acousticFoam` ist der OpenFOAM-Löser
`pisoFoam` für transiente und inkompressible Strömungen.

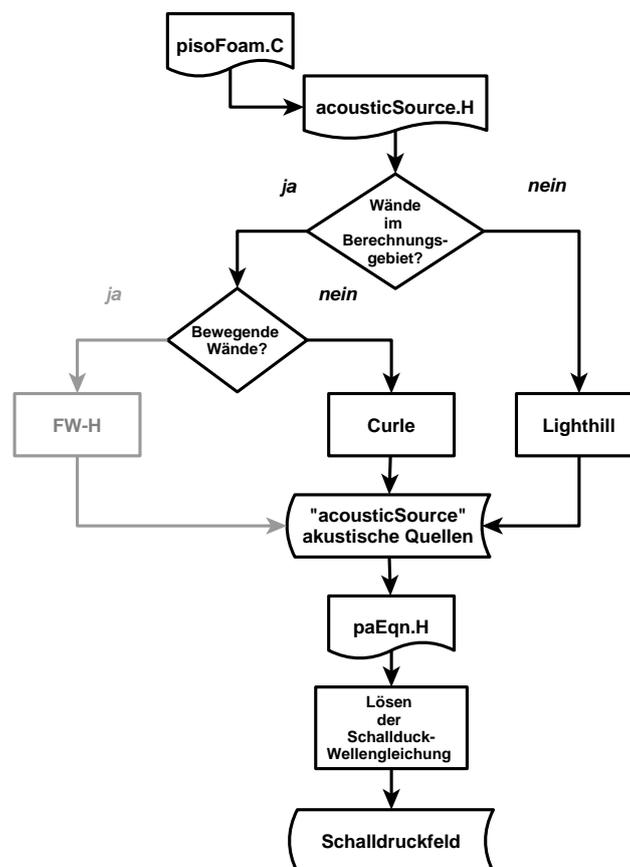


Abbildung 4-6 Programmablaufplan (PAP) des Akustik-Lösers `acousticFoam` für inkompressible Strömungen.

Die grundlegende Struktur und Funktionalität des originalen inkompressiblen Strömungslösers `pisoFoam` wurde durch die Implementierung der zusätzlichen akustischen Berechnungen auf Grund der objektorientierten Struktur des Quellcodes von OpenFOAM nicht verändert oder beeinflusst. Zur Berechnung der akustischen Größen wird innerhalb der Laufzeit-Schleife, jedoch nach der Kopplung von Druck und Geschwindigkeit (PISO-Schleife) sowie Berechnung der Turbulenzen entsprechend des jeweilig verwendeten Turbulenzmodells die Header-Datei `acousticSource.H` im Löser-Skript von `acousticFoam.C` eingebunden. Diese Header-Datei beinhaltet die Berechnung der akustischen Quellen nach Lighthill [2] und Curle [3]. Die Auswahl der jeweiligen Analogie erfolgt entsprechend dem Aufbau und den eingestellten physikalischen Randbedingungen der zu berechnenden Simulationsaufgabe. Existieren im Simulationsfall keine Wand-Randbedingungen, so werden die akustischen Quellen ausschließlich nach Lighthill berechnet. Enthält der aufgesetzte Simulationsfall Randbedingungen, die als physikalische Wände deklariert sind, erfolgt eine Unterscheidung, ob diese Wände stationär oder in Bewegung sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Implementierung der akustischen Analogien ausschließlich auf stationäre Wände und Oberflächen beschränkt. Bei Randbedingungen, die stationären Wände repräsentieren, werden die akustischen Quellen nach der akustischen Analogie von Curle berechnet.

Die ermittelten Schallquellen aus `acousticSource.H` werden mittels `#include`-Befehl in `acousticFoam.C` eingebunden. In `paEqn.H` erfolgt die akustische Zerlegung der Strömungsgrößen \vec{U} , p und ρ in Gleich- und Schwankungsteile. Die Schwankungsteile repräsentieren die akustisch wirksamen Fluktuationen der berechneten Strömung. Die Ausbreitung dieser akustischen Schwankungsgrößen wird mit der inhomogenen Wellengleichung beschrieben. In `paEqn.H` wird diese inhomogene Wellengleichung des Schalldrucks gelöst. Eine detaillierte Beschreibung der Ausbreitung der Schwankungsgrößen erfolgt in Kapitel 4.2.3.

Der Applikations-Löser `acousticFoam` benötigt somit zur eigentlichen Löser-Datei `acousticFoam.C` zusätzlich die Header-Dateien `acousticSource.H`, `paEqn.H` und die für akustische Berechnungen erweiterte Datei `createFields.H`. In `createFields.H` müssen die berechneten Felder der akustischen Quellen und des Schalldrucks als solche zur Ausgabe und späteren Visualisierung implementiert sein. Die komplette Ordnerstruktur des inkompressiblen Akustik-Lösers `acousticFoam` nach erfolgreicher Kompilierung ist der Abbildung 4-7 zu entnehmen.

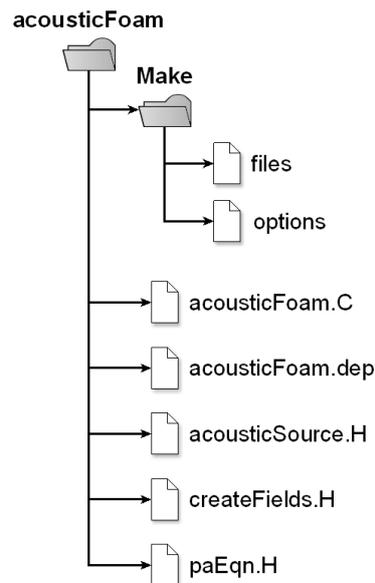


Abbildung 4-7 Ordnerstruktur des Akustik Lösers `acousticFoam`.

Das nachfolgende Listing 4-2 zeigt einen Auszug aus `createFields.H` mit der Deklaration der akustischen Felder. Dabei repräsentiert `acousticSource` das skalare Berechnungsfeld für die räumliche Verteilung der akustischen Quadrupol-Quellen und das Vektorfeld `pSurfaceSource` steht für die Berechnung der akustischen Dipol-Quellen an stationären und schallharten Oberflächen innerhalb des Berechnungsgebietes. Die Darstellung der räumlichen Verteilung des Schalldrucks wird mittels des Skalarfeldes `pa` realisiert. Für die Berechnung der akustischen Quellen `acousticSource` und `pSurfaceSource` wie auch des Schalldruckfeldes `pa` sind entsprechend den in Kapitel 3.2 diskutierten Gleichungen weitere physikalische Konstanten notwendig. Die Deklaration der skalaren dimensionsbehafteten Konstanten erfolgt mittels der `dimensionedScalar`-Bibliothek. Dabei steht die Konstante `c` für die Schallgeschwindigkeit c [m s^{-1}] im ruhenden Fluid und ist für die Lösung der Ausbreitung des Schalldrucks erforderlich. Sie muss entsprechend den physikalischen Gegebenheiten des aufgesetzten Simulationfalles dimensioniert werden.

Für die Generierung der akustischen Quellen und Simulation der resultierenden Schallabstrahlung muss nach Kapitel 3.2 die Dichte ρ , der Druck p und die Geschwindigkeit \vec{U} in Gleich- und Schwankungsteile zerlegt werden. Die Schwankungsteile repräsentieren die akustischen Werte. Im speziellen Fall inkompressibler, isentroper und newtonischer Strömungen wird nach Lighthill [2] die Referenzdichte ρ_0 des Fluides benötigt. Diese ist jedoch in inkompressiblen Gleichungslösern wie `piSoFoam` naturgemäß nicht vorhanden und muss daher als skalare, aber dimensionslose Größe anwenderseitig definiert werden. `Rho0` in `acousticSource.H` steht für die „Referenzdichte ρ_0 “ des inkompressiblen Fluides.

Die in Kapitel 4.2.3 beschriebene Implementierung der Ausbreitung fluktuierender Größen im akustischen Nahfeld erfordert eine akustische Zerlegung des Drucks (vgl. Kapitel 3.2.1) und somit die Wertedefinition des Ruhe- bzw. Referenzdrucks p_0 im Fluid. In OpenFOAM wird der dichtenormierte Druck (vgl. Gleichung (4-3)) in $[m^2*s^{-2}]$ für die Berechnung inkompressibler Strömungen verwendet. Für die inkompressiblen strömungsmechanischen Gleichungen sind nur die Druckgradienten relevant und nicht die absoluten Werte. Dies erleichtert besonders die Implementierung der physikalischen Randbedingungen, bei welchen der Anwender somit auch den Wert 0 für den Druck außerhalb des Berechnungsgebietes angeben kann. Der Ruhe- bzw. Referenzdruck p_0 wird in `paEqn.H` durch die Konstante `p0` für den Referenzdruck dargestellt. Der Wert des Referenzdrucks `p0` muss für die akustischen Berechnungen mit dem Wert des Umgebungsdrucks der Strömungssimulation übereinstimmen:

$$\frac{p_{phys}}{\rho} = p_{OF}, \text{ mit } \rho = const. \quad (4-3)$$

Die Definition und Dimensionierung aller skalaren Konstanten erfolgt anwenderseitig im `transportProperties`-Skript des jeweiligen Berechnungsfalls. Die dort eingestellten Werte werden vom Löser via `createFields.H` während der Laufzeit eingelesen.

```

...
Info<< "Reading transportProperties\n" << endl;
IOdictionary transportProperties
(
    IObject
    (
        "transportProperties",
        runTime.constant(),
        mesh,
        IOobject::MUST_READ_IF_MODIFIED,
        IOobject::NO_WRITE
    )
);
dimensionedScalar c //Schallgeschwindigkeit
(
    transportProperties.lookup("c")
);
dimensionedScalar Rho0 //"Dichte" für acousticSource
(
    transportProperties.lookup("Rho0")
);
dimensionedScalar p0 //Ruhe/Referenzdruck für akustische Zerlegung in paEqn.H
(
    transportProperties.lookup("p0")
);
Info<< "Reading field pSurfaceSource\n" << endl; // Oberflächenquellen
volVectorField pSurfaceSource
(
    IObject
    (
        "pSurfaceSource",
        runTime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::MUST_READ,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    mesh
);
Info<< "Reading field acousticSource\n" << endl; //Akustische Quellen
volScalarField acousticSource
(
    IObject
    (
        "acousticSource",
        runTime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::MUST_READ,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    mesh
);
Info<< "Reading field pa\n" << endl; //Druckfluktuationen "Schalldruck"

```

Listing 4-2 Auszug aus createFields.H für acousticFoam.

Die oben erläuterten skalaren Parameter und Konstanten für akustische Simulationen, die material bzw. fluidspezifisch und zusätzlich zur kinematischen Viskosität ν des Fluides für die Berechnungen erforderlich sind, müssen anwenderseitig und fallspezifisch in `transportProperties` definiert und dimensioniert werden, wie es in Listing 4-3 aufgezeigt wird.

```

...
transportModel Newtonian;

nu      nu [ 0 2 -1 0 0 0 0 ] 1.57870e-05; //kinematische Viskosität LUFT

c       c [ 0 1 -1 0 0 0 0 ] 346.3;        //Schallgeschwindigkeit
Rho0    Rho0 [ 0 0 0 0 0 0 0 ] 1.184;      //dimensionslos für inkompressibel

```

Listing 4-3 Auszug aus `transportProperties` für inkompressible Simulationen mit `acousticFoam`, Werte für Normbedingungen [134].

Zur erfolgreichen Anwendung von `acousticFoam` müssen alle erforderlichen Berechnungs- bzw. Ergebnisfelder in der Ordnerstruktur des Simulationsfalles durch den Anwender angelegt sein. Abbildung 4-8 zeigt die vollständige Ordner- und Dateistruktur eines `acousticFoam`-Simulationsfalles. Die blau gekennzeichneten Dateien sind zusätzliche bzw. angepasste Dateien der ursprünglichen Ordnerstruktur eines für `pisoFoam` aufgesetzten Berechnungsfalles.

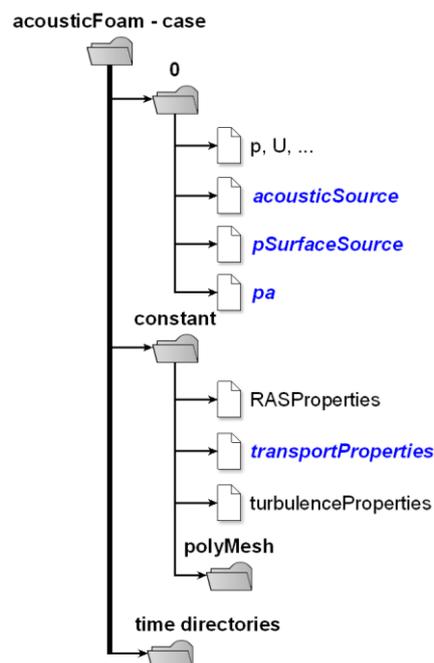


Abbildung 4-8 Ordnerstruktur eines inkompressiblen Berechnungsfalles mit `acousticFoam`, blau gekennzeichnet für akustische Felder relevante Dateien.

4.2.1 Implementierung Akustischer Analogien

Die Berechnung akustischer Quellterme in `acousticFoam` nach Lighthill [2] und die daraus resultierende Ausbreitung der fluktuierenden Druckgrößen innerhalb der Berechnungsdomäne basieren maßgeblich auf der Kontinuitätsgleichung und Impulserhaltung, wie sie bereits in Kapitel 3.2.3 nach [60] und [61] erläutert wurden. Bei der Annahme von inkompressiblen ($\rho = \text{const}$), isentropen und newtonischen ($\tau = 0$) Fluiden bei kleinen Mach-Zahlen und hohen Reynolds-Zahlen kann Gleichung (3-34), wie in [61] vorgeschlagen, vereinfacht werden und es ergibt sich die inkompressible Näherung des Lighthill-Tensors (4-4):

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j . \quad (4-4)$$

Der approximierte Lighthill-Tensor wird, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, in die inhomogene Wellengleichung (4-5) auf der rechten Seite eingetragen:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} . \quad (4-5)$$

Die rechte Seite von Gleichung (4-5) repräsentiert den Quellterm der inhomogenen Wellengleichung, auf welchen die zweifache Divergenz des Lighthill-Tensors angewendet wird. Eine mathematische Auflösung dieser zweifachen Divergenz des Lighthill-Tensors kann in [135] nachgelesen werden. Die Implementierung des Quellterms in OpenFOAM 2.1.1 erfolgt, wie bereits in [11] erläutert, nach Listing 4-4, um somit die turbulenzbedingten akustischen Quellen im Strömungsfeld berechnen zu können.

```
acousticSource = Rho0*fvc::div(fvc::div(U*U));
```

Listing 4-4 Implementierung der Lighthill'schen akustischen Quellen in OpenFOAM [11].

Dabei ist `Rho0` als ein konstanter, dimensionsloser skalarer Wert in `transportProperties` zu definieren, um die Dimensionsgleichung in `acousticFoam` zu erfüllen.

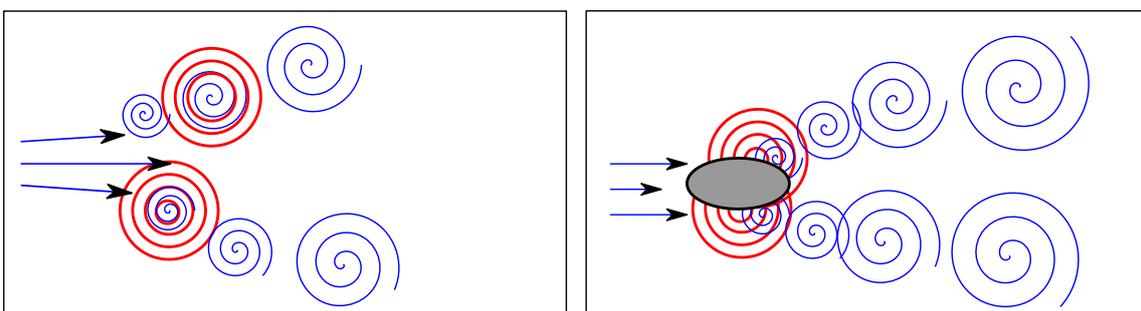


Abbildung 4-9 Prinzipien der akustischen Analogien für turbulenzbedingte akustische Quellen nach Lighthill (links) und Curle (rechts) mit der Berücksichtigung schallharter und stationärer Oberflächen im Berechnungsgebiet und der resultierenden wellenförmigen Schallausbreitung (rot).

Lighthill entwickelte seine akustische Analogie für die Betrachtungen von Freistrahllärm. Schallharte Objekte oder Oberflächen sind innerhalb der Berechnungsdomäne nicht erlaubt.

Eine Vielzahl von technischen Anwendungen erfordert jedoch eine Berücksichtigung derartiger Oberflächen. Die akustische Analogie von N. Curle berücksichtigt schallharte, aber stationäre Oberflächen und Objekte innerhalb der Berechnungsdomäne, wie es beispielhaft für einen ortsfesten umströmten Körper in Abbildung 4-9 dargestellt wird.

Curle's akustische Analogie basiert auf der erweiterten Lighthill-Gleichung [3] (4-6)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta \right) \{(\rho - \rho_0)H(f)\} &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij}H(f)\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left(\{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i\} \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \right) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\{\rho v_i(v_j - u_j) + P_{ij}\} \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f) \right). \end{aligned} \quad (4-6)$$

Aufgrund der Annahme von ausschließlich stationären Oberflächen stellt die Curle Analogie einen speziellen Fall der Ffowcs-Williams und Hawking-Gleichung dar [38].

Die rechte Seite von Gleichung (4-6) enthält die Beschreibungen der Quellterme, die nach Kapitel 3.2.3 in

- Volumenverteilung der
 - *Quadrupole* $\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij}H(f)\}$ auf Grund der turbulenten Strömung
- Oberflächenverteilungen von
 - *Monopolen* $\frac{\partial}{\partial t} (Q\delta(f))$ durch die Kinematik des Körpers und
 - *Dipolen* $-\frac{\partial}{\partial x_i} (F_i\delta(f))$ durch die Wechselwirkung zw. Strömung und Körper

unterteilt werden können. Für ein starres Objekt im Berechnungsgebiet kann dessen Oberfläche mittels der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ beschrieben werden. Dies bedeutet für die Heaviside-Funktion $H(f(\vec{x}, t))$, dass diese innerhalb des Objektvolumens verschwindet und im Strömungsgebiet zu eins wird. Die Dirac-Funktion $\delta(f)$ schaltet die oberflächenrelevanten Terme bei Existenz von Oberflächen ein. Für die praktische Anwendung der Akustischen Analogie von Curle werden die Terme welche Geschwindigkeitskomponenten beinhalten zu

$$u_i(x_i, t) = 0 \quad (4-7)$$

$$u_n = u_i n_i = 0 \quad (4-8)$$

$$u_j = 0 \quad (4-9)$$

sofern die zu berücksichtigenden Oberflächen stationär sind. Zusätzlich gilt für nichtdurchlässige oder schallharte Kontrollflächen nach [61]:

$$\rho(v_i - u_i) = 0. \quad (4-10)$$

Diese Annahmen eliminieren die Monopol-Terme der erweiterten Lighthill-Gleichung (4-6). Der bestehenbleibende Dipol-Term $P_{ij} \frac{\partial f}{\partial x_j}$ mit

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (4-11)$$

wird zu

$$p \frac{\partial f}{\partial x_i} = pn_i, \quad (4-12)$$

wenn die Reibungseffekte vernachlässigt werden. p beschreibt hier den lokalen Oberflächendruck und n_i steht für den aus der Domäne gerichteten, lokalen Normalenvektor der entsprechenden Oberflächen. Listing 4-5 demonstriert die Implementierung von Gleichung (4-12) in OpenFOAM2.1.1.

```
pSurfaceSource[fc[facei]] = pWall[facei]*(-mesh.Sf()[facei]/mesh.magSf()[facei]);
```

Listing 4-5 Berechnung der Dipol Terme in *acousticSource.H*.

Die Variable `pWall` in Listing 4-5 definiert den oben genannten lokalen Oberflächendruck. Dazu wird der Wert des strömungsinduzierten Druckfeldes in den Zentren der Volumenzellen `cells` ausgewertet, bei welchen mindestens eine Seitenfläche `faces` in der Netzkonfiguration in `blockMeshDict` und in der Anfangskonfiguration der Simulation im 0-Ordner als `WALL`-Randbedingungen deklariert sind. Wie auch in [136] erläutert, muss eine Interpolation der skalaren Druck-Werte aus dem Volumenzellenzentrum (engl. *cell center*) auf das Zentrum der Seitenfläche (engl. *face center*) erfolgen, um diese mit dem normierten Normalenvektor multiplizieren zu können. Der Zugang zu den Werten des Oberflächendrucks `pWall` erfolgt an allen relevanten, indextierten Seitenflächen `facei` über den OpenFOAM-Operator `pWall[facei]`. Anschließend müssen die ermittelten vektoriellen Werte wieder für weitere Berechnungen von der Seitenfläche auf das Volumenzellenzentrum zurückinterpoliert werden (siehe dazu Abbildung 4-10).

Für eine globale Betrachtung der Wandrandbedingungen im gesamten Berechnungsgebiet muss die in Listing 4-5 vorgestellt Berechnung der Oberflächenquellen innerhalb einer Schleife über alle als `WALL` definierten `faces` stehen. Der Normalenvektor S_f eines `faces` ist in OpenFOAM über `mesh.Sf()` zugänglich und dessen Richtung ist aus der Volumenzelle heraus gerichtet. Er muss daher für die Berechnung der Oberflächenquelle durch einen Vorzeichenwechsel umgedreht werden (vgl. Abbildung 4-10).

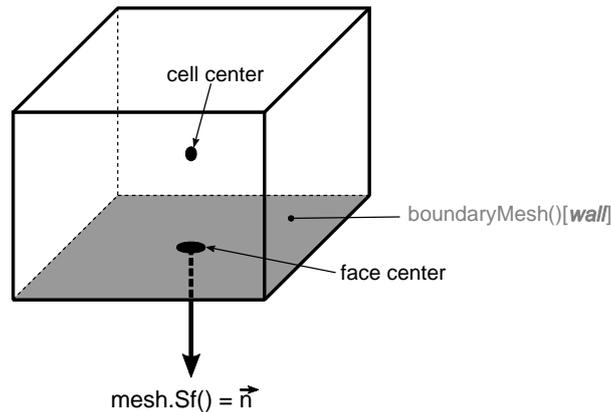


Abbildung 4-10 Schematische Darstellung der OpenFOAM-konformen Berechnungen akustischer Oberflächenquellen (Dipol) an Wand-Randbedingungen.

Die nach [61] vereinfachten akustischen Quellen der Curle's akustischer Analogie können wie folgt zu Gleichung (4-13) zusammengefasst werden

$$\frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (p n_j) \quad (4-13)$$

und können, wie in Listing 4-6 dargestellt, in den akustischen Solver in OpenFOAM implementiert werden.

```
Info<< "Calculating Curle Acoustic Source Field" << endl;
acousticSources = - fvc::div(pSurfaceSource) //Dipole
                  + Rho0*fvc::div(fvc::div(U*U)); //Quadrupole
```

Listing 4-6 Implementierung der akustischen Quellterme nach N. Curle's Akustik Analogie in OpenFOAM.

Pantle beschreibt und interpretiert in [34] die Eigenschaften der akustischen Quellterme, die auf den Lighthill'schen Spannungstensor zurückzuführen sind. Nach [34] und [137] besteht der Lighthill'sche Spannungstensor aus turbulenten und viskosen Spannungen und den Druck-Dichte-Schwankungen im Fluid. Wie in [34] erläutert, können Strömungen kleiner Machzahl und annähernd konstanter Temperatur als isentrop angenommen werden, wodurch die Druck-Dichte-Schwankungen als gering einzustufen sind und somit der Turbulenzterm dominanter Anteil des Lighthill'schen Spannungstensors ist. Entsprechend dieser Tatsache wurde der Term $\rho u_i u_j$ in den Strömungslöser implementiert. Die dadurch berechneten Quadrupolquellen sind jedoch nur im Nahfeld dominierend, spielen aber für die Abstrahlung ins Freifeld eine untergeordnete Rolle. Zur Abstrahlung ins Fernfeld tragen bei umströmten Körpern, wie es in Abbildung 4-9 dargestellt ist, maßgeblich die Dipolquellen bei. Die Dipolterme repräsentieren die Oberflächenkräfte auf das vorbeiströmende Fluid. Die Oberflächen selbst erzeugen durch ihre Präsenz in der Strömung viskose Spannungen. Laut [34] wird der Dipolterm auch *loading noise* genannt.

Um den Lighthill'schen Spannungstensor numerisch zu bestimmen, muss auf die berechneten Turbulenzen des Strömungslösers zurückgegriffen werden. Auf Grund zu großen Re-

chenaufwandes können technisch anwendbare Strömungsberechnungen auch nach heutigem Stand selbst in HPC-Umgebung nicht direkt numerisch simuliert werden. Das bedeutet, dass die Genauigkeit der Turbulenzauflösung von der Genauigkeit der Turbulenzmodellierung abhängt und somit auch direkt die Auflösung der akustischen Quellterme davon abhängig ist.

Im inkompressiblen Simulationsfall bei der Berechnung der akustischen Quellen mittels `acousticFoam` werden die `acousticSources` in $\left[\frac{1}{s^2}\right]$ berechnet und ausgegeben und genügen so der OpenFOAM-internen Dimensionskontrolle. Quantitativ nimmt nach [60] der Term $\rho u_i u_j$ bei der Wechselwirkung von Wirbeln in einem turbulenten Strömungsfeld sehr große Betragswerte an. Speziell für den Freistrahllärm, wie er ebenfalls ausführlich in [60] erläutert wird, gilt dabei, dass die Spannungen in T_{ij} bei doppelter Geschwindigkeit viermal so groß sind. Für die Werte der Dichteschwankungen an einem festen Punkt im Freifeld bedeutet dies bei der Verdopplung der Freistrahlgeschwindigkeit eine 16mal so starke Dichteschwankung. Eine quantitative Bewertung bzgl. der akustischen Quellstärke ist somit bei den Ergebnissen von `acousticFoam`, wie auch später gezeigt, beim kompressiblen Akustiklöser `acousticRhoFoam` gegeben.

4.2.2 Akustische Randbedingungen

In der Distribution 2.1.1 von OpenFOAM sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine akustisch wirksamen Rand- bzw. Auslassbedingungen implementiert, die, wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben, nicht-reflektierender oder absorbierender Natur sind. Für inkompressible Simulationssetups funktioniert die `advective`-Randbedingung annähernd wie eine nicht-reflektierende Auslassbedingung, jedoch nur für Druck- und Geschwindigkeitsfelder. Sie beruht auf der OpenFOAM-Klasse `class Foam::advectiveFvPatchField< Type > die zu mixedFvPatchField [68,138,139] zugehörig ist.`

Die `advective`-Randbedingung folgt dem mathematischen Ansatz aus Gleichung (4-14), der einen advektiven Auslass am definierten Rechengebietsrand repräsentiert:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\phi U) = 0. \quad (4-14)$$

Jedoch stellt diese Modellierung keine repräsentative Modellierung einer akustisch wirksamen, ähnlich einer nicht-reflektierenden oder absorbierenden Randbedingung dar. Nach [1] werden zur zeitlichen numerischen Integration das explizite und implizite Euler- und das Crank-Nicolson Verfahren unterstützt. Zusätzlich wird wie in [1] ein optionaler Mechanismus bereitgestellt, um die Werte an den Rändern zu relaxieren und so eine Fernfeld-Bedingung zu erhalten. Durch die Spezifizierung der Relaxationslängenskala (engl. *relaxation length-scale*) `lInf` und der Fernfeld-Bedingung `fieldInf` wird dieser Mechanismus aktiviert und spezifiziert [1]. Die Strömungs- bzw. Ausbreitungsgeschwindigkeit am Auslass wird durch die virtuelle Funktion `advectionSpeed()` ermittelt und bereitgestellt.

```
...
boundaryField
{
    Outlet
    {
        type            advective;
        phi              phi;
        //rho            rho; //wird nicht benötigt
        fieldInf        1e5; //optional
        lInf             0.1; //optional
    }
}
```

Listing 4-7 Spezifikationsbeispiel für die Anwendung der `advective`-Randbedingung.

Listing 4-7 zeigt beispielhaft die zu definierenden Parameter der `advective`-Randbedingung, wie `phi` den konvektiven Fluss (engl. *flux field*), `rho` das Dichtefeld, sowie `fieldInf` den Wert der Fernfeld-Bedingung jenseits des Auslass-`patch` und `lInf` den Wert der Relaxationslängenskala. Je größer die Werte von `lInf` werden, desto geringer die Rückwirkungen auf das Feld im Berechnungsgebiet. Entsprechende Werte von `lInf` zwischen $10e^4$ und $10e^{-4}$ sind beispielsweise auch im Rahmen dieser Arbeit spezifiziert worden. Soll `lInf` spezifiziert

werden, ist die Angabe von `fieldInf` zwingend notwendig und repräsentiert dabei den Fernfeld-Wert des Feldes, auf welches die Randbedingung Anwendung findet. Die Angabe von `rho` wird nur im Falle eines massebasierten Flusses benötigt (engl. *mass-based flux*).

Oshima modellierte in [72] eine akustisch wirksame Randbedingung in OpenFOAM, basierend auf dem Prinzip der akustischen Impedanz. Diese Modellierung der akustischen Randbedingung erfolgte während seiner Arbeit bzgl. der allgemeingültigen Anwendung der Finiten Volumen Methode für die Schallausbreitung auf unstrukturierten polyedrisch dominierten Berechnungsgittern.

Im dem Fall, dass an Flächen (`patches`) die Strömungsgeschwindigkeiten vernachlässigt werden können, kann nach [140] und [137] die rechte Seite der inhomogenen Wellengleichung nach Lighthill bzw. Curle zu Null gesetzt werden, um ein nicht-reflektierendes Verhalten dieser Flächen zu imitieren. In Kapitel 4.3 werden die Auswirkungen unterschiedlich definierter Auslassrandbedingungen im inkompressiblen Berechnungsfall auf die sich ausbreitende Welle der Fluktuationen aufgezeigt. Analog zum inkompressiblen Berechnungsfall erfolgt diese Untersuchung in Kapitel 4.6 auch für kompressible Strömungsfälle, welche mittels dem modellierten kompressiblen Standardlöser `acousticRhoFoam` numerisch berechnet werden.

4.2.3 Ausbreitung der Fluktuationen im akustischen Nahfeld

Um die sich im Strömungsfeld ausbreitenden Druck- bzw. Schallquellen mit inkompressiblen Gleichungslösern zu berechnen oder darzustellen, ist eine entsprechende Implementierung der Ansätze linearer Akustik in den Applikationslöser notwendig. Die Ausbreitung einer fluktuierenden Störgröße im Strömungsfeld kann mit Hilfe des Wellenoperators gelöst werden. Die Ausbreitung der Fluktuationen des Druckes im akustischen Nahfeld können somit mittels des inkompressiblen Löser `acousticFoam` ermittelt werden. Nach [135] gelten die vereinfachten Annahmen der vorangegangenen Kapitel 3.2.1 bis Kapitel 3.2.3 für die Formulierung der Druckvariablen bei isentropen, inkompressiblen, newtonischen Fluiden mit geringer Machzahlen. Damit kann die eigentlich kompressible Strömungslösung durch die berechnete quasi kompressible Strömungslösung approximiert werden, was eine Aufspaltung bzw. Zerlegung des berechneten Drucks p in einen definierten Gleichteil p_0 und fluktuierenden (akustischen) Teil p' erfordert:

$$p' = p - p_0. \quad (4-15)$$

Die Implementierung von Gleichung (4-15) erfolgt in OpenFOAM wie in Listing 4-8 illustriert.

```
// akustische Zerlegung des Druckes pa = p(berechnet) - p(0)
pa = p - p0;
```

Listing 4-8 Zerlegung des Druckes in `paEqn.H`.

Dabei repräsentiert p den vom Applikationslöser berechneten Druck und ist stark vom eingesetzten Turbulenzmodell abhängig. Der Gleichanteil p_0 des berechneten Druckes ist für diesen Solver per Definition gleich Null. Entsprechend des akustischen Störansatzes und der Gesetzmäßigkeit linearer Akustik kann die Druck-Dichte-Beziehung mit

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (4-16)$$

beschrieben werden. Dies erlaubt die linke Seite, den Wellenoperator der inhomogenen Wellengleichung, wie folgt zu schreiben:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' = \frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (p n_j). \quad (4-17)$$

Der Wellenoperator (4-17) ist als zusätzliche header-Datei `paEqn.H` (Ausschnitt in Listing 4-9) in OpenFOAM implementiert und orientiert sich an [72]:

```
fvScalarMatrix paEqn
(
    (1/(c*c))*fvm::d2dt2(pa)
    -fvm::laplacian(pa)
);
solve(paEqn == acousticSource); // auf akustischen Quellen resultierende
                                fluktuierende Störgröße
```

Listing 4-9 Auszug aus `paEqn.H`-Datei für die Implementierung der Schalldruckwellenausbreitung bei inkompressiblen Simulationen mit `acousticFoam`.

Die Header-Dateien zur Berechnung der akustischen Quellen und der Schalldruckausbreitung sind jeweils in `pisofFoam.C` innerhalb der *Runtime*-Schleife, jedoch außerhalb der PSIO (engl. *Pressure-Implicit Split-Operator*)-Schleife eingefügt. Dies ermöglicht die Berechnung des zusätzlichen Schallfeldes während jedem Zeitschritt des `pisofFoam`-Löser und basierend auf dem jeweils letzten korrigierten Druck- und Geschwindigkeitsfeldes inklusiv der berechneten Turbulenzen. In Abbildung 4-6 ist der prinzipielle Ablauf des neu implementierten Akustik-Solvers für inkompressible, zeitabhängige (transiente) Simulationen dargestellt. Bevor die akustischen Quellen in `acousticSource.H` berechnet werden, wird entsprechend des jeweiligen Simulationsfalles und der Definition der Randbedingungen aus der Vernetzung entschieden, welche akustische Analogie für die weiteren Berechnungen ausgewählt wird. Anschließend wird die Ausbreitung der Schalldruckwellen innerhalb des Strömungsgebietes in `paEqn.H` berechnet und im Ergebnisfeld `pa` visualisiert.

4.3 Validierung `acousticFoam`

Um die Plausibilität und Genauigkeit eines numerischen Berechnungsergebnisses zu überprüfen, wird in der Regel eine Validierung des Berechnungscodes durchgeführt. Die Validierung eines neuentwickelten numerischen Standardlösers kann durch die Verifizierung der numerischen Berechnungsergebnisse mit, sofern bekannt, analytischen Ergebnissen erfolgen. Weitere Möglichkeiten der Validierung eines Standardlösers können der Vergleich der neuerrechneten Ergebnisse mit bereits bekannten und verifizierten Ergebnissen anderer numerischer Lösungen erfolgen, oder es besteht die Möglichkeit die numerischen Ergebnisse mit experimentellen Ergebnissen hinsichtlich ihrer physikalischen Korrektheit und Qualität zu vergleichen. Zur Validierung des neuentwickelten Akustik-Lösers `acousticFoam` für inkompressible Strömungen wurden zum einen spezielle, standardisierte akustische Benchmark-Probleme berechnet, zum anderen wurden bereits im Detail aus der Literatur bekannte numerische Strömungsprobleme nachgerechnet. Der maßgebliche Vorteil des akustischen Benchmarks liegt in der Verfügbarkeit von analytischen Ergebnissen, die zur Überprüfung der numerischen Ergebnisse herangezogen werden können. Als akustischer Benchmark wurde die zweidimensionale Ausbreitung eines Gauß'schen Pulses gewählt, für die weitere Verifizierung des `acousticFoam`-Lösers wurden die numerischen Strömungsaufgaben einer rückwärtig überströmten Stufe und eines umströmten Objektes implementiert, gelöst und hinsichtlich ihrer Plausibilität analysiert.

Akustik-Benchmark

Der spezifische Simulationsfall einer zweidimensionalen Pulsausbreitung wurde, wie in [141] beschrieben, implementiert und entspricht im Wesentlichen dem akustischen Testfall von Tam und Webb [142] aus dem Jahre 1993. Der akustische Testfall gehört zu den „*Benchmark Problems in Computational Aeroacoustics*“ des ICASE/LaRC- Workshops der NASA [143] von 1994. Ziel des Testfalls ist die Verifizierung der Qualität einer numerischen Lösung durch den Vergleich mit der analytischen Lösung. Das für die folgenden Berechnungen implementierte zweidimensionale Berechnungsgebiet ist ein Quadrat mit entsprechender Seitenlänge von $x = y = 110m$ (vgl. Abbildung 4-11). Die Berechnungsdomain wurde mit `blockMesh` vernetzt. Das Berechnungsgitter besteht aus 40 000 Hexaeder-Volumenelementen. Die einzelnen Volumenelemente des strukturiert erstellten Netzes haben Seitenlänge von $\Delta x = \Delta y = 0,55m$. OpenFOAM führt zweidimensionale Berechnungen auf einem pseudo-zweidimensionalen Netz durch, indem es nur eine einzelne Schicht an Volumenelementen benötigt. Die physikalische nichtberücksichtigten Ränder bzw. Seitenflächen werden mit der speziell für zweidimensionale Berechnungen existierenden `empty`-Randbedingung definiert.

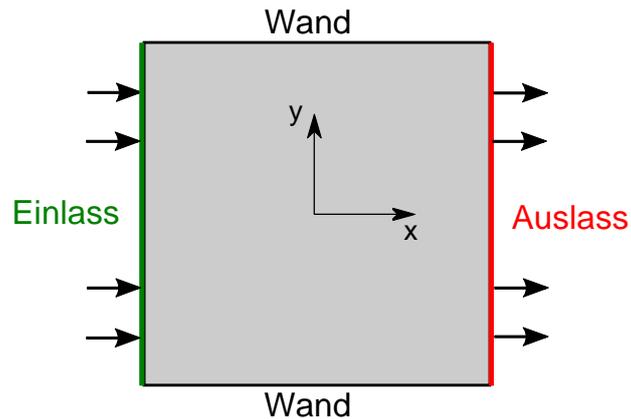


Abbildung 4-11 Strömungsmechanische Randbedingungen des zweidimensionalen akustischen Testfalls zur Simulation mit OpenFOAM.

Abweichend zum originalen Testfall [143] existiert vereinfachender Weise für den inkompressiblen Testfall keine Hintergrundströmung. Für die Verifizierung der Ergebnisse des inkompressiblen Falles wurde ein Geschwindigkeitsimpuls im Koordinatenmittelpunkt als Anfangsbedingung entsprechend (4-18) - (4-20) verwendet:

$$p(x, y, 0) = 0 \quad (4-18)$$

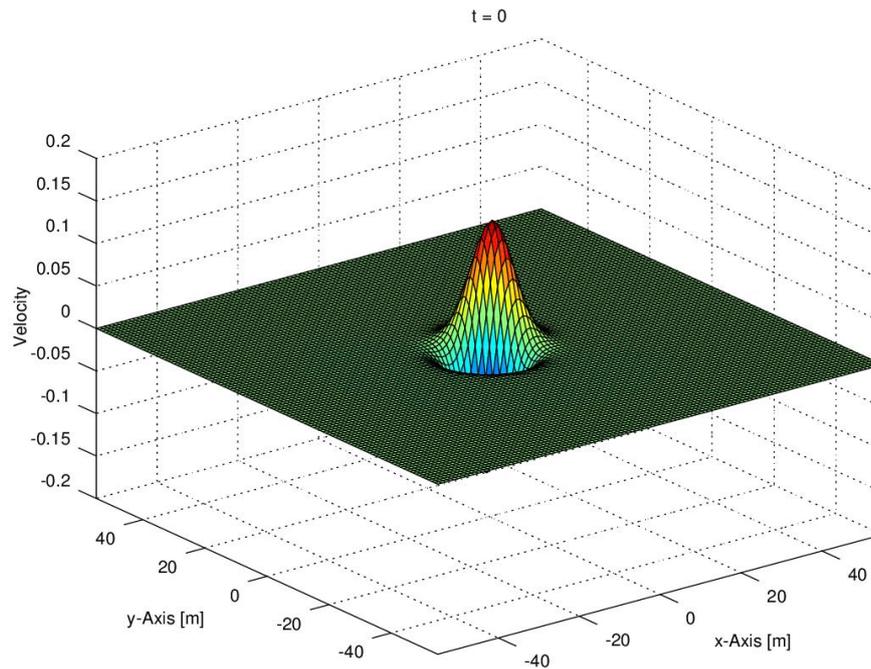
$$u(x, y, 0) = 0,04 \cdot y \cdot e^{\left((-\ln 2) \cdot \frac{(x^2+y^2)}{25} \right)} \quad (4-19)$$

$$v(x, y, 0) = -0,04 \cdot x \cdot e^{\left((-\ln 2) \cdot \frac{(x^2+y^2)}{25} \right)}. \quad (4-20)$$

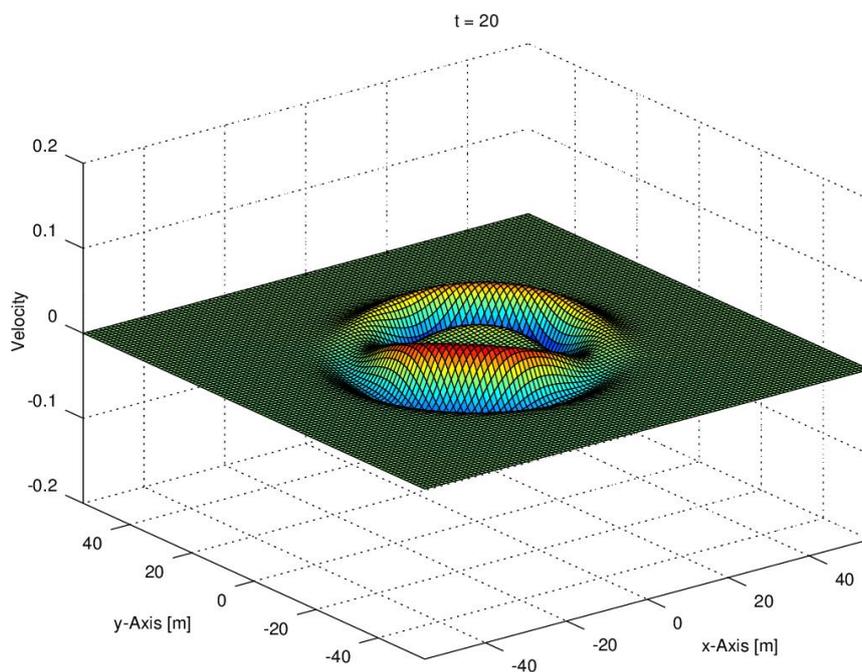
Die Implementierung der überlagerten Geschwindigkeitsimpulse in U_x und U_y entsprechend der Vorgaben aus [143] ergibt ein initiales Geschwindigkeitsfeld wie in Abbildung 4-12 dargestellt. Dieser Gauß'sche Geschwindigkeitsimpuls erzeugt ein sich im zweidimensionalen Berechnungsgebiet ausbreitendes akustisches Signal.

Ein inkompressibler Strömungslöser kann allgemein keine Berechnung einer sich ausbreitenden Stoßwelle durchführen. Dabei spielt es keine Rolle, ob diese Stoßwelle druck- oder geschwindigkeitsinduziert ist. Die Ausbreitung der geschwindigkeitsinduzierten Welle würde in kompressiblen und viskosen Medien die in Abbildung 4-12 dargestellte Form annehmen. Eine repräsentative Darstellung dieser Wellenform des sich ausbreitenden Geschwindigkeitspulses im zweidimensionalen Berechnungsgebiet ist mit `acousticFoam` nicht realisierbar.

Erst durch die Implementierung der akustischen Analogien mit der Berechnung akustischer Quellterme sowie der zusätzlichen Berechnung des Wellenoperators ist eine Ermittlung der Wellenausbreitung fluktuierender Werte mittels `acousticFoam` möglich.



a)



b)

Abbildung 4-12 Zweidimensionaler akustischer Testfall nach [141] und [142]; a) dimensionsloser Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls mit U_x - und U_y -Komponenten im Koordinatenursprung zum Zeitschritt $t_{zs} = 0$ und b) dessen Ausbreitung zum Zeitschritt $t_{zs} = 20$.

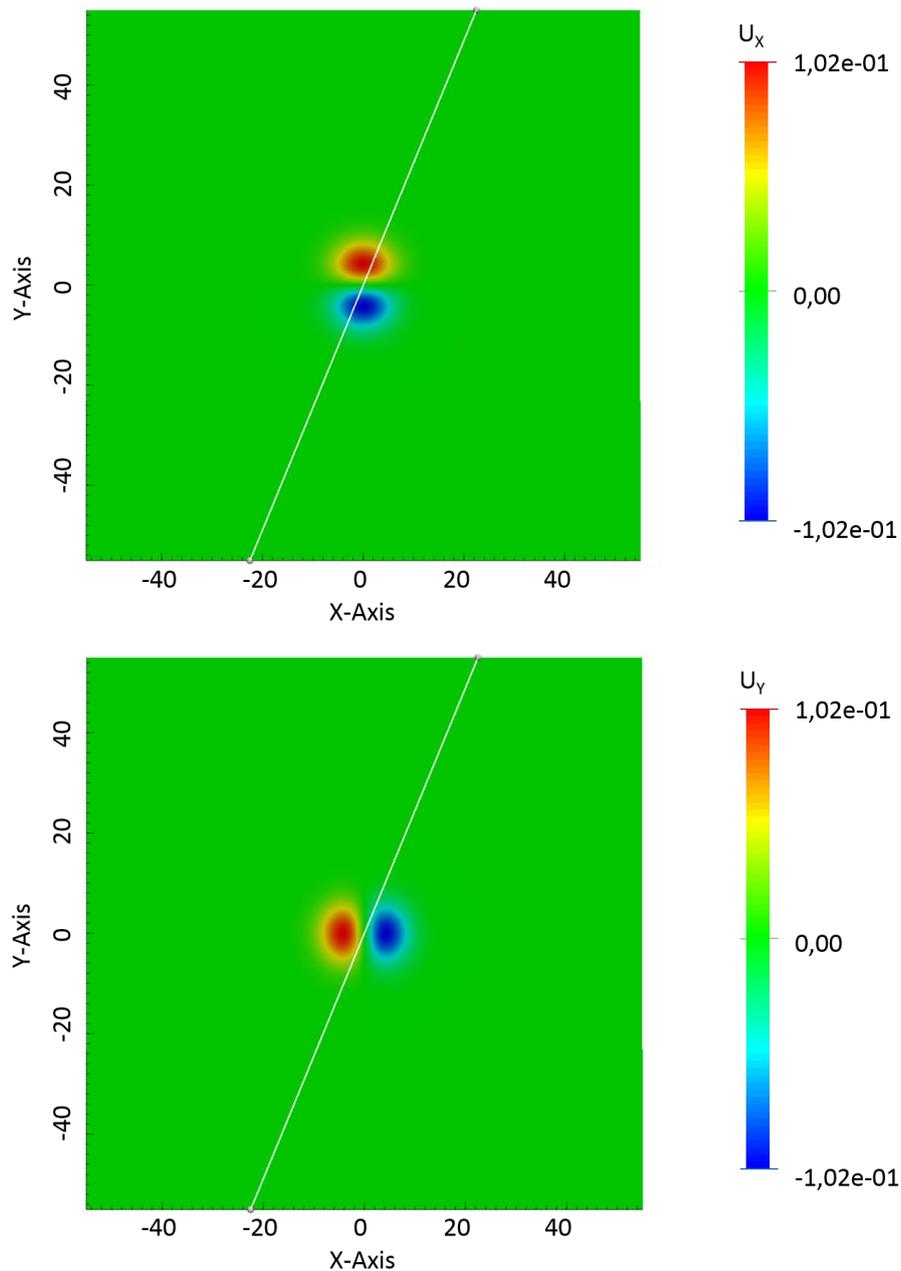


Abbildung 4-13 Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls mit U_x - und U_y -Komponenten [$m\ s^{-1}$] im Koordinatenursprung als Anfangsbedingung ($t_{zs} = 0$) für `acousticFoam` (Schnitt-Achse in weiß).

Die Verifizierung der numerischen Ergebnisse erfolgt durch deren Abgleich mit analytischen Ergebnissen. Zur besseren Übersicht werden die Ergebnisse entlang einer Schnittachse ausgewertet. Wie die nachfolgenden Abbildungen der sich wellenförmig radial ausbreitenden fluktuierenden Feldgrößen (vgl. Abbildung 4-15) aufzeigen, ist eine starke richtungsabhängige Wellenausbreitung erkennbar. Aus diesem Grund wird die Analyse-Schnittachse in die Maxima dieser Feldgrößen gelegt, was einen Kippwinkel von ca. $22,5^\circ$ von der Y-Achse des Berechnungsfalles bedeutet. Zum Zeitschritt $t_{zs} = 0$ haben daher die überlagerten initialen Geschwindigkeitsfelder entlang dieser Schnittachse unterschiedlich ausgeprägte Maximalwerte (vgl. Abbildung 4-14).

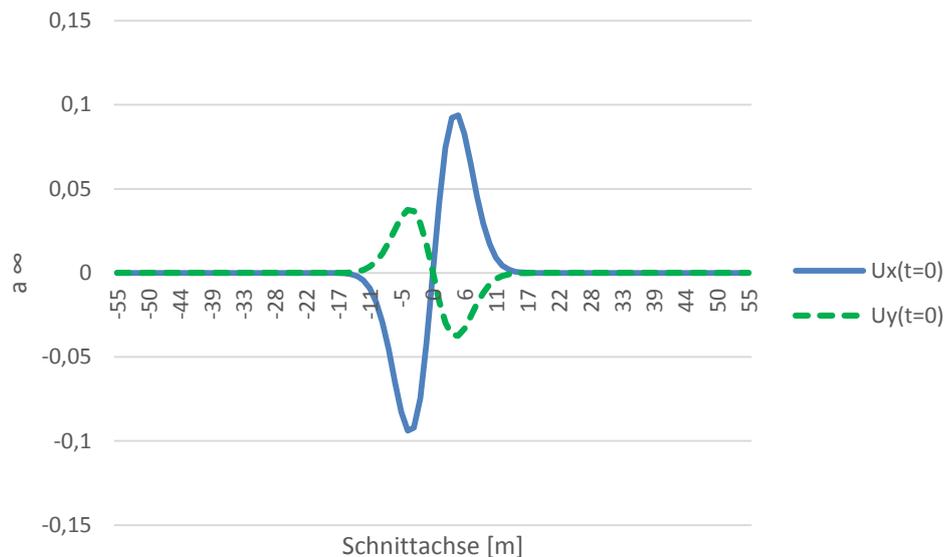


Abbildung 4-14 Gauß'scher Geschwindigkeitsimpuls entlang der in Abbildung 4-13 dargestellten Schnittachse zum Zeitschritt $t_{zs} = 0$.

Die Überlagerung der beiden richtungsabhängigen Geschwindigkeitsimpulse hat zum Ziel, ein möglichst gleichförmig homogenes Geschwindigkeitsfeld als Anfangsbedingung für die Berechnung der Wellenausbreitung fluktuierender Werte zu erhalten. Der Puls kann sich somit radial aus der Mitte des zweidimensionalen Berechnungsgebietes in Richtung der Rechengetriebsränder ausbreiten. Die physikalischen Randbedingungen an genau diesen Berechnungsrändern sind für akustisch relevanten Felder wie `acousticSource`, `pSurfaceSource` und `pa` als `zeroGradient`-Randbedingung ($\nabla\phi = 0$) aufgesetzt. Da es sich um einen 2D-Simulationsfall handelt, werden die Vorder- und Rückseite (*Front* und *Back*) des Berechnungsgitters als `empty` definiert.

Die dargestellten Anfangsbedingungen ermöglichen die Transportberechnung der Druckfluktuationen ausgehend von den zuvor ermittelten akustischen Schallquellen. Entsprechend den gewählten Randbedingungen sowie den anwenderseitig eingestellten physikalischen Parametern können die berechneten Druckfluktuationen den sich von der akustischen Quelle ausbreitenden Schalldruck repräsentieren.

Die „Pseudo-Schalldruckwelle“ breitet sich in diesem inkompressiblen Simulationsfall in Luft aus, die kinematische Viskosität $\nu = 1,58e^{-05}m^2s^{-1}$ besitzt. Die für die Ermittlung der akustischen Quellen benötigte „Dichte“ ρ_{h0} (vgl. Kapitel 4.2.1) wurde entsprechend den Vorgaben aus [134] zu $\rho_{h0} = 1,184 kg m^{-3}$ bei einer Temperatur von $25^\circ C$ definiert. Die Schallgeschwindigkeit wird zu einem konstanten Wert mit $c = 346,3m s^{-1}$ deklariert. Diese physikalischen Einstellungen erfolgten fallspezifisch im `transportProperties`-Skript, analog dem Set-Up einer regulären OpenFOAM-Simulation.

Die Simulationszeit wurde für den Akustik-Benchmark zu $0,1 s$ mit einem Zeitschritt von $1,6e^{-04}s$ eingestellt. Die Simulation wurde seriell wie auch parallel (siehe auch Kapitel 4.4) auf 4 Prozessoren ausgeführt. Die parallele Berechnungszeit lag bei ca. $1691s$.

Zur Lösung der erstellten linearen Gleichungssysteme von Druck- und Akustik-Feldern wurde der in OpenFOAM enthaltene PCG (Preconditioned Conjugated Gradient)-Löser verwendet. Zur Lösung der asymmetrischen Matrizen wie der des Geschwindigkeitsfeldes oder turbulenzmodellierender Felder, wie der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipation ω , kam der PBiCG (Preconditioned Bi-conjugated Gradient)-Löser zum Einsatz. Um die Konvergenz der Lösung zu verbessern, benutzt man die Vorkonditionierer DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky) für symmetrische und DILU (Diagonal Incomplete-LU) für asymmetrische Matrizen. Die Löser-Toleranz wurde auf $1e^{-06}$ eingestellt, wobei die relative Löser-Toleranz `relTol` auf 0 festgelegt wurde.

Für die Berechnung der Wellenausbreitung fluktuierender Druckwerte nach Kapitel 4.2.3 muss die zweite zeitliche Ableitung des „Schalldruckfeldes“ numerisch berechnet werden. Die Distribution von OpenFOAM 2.1.1 verfügt nur über das `Euler`-Schema für die numerische Berechnung von Termen zweiter Ordnung, wie der zweiten zeitlichen Ableitung.

Die Überlagerung der beiden richtungsabhängigen Geschwindigkeitsvektoren U_x und U_y als Anfangsbedingung (vgl. Abbildung 4-16a)) ergibt auf Grund der in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Berechnung der akustischen Quellterme nach Lighthill eine Überlagerung zweier Quadrupolquellen. Das sich daraus resultierende „Schalldruckfeld“ besitzt somit ebenfalls eine deutliche Richtungsabhängigkeit, wie in Abbildung 4-15 dargestellt.

Die analytische Lösung für die Ausbreitung des Druckes im dargestellten Berechnungsfall lässt sich nach [142] und [141] zu

$$p(x, y, t) = \frac{\varepsilon}{2\alpha} \int_0^{\infty} e^{\frac{\xi^2}{4\alpha}} \cos(\xi t) J_0(\xi r) \xi d\xi \quad (4-21)$$

definieren. Dabei ist J_0 eine Bessel-Funktion 0-ter Ordnung. Die Genauigkeit der numerischen Lösungen lässt sich vergleichend mit der exakten Lösung (4-42) evaluieren, wie es im weiteren Textverlauf erläutert und aufgezeigt wird.

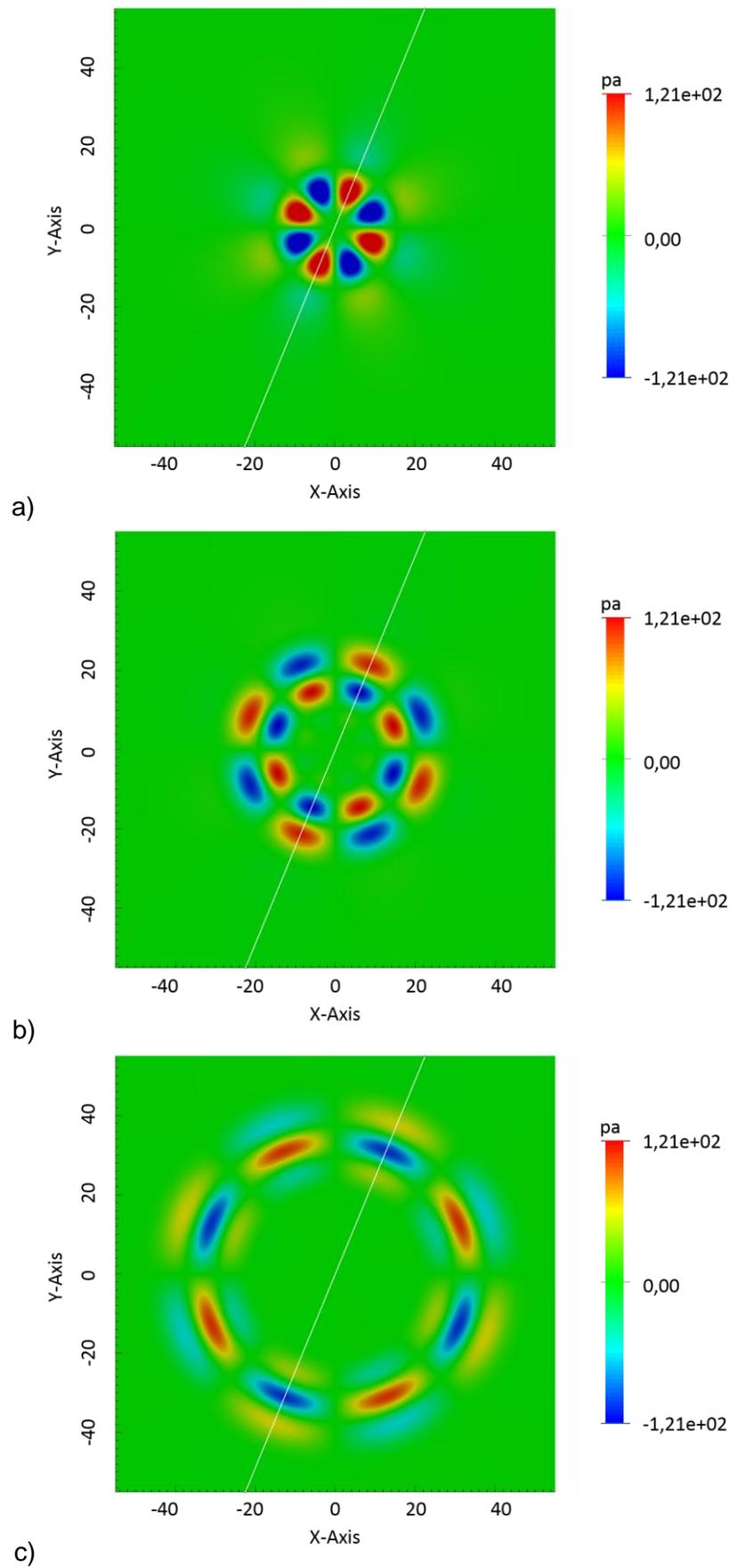


Abbildung 4-15 Berechnete Ausbreitung des „Schalldruck“ [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] mit `acousticFoam` zum Zeitschritt a) $t_{zs} = 1$, b) $t_{zs} = 4$ und c) $t_{zs} = 6$.

Abbildung 4-16 b) zeigt die sich über der Zeit ändernde Wellenform des Schalldrucks entlang einer um ca. 22,5° zur y-Achse geneigten Auswertungslinie. Die Maxima der Schalldruckwelle aus Abbildung 4-15 a) - c) können somit abgebildet werden.

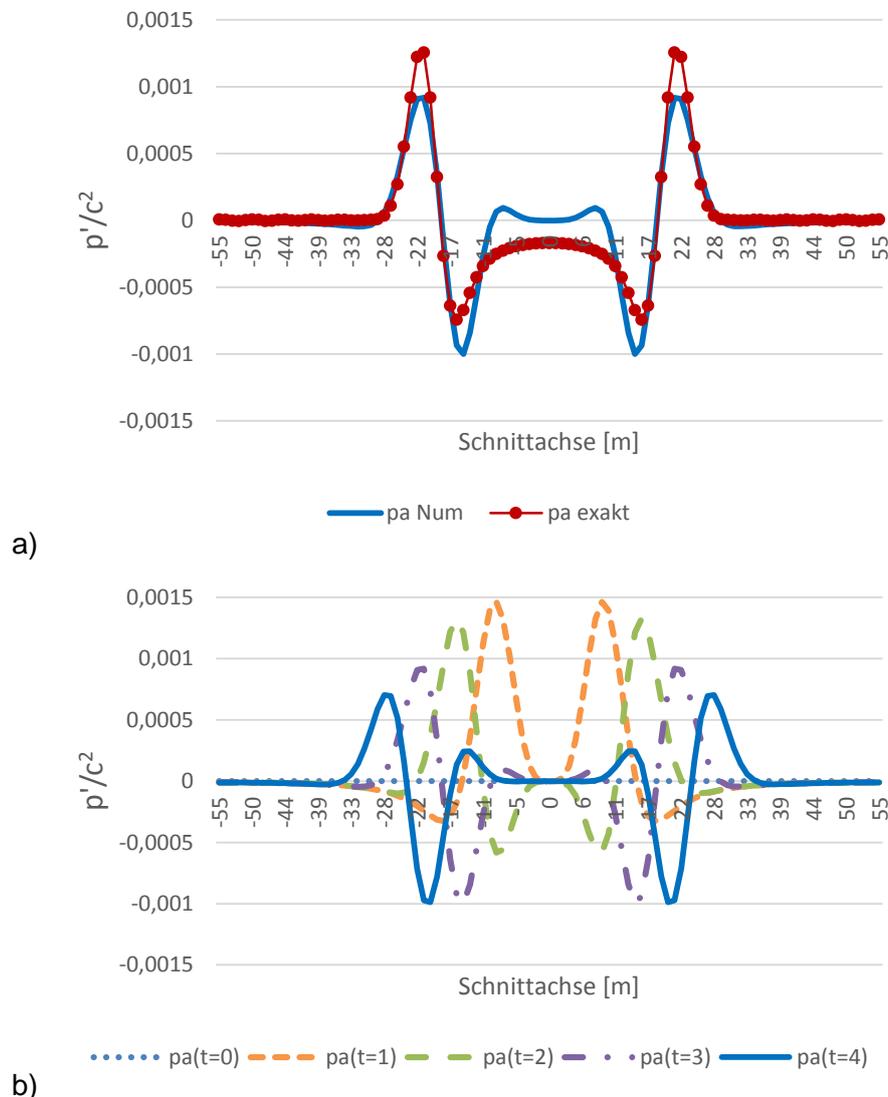


Abbildung 4-16 Ausbreitung der Druckfluktuationen entlang der Schnitt-Achse; a) Vergleich numerischer mit analytischer Lösung und b) zeitliches Fortschreiten des „akustischen“ Pulses.

Zur Bewertung der Genauigkeit der angewendeten numerischen Methode wird der Fehler zwischen der simulierten numerischen Lösung und der analytischen Lösung ermittelt. Der lokale Fehler (4-22) zu einem gegebenen Zeitschritt ist der Absolutwert der Differenz zwischen exakter und numerischer Lösung und wird wie folgt berechnet:

$$Error_{Lokal} = |y_{exakt} - y_{num}|. \quad (4-22)$$

Der globale Fehler (4-23) wird entsprechen der euklidischen Norm zu

$$Error_{Global} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n |y_{exakt} - y_{num}|^2}{\sum_{i=1}^n (y_{exakt})^2}} \quad (4-23)$$

berechnet. In der vorliegenden Benchmark-Simulation ermittelt sich der globale Fehler zwischen numerischer und analytischer Lösung zu 0,38 und korrespondiert zu den in [141] veröffentlichten Ergebnissen für kompressible zwei-dimensionale akustische Wellenausbreitung und bestätigt den gewählten Modellierungsansatz dieser Arbeit.

OpenFOAM-Tutorial Simulationsfall *pitzDaily*

Zusätzlich zum oben aufgeführten Simulationsfall *Akustik-Benchmark* wurde der neuentwickelte Akustik-Löser durch die Nachrechnung des OpenFOAM-Tutorials *pitzDaily* der OpenFOAM Distribution 2.1.1 getestet und validiert. Der zweidimensionale *pitzDaily*-Simulationsfall stellt eine transiente, turbulente inkompressible rückwärtige Überströmung über eine Stufe dar. Der geometrische Aufbau des Simulationsfalls ist in Abbildung 4-17 dargestellt. Die geometrische Dimensionierung ist der Tabelle 4-1 zu entnehmen.

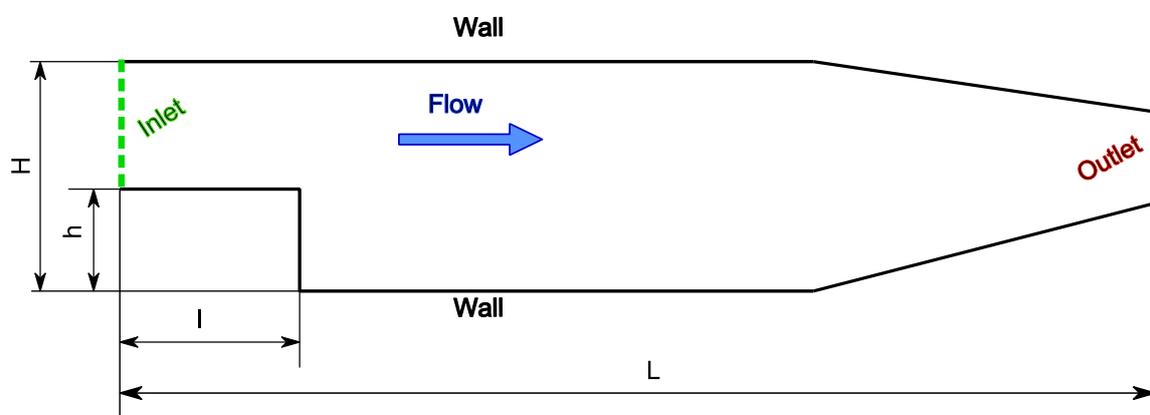


Abbildung 4-17 Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls *pitzDaily*.

Bezeichnung		Dimension
Länge	L	310,6 mm
Länge	l	20,6 mm
Höhe	H	50,8 mm
Höhe	h	25,4 mm

Tabelle 4-1 Geometrische Dimensionen von Simulationsfall *pitzDaily*.

Die zweidimensionale Geometrie wurde mit Hilfe des OpenFOAM-Vernetzers `blockMesh` diskretisiert. Das Berechnungsnetz besteht aus 12 225 Hexaeder-Volumenelement, was eine entsprechend den Dimensionen aus Tabelle 4-1 einer Volumenelementgröße von ca. 0,5 mm bedeutet.

Die physikalischen Eigenschaften Simulationsmedium sind entsprechend denen des vorhergehenden Simulationsfalls *Akustik-Benchmark* aufgesetzt worden. Die Strömungsgeschwindigkeit am „Inlet“ ist mit $U_x = 20 \text{ m s}^{-1}$ in x-Richtung definiert. Das „Outlet“ wurde als Dirichlet-Auslass-Randbedingung für das Druckfeld mit $p = 0 \text{ Pa}$ deklariert. Die Stufe selbst sowie der obere und untere Rechengebietsrand wurden als Wände definiert. Die Stufen-Höhe h und die Strömungsgeschwindigkeit definieren die Reynolds-Zahl zu $Re = 32\,000$, die Strömung ist somit per Definition turbulent. Die Turbulenzen sind mittels des OpenFOAM-Turbulenzmodells

$k\Omega$ SST (k - ω -SST) berechnet worden. Als Eingangswerte wurden für die turbulente kinetische Energie $k = 1,5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, die spezifische turbulente Dissipation $\omega = 447,2 \text{ s}^{-1}$ und die turbulente Viskosität $\nu_{turbulent} = 0,00271 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ entsprechend der gewählten Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Für die jeweiligen Felder der Turbulenzgrößen wurden an den als „Wand“ definierten Rändern die entsprechenden Wandfunktionen ausgewählt, wie die `kqR-WallFunction` für die turbulente kinetische Energie, die `nutUWallFunction` für die turbulente Viskosität und die `omegaWalFunction` für die spezifische Dissipation. Die Randbedingungen der akustischen Felder wie `acousticSources`, `pSurfaceSources` und `pa` sind identisch zu den Einstellungen des oben aufgeführten inkompressiblen Akustik-Benchmarks.

Die transiente inkompressible *pitzDaily*-Simulation wurde mittels dem `acousticFoam`-Löser berechnet. Die numerischen Einstellungen zur Lösung der linearen Gleichungssysteme waren ebenfalls identisch zu den bereits erwähnten Einstellungen in *Akustik-Benchmark*. Die Simulationszeit entsprach 0,1 s bei einem Zeitschritt von $1e^{-06} \text{ s}$. Die relativ kleine geometrische Dimension des Berechnungsfalls sowie die kurze Simulationszeit ermöglichten die serielle Berechnung des Falls auf nur einem Prozessorkern. Die serielle Berechnungszeit lag bei ca. 670 s.

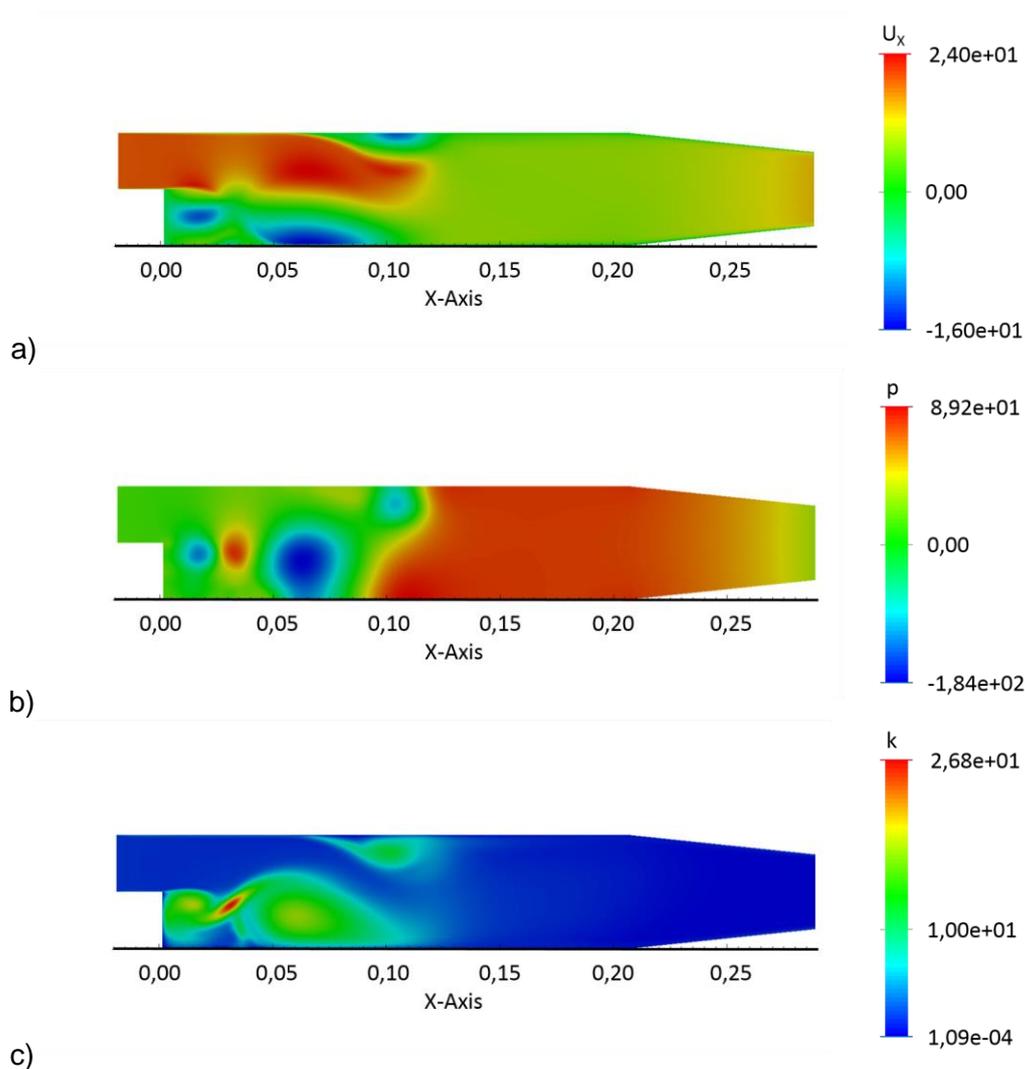


Abbildung 4-18 Visualisierung der strömungsmechanischen Ergebnisfelder zum Zeitpunkt $t=0,02\text{s}$ mit a) Geschwindigkeitsfeld in x -Richtung [m s^{-1}], b) inkompressible Druckverteilung [$\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$], c) kinetische turbulente Energie [$\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$].

Die strömungsmechanischen Ergebnisse des *pitzDaily*-Berechnungsfalls sind den OpenFOAM-Anwendern als allgemeiner Tutorial-Berechnungsfall der OpenFOAM-Distribution bekannt. Die Abbildung 4-18 a) – c) zeigen die Ergebnisfelder von Geschwindigkeit, Druck und turbulente kinetische Energie nach 20ms Simulationszeit. Die sich ausbildende Strömung im Berechnungsgebiet ist im Geschwindigkeitsfeld sehr gut erkennbar. Die über die Stufe fließende Strömung löst sich an der Stufenkante ab, es beginnt sich eine Scherschicht zwischen der bewegten Strömung und der ruhigen Zone hinter der Stufe auszubilden. Die daraus resultierenden Ablösungen sind im Ergebnisfeld des Drucks erkennbar. Die räumliche Verteilung der kinetischen turbulenten Energie repräsentiert die sich ausbildenden Wirbelgebiete im Bodenbereich direkt hinter der Stufe, sowie im Deckenbereich bei ca. 0,1m hinter dem „Inlet“.

Abbildung 4-19 a) stellt als Ergebnisfeld die Verteilung der turbulenzbasierten akustischen Quellen dar, die sich stromabwärts in Richtung des Auslasses bewegen. Da die unteren und oberen Ränder als Wände deklariert sind, entwickeln sich hier mit fortschreitender Simulationszeit weitere Wirbelstrukturen, aus denen weitere stromabwärts wandernde akustische Quellen entstehen.

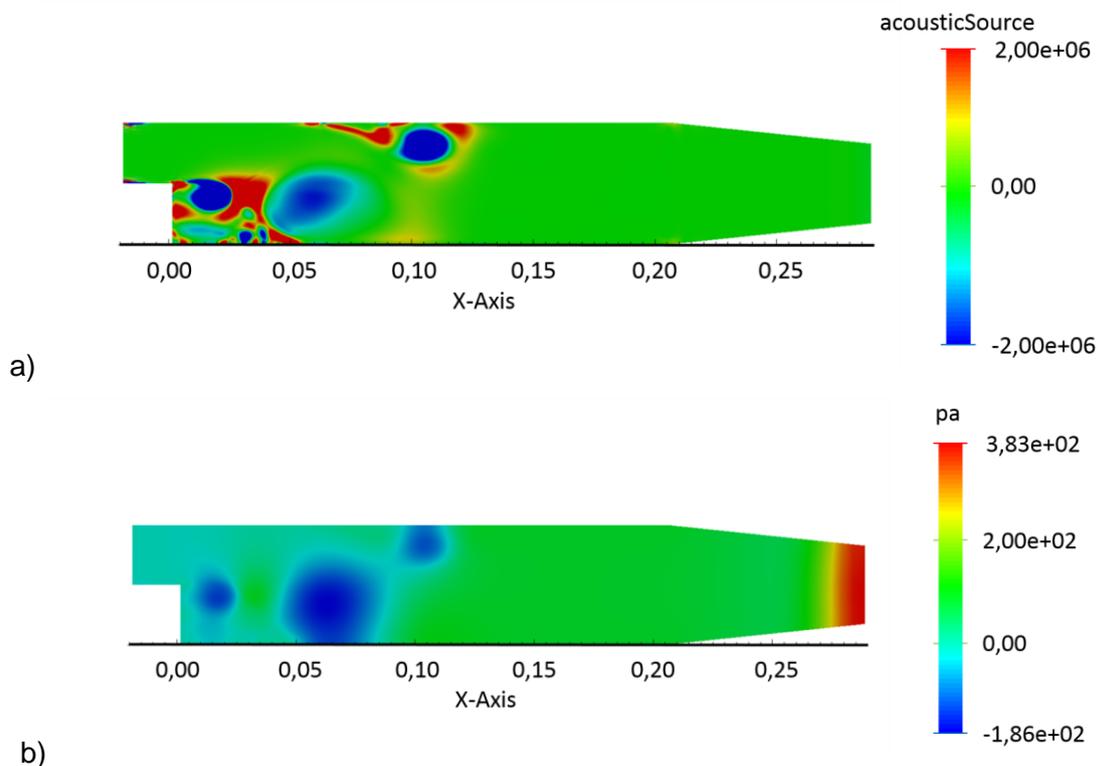


Abbildung 4-19 Visualisierung der akustischen Felder zum Zeitpunkt $t = 0,02$ s mit a) turbulenzbasierte akustische Quellen $[s^{-2}]$ und b) der sich in daraus resultierenden Ausbreitung der Druckfluktuationen $[m^2 s^{-2}]$.

Die gezeigten Ergebnisse der transienten Simulation sind ein Schnappschuss der sich entwickelnden stationären rückwärtigen Strömung über eine Stufe. Das sich entwickelnde Geschwindigkeitsprofil bewegt sich stromabwärts Richtung „Outlet“ und der beginnende Grundwirbel hinter der Stufe ist ebenfalls deutlich in Abbildung 4-18 a) und c) erkennbar. Nicht nur dieser Grundwirbel, auch die sich an der Stufenkante ablösenden Wirbelstrukturen sind unter anderem Basis für die turbulenzbasierten akustischen Quellen, die von *acousticFoam* berechnet werden.

4.4 Parallelisierung von `acousticFoam`

Die in Kapitel 3.3.2 beschriebene anwenderorientierte Parallelisierung von OpenFOAM stellt eine sehr gute programmieretechnische Hilfestellung dar, um die neuentwickelten Standardlöser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` (vgl. 4.5) zu parallelisieren. Die parallele Anwendung erfolgt entsprechend der regulären parallelisierten Ausführung von OpenFOAM. Das Berechnungsgebiet wird anwenderseitig entsprechend der Anzahl verfügbaren Prozessoren in Teilgebiete geometrisch zerlegt, wie es in Abbildung 4-20 beispielhaft dargestellt ist. Diese geometrische Zerlegung (engl. *decompose*) erfolgt über das OF-Skript `decomposePar`.

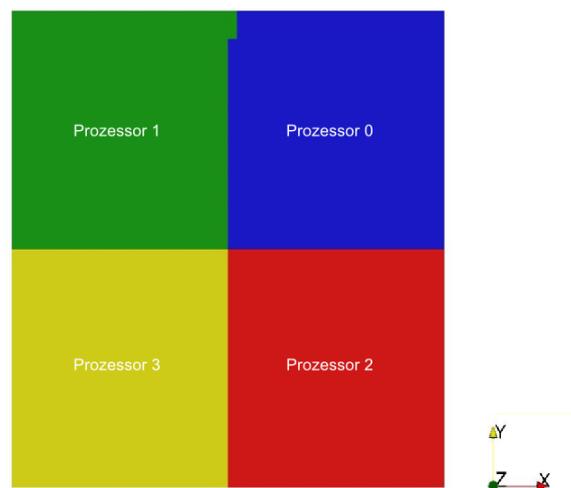


Abbildung 4-20 Beispiel für Gebietszerlegung mit `decomposePar` zur parallelisierten Berechnung auf 4 Prozessoren.

Eine parallelisierte Ausführung von `acousticFoam` darf keinerlei Einfluss auf die Ergebnisse und deren Plausibilität haben. Wie die Abbildung 4-21 a) und b) zeigen, hat die Zerlegung, parallelisierte Berechnung und das Wiederausammenfügen der Teilgebiete keinen Einfluss auf das Ergebnis, selbst nicht auf die numerisch relativ sensible Ausbreitung der Fluktuationen im Berechnungsgebiet.

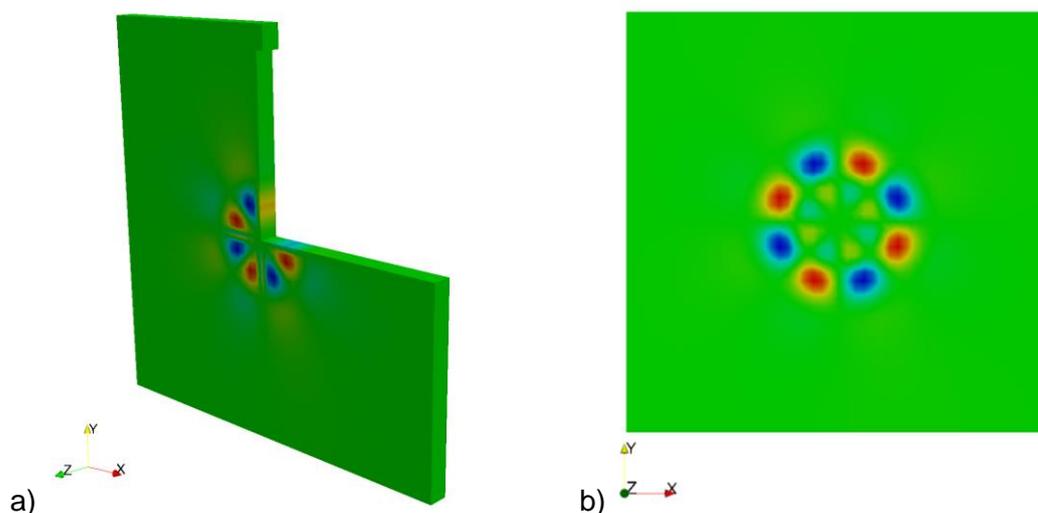


Abbildung 4-21 Ausbreitung der Fluktuationen zum Zeitschritt $t_{zs}=1$ über die Prozessorgrenzen hinweg a) vor und b) nach der Ausführung des `reconstructPar`-Skripts.

Mit dem Hintergrund, den neuentwickelten Standardlöser eventuell in einer High Performance Computing Umgebung anwenden zu können, wurde die parallele Performance wie Skalierbarkeit und Effizienz des Löser untersucht. Dazu wurde ein anwendungsorientierter und umfangreicher Simulationsfall auf dem *Woodcrest-Cluster* [85] des Regionalen Rechenzentrums Erlangen RRZE aufgesetzt. Der hier erwähnte Anwendungsfall wird in Kapitel 5 im Detail beschrieben.

Der Simulationsfall wurde wiederholt mit steigender Anzahl paralleler Prozessoren berechnet. Zur Ermittlung der parallelen Performance wurde nach Gleichung (4-24) der Speedup und nach (4-25) die Effizienz des inkompressiblen Akustik-Lösers `acousticFoam` ermittelt (siehe Abbildung 4-23). Als Referenz diente die serielle Ausführungszeit T_1 auf einem Prozessor $n_{procs} = 1$:

$$S_p = \frac{T_1}{T_p} \quad (4-24)$$

$$\varepsilon = \frac{S_p}{n_{procs}} = \frac{T_1}{n_{procs} * T_p} \quad (4-25)$$

Die Schrittweite zwischen den verwendeten Prozessorzahlen n_{procs} ist maßgeblich von der Architektur des Clusters abhängig.

Prozessoren n_{procs}	T_1 [s]	T_p [s]	Linearer Speedup	Speedup S_p	Effizienz ε
1	4,42e+5	---	1	1	1
2	---	---	2	---	---
4		2,14e+05	4	2,07	0,517
8		9,32e+04	8	4,74	0,593
16		3,80e+04	16	11,61	0,725
32		1,60e+04	32	27,49	0,859
64		8,04e+03	64	54,95	0,858

Tabelle 4-2 *Skalierbarkeit und Effizienz von `acousticFoam` bei der parallelisierten Ausführung auf dem Woody-Cluster [85] am RRZE.*

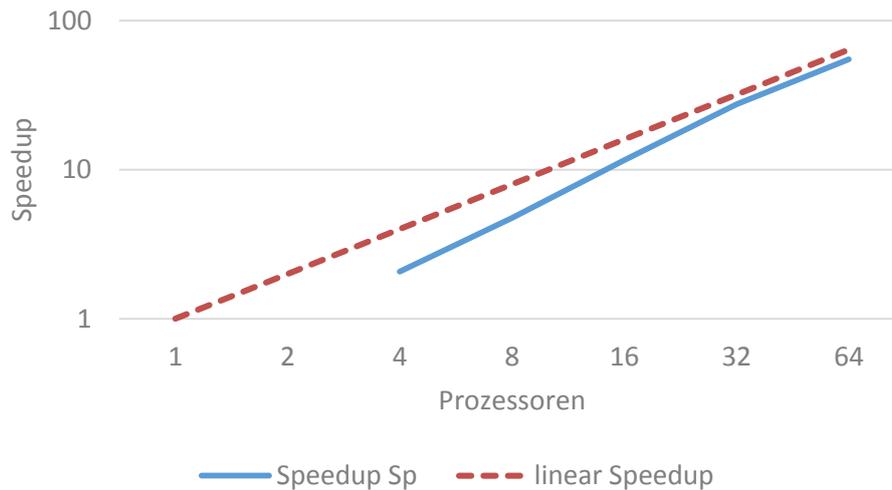


Abbildung 4-22 Speedup Sp des Akustik-Lösers `acousticFoam` für den inkompressiblen Simulationsfall Ansaugrohr (vgl. Kapitel 5.2.3).

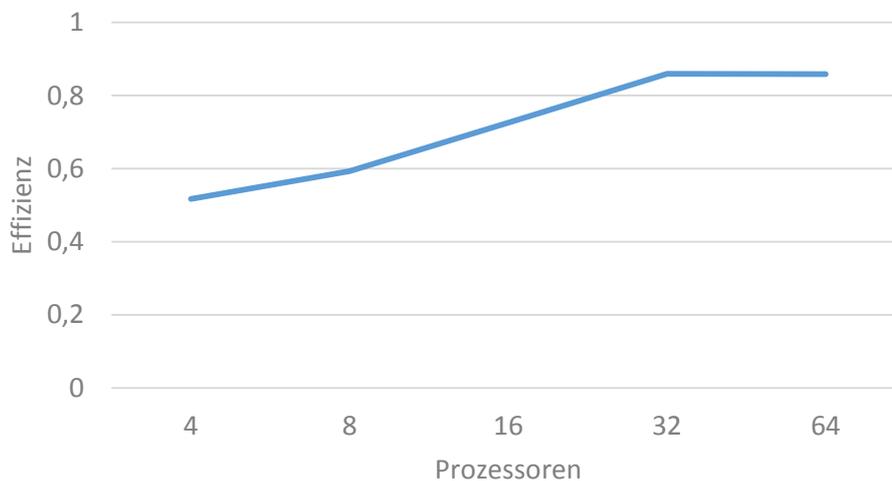


Abbildung 4-23 Effizienz des Akustik-Lösers `acousticFoam` für inkompressiblen Simulationsfall Ansaugrohr (vgl. Kapitel 5.2.3).

Die Elementanzahl des Berechnungsgitters beträgt beim vorliegenden Fall ca. 3 Mio. Hexaeder-Elemente. Der Speedup von `acousticFoam` bei der parallelisierten Berechnung inkompressibler Strömungen orientierte sich im untersuchten Bereich von 2 bis 64 parallelen `MPI_Ranks`, den kommunizierenden Prozessen, sehr am linearen Speedup. Die parallele Effizienz ε von `acousticFoam` auf dem Woody-Cluster liegt mit Werten im Bereich $0,5 \leq \varepsilon \leq 0,8$ im selben Bereich, wie die von M. Culpo in [87] untersuchte Effizienz des OpenFOAM-Standardlösers `interFoam` für inkompressible mehrphasigen Strömungen auf diversen Großrechnern. Es bleibt zu beweisen, dass auch bei `acousticFoam` der parallele Flaschenhals die Kommunikation im Eigentlichen darstellt, sowie im Besonderen die für alle Skalarprodukte notwendige `MPI_Allreduce`-Routine, wie auch in [87] dargestellt, wenn der Löser auch für massiv parallelisierte Anwendungen mit mehreren tausend Prozessen verwendet werden soll. Zur weiteren Plausibilitätsprüfung hinsichtlich der parallelen Ausführung von `acousticFoam` wurde folgender Berechnungsfall aufgesetzt.

Quadratische Strebe

Im zweidimensionalen Berechnungsfall wird eine transiente inkompressible Strömung um eine quadratische Strebe simuliert und berechnet. Die Strebe ist, wie in Abbildung 4-24 zu sehen, vertikal mittig zwischen den oben und unten eingrenzenden Wänden „Wall“ positioniert. Das Hindernis liegt zwischen Einlass „Inlet“ und Auslass „Outlet“ auf $\frac{1}{4}$ der Gesamtlänge des Berechnungsgebietes, was die Auflösung der *von Kármán*-Wirbelstraße hinter dem Objekt erlaubt. Die *von Kármán*-Wirbelstraße ist die quasi-stationäre Lösung des mit `pisoFoam` berechneten instationären Berechnungsfalls. Diese quasi-stationäre Lösung der vollausgebildeten *von Kármán*-Wirbelstraße hinter dem quadratischen Hindernis wird für die aero-akustische Simulation mit `acousticFoam` als Anfangsbedingung verwendet.

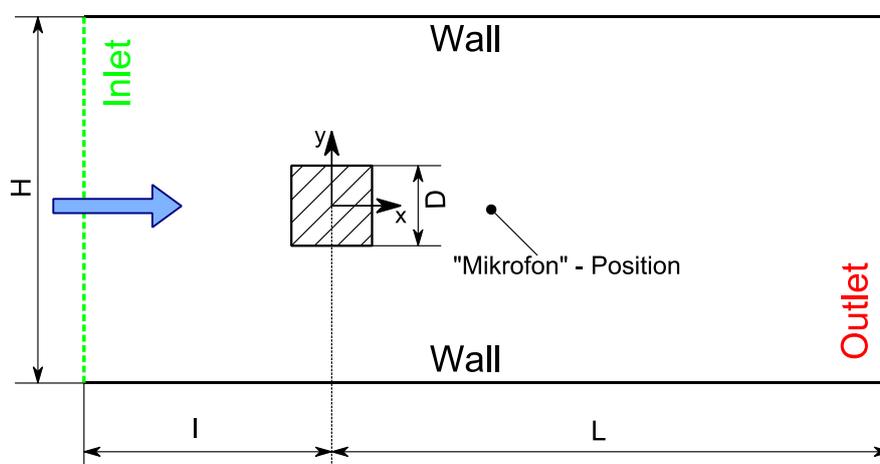


Abbildung 4-24 Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls quadratische Strebe [97].

Bezeichnung		Dimension	
Länge	L	$L = 15 \times D$	600 mm
Länge	l	$l = 5 \times D$	200 mm
Höhe	H	$H = 14 \times D$	560 mm
Durchmesser	D	D	40 mm

Tabelle 4-3 Geometrische Dimensionen von Simulationsfall quadratische Streben.

Der Durchmesser der Strebe beträgt $D = 40 \text{ mm}$, woraus sich die restlichen Dimensionen des Simulationsfalls entsprechend der Tabelle 4-3 ergeben.

Das Berechnungsgebiet konnte auf Grund der einfachen Geometrie mittels `blockMesh` räumlich diskretisiert werden. Das Berechnungsgitter besteht bei gegebenen geometrischen Dimensionen nach Tabelle 4-3 aus 116000 Hexaeder-Volumenelementen mit einer Elementgröße von 2mm. Das Rechenetz besteht nur aus einer Schicht (engl. *Layer*) Volumenelementen und stellt somit ein pseudo-zweidimensionales Berechnungsgitter dar.

Die relativ hohe Anzahl an Volumenelementen macht es erforderlich den Berechnungsfall parallel auszuführen. Dazu wurde das Berechnungsgebiet mittels der `scotch`-Methode (vgl. Kapitel 3.3.2) in 8 Teilgebiete, wie in Abbildung 4-25 dargestellt, zerlegt.



Abbildung 4-25 Räumliche Zerlegung des Berechnungsgebietes mit der scotch-Methode für die parallele Ausführung von acousticFoam auf 8 Prozessoren.

Für diesen Simulationsfall wurde Wasser als strömendes Fluid gewählt, wodurch die Einträge im `transportProperties`-Skript hinsichtlich der kinematischen Viskosität $\nu_{Wasser} = 1e^{-06} m^2 s^{-1}$, der Schallgeschwindigkeit $c_{Wasser} = 1484 m s^{-1}$ und der Wasserdichte $\rho_{Wasser} = 998,21 kg m^{-3}$ nach [144] geändert wurden. Die Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung wurde mit $U_x = 0,535 m s^{-1}$ am Einlass „Inlet“ definiert, wobei der Druck p am Auslassrand „Outlet“ zu $p = 0 Pa$ gesetzt wurde. Die quadratische Strebe sowie der obere und untere Rechengebietsrand sind jeweils als Wände deklariert. Entsprechend der geometrischen Abmessung H und der aufgesetzten Strömungsgeschwindigkeit ist die Reynolds-Zahl $Re = 19\,000$ und somit der Simulationsfall als turbulent zu betrachten. Die Turbulenzen werden mittels des `kEpsilon` (k- ϵ)-Turbulenzmodells modelliert und berechnet. Die turbulente kinetische Energie $k = 1,7e^{-04} m^2 s^{-2}$ und die turbulente Dissipation $\epsilon = 3,6e^{-05} m^2 s^{-3}$ sind die Anfangsbedingungen der Turbulenzfelder, korrelierend zur eingestellten Strömungsgeschwindigkeit. Für die entsprechenden Wandfunktionen des Turbulenzmodells wurden die `kqRWallFunction` für die turbulente kinetische Energie und die `epsilonWalFunction` für die turbulente Dissipation verwendet.

Im Gegensatz zu den beiden vorhergehenden Validierungsfällen sind die physikalischen Randbedingungen des akustischen Feldes pa für die sich wellenförmig ausbreitenden Druckfluktuationen nach Tabelle 4-4 definiert.

	Inlet	Outlet	Wall	Strebe
	advective	advective	fixedValue	zeroGradient
pa	$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\phi U) = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\phi U) = 0$	$\phi = 0$	$\nabla \phi = 0$

Tabelle 4-4 Physikalische Randbedingungen für akustische Felder in quadratische Strebe

Für den Berechnungslauf des transienten Simulationsfalls mit `acousticFoam` sind die gleichen numerischen Einstellungen zur Lösung der linearen Gleichungssysteme wie in den vorhergehenden Validierungsfällen aus Kapitel 4.3 verwendet worden. Die Simulationszeit wurde

auf 0,1 s begrenzt und ein Zeitschritt von $1e^{-06}$ s gewählt. Die oben beschriebene feine Netzauflösung, sowie die hohe zeitliche Auflösung erfordern eine parallelisierte Berechnung der Aufgabenstellung.

Um den Einfluss der initialen Fehler in den akustischen Feldern bei Berechnungsstart zu reduzieren, wurde die stationäre Lösung des Berechnungsfalles als Initialfelder für die transiente akustische Berechnung verwendet.

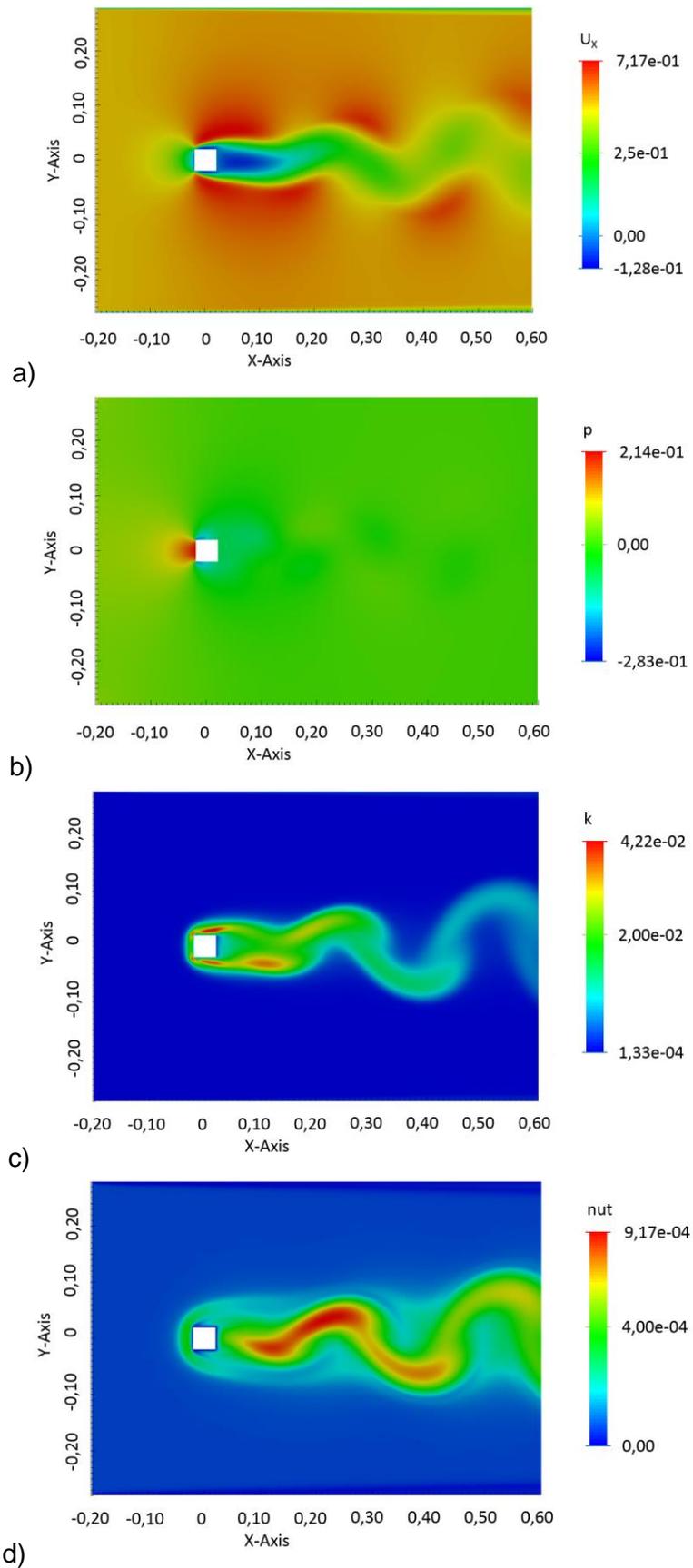


Abbildung 4-26 Visualisierung der strömungsmechanischen Ergebnissfelder zum Zeitpunkt $t=50\text{ms}$ mit a) Geschwindigkeitsfeld in x -Richtung [m s^{-1}], b) inkompressible Druckverteilung [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$], c) kinetische turbulente Energie [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] und d) Wirbelviskosität [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$].

Die für den transienten Simulationsfall mit `acousticFoam` als Startbedingung eingesetzte konvergente Lösung des stationären Falls wurde mittels OpenFOAM-Standardlöser `simpleFoam` ermittelt. Die Wirbelstraße hinter dem Hindernis ist sehr deutlich in Abbildung 4-26 erkennbar. Durch die angenommene Strouhal-Zahl von $St = 0,2$ in Gleichung (4-26),

$$St = \frac{f_{Strouhal} \cdot l}{U_x} \quad (4-26)$$

kann bei gegebener spezifischer Länge l (hier Durchmesser D) und bekannter Strömungsgeschwindigkeit \vec{U} des Fluides die Frequenz f der Wirbelablösung an der Strebe errechnet werden und ergibt in diesem Fall $f_{Strouhal} \cong 2,68 \text{ Hz}$. In Abbildung 4-26 b) wird der Staupunkt vor dem Strömungshindernis gut durch die Druckverteilung im Berechnungsgebiet aufgelöst. Die periodische Ablösung der Strömung am Hindernis ist deutlich erkennbar in Abbildung 4-26 c) und d). Die abgelösten Wirbel hinter der quadratischen Streben werden gut durch das `kEpsilon`-Turbulenzmodell aufgelöst, wie die Ergebnissfelder der turbulenten kinetischen Energie und turbulenten Viskosität zeigen. Die durch `acousticFoam` zusätzlich berechneten akustischen Felder werden in Abbildung 4-27 abgebildet. Die akustischen Quellen nach Curle's Akustik Analogie werden im selben Zeitschritt in unterschiedlicher Skalierung dargestellt, um dessen Bewegung stromabwärts in Richtung Auslass besser visualisieren zu können.

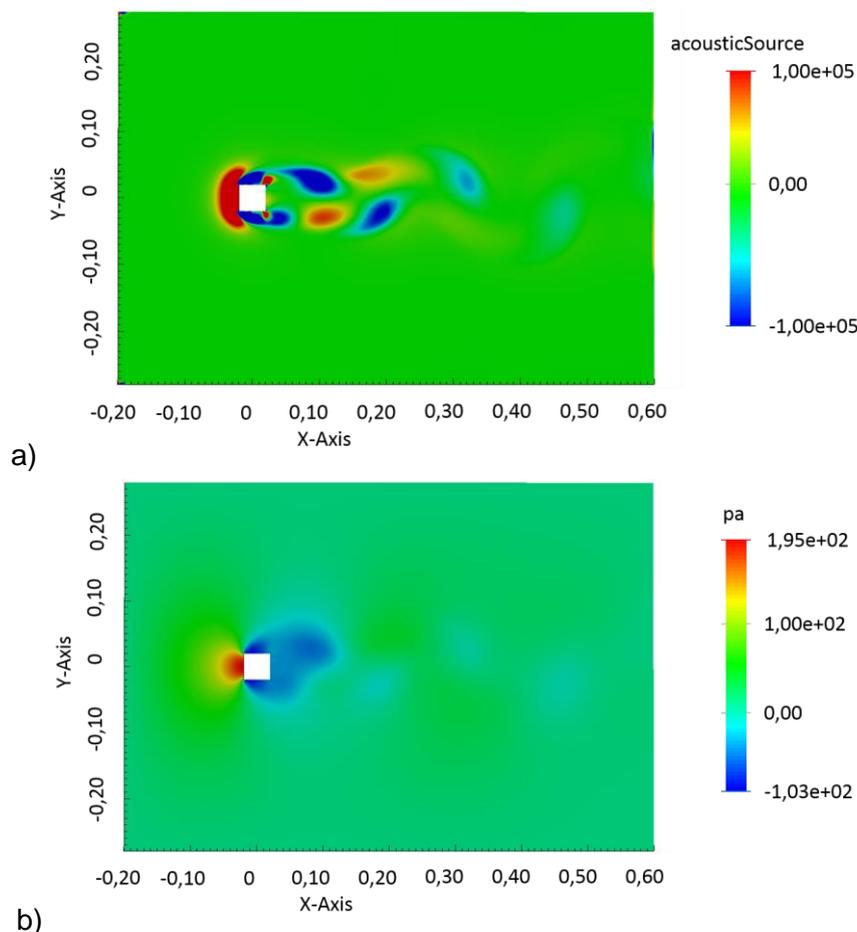


Abbildung 4-27 Visualisierung der hydroakustischen Ergebnisfelder zum Zeitpunkt $t=100 \text{ ms}$ mit a) und b) den akustische Quellen $[\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$ und der räumlichen Verteilung der fluktuierenden Druckwerte („Hydro-Schalldruck“) $[\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$.

Die Ausbreitung der fluktuierenden Druckwerte (korrespondierender „Schalldruck“) wie in Abbildung 4-27 dargestellt, beginnen nicht nur an den akustischen Quellen um die Strebe herum, sondern es sind auch Störungen in den Feldern der akustischen Quellen und der fluktuierenden Druckwerte erkennbar, die sich ausgehend von der Auslass-Randbedingung stromaufwärts bewegen. Diese Störungen werden durch Ungenauigkeiten und Fehler in der numerischen Behandlung der Auslass-Randbedingung verursacht, ein Indiz, dass diese Auslass-Randbedingung nicht ideal für strömungsakustische Simulationen ist.

Zur weiteren Untersuchung der akustischen Parameter und Ergebnisse wie „Schalldruck“, „Schalldruckpegel“ und dessen Frequenzspektren an einem bestimmten Punkt im Berechnungsgebiet, wird ein während der Berechnung aufgezeichnetes Signal analysiert. Diese akustische Analyse erfolgt im Post-Processing des OpenFOAM-Berechnungsfalls. Das Zeitsignal, welches dem Signal eines Schalldruckmikrofons vergleichbar ist, wurde am „Mikrofon“-Messpunkt aus Abbildung 4-24 mit den x-, y-Koordinaten (0,06; 0) aufgezeichnet, was einer Entfernung zur Strebe von $1,5 \times \text{Durchmesser } D$ entlang der x-Achse entspricht. Die fluktuierenden Druckwerte („Hydro-Schalldruck“) wurden in jedem Berechnungszeitschritt ausgeschrieben. Die Analyse des Zeitsignals erfolgt mittels der GNU Octave Bibliothek.

Das Zeitsignal in Abbildung 4-28 a) repräsentiert, wie bereits erwähnt, die am Mikrofon-Messpunkt aufgezeichneten Werte. Die Simulationszeit wurde auf 0,15 s begrenzt. Im Zeitsignal ist ein Degenerieren der Signalamplituden deutlich erkennbar. Die zu Beginn der Simulation höheren Amplituden werden durch den Einfluss der numerischen Randbedingungen verursacht, da diese wie bereits erwähnt, nicht für strömungsakustische Simulationen geeignet sind. Dieser Effekt ist auch in Abbildung 4-28 c) am leichten Abfallen des „Schalldruckpegels“ über die Dauer der Simulationszeit erkennbar. Die erwähnten anfänglichen Störungen sind dissipativ und werden mit zunehmender Simulationszeit geglättet. Auf das Zeitsignal wurde eine Fast Fourier-Transformation (FFT) angewendet. Das Frequenzspektrum in Abbildung 4-28 b) weist markante Peaks um 1200 Hz, 2050 Hz und 3800 Hz auf, die ein Indikator für ein tonales Geräusch sein könnten, wie es bei einer umströmten Strebe erwartet werden kann. Die logarithmische Betrachtung der fluktuierenden Druckwerte repräsentiert den „Hydro-Schalldruckpegel“ bezogen auf den hydroakustischen Referenzwert von $20 \mu Pa$ bei 1000 Hz. Dieser „Hydro-Schalldruckpegel“ weist mit ca. 170 dB einen scheinbar realistischen Wert für die simulierte Anwendung auf.

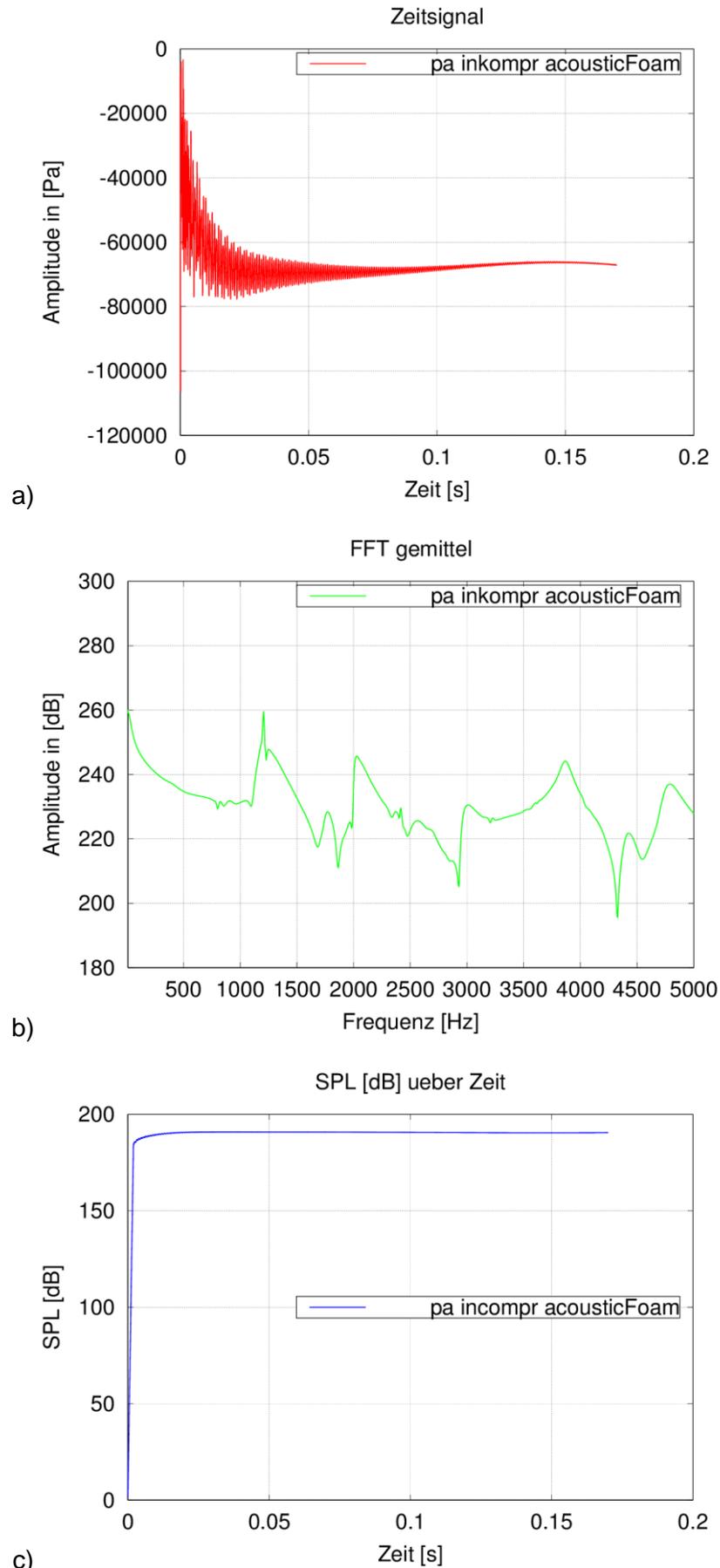


Abbildung 4-28 Hydro-Akustische Ergebnisse im Post-Processing des zweidimensionalen OF-Simulationsfalls quadratische Strebe.

4.5 Akustik-Löser – `acousticRhoFoam` für kompressibel Strömungen

Die akustischen Analogien nach Lighthill oder Curle ermitteln die turbulenzbasierten akustischen Quellen basierend auf den akustisch relevanten Dichteschwankungen des Strömungsfeldes. Werden die akustischen Quellen einer turbulenten Strömung auf Basis des zerlegten Druckes errechnet, ähnlich der Erläuterung in Kapitel 4.2.1, bedarf es jedoch korrekter Weise eines zusätzlichen Terms [60]. Dieser Korrekturterm ist nicht notwendig, sofern die akustischen Analogien mit Hilfe der Dichteschwankungen angewendet werden. Die Verwendung der nach Gleichung (4-27) zerlegten Dichte ρ'

$$\rho' = \rho - \rho_0 \quad (4-27)$$

zur Implementierung in die akustischen Analogien kann physikalisch plausibel nur in einen kompressiblen numerischen Strömungslöser implementiert werden. Aus diesem Grunde wurde der kompressible, transiente und druckbasierte OpenFOAM-Standard-Löser `rhoPimpleFoam` als Ausgangsbasis für den kompressiblen Akustik-Löser `acousticRhoFoam` verwendet.

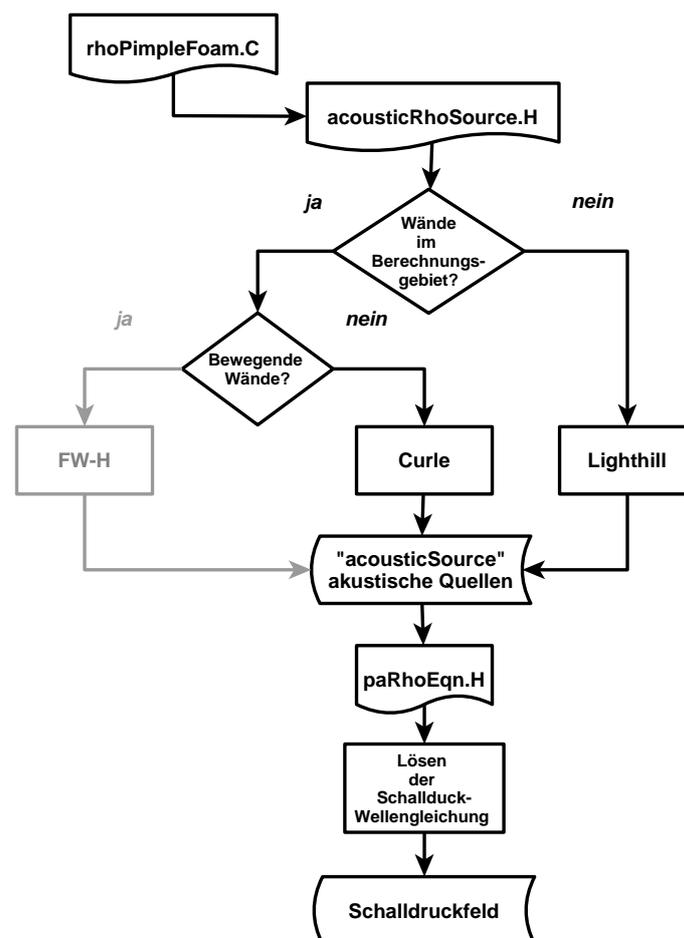


Abbildung 4-29 Programmablaufplan (PAP) des Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` für kompressible Strömungen.

Der PAP (Abbildung 4-29) des kompressiblen Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` ist strukturell identisch zum vorher dargestellten PAP inkompressiblen Akustik-Lösers `acousticFoam`. Wie angedeutet, ist die numerische Basis beider Löser unterschiedlich und zur eindeutigeren Unterscheidung findet sich in allen kompressiblen Löser-Dateien der Zusatz `-rho-` (vgl. Abbildung 4-30). Im kompressiblen Lösungsalgorithmus wird zusätzlich zu den Geschwindigkeits- und Druckgleichungen (`UEqn.H` und `pEqn.H`) die Energiebilanz der Strömung durch Berechnung der Enthalpie h in `hEqn.H` mitberücksichtigt. Die Dichte $\rho = \text{rho}$ wird mittels der Dichtegleichung in `rhoEqn.H` aus den fluidspezifischen physikalischen Eigenschaften und den physikalischen Randbedingungen des Berechnungsfalls initial ermittelt und geht als Zwischenergebnis in die weitere Berechnung der Druck- und Geschwindigkeitsfelder in der PIMPLE-Schleife ein. Der Ausgangswert `rho` für die Berechnung der Dichtegleichung `rhoEqn.H` (vgl. Listing 4-10) wird mittels den Parametern der `thermoPhysicalProperties` und den Anfangswerten der Felder `p` (Druck) und `T` (Temperatur) aus der allgemeinen Gasgleichung ermittelt:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (4-28)$$

wobei $R = 0,28712 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die spezifische Gaskonstante für Luft ist.

```
(
    fvScalarMatrix rhoEqn
    (
        fvm::ddt(rho)
        +fvm::div(phiiv, rho)
    );
    rhoEqn.solve();
)
```

Listing 4-10 Berechnung der Dichtegleichung `rhoEqn.H` in `rhoPimpleFoam` und `acousticRhoFoam`.

Für eine weiter detaillierte Beschreibung der numerischen Lösung kompressibler Strömungsprobleme wird an dieser Stelle auf weiterführende Literatur wie [74] verwiesen.

Die Implementierung der Berechnung kompressibler akustischer Felder in `acousticRhoFoam.C` erfolgt analog zum inkompressiblen Akustik-Löser `acousticFoam` durch das Einfügen der entsprechenden Header-Files `acousticRhoSource.H` für die Berechnung der turbulenzbedingten akustischen Quellen und `paRhoEqn.H` zur Ermittlung der Schalldruckausbreitung im akustischen Nahfeld. Wie auch beim inkompressiblen Akustik-Löser erfolgt die Auswahl der jeweiligen Analogie entsprechend des Aufbaus und den eingestellten physikalischen Randbedingungen der Simulationsaufgabe. Existieren im Simulationsfall keine Wand-Randbedingungen, so werden die akustischen Quellen ausschließlich nach Lighthill berechnet. Bei Randbedingungen, die stationäre Wände repräsentieren, werden die akustischen Quellen nach der Akustischen Analogie von Curle berechnet. In `paRhoEqn.H` erfolgt die akustische Zerlegung der Strömungsgrößen \vec{U} , p und ρ in Gleich- und Schwankungsteile, wobei diese Schwankungsteile die akustisch wirksamen Fluktuationen der berechneten Strömung repräsentieren. Die Ausbreitung dieser akustischen Schwankungsgrößen wird mit der inhomogenen Wellengleichung beschrieben. In `paRhoEqn.H` wird diese inhomogene Wellengleichung

des Schalldrucks gelöst. Eine detaillierte Beschreibung der Ausbreitung der Schwankungsgrößen für den Schalldruck im akustischen Nahfeld erfolgt in Kapitel 4.5.3. In `createFields.H` müssen die berechneten Felder der akustischen Quellen und des Schalldrucks als solche zur Ausgabe und späteren Visualisierung implementiert sein. Die komplette Ordnerstruktur des inkompressiblen Akustik-Lösers `acousticFoam` nach erfolgreicher Kompilierung ist der Abbildung 4-30 a) zu entnehmen.

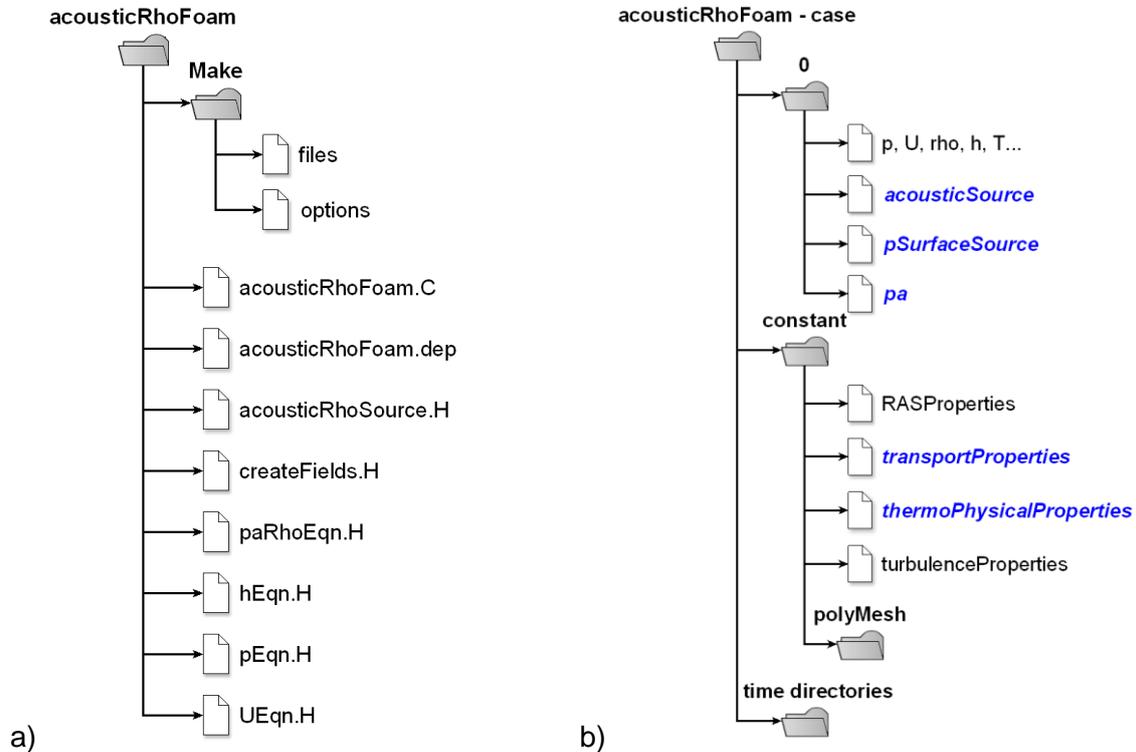


Abbildung 4-30 a) Ordnerstruktur des Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` für kompressible Berechnungsfälle und b) Ordnerstruktur eines kompressiblen Berechnungsfalles mit `acousticRhoFoam`, blau gekennzeichnet für akustische Felder relevante Dateien.

Das nachfolgende Listing 4-11 zeigt einen Auszug aus `createFields.H` mit der Deklaration der akustischen Felder für kompressible Strömungssimulationen. Dabei repräsentiert `acousticSource` das skalare Berechnungsfeld für die räumliche Verteilung der akustischen Quadrupol-Quellen und das Vektorfeld `pSurfaceSource` steht für die Berechnung der akustischen Dipol-Quellen an stationären und schallharten Oberflächen innerhalb des Berechnungsgebiets. Die Darstellung der räumlichen Verteilung des Schalldrucks wird mittels des Skalarfeldes `pa` realisiert. Für die Berechnung der akustischen Quellen `acousticSource` und `pSurfaceSource` wie auch des Schalldruckfeldes `pa` sind entsprechend den in Kapitel 3.2 diskutierten Gleichungen weitere physikalische Konstanten notwendig. Die Deklaration der skalaren dimensionsbehafteten Konstanten erfolgt mittels der `dimensionedScalar`-Bibliothek. Dabei steht die Konstante `c` für die Schallgeschwindigkeit c [m s^{-1}] im ruhenden Fluid und ist für die Lösung der Ausbreitung des Schalldrucks erforderlich. Sie muss entsprechend den physikalischen Gegebenheiten des aufgesetzten Simulationsfalles anwenderseitig dimensioniert werden. Das skalare Feld `p0` wird benötigt, um nur die von der dynamischen Strömung beeinflusste Oberfläche für die Berechnung der Oberflächenquellen zu aktivieren.

```

...
Info<< "Reading transportProperties\n" << endl;
...

dimensionedScalar c //Schallgeschwindigkeit
(
    transportProperties.lookup("c")
);

volScalarField p0
(
    IOobject
    (
        "p0",
        runtime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::READ_IF_PRESENT,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    thermo.p()
);

Info<< "Reading field pSurfaceSource\n" << endl; //Oberflächenquellen
volVectorField pSurfaceSource
(
    IOobject
    (
        "pSurfaceSource",
        runtime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::MUST_READ,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    mesh
);

Info<< "Reading field acousticSource\n" << endl; // Akustische Quellterme
volScalarField acousticSource
(
    IOobject
    (
        "acousticSource",
        runtime.timeName(),
        mesh,
        IOobject::MUST_READ,
        IOobject::AUTO_WRITE
    ),
    mesh
);

Info<< "Reading field pa\n" << endl; //Schalldruck
volScalarField pa
/

```

Listing 4-11: Auszug aus createFields.H für acousticRhoFoam.

4.5.1 Implementierung Akustischer Analogien

Die Implementierung der Akustischen Analogien nach Lighthill [2] und Curle [3] im kompressiblen Standardlöser `acousticRhoFoam` erfolgte analog der Vorgehensweise zur Modellierung von `acousticFoam`. Die Berechnung akustischer Quellterme in `acousticRhoFoam` nach Lighthill oder Curle und die daraus resultierende Ausbreitung der fluktuierenden Druckgrößen innerhalb der Berechnungsdomain basieren maßgeblich auf der Kontinuitätsgleichung und Impulserhaltung, wie sie bereits in Kapitel 3.2.3 nach [60] und [61] erläutert wurden. Durch die folgende Annahme wird der Anwendungsbereich von `acousticRhoFoam` eingeschränkt. Da eine Vielzahl von strömungsakustischen Aufgabenstellungen im Bereich von niedrigen Machzahlen $Ma < 0,3$ liegen, kann die Hintergrundströmung somit auch als inkompressibel betrachtet werden. Wird von inkompressiblen ($\rho = const$), isentropen und newtonischen ($\tau = 0$) Fluiden bei kleinen Mach-Zahlen und hohen Reynolds-Zahlen ausgegangen, kann Gleichung (3-34), wie in [61] vorgeschlagen, vereinfacht werden und es ergibt sich die inkompressible Näherung des Lighthill-Tensors (4-4)

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j. \quad (4-29)$$

Im Gegensatz zur Implementierung der Quellterme in den inkompressiblen Löser wird die Referenzdichte ρ_0 nicht als anwenderseitig definierte dimensionslose skalare Konstante deklariert, sondern mittels `thermo.rho()` aus den thermodynamischen Eigenschaften und Parametern des Fluids physikalisch plausibel bestimmt.

Der approximierte Lighthill-Tensor wird in die inhomogene Wellengleichung (4-30)

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4-30)$$

auf der rechten Seite eingetragen, welche den Quadrupol-Quellterm der inhomogenen Wellengleichung repräsentiert. Der Dipol-Quellterm (4-31) in Curle's akustischen Analogie

$$p \frac{\partial f}{\partial x_i} = p n_i \quad (4-31)$$

ist gültig, wenn die Reibungseffekte vernachlässigt werden und die betrachtete Oberfläche stationär ist. p beschreibt hier den lokalen Oberflächendruck und n_i steht für den aus der Domain gerichteten, lokalen Normalenvektor dieser Oberfläche. Die aufgeführten Vereinfachungen zusammengefasst ergeben die zu implementierenden akustischen Quellterme nach Curle:

$$\frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (p n_j). \quad (4-32)$$

Diese Vereinfachungen schränken die Anwendbarkeit der Akustischen Analogie auf reibungsfreie und isentrope Strömungen bei Machzahlen $Ma < 0,3$ ein, die somit als inkompressibel angenommen werden können.

Im Unterschied zum inkompressiblen Löser, muss für die Berechnung der Dipole, also der Oberflächenschallquellen, die Implementierung der Analogie für den kompressiblen Fall angepasst werden. Bei Berechnungsbeginn wird im kompressiblen Strömungsfeld die Druck- und Dichteverteilung $p = p$ und $\rho = \text{rho}$ aus den thermodynamischen Größen ermittelt, die anwenderseitig eingestellt worden sind. Es existiert bereits zum Zeitpunkt t_0 ein mit konkreten Werten bestimmtes Druckfeld $p(t_0)$. Würde dieses Druckfeld $p(t_0)$ zur Berechnung der Oberflächen verwendet, strahlen alle sich im Berechnungsgebiet befindlichen schallharten Oberflächen bereits Schall ab. Daher wird, wie bereits oben erwähnt, das skalare Feld p_0 benötigt, um nur die von der dynamischen Strömung beeinflusste Oberfläche für die Berechnung der Oberflächenquellen zu aktivieren. Der lokale Oberflächendruck p_{Wall} wird im kompressiblen Akustik-Löser auf Basis des lokalen dynamischen Drucks p_w ermittelt.

```

const label& wallPatch(mesh.boundaryMesh().findPatchID("wall"));

if (wallPatch)
{
    Info<< "Existing Walls in Computation Domain."<<endl;

    const fvPatchList& patches = mesh.boundary();

    forAll(patches, patchi)
    {
        const fvPatch& wallpatches = patches[patchi];
        if (isType<wallFvPatch>(wallpatches))
        {
            const labelList & fc( wallpatches.faceCells() );
            const volScalarField pw = p - p0; //lokaler dynamischer Druck
            const scalarField & pWall( pw.boundaryField()[patchi] );

            forAll( pWall, facei )
            {
                pSurfaceSource[fc[facei]] =
                pWall[facei]*(-mesh.Sf()[facei]/mesh.magSf()[facei]);
            }
        }
    }

    Info<< "Calculating Curle Acoustic Source Field" << endl;
    acousticSource = - fvc::div(pSurfaceSource) // Dipol
                    + thermo.rho()*fvc::div(fvc::div(U*U)); // Quadrupol
}

```

Listing 4-12: *acousticSource.h: Berechnung der akustischen Quellen nach Curle für kompressible Simulationen mit acousticRhoFoam.*

Bei der Berechnung der akustischen Quellen im kompressiblen Simulationsfall mittels `acousticRhoFoam` werden die akustischen Quellen `acousticSources` in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3\text{s}^2}\right]$ berechnet und ausgegeben.

4.5.2 Akustische Randbedingungen

Wie bereits in Kapitel 4.2.2 für inkompressible Simulation erläutert, besitzt OpenFOAM auch für kompressible Berechnungen von akustischen Feldern keine akustisch wirksamen Randbedingungen. Jedoch besitzt OpenFOAM für kompressible Berechnungen die Möglichkeit eine nicht-reflektierende Randbedingung auf als Ausfluss definierten Flächen zu implementieren, die sogenannte `waveTransmissive`-Randbedingung der OpenFOAM-Objektklasse `class Foam::waveTransmissiveFvPatchField< Type >`. Diese Randbedingung stellt eine wellendurchlässige Auslassbedingung dar, basierend auf Gleichung (4-33):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\phi U) = 0. \quad (4-33)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Wellengeschwindigkeit) wird mittels Gleichung (4-34) ermittelt:

$$x_p = \frac{\phi_p}{|S_f|} + \sqrt{\frac{\gamma}{\psi_p}}. \quad (4-34)$$

Mit x_p , den gesuchten Werten am betreffenden `patch` (engl. *patch values*), ϕ_p , dem Fluss über dieses `patch` (engl. *patch face flux*), ψ_p , der isothermen Kompressibilität (engl. *patch compressibility*), S_f , dem Normalenvektor der `patch`-Fläche (engl. *patch face area vector*) und γ , dem Isentropen-Exponent mit dem spezifischen Wärmeverhältnis $\left(\frac{c_p}{c_v}\right)$ (engl. *ratio of specific heats*).

```
...
boundaryField
{
    Outlet
    {
        type            waveTransmissive;
        phi             phi;
        psi             psi;
        gamma           1.4;
        //rho           rho; //optional, wird nicht benötigt
        fieldInf        1e5; //optional
        lInf            0.1; //optional
    }
}
```

Listing 4-13 Spezifikationsbeispiel für die Anwendung der `waveTransmissive`-Randbedingung.

Die wellendurchlässige Randbedingung `waveTransmissive` ist eine von der `advective`-Randbedingung abgeleitete Auslassbedingung. Durch Änderung der `advectionSpeed()`-Funktion wird die Strömungsgeschwindigkeit plus die Schallgeschwindigkeit am Auslass berechnet und zurückgegeben, um somit eine für akustische Wellen durchlässige Randbedingung zu erstellen [1]. Wie aber in [79] erläutert und in den nachstehenden Validierungsberechnungen in Kapitel 4.6 aufgezeigt, ist die `waveTransmissive`-Auslassbedingung keine akustisch nicht-reflektierende Randbedingung. Die akustischen Reflektionen ins Berechnungsgebiet zurück sind äußerst stark von den Einstellungen der Parameter `fieldInf` und `lInf` abhängig (vgl. Kapitel4.2.2), können aber nicht komplett eliminiert werden.

4.5.3 Schallausbreitung im akustischen Nahfeld

Die strömungsmechanischen Gleichungen enthalten die Bewegungen des Fluides wie auch die akustischen Auslenkungen. Diese akustischen Schwankungen sind der Fluidbewegung überlagert und stellen somit eine Störung dieser dar, weshalb in diesem Kontext auch oft vom Störungsansatz gesprochen wird (vgl. Kapitel 3.2.1).

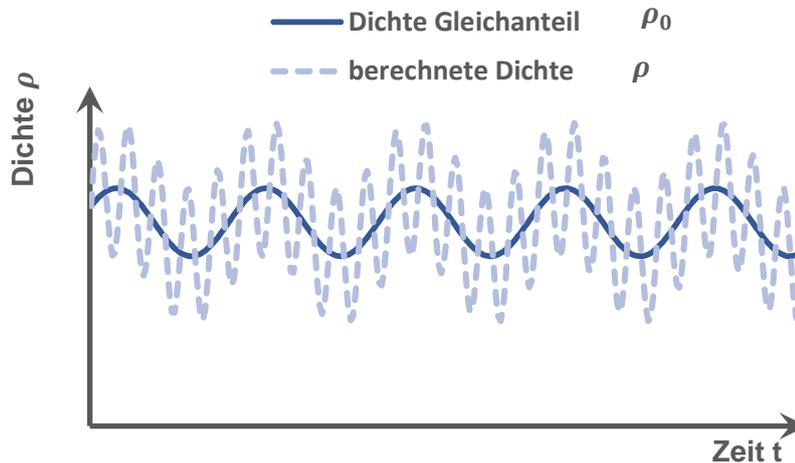


Abbildung 4-31 Störungsansatz für kompressible Strömungsberechnungen mit `acousticRhoFoam`.

Entsprechend den Gleichungen (4-35) und (4-36)

$$\rho' = \rho - \rho_0 \quad (4-35)$$

und

$$p' = p - p_0 \quad (4-36)$$

wurde die akustische Zerlegung von Dichte und Druck beim kompressiblen Ansatz mit `acousticRhoFoam` definiert. Dabei repräsentiert p den vom Applikationslöser berechneten Druck und ist stark vom eingesetzten Turbulenzmodell abhängig. Der Gleichanteil p_0 des berechneten Drucks ist für diesen Solver per Definition der aus den thermodynamischen Größen bestimmte Wert `thermo.rho()`. Mittels der Druck – Dichte – Beziehung für lineare Akustik (4-37)

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (4-37)$$

erfolgte die für diese Arbeit relevante Implementierung des Schalldrucks in die Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} (p n_j). \quad (4-38)$$

Durch Lösen der Wellengleichung, wie in Listing 4-14 dargestellt, erfolgt die Berechnung der sich im Strömungsfeld bzw. akustischen Nahfeld ausbreitenden Schalldruckwelle p_a , ausgehend von den zuvor berechneten akustischen Quellen `acousticSource`.

```
pa = ((c*c)*(rho - thermo.rho())); // Druck-Dichte-Beziehung für lineare Akustik

fvScalarMatrix paEqn
(
    (1/(c*c))*fvm::d2dt2(pa)
    -fvm::laplacian(pa)
);
solve(paEqn == acousticSource);
```

Listing 4-14: Auszug aus `paRhoEqn.H`-Datei für die Implementierung der Ausbreitung der Schalldruckwellen in `OpenFOAM-acousticRhoFoam`.

4.6 Validierung `acousticRhoFoam`

Für die Verifizierung der Ergebnisse des kompressiblen Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` wurde ähnlich der bereits in Kapitel 4.3 beschriebenen Validierung von `acousticFoam` für inkompressible Strömungen verfahren. Die zweidimensionale akustische Pulsausbreitung wurde auf demselben quadratischen Berechnungsgitter mit einer Seitenlänge von $x = y = 110\text{m}$ berechnet und visualisiert (vgl. Kapitel 4.3 und Abbildung 4-11). Die Berechnungsdomain wurde mit `blockMesh` vernetzt. Es wurden drei unterschiedliche Berechnungsgitter mit den Auflösungen `grob`, `mittel` und `fein` im Rahmen einer Netzsensitivitätsanalyse erstellt und untersucht. Die Eigenschaften wie Volumenelementanzahl und -größe der einzelnen Berechnungsgitter sind der Tabelle 4-5 zu entnehmen.

Netzgranularität	Anzahl Volumenelemente	Teilungen Δx in x-Richtung	Volumenelementgröße
fein	40 000	200	0,55 m
mittel	22 500	150	0,73 m
grob	10 000	100	1,1 m

Tabelle 4-5 Rechengittereigenschaften der Netzsensitivitätsanalyse des akustischen Benchmarks

Die in Tabelle 4-5 erwähnte Teilung Δx in x-Richtung hat ihren Ursprung in der Erstellung des Rechengitters mittels dem OF-Skript `blockMeshDict`. Darin steuert die Einstellung der Teilung zuerstellender Hexaeder-Blöcke die Feinheit bzw. Granularität des Berechnungsgitters.

Entsprechend dem originalen akustischen Testfall [143] wurde für den kompressiblen Simulationsfall eine Hintergrundströmung mit $U_x = M$ implementiert. Wobei M für Mach-Zahl $M = 0,0003$ steht. Die sehr geringe Geschwindigkeit der Hintergrundströmung wurde angenommen um den einschränkenden Vereinfachungen des Akustik-Lösers zu entsprechen. Der Gauß'sche Druckpuls wurde im Koordinatenmittelpunkt als Anfangsbedingung nach den Gleichungen (4-39) - (4-41) implementiert:

$$p(x, y, 0) = \varepsilon \cdot e^{-\alpha\eta^2} \quad (4-39)$$

$$u(x, y, 0) = M \quad (4-40)$$

$$v(x, y, 0) = 0. \quad (4-41)$$

Dabei gilt für α die Beziehung $\alpha = \ln 2 / b^2$ mit der halben Breite b des Gauß-Pulsprofils. Weiter gilt $\eta = \sqrt{[(x - Mt)^2 + y^2]}$, welches bei $t_{zs} = 0$ gleich der radialen Ausbreitung um den Koordinatenmittelpunkt ist. Für die folgenden Berechnungen betrug die Breite des Gauß-Pulses $b = 3$ und seine Amplitude $\varepsilon = 0,01$. Abbildung 4-32 zeigt den initialisierten, dimensionslosen Gauß'schen Druckpuls im Koordinatenmittelpunkt. Dieser Gauß'sche Druckpuls erzeugt die akustischen Wellenmoden nach [145].

Die numerische Simulation des kompressiblen Akustik-Testfalls wurde ohne Verwendung eines Turbulenzmodells durchgeführt, die Strömung somit als laminar betrachtet.

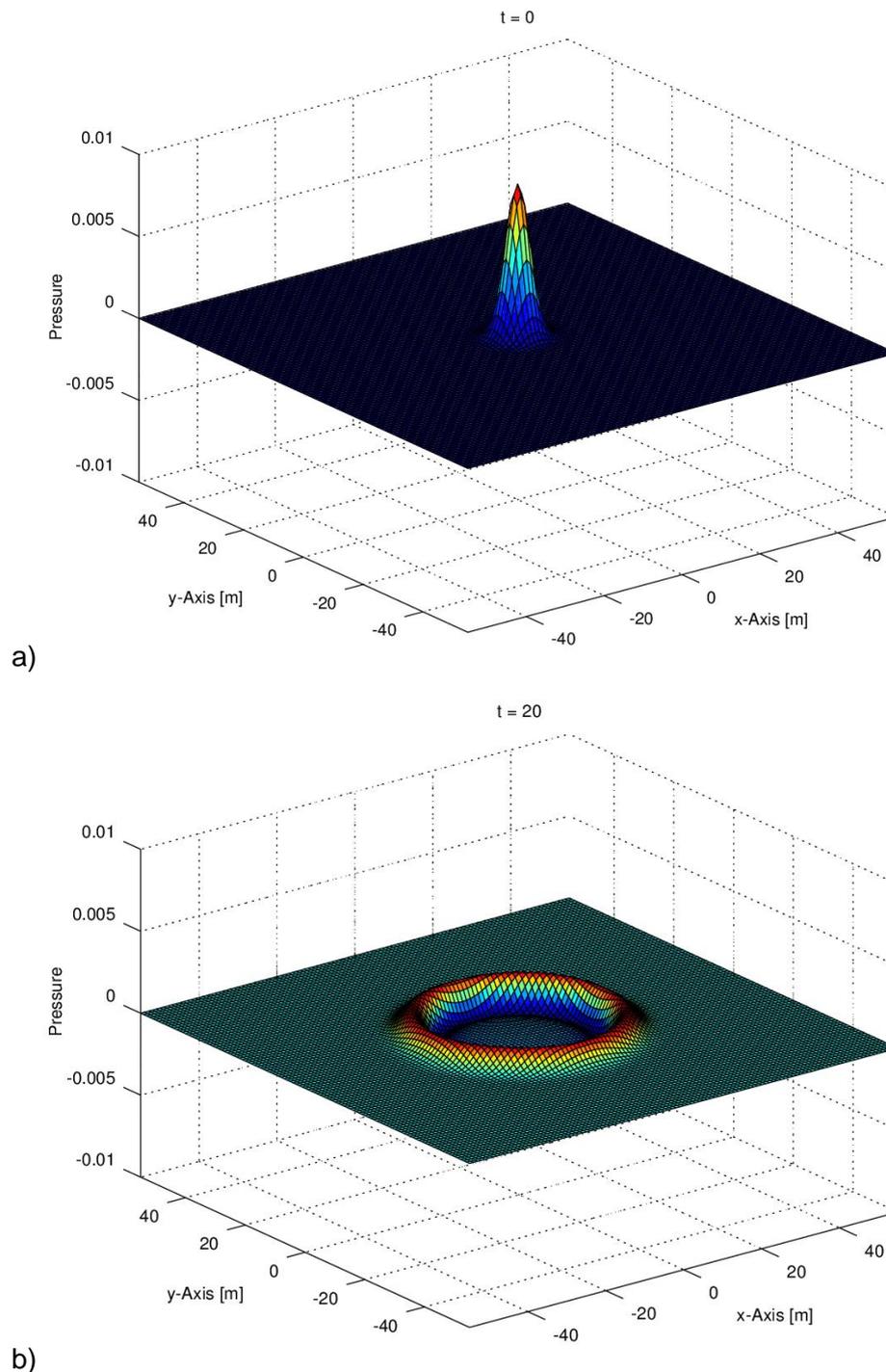


Abbildung 4-32 Zweidimensionaler akustischer Testfall nach [141] und [142] mit Gauß'schem Druckpuls im Koordinatenursprung; a) zum Zeitschritt $t_{ZS} = 0$ als Anfangsbedingung und b) $t_{ZS} = 20$ Ausbreitung des Gauß'schen Druckpuls mit geringer Hintergrundströmung.

Die dargestellten Anfangsbedingungen ermöglichen die Transportberechnung der Druckfluktuationen, ausgehend von den zuvor ermittelten akustischen Schallquellen. Entsprechend den gewählten Randbedingungen sowie den physikalischen Parametern repräsentieren die berechneten Druckfluktuationen den von der akustischen Quelle sich ausbreitenden Schalldruck.

Die Schalldruckwelle breitet sich in Luft aus, welche durch das Klassenobjekt `thermoType hPsiThermo<pureMixture<constTransport<specieThermo<hConstThermo<perfectGas>>>>`; in den fallspezifischen `thermophysicalProperties` physikalisch als ideales Gas definiert wird. Die für die Ermittlung der akustischen Quellen benötigte Dichte `thermo.rho()` wird durch die Dichtegleichung `rhoEqn.H` (vgl. Listing 4-10) errechnet. Die Schallgeschwindigkeit wird im `transportProperties`-Skript zu einem konstanten Wert mit $c = 346,3 \text{ m s}^{-1}$ deklariert.

Die Simulationszeit wurde für den Akustik-Benchmark zu 0,1 s mit einem Zeitschritt von $1,6e^{-04} \text{ s}$ eingestellt. Die Simulation wurde seriell wie auch parallel ausgeführt. Die serielle Berechnungszeit des mittel-granularen Berechnungsgitters lag bei ca. 8560 s bis zu Zeitschritt $t_{zS} = 6$.

Zur Lösung der erstellten linearen Gleichungssysteme von Dichte- und Akustik-Feldern wurde der in OpenFOAM enthaltene PCG (Preconditioned Conjugated Gradient) –Löser verwendet. Die Druck- und Schalldruckfelder wurden mit Hilfe des GAMG (Geometric Agglomerated Algebraic Multigrid) –Lösers inklusive eines `GaussSeidel`-smoothers gelöst. Zur Lösung der asymmetrischen Matrizen wie der des Geschwindigkeitsfeldes oder turbulenzmodellierender Felder, wie der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipation ω kam der PBiCG (Preconditioned Bi-conjugated Gradient) –Löser zum Einsatz. Um die Konvergenz der Lösung zu verbessern, benutzt man die Vorkonditionierer DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky) für symmetrische und DILU (Diagonal Incomplete-LU) für asymmetrische Matrizen. Die Löser-Toleranz wurde auf $1e^{-06}$ eingestellt, wobei die relative Löser-Toleranz `relTol` auf 0 festgelegt wurde.

Für die Berechnung der wellenförmigen Schalldruckausbreitung muss die zweite zeitliche Ableitung des Schalldruckfeldes numerisch berechnet werden. Die Distribution von OpenFOAM 2.1.1 verfügt nur über das `Euler`-Schema für die numerische Berechnung von Termen zweiter Ordnung wie der zweiten zeitlichen Ableitung.

In Abbildung 4-33 ist die zeitliche Veränderung des initialen Druckpulses entlang der x -Achse dargestellt. Die Abbildung repräsentiert den Schnitt durch die zweidimensionale Darstellung der Ausbreitung des Druckpulses aus Abbildung 4-34, welcher mittels `acousticRhoFoam` berechnet wurde.

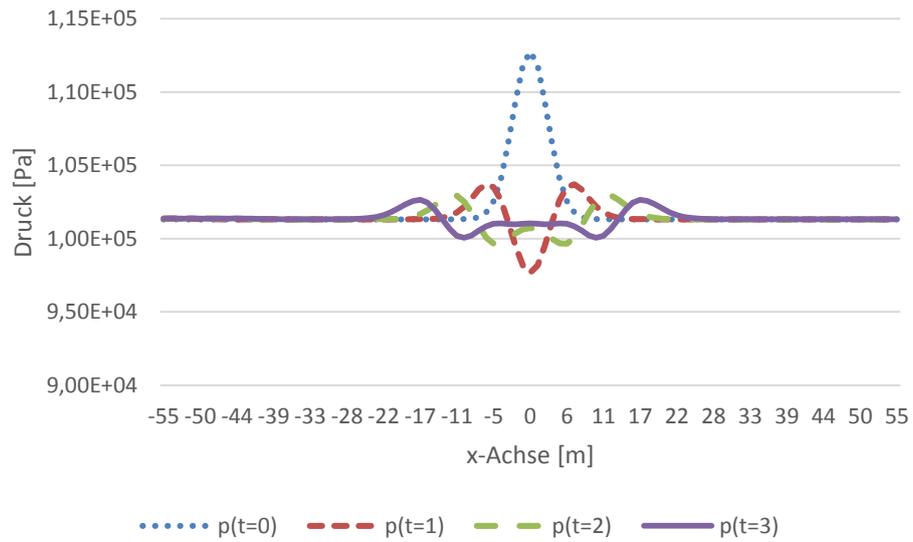


Abbildung 4-33 Darstellung der zeitlichen Ausbreitung des akustischen Pulses entlang der x -Achse ($y = 0$) für den initialisierten Druckpuls im Koordinatenmittelpunkt.

Der Gauß'sche Druckimpuls breitet sich kreis- und wellenförmig vom Ursprung in Richtung der Berechnungsdomänenränder aus.

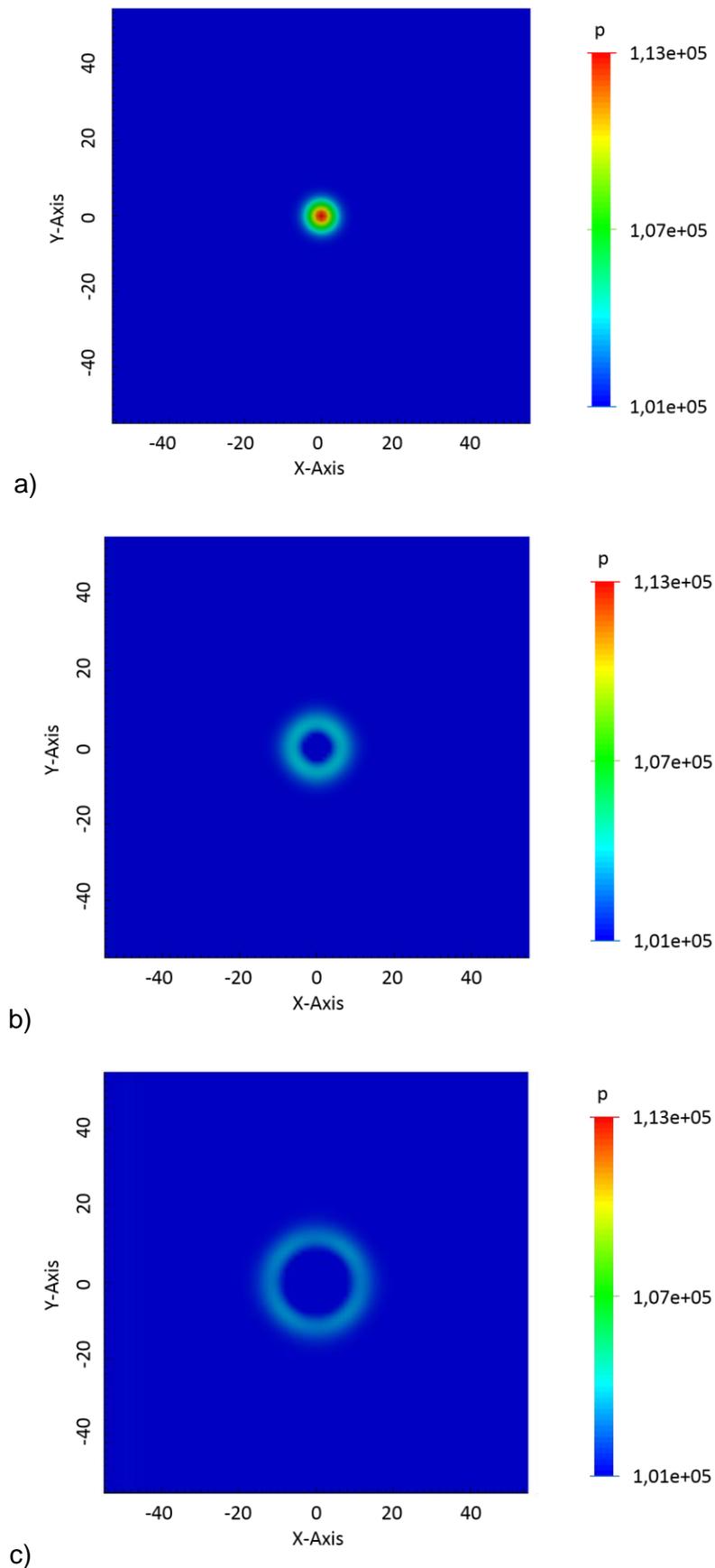


Abbildung 4-34 Ausbreitung des mit `acousticRhoFoam` berechneten Druckpulses [Pa] im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{zs} = 0$, b) $t_{zs} = 1$ und c) $t_{zs} = 2$.

Die analytische Lösung der Druckausbreitung im dargestellten kompressiblen Berechnungsfall Akustik Benchmark lässt sich nach [142] und [141] zu

$$p(x, y, t) = \frac{\varepsilon}{2\alpha} \int_0^{\infty} e^{\frac{\xi^2}{4\alpha}} \cos(\xi t) J_0(\xi \eta) \xi d\xi \quad (4-42)$$

definieren. Dabei ist J_0 eine Bessel-Funktion 0-ter Ordnung. Die Genauigkeit der numerischen Lösungen lässt sich vergleichend mit der exakten Lösung (4-42) evaluieren, wie es im weiteren Textverlauf erläutert und aufgezeigt wird.

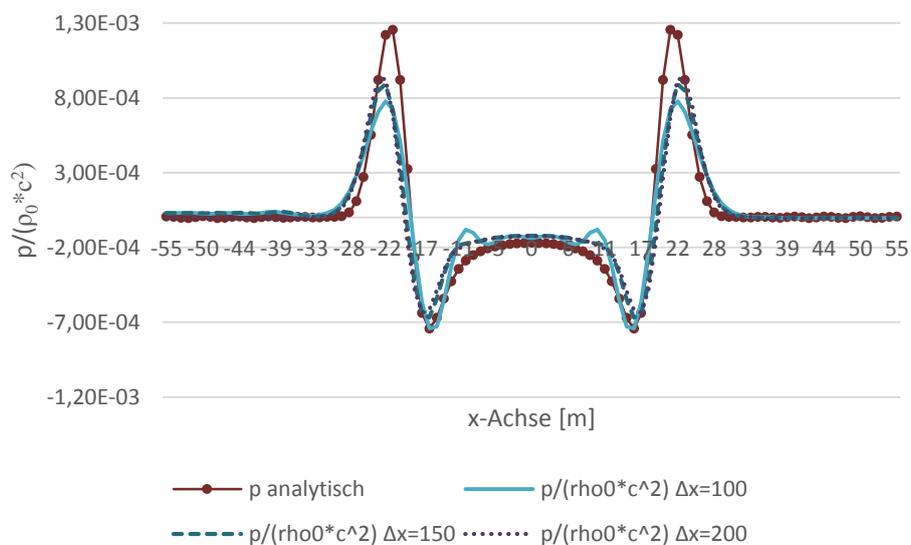


Abbildung 4-35 Ausbreitung des Druckpulses entlang der x-Achse. Vergleich `acousticRhoFoam` mit analytischer Lösung zum Zeitschritt $t_{zs} = 4$.

Zur Bewertung der Genauigkeit der angewendeten numerischen Methode wird der Fehler zwischen der simulierten numerischen Lösung und der analytischen Lösung ermittelt, wie dies zuletzt für den inkompressiblen Akustik-Benchmark in Kapitel 4.3 erfolgt ist.

In der vorliegenden kompressiblen Benchmark-Simulation ermittelt sich der globale Fehler zwischen numerischer und analytischer Lösung bei jeweiliger Gitterauflösung zu 0,34 bei $\Delta x = 100$ zu 0,38 bei $\Delta x = 150$ und zu 0,43 bei $\Delta x = 200$. Die Ergebnisse korrespondieren zu den in [141] veröffentlichten Ergebnissen für kompressible zwei-dimensionale akustische Wellenausbreitung sowie den inkompressiblen Ergebnissen aus Abschnitt 4.3. Auffällig ist jedoch der größer werdende Fehler bei feiner werdender Gitterauflösung. Wie jedoch in Abbildung 4-35 erkennbar ist, verbessert sich der Kurvenverlauf der numerischen Lösung in Richtung der analytischen Lösung. Die Störungen um den Ursprung verringern sich, jedoch werden die absoluten Spitzenwerte des analytischen Kurvenverlaufs weniger gut von der numerischen Lösung getroffen, was den abweichenden Fehler erklärt.

Der initialisierte Druckpuls aus Abbildung 4-34 erzeugt eine akustische Quelle. Basierend auf dieser akustischen Quelle breitet sich im zweidimensionalen Berechnungsgebiet ein akustisches Signal wellenförmig aus. Dieses akustische Signal repräsentiert die Ausbreitung der Schalldruckwelle.

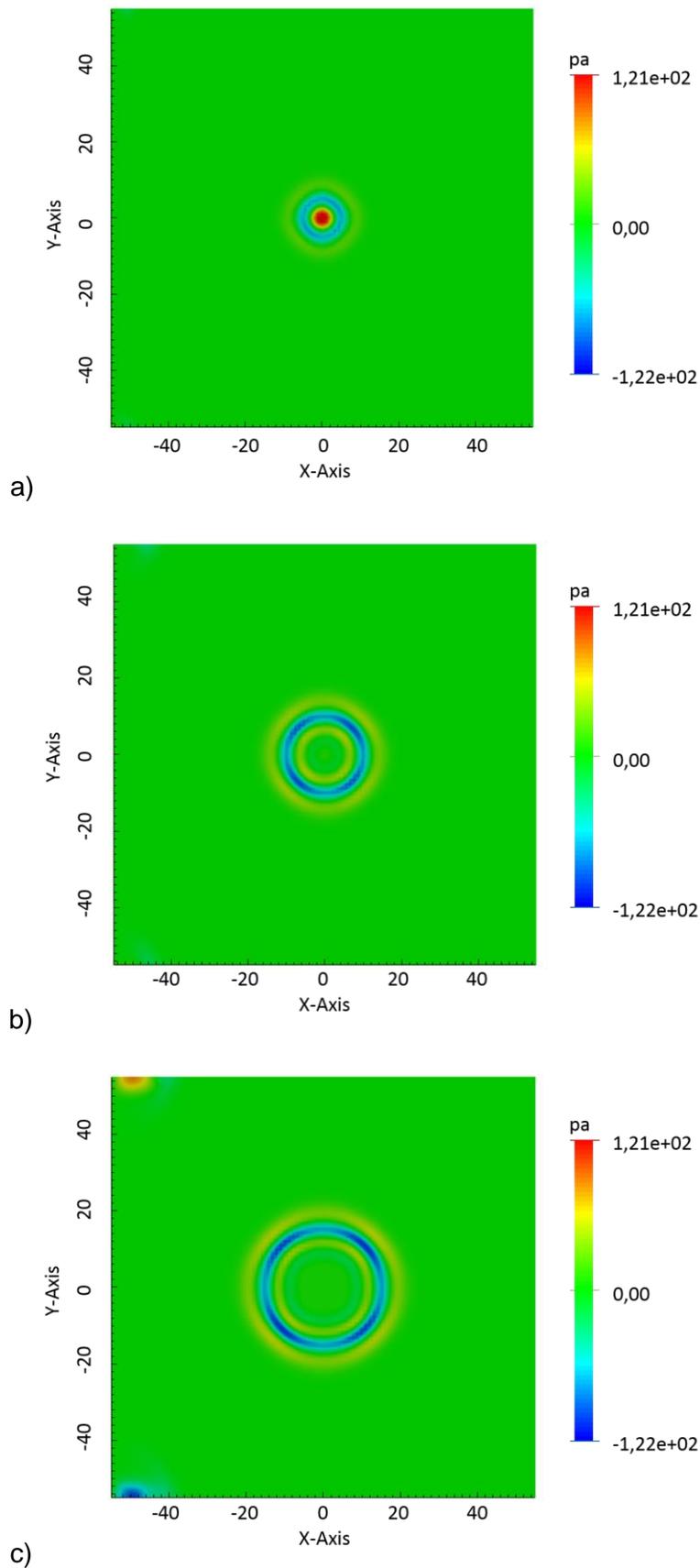


Abbildung 4-36 Ausbreitung des mit `acousticRhoFoam` berechneten Schalldrucks [Pa] im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{zs} = 1$, b) $t_{zs} = 2$ und c) $t_{zs} = 4$.

Die „akustischen Störungen“ oben und unten am linken Einströmrand in Abbildung 4-37 c) entstehen durch die Wechselwirkung der sich entwickelnden Strömung in x-Richtung mit den Wänden des Berechnungsgebietes (vgl. 4.5.1). Wie weiter unten aufgezeigt wird, können durch die Erhöhung der Netzgranularität diese Störungen effektiv reduziert werden.

Die numerischen Lösungen des kompressiblen Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` entlang der x-Achse des zweidimensionalen akustischen Testfalls sind in Abbildung 4-37 in zeitlicher Abfolge dargestellt.

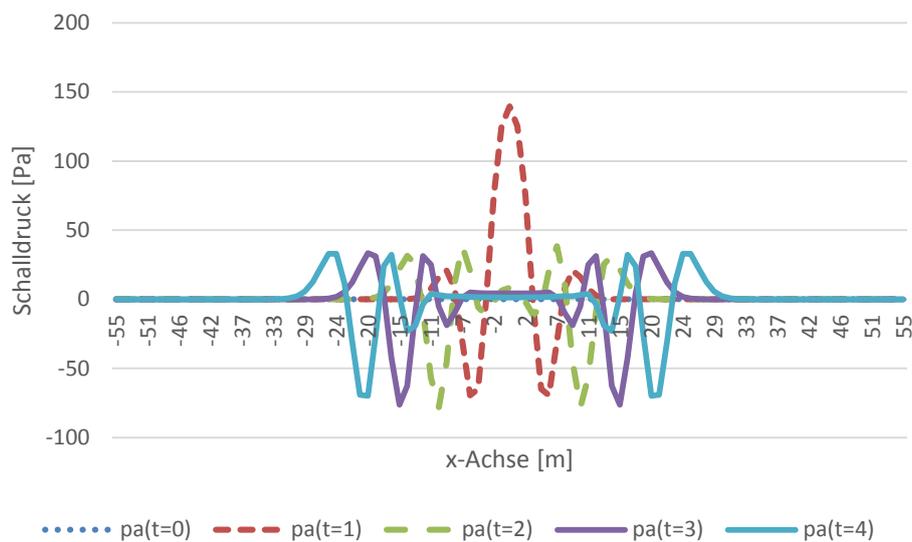


Abbildung 4-37 Darstellung der zeitlichen Ausbreitung der resultierende Schalldrucks entlang der x-Achse.

Die Wellenform des Schalldrucks in Abbildung 4-38 unterscheidet sich von der inkompressiblen Lösung durch eine zusätzliche Ausprägung.

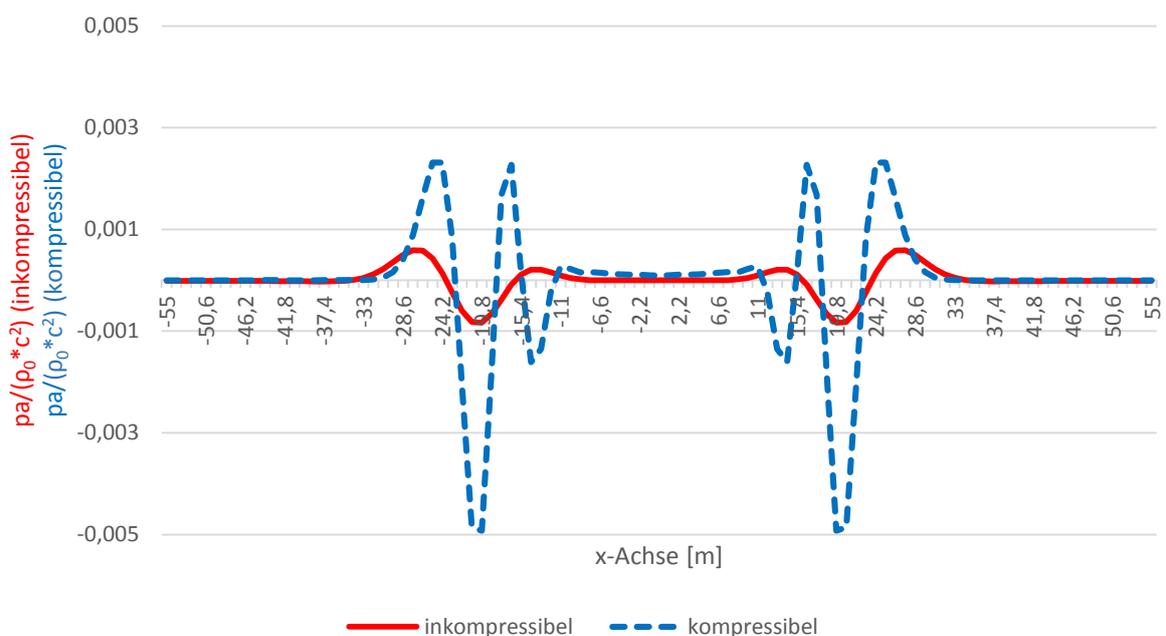


Abbildung 4-38 Dimensionslose Schalldruckausbreitung, Vergleich zwischen inkompressibler (durchgezogene Linie) und kompressibler (gestrichelt) numerischer Lösung zum Zeitschritt $t_{zs} = 4$.

Die eingangs des Kapitels erläuterte Netzsensitivitätsanalyse wurde hinsichtlich des Einflusses der Netzgranularität auf das akustische Ergebnis durchgeführt.

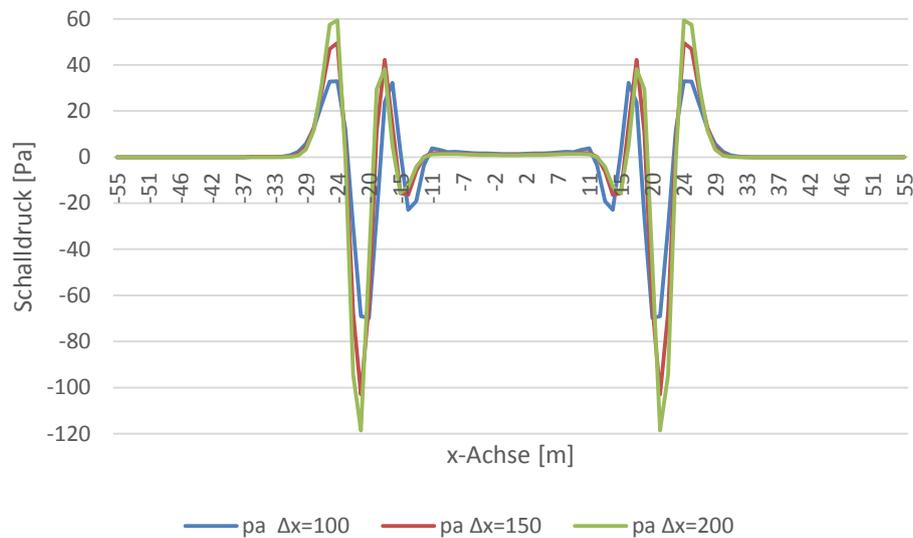


Abbildung 4-39 Ausbreitung des Schalldrucks p_a [Pa] entlang der x -Achse unter Einfluss der Netzgranularität zum Zeitschritt $t_{zs} = 4$.

Wie in Abbildung 4-39 zu sehen ist, hat die Netzgranularität einen geringen Einfluss auf die Kurvenverlaufsform des Schalldrucks entlang der Schnittachse. Vielmehr lässt sich in Abbildung 4-40 erkennen, dass eine hohe Granularität des Berechnungsgitters einen erheblichen Einfluss auf die Richtungsabhängigkeit der Schalldruckausbreitung besitzt. Die quadrupolförmige Ausbreitung des Schalldrucks, wie sie bei einer groben Netzgranularität von $\Delta x = 100$ deutlich sichtbar ist (vgl. Abbildung 4-40 c)) ist bereits bei der Verdopplung der Netzgranularität auf $\Delta x = 200$ nur noch im ersten Wellenberg leicht ersichtlich (vgl. Abbildung 4-40 a)).

Ein weiterer positiver Effekt einer hohen Gitterauflösung ist die erheblich effektivere Dissipation von nichtgewollten akustischen Störungen, wie sie noch in Abbildung 4-40 c) an den Einlassrändern existieren.

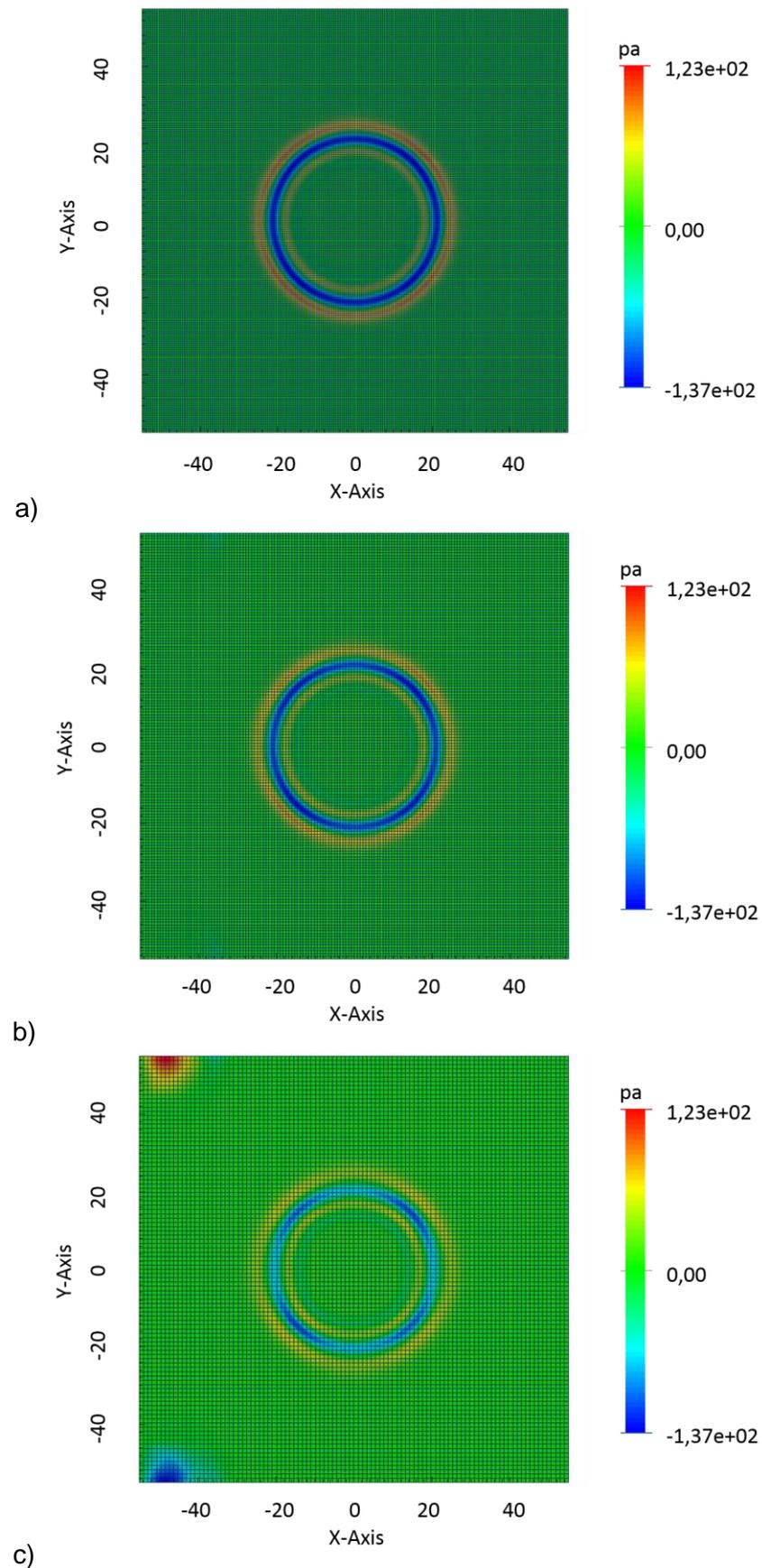


Abbildung 4-40 Ergebnisfelder des Schalldrucks p_a [Pa] der Netzsensitivitätsanalyse mit den Berechnungsgittern a) fein, b) mittel und c) grob.

Die in dieser Arbeit verwendete OpenFOAM Distribution 2.1.1 besitzt, wie bereits in Kapitel 4.5.2 erläutert, keine akustisch wirksamen Randbedingungen. Um die `waveTransmissive`-Randbedingung hinsichtlich ihrer prinzipiellen Fähigkeit und Einsatzbarkeit für akustische Simulationen zu untersuchen, wurde der Akustik-Benchmark Simulationsfall erneut mit leicht verändertem numerischen Setup berechnet. Der initiale Druckpuls im Akustik-Benchmark wurde aus der Mitte der Berechnungsdomäne in Richtung des Auslasses verschoben (vgl. Abbildung 4-41), um den Einfluss der numerischen Parameter der Auslassbedingung auf die Rest-Reflexion des Schalldrucks ohne den Einfluss der physikalischen Wandreflexionen untersuchen zu können.

Es zeigt sich, dass die `waveTransmissive`-Randbedingung die Schalldruckwelle nahezu komplett durch den Auslassrand passieren lässt. Es sind aber bei entsprechender Skalierung des Ergebnisfeldes deutliche ungewünschte Reflexionen der sich aus dem Berechnungsgebiet herausbewegenden Schalldruckwelle erkennbar. Diese Reflexionen eilen der originalen Schalldruckwelle in Richtung Einlassrand hinterher. Der qualitative Unterschied zwischen den numerischen Reflexionen des Auslassrandes und den physikalischen Reflexionen der Wandränder ist deutlich in Abbildung 4-41 c) ersichtlich.

Abbildung 4-42 zeigt eine zur Untersuchung der akustischen Eigenschaften der Randbedingungen leicht abgewandeltes Setup des Akustik Benchmarks. Zusätzlich zur `waveTransmissive`-Randbedingung am rechten Auslassrand wurde am oberen Berechnungsrand eine `symmetryPlane`-Randbedingung angewendet. Die sich aus der Rechengebietsmitte heraus ausbreitende Schalldruckwelle eilt den Rechengebietsrändern entgegen, wie auch in Abbildung 4-43 mit dem rot-gestrichelten Linienzug zum Zeitschritt $t_{zs} = 4$ verdeutlicht wird. Trifft die Schalldruckwelle die Rechengebietsränder, wird sie auf Grund der numerischen Eigenschaften unterschiedlich stark reflektiert. Dies ist ebenfalls deutlich in Abbildung 4-43 am Verlauf des blauen Linienzugs zum Zeitschritt $t_{zs} = 16$ erkennbar. Quantitativ unterscheiden sich die Reflexionen der `waveTransmissive`-Randbedingung und der `Inlet`-Randbedingung am linken Rechengebietsrand um den Faktor 40.

Wird anstatt der physikalischen Wand eine `symmetryPlane`-Randbedingung als Rechengebietsgrenze gewählt, liegt die Amplitude der reflektierten Schalldruckwelle zwar bereits um Faktor 100 unter der an einer physikalischen Wand reflektierten Schalldruckwelle, wie dies in Abbildung 4-44 und Abbildung 4-45 aufgezeigt wird. Für akustische bzw. strömungsakustische Simulationen stellt dies aber ein Problem dar. Die turbulenzbedingten Schallquellen emittieren Schall, welcher sich wellenförmig und in der Regel sphärisch ausbreitet. Die Schallwellen können jedoch auf Grund der aufgezeigten Randbedingungsproblematik das Berechnungsgebiet nicht, bzw. nicht ungestört verlassen, was vermutlich zum Anstieg der akustischen Energie im Berechnungsgebiet und somit auch zu sehr überhöhten Schalldruckwerten führt.

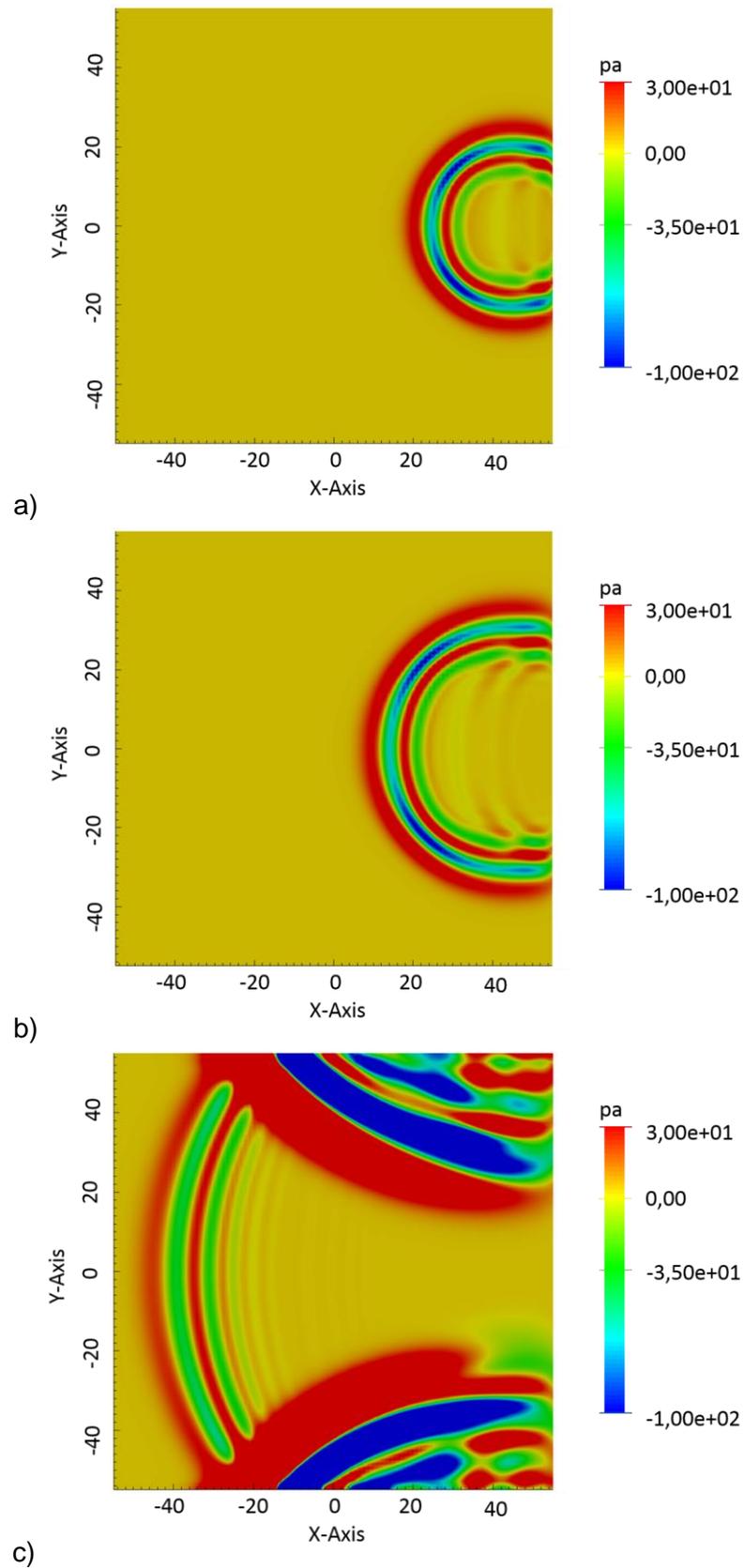


Abbildung 4-41 Anwendung der `waveTransmissive`-Randbedingung mit `lInf 1e2` im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt a) $t_{zs} = 4$, b) $t_{zs} = 6$ und c) $t_{zs} = 16$.

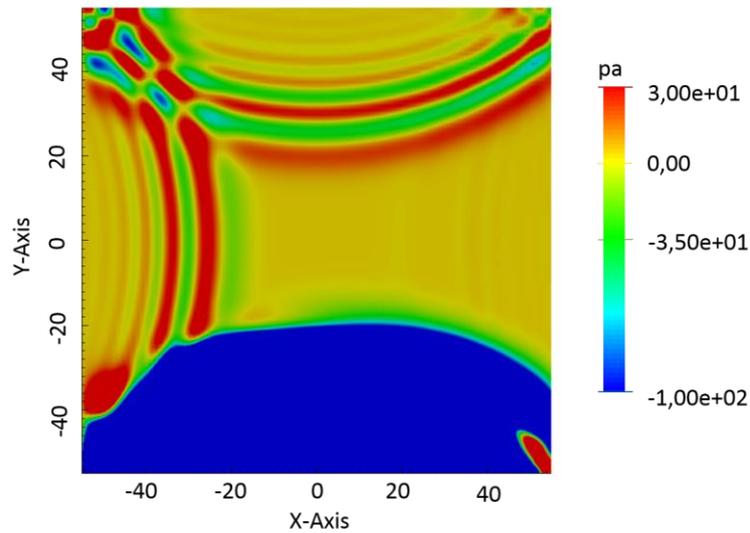


Abbildung 4-42 Quantifizierung der `waveTransmissive`-Randbedingung am rechten Auslassrand im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt $t_{zs} = 16$.

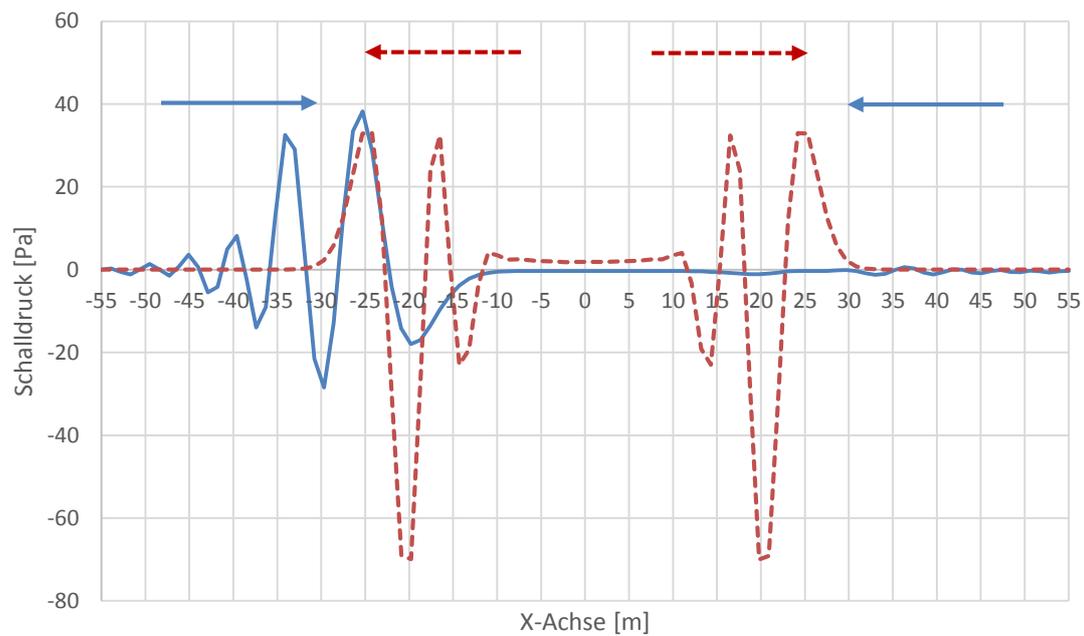


Abbildung 4-43 Ausbreitende Schalldruckwelle (rot-gestrichelter Linienzug, Zeitschritt $t_{zs} = 4$) und an den Randbedingungen `waveTransmissive` (rechter Rand) und `inlet` (linken Rand) verschieden stark reflektiert Schalldruckwelle (blauer Linienzug, Zeitschritt $t_{zs} = 16$).

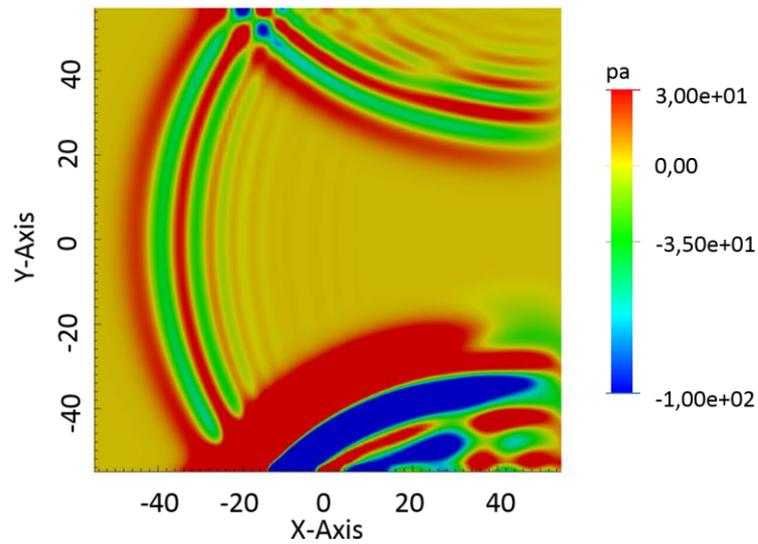


Abbildung 4-44 Anwendung der `symmetryPlane`-Randbedingung am oberen Rechengebietsrand vergleichend zur `wall`-Randbedingung am untern Rechengebietsrand im kompressiblen Simulationsfall zum Zeitschritt $t_{zs} = 16$.

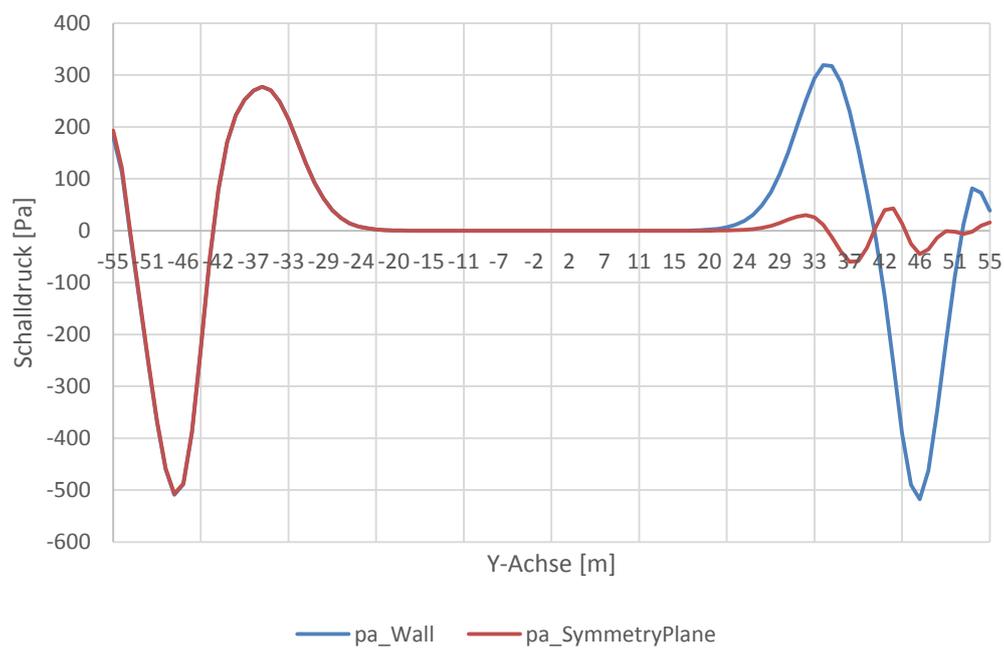


Abbildung 4-45 Qualitativer und Quantitativer Vergleich der Reflexionseigenschaften der Randbedingungen `symmetryPlane` und `wall` (hier am rechten Diagramm-Rand) entlang der Y-Achse des kompressiblen Akustik-Benchmark zum Zeitschritt $t_{zs} = 16$.

4.7 Akustik-Simulation – inkompressibel versus kompressibel

Helmholtz-Resonatoren gehören zu den akustischen Grundelementen und werden meist als Schallabsorber in der Raumakustik und (Luft- und Klima-)Anlagenakustik eingesetzt. Sie sind daher experimentell wie auch analytisch bereits intensiv betrachtet worden. Ebenso existieren bereits numerische Untersuchungen des physikalischen Prinzips von überströmten Helmholtz-Resonatoren bzw. überströmten offenen Kavitäten, welche in ihrem akustischen Verhalten zu diesen ähnlich sind. Im Rahmen seiner Arbeit [146] innerhalb des SOFIA-Projektes führte Schmid prinzipielle numerische Betrachtungen der strömungsmechanischen Eigenschaften überströmter Kavitäten durch. In [147] wird mittels numerischen Ansatzes die Reduzierung von hydroakustischen Helmholtz-Resonanzen an Öffnungen von Unterwasserbooten untersucht. Zum qualitativen Abgleich der numerischen Ergebnisse der eigens modellierten Akustik-Löser für inkompressible und kompressible Strömungen wurde die Arbeit von Zong-Kang Wang et. al. [148] mitunter hinzugezogen.

Die Funktion des nach H. v. Helmholtz benannten Resonators ist detailliert in [108] erläutert. Befindet sich ein Helmholtz-Resonator innerhalb eines Schallfeldes mit periodisch schwankendem Luftdruck, verschieben diese Druckschwankungen die Luftmasse im Ansatzrohr des Resonators. Vernachlässigt man Dämpfungseffekte, gilt für diese Luftmassenverschiebung im Ansatzrohr die allgemeine Bewegungsgleichung. Durch die Druckschwankungen im Ansatzrohr entstehen Verdichtungen, die im Resonator-Volumen elastische Kräfte, ähnlich einer Rückstellfeder, hervorrufen.

Um die Eigenfrequenz des zu simulierenden Helmholtz-Resonators analytisch zu ermitteln, wird, je nach geometrischer Auslegung der Öffnung des Ansatzrohres und des Volumens (Kavität) die effektive Länge des Ansatzrohres L^* benötigt. Die effektive Länge des Ansatzrohres ermittelt sich nach [108] zu:

$$L^* = L + \frac{\pi}{2}R. \quad (4-43)$$

Dabei ist L die geometrische Länge des Ansatzrohres und R dessen Öffnungsradius. Der Term $\frac{\pi}{2}R$ wird als Mündungskorrektur bezeichnet, welche die akustische Impedanz der Öffnung auch bei verschwindendem Ansatzrohr berücksichtigt und auf experimentellen Ergebnissen beruht. Sind die Schallgeschwindigkeit c sowie das Resonator-Volumen V_R bekannt, kann nach Gleichung (4-44)

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi R^2}{V_R \left(L + \frac{\pi}{2}R \right)}} \quad (4-44)$$

die Helmholtz-Eigenfrequenz f_0 ermittelt werden.

Der zweidimensionale Berechnungsfall *Helmholtz-T-Channel 2D* dient als Basis für die vergleichenden Akustik-Simulationen des inkompressiblen `acousticFoam`- und des kompressiblen `acousticRhoFoam`-Lösers. Die Berechnungsdomäne wurde entsprechend Abbildung 4-46 geometrisch erstellt und entsprechend den Werten aus Tabelle 4-6 dimensioniert.

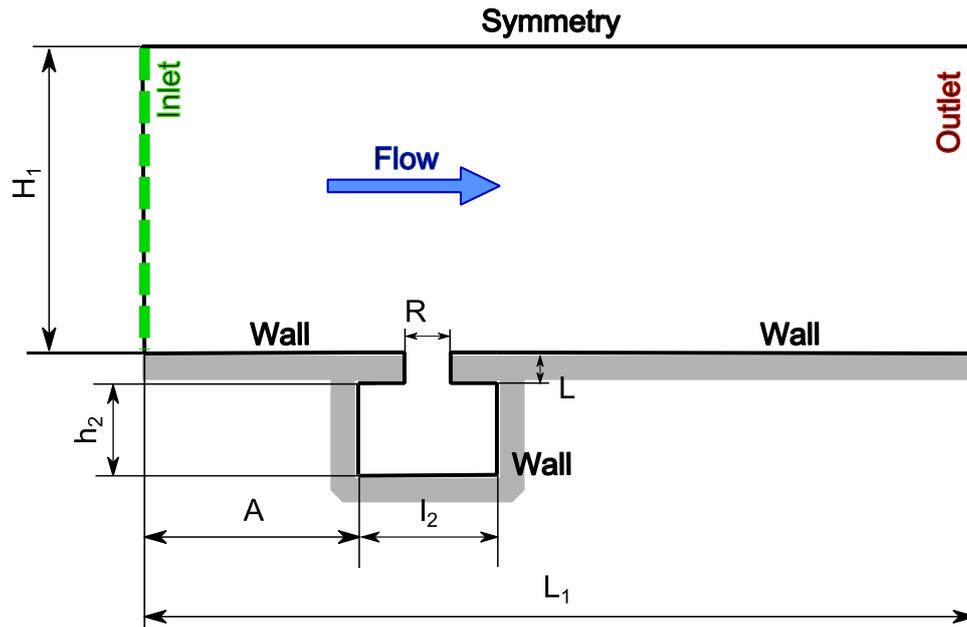


Abbildung 4-46 Geometrischer Aufbau des OF-Simulationsfalls Helmholtz-T-Channel 2D.

Bezeichnung	Dimension	
Länge	L_1	0,8 m
Höhe	H_1	0,5 m
Abstand	A	0,3m
Länge	l_2	0,1 m
Höhe	h_2	0,08 m
Öffnungsradius	R	0,04 m
Halslänge	L	0,02 m

Tabelle 4-6 Geometrische Dimensionen Helmholtz-T-Channel 2D.

Mit der Annahme, die quasi-zweidimensionale Helmholtz-Kavität entspricht im Realen einer Kavität mit zylindrischem Querschnitt in Öffnung und Volumen, ergibt sich mit den Werten aus Tabelle 4-6 in Gleichung (4-44) eine Resonanzfrequenz $f_0 = 343,75 \text{ Hz}$ für die gegebene Geometrie dieser überströmten Kavität. Das Ergebnis beinhaltet viele Annahmen und empirisch ermittelte Korrekturfaktoren aus der Literatur. Die quantitative Vergleichbarkeit dieser analytisch-empirisch ermittelten Resonanzfrequenz mit den Ergebnissen der numerischen Berechnung kann somit nur eingeschränkt erfolgen.

Das zweidimensionale Berechnungsgitter wurde mittels `blockMesh` erstellt. Es verfügt über einen graduierten Elementgrößenverlauf mit kleiner werdender Elementgröße in Richtung der Wandoberfläche, um die Wandeffekte besser aufzulösen. Der graduierte Elementgrößenverlauf erfolgte mittels `simpleGrading (1 2 1)` im `blockMeshDict`. Für die Berechnungen wurden alle Berechnungsgitter im Bereich des Helmholtz-Volumens, sowie stromauf- und abwärts in Wandnähe mittels `topoSet` und `refineMeshDict` lokal verfeinert. Die lokale Verfeinerung des Berechnungsgitters halbiert im durch `topoSet` definierten Bereich die Volumenelementgröße. Die lokale Netzverfeinerung wurde mittels `refineMesh -dict -`

`overwrite` ausgeführt. Im Bereich des Übergangs werden Tetraeder-Elemente als Übergangsschicht zu den Hexaeder-Volumenelementen eingefügt.

Die Gitter-Eigenschaften wie Volumenelementanzahl und -größe sind der Tabelle 4-5 zu entnehmen.

Netzgranularität	Anzahl Volumen- Elemente	VE- Größe	Anzahl VE nach <code>refineMesh</code>	VE-Größe in <code>refineMesh</code> -Region
fein	16 352	0,005 m	25 408	0,0025 m

Tabelle 4-7 Netzparameter des zweidimensionalen Helmholtz-T-Channel 2D.

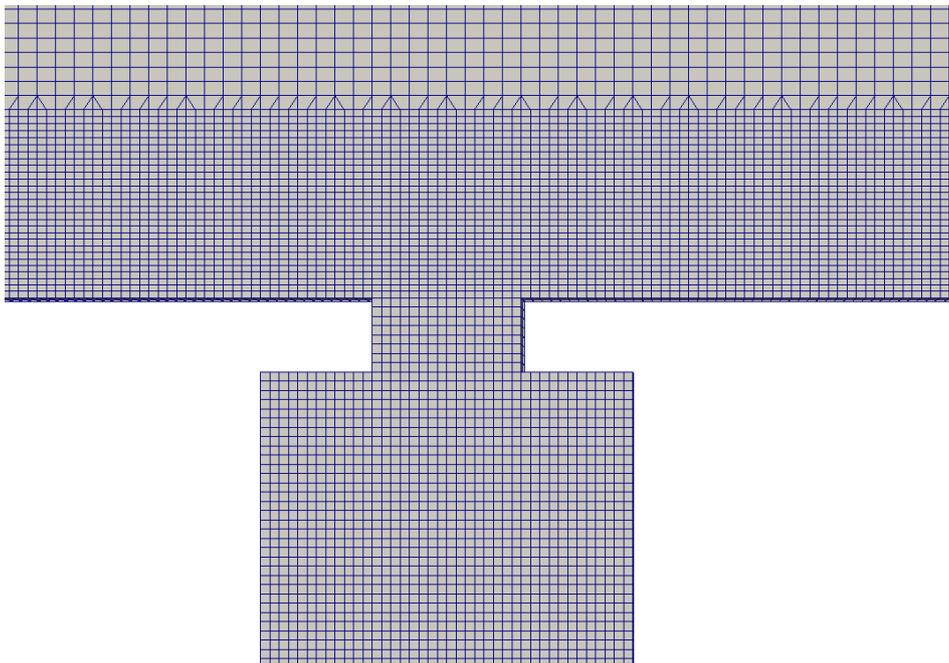


Abbildung 4-47 Ausschnitt der Vernetzung des Berechnungsgebietes Helmholtz-T-Channel 2D mit der lokalen Netzverfeinerung im Bereich des Bodens und der Kavität.

Die Strömungsgeschwindigkeit am „Inlet“ ist mit $U_x = 25 \text{ m s}^{-1}$ in x-Richtung definiert. Das „Outlet“ wurde als Dirichlet-Auslass-Randbedingung für das Druckfeld mit $p = 0 \text{ Pa}$ deklariert. Die Kavität selbst sowie der untere Rechengebietsrand wurden als Wände definiert. Die Öffnung d der Kavität und die eingestellte Strömungsgeschwindigkeit definieren die Reynoldszahl zu $Re = 63\,300$, die Strömung ist somit per Definition turbulent. Die Turbulenzen sind mittels des OpenFOAM-Turbulenzmodells `kOmegaSST` (k - ω -SST) berechnet worden. Als Eingangswerte wurden für die turbulente kinetische Energie $k = 2,34 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, die spezifische turbulente Dissipation $\omega_T = 1378 \text{ s}^{-1}$ und die turbulente Viskosität $\nu_T = 3,06e^{-03} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ entsprechend der gewählten Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Für die jeweiligen Felder der Turbulenzgrößen wurde an den als „Wand“ definierten Rändern die entsprechenden Wandfunktionen ausgewählt, wie die `kqRWallFunction` für die turbulente kinetische Energie, die `nutUWallFunction` für die turbulente Viskosität und die `omegaWalFunction` für die spezifische

Dissipation. Die Einstellungen gelten für die inkompressible wie auch für die kompressible Simulation *Helmholtz-T-Channel 2D*.

Da es sich um einen 2D-Simulationsfall handelt, werden die Vorder- und Rückseite (*Front* und *Back*) als `empty` definiert. Die physikalischen Randbedingungen der akustischen Felder `acousticSources`, `pSurfaceSources` und `pa` an den Rändern des inkompressiblen Simulationsfalls sind als `zeroGradient`-Randbedingung definiert.

Die dargestellten Anfangsbedingungen ermöglichen die Transportberechnung der Druckfluktuationen, ausgehend von den zuvor ermittelten akustischen Schallquellen. Entsprechend den gewählten Randbedingungen sowie den anwenderseitig eingestellten physikalischen Parametern können die berechneten Druckfluktuationen den Schalldruck repräsentieren.

Die „Pseudo-Schalldruckwelle“ breitet sich in diesem inkompressiblen Simulationsfall in Luft mit der kinematischen Viskosität $\nu = 1,58e^{-05} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aus. Die für die Ermittlung der akustischen Quellen benötigte „Dichte“ ρ_0 (vgl. Kapitel 4.2.1) wurde entsprechend den Vorgaben aus [134] zu $\rho_0 = 1,184 \text{ kg m}^{-3}$ bei einer Temperatur von 25°C definiert. Die Schallgeschwindigkeit wird zu einem konstanten Wert mit $c = 346,3 \text{ m s}^{-1}$ deklariert. Diese physikalischen Einstellungen erfolgten fallspezifisch im `transportProperties`-Skript des inkompressiblen Berechnungsfalls.

Für die kompressible Simulation *Helmholtz-T-Channel 2D* sind die physikalischen Randbedingungen der akustischen Felder `acousticSources`, `pSurfaceSources` und `pa` an nach Tabelle 4-8 aufgesetzt.

	Inlet	Outlet	Wall
<code>acousticSources</code>	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$	<code>waveTransmissive</code>	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$
<code>pSurfaceSources</code>	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$
<code>pa</code>	<code>waveTransmissive</code>	<code>waveTransmissive</code>	<code>zeroGradient</code> $\nabla\phi = 0$

Tabelle 4-8 Randbedingungen für kompressiblen *Helmholtz-T-Channel 2D*

Beim kompressiblen Fall breitet sich die Schalldruckwelle in Luft aus, welche durch das Klassenobjekt `thermoType hPsiThermo<pureMixture<constTransport<specieThermo<hConstThermo<perfectGas>>>>>`; in den fallspezifischen `thermophysicalProperties` physikalisch als ideales Gas definiert wird. Die für die Ermittlung der akustischen Quellen benötigte Dichte `thermo.rho()` wird durch die Dichtegleichung `rhoEqn.H` (vgl. Listing 4-10) errechnet. Die Schallgeschwindigkeit wird im `transportProperties`-Skript zu einem konstanten Wert mit $c = 346,3 \text{ m s}^{-1}$ deklariert.

Zur Lösung der erstellten linearen Gleichungssysteme von inkompressiblen skalaren Feldern wie Druck und akustische Quellen wurde der in OpenFOAM enthaltene PCG (Preconditioned Conjugated Gradient)-Löser verwendet, der im kompressiblen Fall zur Lösung des Dichtefelds

verwendet wird. Die kompressiblen Druck- und Schalldruckfelder wurden mit Hilfe des GAMG (Geometric Agglomerated Algebraic Multigrid) –Lösers inklusive eines GaussSeidel-smoothers gelöst. Die Lösung der asymmetrischen Matrizen wie der des Geschwindigkeitsvektorenfeldes oder turbulenzmodellierender Felder wie der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipation ω erfolgt mittels des PBiCG (Preconditioned Bi-conjugated Gradient)-Lösers. Um die Konvergenz der Lösung zu verbessern, kamen die Vorkonditionierer DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky) für symmetrische und DILU (Diagonal Incomplete-LU) für asymmetrische Matrizen zum Einsatz. Die Löser-Toleranz wurde auf 1×10^{-6} eingestellt, wobei die relative Löser-Toleranz `relTol` auf 0 festgelegt wurde.

Für die Berechnung der wellenförmigen Schalldruckausbreitung bzw. der wellenförmigen Ausbreitung fluktuierender Druckwerte nach Kapitel 4.2.3 muss die zweite zeitliche Ableitung des „Schalldruckfeldes“ numerisch berechnet werden. Die Distribution von OpenFOAM 2.1.1 verfügt nur über das Euler-Schema für die numerische Berechnung von Termen zweiter Ordnung wie der zweiten zeitlichen Ableitung.

Die beiden Simulationsfälle wurden parallelisiert auf je 4 Prozessoren berechnet. Die parallele Berechnungszeit des kompressiblen Simulationsfalls *Helmholtz-T-Channel 2D* betrug ca. 1654 s für 0,02 s Simulationszeit, wogegen die *Execution-Time* der inkompressiblen Simulation ca. 2100 s betrug. Die zeitliche Auflösung wurde zu $1e^{-06}$ s definiert. Bei beiden Simulationen lag die maximale Courant-Zahl unter 0,02 je Zeitschritt.

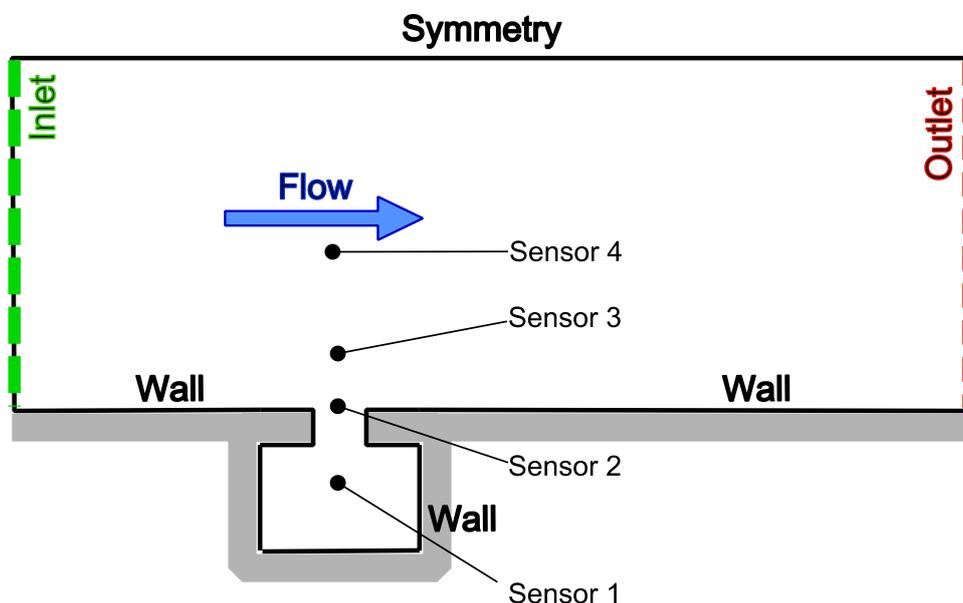


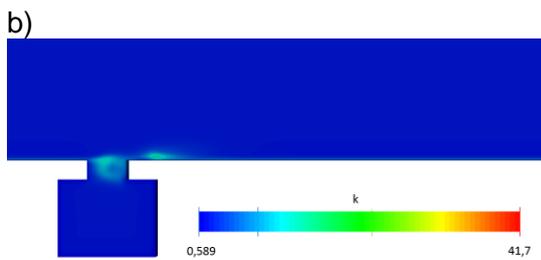
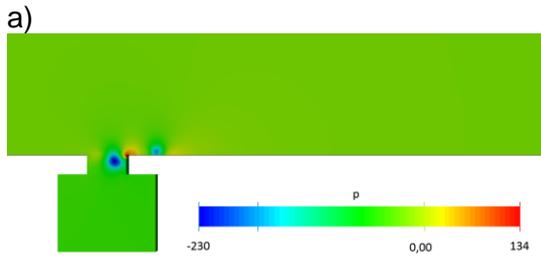
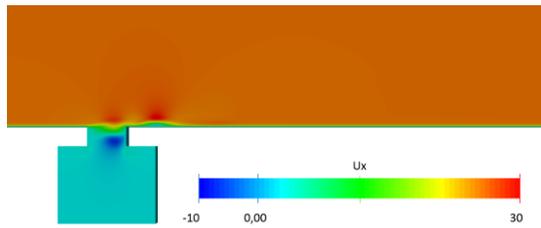
Abbildung 4-48 Positionen der Sensoren bzw. Mikrofone in Kavität und Strömung.

Für die Analyse der akustischen Eigenschaften des simulierten Helmholtz-Resonators wurden „Sensoren“, `probeLocation`, im Berechnungsgebiet nach Abbildung 4-48 positioniert. Sensor 1 befindet sich mittig im Resonator-Volumen, Sensor 2 ist im Bereich der Öffnung positioniert, Sensor 3 ist über der Öffnung, jedoch noch im Bereich der lokalen Netzverfeinerung installiert und Sensor 4 befindet sich im freien Strömungsfeld vertikal über der Resonator-Öff-

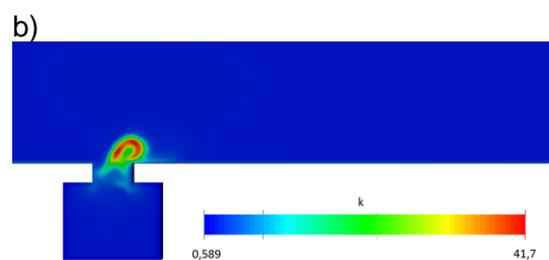
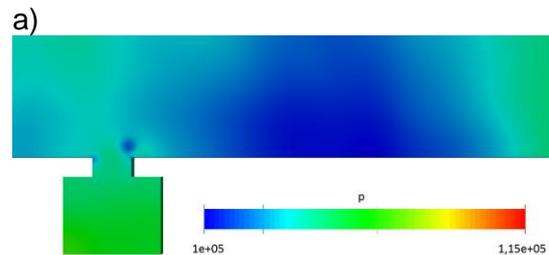
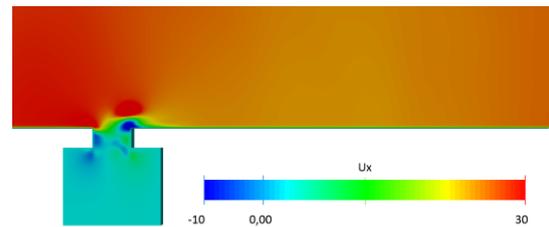
nung. Im Post-Processing wurden mittels vergleichender akustischer Analysen der Signaldaten die Frequenzinformationen des Strömungsgeräusches durch ein gemittelttes FFT-Spektrum sowie der zeitliche Verlauf des Schalldruckpegels SPL [dB] über Zeit ermittelt.

Im folgend dargestellten Vergleich (linke Spalte inkompressibel, rechte Spalte kompressibel) der numerischen Ergebnisse aus inkompressibler und kompressibler Akustik-Simulation ist ein deutlicher Unterschied bereits in den strömungsmechanischen Ergebnis-Feldern erkennbar. Auch wenn die Geschwindigkeitsverteilung in x-Richtung (vgl. Abbildung 4-49 a)) und Abbildung 4-51 a)) bei beiden Simulationen ähnlich sind, ist im kompressiblen Fall die turbulente Grenzschicht (vgl. Abbildung 4-49 c) und Abbildung 4-51 c)) ausgeprägter. Dies hat wiederum auch Einfluss auf die berechneten akustischen Quellen in Abbildung 4-50 und Abbildung 4-52.

Den markantesten Unterschied weisen die Darstellung der räumlichen Verteilung des Schalldrucks (Abbildung 4-56), respektive der fluktuierenden Druckwerte (Abbildung 4-53) auf. Diese sind auf die akustisch ungeeigneten Randbedingungen zurückzuführen. Dies hat direkten Einfluss auch auf die Pegelwerte des SPL [dB] in Abbildung 4-55 und Abbildung 4-58. Dabei ist erkennbar, dass die kompressible Simulation physikalisch sinnvollere Pegel ausgibt.

Inkompressibel `acousticFoam`

c) **Abbildung 4-49** Strömungsmechanische Ergebnisse der inkompressiblen Simulation Helmholtz-T-Channel 2D a) Geschwindigkeit \bar{u}_x [$m\ s^{-1}$], b) Druck p [$m^2\ s^{-2}$] und c) turbulente kinetische Energie k [$m^2\ s^{-2}$] zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$.

Kompressibel `acousticRhoFoam`

c) **Abbildung 4-51** Strömungsmechanische Ergebnisse der kompressiblen Simulation Helmholtz-T-Channel 2D a) Geschwindigkeit \bar{u}_x [$m\ s^{-1}$], b) Druck p [Pa] und c) turbulente kinetische Energie k [$m^2\ s^{-2}$] zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$.

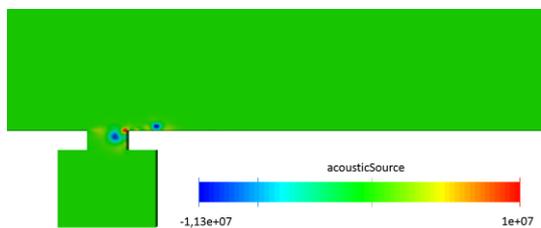


Abbildung 4-50 Räumliche Verteilung der akustischen Quellen [s^{-2}] nach `acousticFoam` zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$.

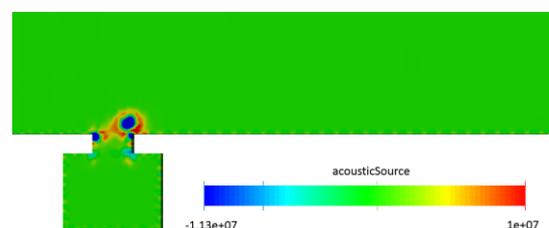


Abbildung 4-52 Räumliche Verteilung der akustischen Quellen [$kg\ m^{-3}\ s^{-2}$] nach `acousticRhoFoam` zum Zeitpunkt $t = 0,004\ s$.

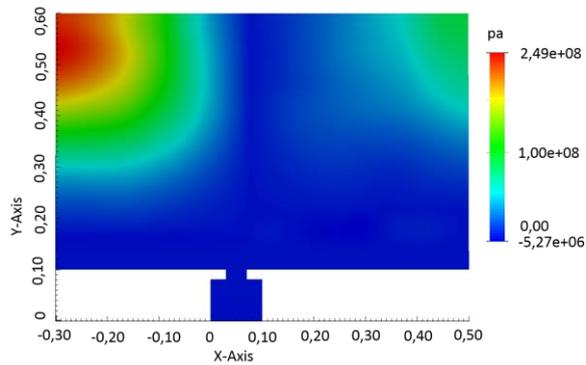
Inkompressibel `acousticFoam`

Abbildung 4-53 Räumliche Verteilung der inkompressiblen Druckfluktuationen p_a [$m^2 s^{-2}$] „Schalldruck“ berechnet mit `acousticFoam` zum Zeitpunkt $t = 0,004$ s.

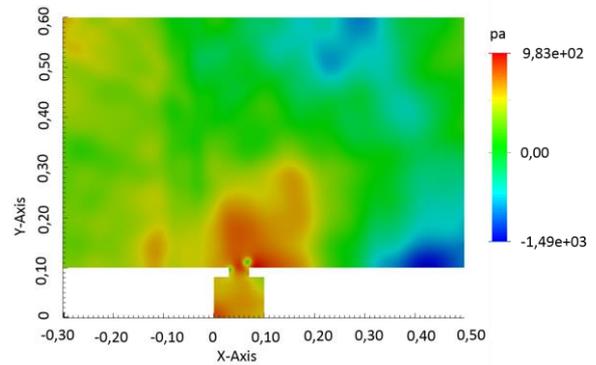
Kompressibel `acousticRhoFoam`

Abbildung 4-56 Räumliche Verteilung des Schalldrucks p_a [Pa] berechnet mit `acousticRhoFoam` zum Zeitpunkt $t = 0,004$ s.

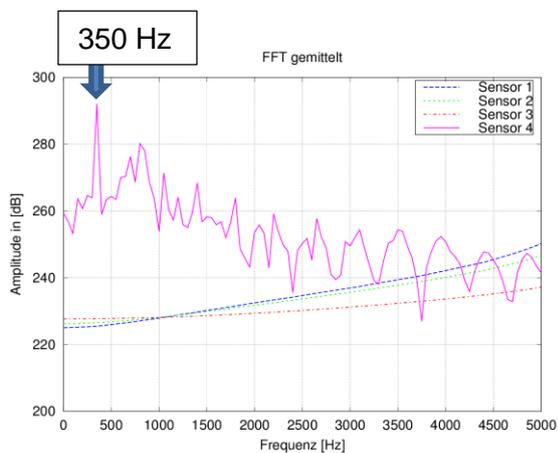


Abbildung 4-54 Gemitteltetes FFT für $t_{sim} = 0,02$ s inkompressible Simulation

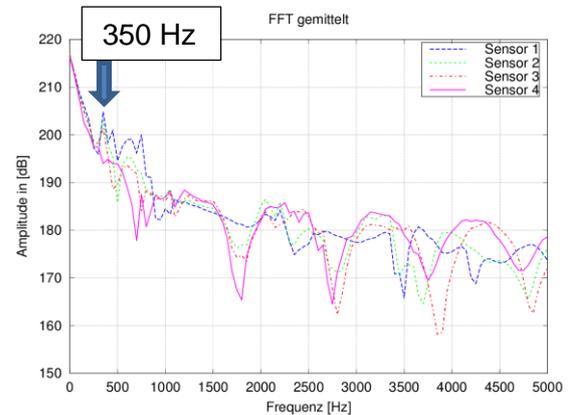


Abbildung 4-57 Gemitteltetes FFT für $t_{sim} = 0,02$ s kompressible Simulation

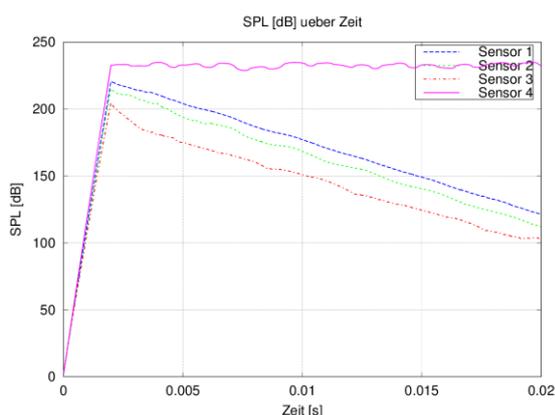


Abbildung 4-55 Inkompressibler „Schalldruckpegelverlauf“ über $t_{sim} = 0,02$ s

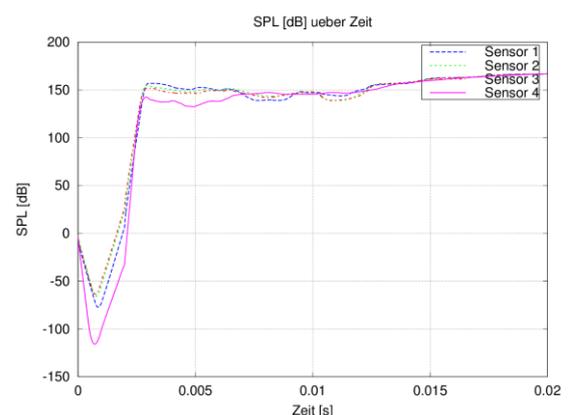


Abbildung 4-58 Kompressibler Schalldruckpegelverlauf über $t_{sim} = 0,02$ s

Die numerisch bestimmte Eigenfrequenz $f_{0\text{ num}} = 350$ Hz (blauer Pfeil in Abbildung 4-54 und Abbildung 4-57) im inkompressiblen wie auch kompressiblen Simulationsfall entspricht sehr gut der eingangs analytisch bestimmten Helmholtz-Eigenfrequenz $f_{0\text{ analytisch}} = 343,75$ Hz.

4.8 Übersicht Akustik-Löser

Abschließend zu den oben aufgeführten Validierungen werden die Funktionalitäten und Eigenschaften der beiden Akustik-Löser `acousticFoam` für inkompressible Akustik-Simulationen und `acousticRhoFoam` für kompressible Akustik-Simulationen tabellarisch in der Übersichtstabelle 4-9 aufgelistet und gegenübergestellt.

<code>acousticFoam</code>	<code>acousticRhoFoam</code>
basiert auf <code>pisoFoam</code>	basiert auf <code>pimpleRhoFoam</code>
inkompressibel	kompressibel
transient / instationär	
kleine Mach-Zahlen / große Reynolds-Zahlen	
keine viskosen Effekte	
Verwendung aller OpenFOAM Turbulenzmodelle	
Akustische Analogien nach Lighthill und Curle	
schallharte, stationäre Wände in Berechnungsgebiet erlaubt	
Berechnung turbulenzbedingter akustischer Quellen	
Ausbreitung fluktuierender Störgrößen im Strömungsgebiet	Schallausbreitung im Strömungsgebiet
<code>advective-BC</code>	<code>waveTransmissive-BC</code>
Keine nicht-reflektierende oder absorbierende numerische Randbedingung für akustische Wellen!	

Tabelle 4-9 Gegenüberstellung der Eigenschaften von `acousticFoam` und `acousticRhoFoam`.

5 Technischer Anwendungsfall

5.1 Ansaugsysteme von Verbrennungsmotoren

Bei Verbrennungsmotoren tragen die Ladungswechselgeräusche erheblich zum Gesamtschallpegel zu. Zu den Ladungswechselgeräuschen zählen die vom Ansaug- und Abgassystem emittierte Geräuschanteile, dabei kann eine Unterteilung in pulsierende Geräuschkomponenten und in gleichförmiges Strömungsrauschen vorgenommen werden [9]. Die Pulsationen entstehen durch periodische Arbeitsprozesse wie Kolbenhub, Verbrennungsvorgänge oder betätigte Ventile im Verbrennungsmotor. Das Strömungsrauschen entsteht aufgrund turbulenter Durchströmungen der einzelnen Bauteile des Ansaug- und Abgassystems. Laut [9] dominiert bei niedrigen Drehzahlen und hoher Last des Motors das gleichförmige Strömungsgeräusch, da der große Volumendurchsatz entsprechend hohe Anregungskräfte erzeugt. Während abgasseitige Pulsationsgeräusche generell durch z.B. Resonanzschalldämpfer reduziert werden können, stellt sich die akustische Auslegung von Ansaugsystemen hinsichtlich eines optimierten Strömungsrauschens deutlich komplexer dar. Das Strömungsrauschen hängt vom Querschnitt sowie den Krümmungsradien der durchströmten Geometrie ab. Wie häufig bei der akustischen Auslegung von System existieren auch bei der akustischen Auslegung eines Ansaug- und Abgassystems eines Verbrennungsmotors Zielkonflikte. Ein errechnetes optimales Schalldämpfervolumen oder ein benötigter Resonator kann unter Umständen nicht im *Packaging* (dt. Bauraumvorgaben) des Fahrzeuges untergebracht werden [9].

Ein Ansaugsystem, wie in Abbildung 5-1 schematisch abgebildet, besteht aus mehreren Komponenten wie Ansaugkanal, Luftfilter, Reinluftleitung und Saugmodul. Die zentrale Aufgabe des Ansaugsystems ist die Gewährleistung der Frischluftzufuhr für den Verbrennungsvorgang.

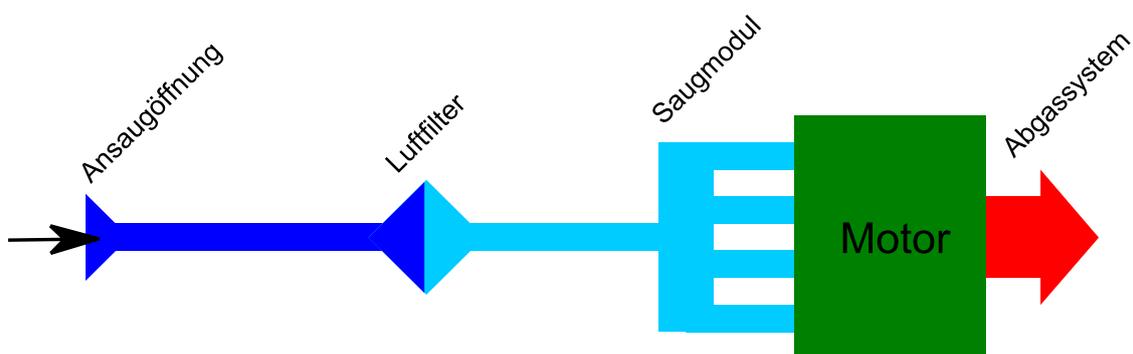


Abbildung 5-1 Vereinfachte schematische Darstellung des Aufbaus eines Ansaugsystems nach [9]

Ein wirksames akustisches Konzept für ein Ansaugsystem stellt immer einen Kompromiss zwischen zur Verfügung stehendem Bauraum, möglichst geringem Druckverlust und Geräuschemission dar. Um Leistung und Verbrauch eines Verbrennungsmotors positiv zu beeinflussen, müssen die Strömungswiderstände und der Druckverlust im System möglichst klein gehalten werden, was durch große Rohrquerschnitte und große Radien erreicht werden kann. Ein derart entworfenes Luftführungssystem ermöglicht jedoch den Schallwellen eine ungehinderte Ausbreitung innerhalb des Systems und verursacht so einen hohen Ansaugeräuschpegel.

Die Gesamtakustik eines Fahrzeuges wird auch maßgeblich durch die Akustik des oben beschriebenen Ansaugsystems beeinflusst. Für den besonders in diesem Kapitel untersuchten Mündungsschall an der Ansaugöffnung existieren in der Regel für alle motorischen Betriebspunkte Ziel- bzw. Grenzwerte wie Gesamtpegel, Pegel der Motorordnungen oder Maximalpegel einzelner Frequenzen oder Terzbändern. Diese Ziel- und Grenzwerte gilt es meist an mechanischen Prototypen mittels Messungen zu ermitteln und zu überprüfen. Ein fester Bestandteil heutzutage in der akustischen Entwicklung von modernen Verbrennungsmotoren ist der Einsatz von unterschiedlichsten Simulationsmethoden. Damit die akustischen Anforderungen bereits schon in der virtuellen Entwicklungsphase erfüllt werden können, müssen die Simulationsmethoden und Berechnungsverfahren hohe Anforderungen an Effizienz und Genauigkeit erfüllen.

Wie in [9] erläutert, können die akustischen Vorgänge im Ansaugsystem in zwei Bereiche, die Schallabstrahlung elastischer Strukturen und die Schallwellenausbreitung ausgehend von den turbulenzbedingten Schallquellen im Inneren des Systems, aufgeteilt werden. Die Detektion der turbulenzbasierten Schallquellen sowie die Schallwellenausbreitung im Ansaugsysteminneren sollen im folgenden Kapitel in stark abstrahierter geometrischer Ausführung als technischer Anwendungsfall mit den im vorhergehenden Kapitel 4 entwickelten Methoden modelliert und simuliert werden.

Die im Ansaugsystem entstehenden Schalldruckwellen breiten sich bekanntlich in alle Raumrichtungen und auch gegen die Strömungsrichtung aus. Somit gelangen die Schallwellen über die Ansaugöffnung in die Umgebung und dominieren im Nahfeld der Ansaugöffnung den Schalldruckpegel [9]. Dieser Effekt soll mit den nachfolgend vorgestellten Simulationen nachgestellt und untersucht werden.

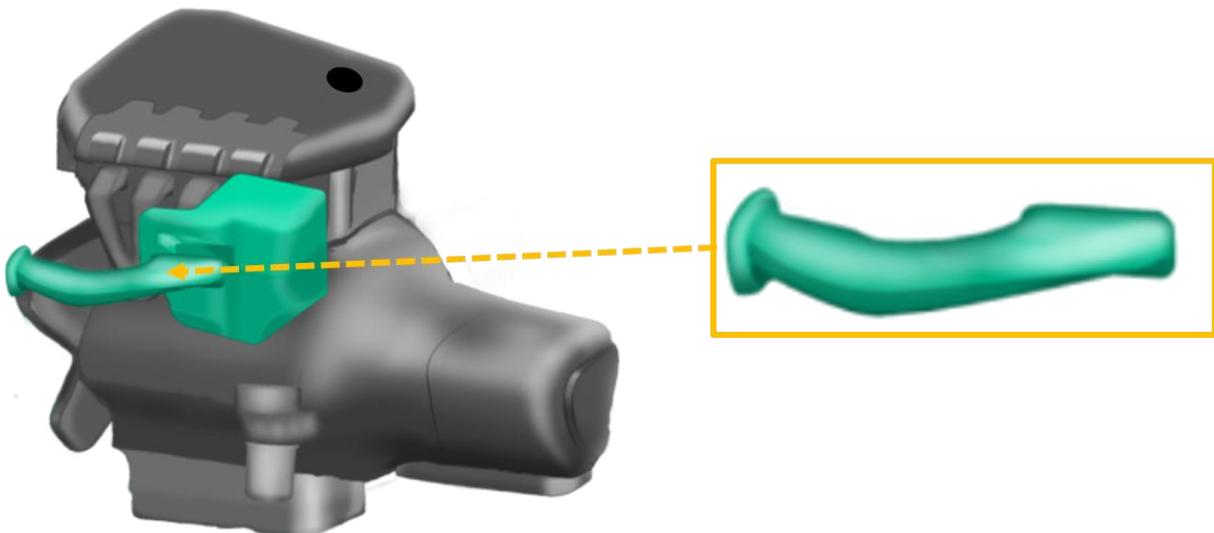


Abbildung 5-2 Schematische Darstellung eines Verbrennungsmotors mit Ansaugrohr und Luftfilter in grüner Farbe (mit freundlicher Genehmigung der Montaplast GmbH & Co. KG, Morsbach, 2013).

Die folgenden numerischen Untersuchungen legen ihren Fokus auf das in Abbildung 5-2 in grün dargestellte Ansaugrohr, welches in den Luftfilter vor dem Saugmodul (vgl. Abbildung 5-1) mündet. Die Komplexität des zu untersuchenden Bauteils erfordert eine Vereinfachung

der Geometrie, um die durchzuführenden numerischen Berechnungen hinsichtlich Performance, Effizienz und Ressourcenauslastung zu optimieren. Ein weiterer Aspekt für die Vereinfachung der Geometrie ist die bessere und zielführendere Überprüfbarkeit der Ergebnisse des in Kapitel 4 entwickelten und beschriebenen Applikationslösers.

Der technische Anwendungsfall *Ansaugrohr* wurde in Zusammenarbeit mit industriellen Kooperationspartner Partnern im Rahmen dieser Arbeit ausgewählt. Das numerische Setup entspricht dem experimentellen Aufbau zur Messung des Strömungsrauschens aus Kapitel 5.5.1.

5.2 Zweidimensionaler Simulationsfall Ansaugrohr

5.2.1 Geometriemodelle

Das oben beschriebene realistische Ansaugrohr wird für die nachstehenden numerischen Berechnungen des Strömungsrauschens geometrisch vereinfacht. Das komplexe reale Bauteil wird durch das zweidimensionale Geometriemodell in Abbildung 5-3 repräsentiert.

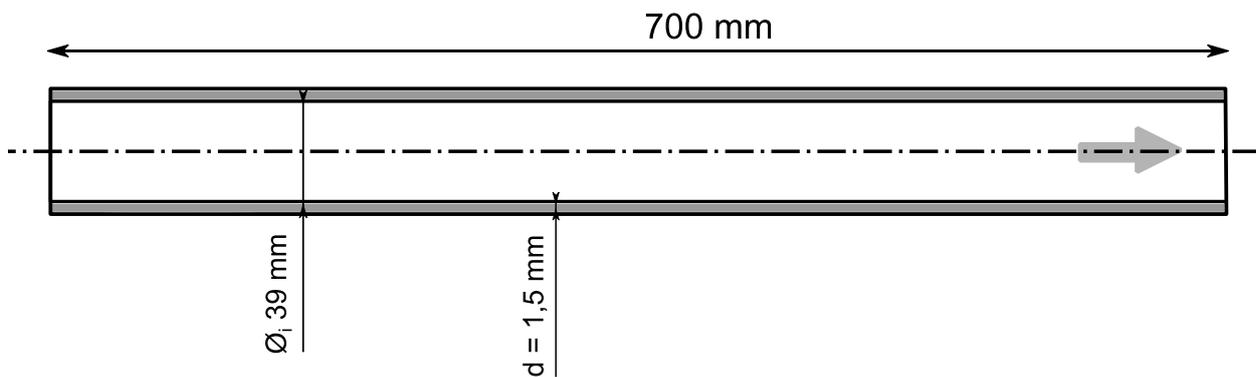


Abbildung 5-3 Geometriemodell Ansaugrohr.

Bei dem Ansaugrohr-Modell handelt es sich um einen zweidimensionalen Schnitt durch ein zylindrisches Rohr mit einer Länge von $L = 700 \text{ mm}$ mit einem Innendurchmesser von $D_1 = 39 \text{ mm}$. Die Wandstärke des Rohres beträgt $d = 1,5 \text{ mm}$.

Eine Variante des in Abbildung 5-3 gezeigten Ansaugrohres ist das Geometriemodell *Ansaugrohr mit Blende* in Abbildung 5-4. Der Unterschied liegt in der zusätzlichen Implementierung einer Blende mit kreisförmigen Öffnungsquerschnitt im Rohrrinneren. Der Innendurchmesser der Blende ist $D_{\text{Blende}} = 15 \text{ mm}$. Die Blendendicke beträgt $d_{\text{Blende}} = 3 \text{ mm}$. Nach der Blende reduziert sich der Rohrrinnendurchmesser auf $D_{i2} = 37,1 \text{ mm}$. Die Einbauposition der Blende liegt 229 mm von der Rohrmündung entfernt. Dieser geometrische Rohraufbau entspricht im Wesentlichen dem im Experiment in Kapitel 5.5 verwendeten Rohr.

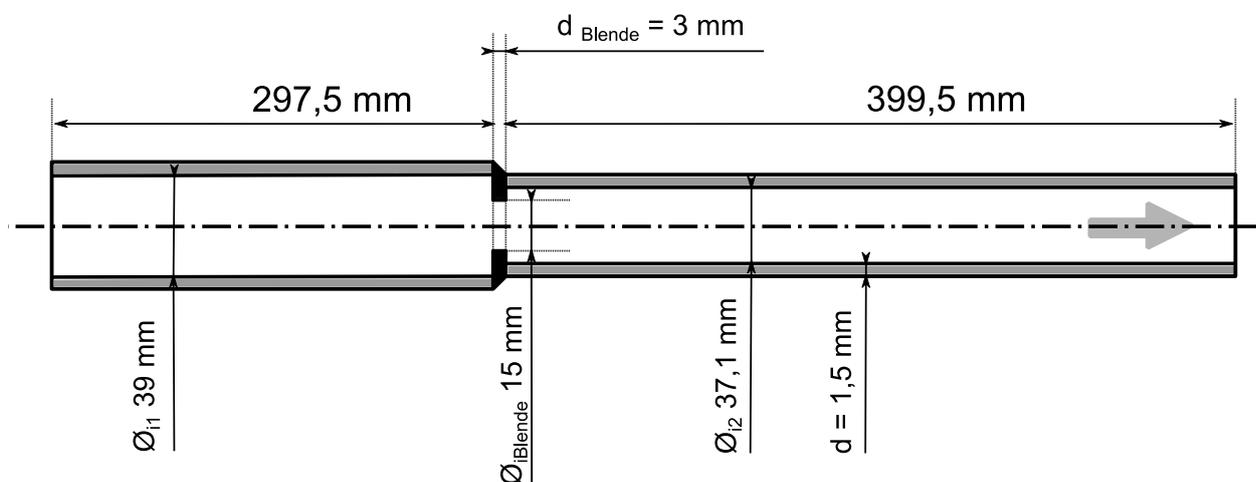


Abbildung 5-4 Geometriemodell Ansaugrohr mit Blende.

5.2.2 Netzgenerierung mit blockMesh

Es wurden zweidimensionale Berechnungsgitter mit den geometrischen Abmessungen des Ansaugrohres jeweils mit und ohne Blende erstellt wie bereits im vorangegangenen Kapitel 5.2 dargestellt und erläutert. Die Qualität der Simulationsergebnisse ist direkt mit der Qualität des Berechnungsgitters verknüpft. Um den Einfluss des Berechnungsgitters auf die Ergebnisse der strömungsakustischen Simulationen zu reduzieren, wurden alle folgenden Simulationsfälle mit dem OpenFOAM-Vernetzungstool `blockMesh` erstellt und vernetzt. Zur Erstellung eines zweidimensionalen Berechnungsgitters muss die Geometrie des Berechnungsgebietes durch die Eingabe der x-, y- und z-Koordinaten der Punkte im Eingabeskript `blockMeshDict` erstellt werden. Die Definition der dritten Gitterdimension ist OpenFOAM-spezifisch und erfolgt nur für ein Volumenelement. Die eingetragenen Punkte werden zu einzelnen Blöcken zusammengefasst und mit Hexaeder-Kontrollvolumen strukturiert diskretisiert.

Die äußeren Abmessungen des zweidimensionalen Berechnungsgebietes betragen 1 m x 0,4 m. Das Berechnungsgebiet des zweidimensionalen Simulationsfalles *Ansaugrohr* ist mit ca. 390 000 Volumenelementen diskretisiert, wobei das Berechnungsgitter *Ansaugrohr mit Blende* durch die hinzugefügte Blendengeometrie aus ca. 410 000 Volumenelementen besteht. Dies ergibt eine Elementgröße für die aufgeführten Berechnungsgitter von ca. 3 mm.

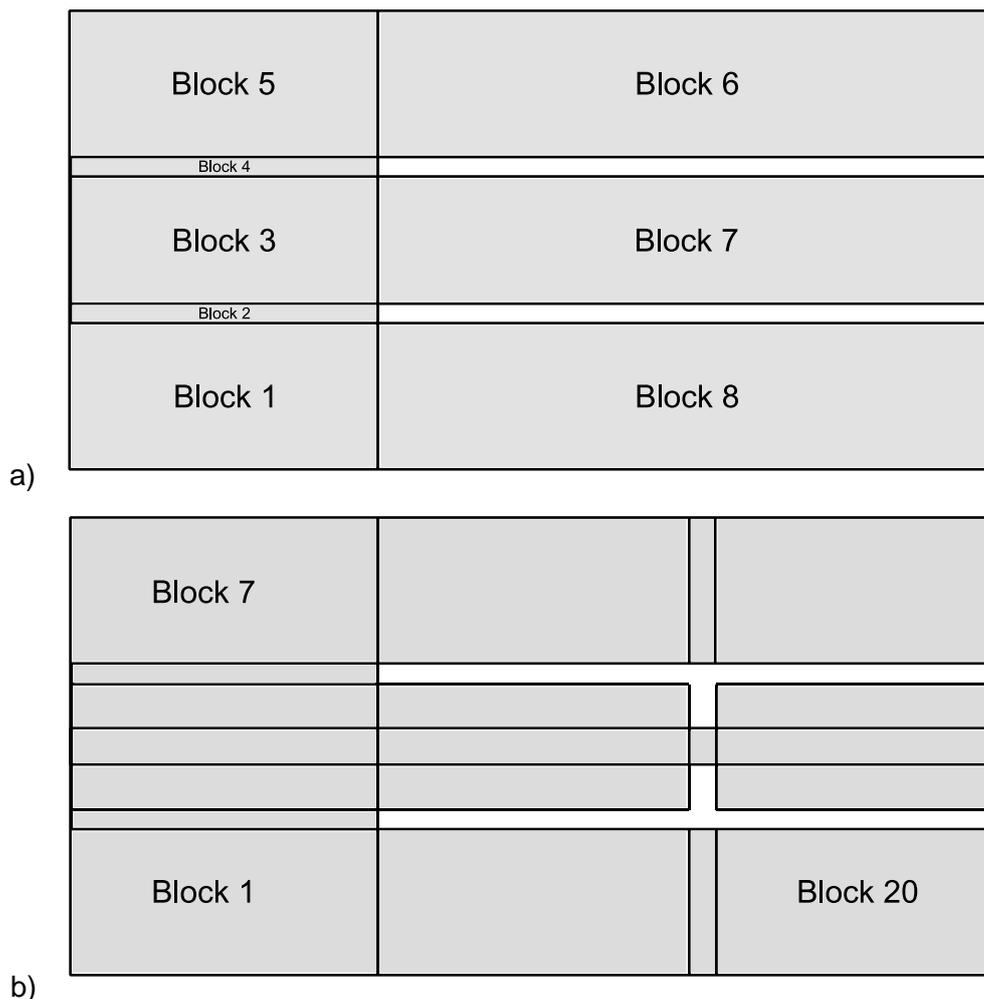


Abbildung 5-5 Exemplarische Blockstruktur des `blockMesh`-Berechnungsgitters für a) Ansaugrohr 2D und b) Ansaugrohr mit Blende 2D.

5.2.3 CFD / CAA-Modell in OpenFOAM

Parameter und Randbedingungen

Zur Ermittlung der turbulenzbedingten Schallquellen an Öffnung und Blende des Ansaugrohrs sowie der daraus resultierenden Schallausbreitung muss vorab bzw. gleichzeitig die zugrunde liegende Strömung des An- bzw. Absaugvorgangs aus dem Berechnungsgebiet numerisch ermittelt werden. Dazu muss ein druckgesteuerter Simulationsfall aufgesetzt werden, der die in Kapitel 5.5.1 beschriebene experimentelle Untersuchung realitätsnah abbildet. Die Strömung im Berechnungsgebiet wird durch eine Druckdifferenz Δp zwischen der Einlass- und Auslass-Randbedingung induziert. Mit steigender Druckdifferenz Δp steigt somit auch die sich im Strömungsgebiet, speziell im Rohrrinneren, einstellende Strömungsgeschwindigkeit. Bei der Erstellung eines druckgesteuerten Simulationsfalles muss bei der Implementierung der dafür notwendigen physikalischen Randbedingungen darauf geachtet werden, dass die die Berechnungsdomäne verlassende Strömung am Auslass nicht numerisch verfälscht oder beeinträchtigt wird und somit keine numerischen Störungen das Ergebnis verfälschen können.

Um einen Ansaugvorgang aus der Umgebung zu simulieren, müssen alle das Berechnungsgebiet eingrenzenden Seitenflächen als „Inlet“ oder Einlass-Randbedingung deklariert werden, mit Ausnahme der als Auslass definierten „Outlet“-Randbedingung am Ende des Ansaugrohrs (vgl. Abbildung 5-6).

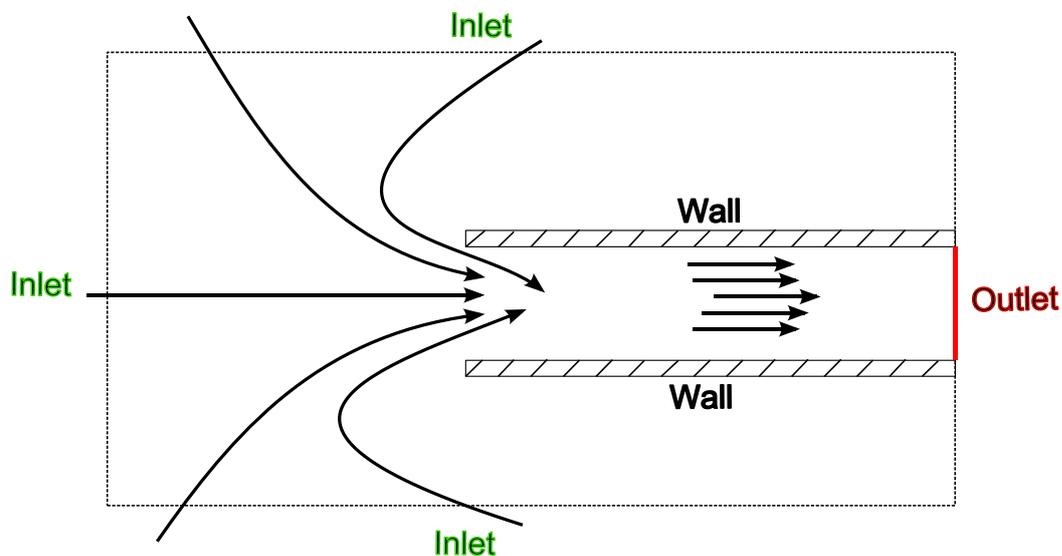


Abbildung 5-6 Physikalische Randbedingungen des zweidimensionalen Simulationsfalls Ansaugrohr 2D.

Die Berechnungsfälle *Ansaugrohr* mit und ohne Blende wurden, wie in Kapitel 5.2 und 5.2.2 beschrieben, als zweidimensionale Fälle aufgesetzt. Abbildung 5-6 stellt die prinzipielle Implementierung der physikalischen Randbedingungen des Simulationsfalles, hier ohne Blende, schematisch dar, um den Absaugvorgang aus der Berechnungsdomäne zu simulieren. Nur nach geeigneter Wahl der physikalischen Randbedingungen, wie sie in Tabelle 5-1 und Tabelle 5-2 aufgelistet sind, kann ein derartiger Absaugvorgang physikalisch plausibel berechnet und simuliert werden.

Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Deklarationen und Definitionen der physikalischen Randbedingungen, soweit möglich, für die inkompressiblen wie auch kompressiblen Simulationen einheitlich gehalten worden. Die Randbedingungen der inkompressiblen Simulationen wurden entsprechend den Angaben in Tabelle 5-1 definiert und implementiert.

	Größe				Inlet	Outlet	Rohr / Blende
	ISO		OpenFOAM				
Geschwindigkeit	\underline{u}	[m/s]	\underline{u}	[m/s]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	fixedValue $\phi = 0$
Druck	p	[Pa]	p	[m ² /s ²]	$\$pressure$	$\$pressureOut$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$
Wirbelviskosität	ν_t	[m ² /s]	ν_t	[m ² /s]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	nutkWall-Function
turbulente kinetische Energie	k	[m ² /s ²]	k	[m ² /s ²]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	kqRWall-Function
spezifische turbulente Dissipation	ω	[1/s]	ω	[1/s]	fixedValue $\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	omegaWall-Function
Akustische Quellen	---		acoustic-Source	[1/s ²]			siehe Tabelle 5-6
Schalldruck	p_a	[Pa]	p_a	[m ² /s ²]			siehe Tabelle 5-6
Oberflächenquellen	---		pSurface-Source	[m/s ²]			siehe Tabelle 5-6

Tabelle 5-1 Randbedingungen der inkompressiblen Simulationsfälle Ansaugrohr 2D jeweils mit und ohne Blende.

Da es sich um 2D-Simulationsfälle, kompressibel und inkompressibel, handelt, werden die Vorder- und Rückseite (*Front* und *Back*) des Berechnungsgitters als `empty` definiert.

Im Vergleich zum inkompressiblen Setup des Simulationsfalls werden im kompressiblen Setup die physikalischen Randbedingungen nahezu identisch definiert. Der Unterschied liegt in der physikalischen Einheiten der zu berechnenden Felder und der Definition der kompressiblen Wandfunktionen des Turbulenzmodells (vgl. Tabelle 5-2).

	Größe				Inlet	Outlet	Rohr / Blende
	ISO		OpenFOAM				
Geschwindigkeit	\underline{u}	[m/s]	\underline{u}	[m/s]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	fixedValue $\phi = 0$
Druck	p	[Pa]	p	[Pa]	$\$pressure$	$\$pressureOut$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$
Wirbelviskosität	ν_t	[kg/m/s]	μ_t	[kg/m/s]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	compressible::nutkWallFunction
turbulente kinetische Energie	k	[m ² /s ²]	k	[m ² /s ²]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	compressible::kqRWallFunction
spezifische turbulente Dissipation	ω	[1/s]	ω	[1/s]	fixedValue $\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	compressible::omegaWallFunction
Akustische Quellen	---	[kg/m ³ /s ²]	acousticSource	[kg/m ³ /s ²]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$
Schalldruck	p_a	[Pa]	p_a	[Pa]	fixedValue $\phi = 0$	fixedValue $\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$
Oberflächenquellen	---	[kg/m ² /s ²]	pSurfaceSource	[kg/m ² /s ²]	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$	zeroGradient $\nabla\phi = 0$

Tabelle 5-2 Randbedingungen der kompressiblen Simulationsfälle Ansaugrohr jeweils mit und ohne Blende.

Die physikalischen Randbedingungen der akustischen Felder `acousticSource`, `pSurfaceSource` und `pa` wurden im Verlauf der durchgeführten Simulationen variiert, um deren direkten Einfluss auf die numerischen Ergebnisse der Akustik-Simulation herausarbeiten zu können. Die Definition der Druckwerte an *Inlet* und *Outlet* nach Tabelle 5-1 und Tabelle 5-2 mittels `$pressure` und `$pressureOut` ermöglichen in OpenFOAM eine parametergesteuerte Simulation der Strömungsvorgänge. Die Parameter können durch die Einträge in einem separaten Skript `initialConditions` (vgl. Listing 5-1) zentral verwaltet und geändert werden.

```

/*----- C++ -----*/
|=====|
| \ \ / | F i e l d | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \ \ / | O p e r a t i o n | Version: 2.1.1 |
| \ \ / | A n d | Web: www.OpenFOAM.org |
| \ \ / | M a n i p u l a t i o n | |
|=====|
pressure 0; //atmosphärischer Druck
pressureOut -422; //Absaugung Druckdifferenz delta-P = 422 m2/s2 ^= 5 mbar
turbulentKE 3.167; //Wert ist von U abhängig
turbulentOmega 1643; //Wert ist von U abhängig
turbulentNUT 0.0035; //Wert ist von U abhängig

```

Listing 5-1 Implementierungsbeispiel der Anfangsbedingungen `initialConditions` für die zwei- und dreidimensionalen inkompressiblen Simulationsfälle Ansaugrohr.

Strömungsparameter und Turbulenzmodellierung

Die Strömungsgeschwindigkeit am *Outlet* ergibt sich durch das Druckgefälle zwischen dem Umgebungsdruck, welcher am *Inlet* durch p_{pressure} definiert ist, und dem am *Outlet* mittels $p_{\text{pressureOut}}$ definierten Unterdruck.

Für die kompressiblen Simulationsfälle wurde das strömende Medium, in vorliegendem Falle gewöhnliche Luft, unter Annahme der Normbedingungen nach Tabelle 5-3 definiert, um möglichst realitätsnahe Ergebnisse zu erhalten, die mit den durchgeführten Messungen des Strömungsrauschen vergleichbar sind.

Temperatur $T_{25^{\circ}\text{C}}$	Druck $p_{25^{\circ}\text{C}}$	Dichte $\rho_{25^{\circ}\text{C}}$	Kinematische Viskosität $\nu_{25^{\circ}\text{C}}$	Schall- geschwindigkeit $c_{25^{\circ}\text{C}}$
298,15 K	= 101325 Pa	1,184 kg m⁻³	1,58e⁻⁰⁵ m² s⁻¹	346,3 m s⁻¹

Tabelle 5-3 Normbedingungen von Luft nach [134] für kompressible Strömungen.

Aus Gründen der Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen wurden auch zur Definition der Transporteigenschaften des inkompressiblen Fluides auf die Werte nach Tabelle 5-3 zurückgegriffen.

Mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung kann durch die Kenntnis des Differenzdruckes Δp die Strömungsgeschwindigkeit \vec{U} im Inneren des Rohres nahe des Auslasses ungefähr bestimmt werden:

$$\vec{U} \approx \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad (5-1)$$

Der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Entstehung der turbulenzbedingten akustischen Quellen sowie deren Schallabstrahlung im akustischen Nahfeld wird über die Variation der Strömungsparameter, speziell der nach Tabelle 5-4 eingestellten Druckdifferenzen zwischen Einlass- und Auslass-Randbedingung ermittelt.

Druckdifferenz			resultierende Geschwindigkeit	Reynolds-Zahl
Δp [mbar]	Δp [Pa]	Δp [m ² s ⁻²] OpenFOAM	U [m s ⁻¹]	Re [---]
5	500	422	29,06	72 000
12	1200	1014	45,02	111 000
25	2500	2111	64,98	160 000
70	7000	5912	108,74	268 000

Tabelle 5-4 Variation der Strömungsparameter.

Die akustisch kritische Strömungsgeschwindigkeit in Ansaugsystemen moderner Verbrennungsmotoren liegt bei ca. 40 – 50 m s⁻¹. In den vorliegenden Simulationsfällen wird bei gegebenen geometrischen Abmaßen des Ansaugrohres die kritische Strömungsgeschwindigkeit

bereits bei einer Druckdifferenz $\Delta p = 12 \text{ mbar}$ erreicht. Die definierten Stufen der Druckdifferenz wurden denen der im experimentellen Versuch gefahrenen Druckdifferenzen und daraus resultierenden Strömungsgeschwindigkeiten entsprechend gleichgesetzt.

Die analytisch ermittelte Strömungsgeschwindigkeit wird im *Pre-Processing* auch zur Definition der Berechnungsgrößen des $k\text{-}\omega\text{-SST}$ – Turbulenzmodells (`kOmegaSST`) benötigt. Basierend auf den analytisch ermittelten Strömungsgeschwindigkeiten aus Tabelle 5-4 sind die für die Turbulenzmodellierung erforderlichen Parameter des $k\text{-}\omega\text{-SST}$ – Modells ebenfalls analytisch ermittelt worden und in Tabelle 5-5 aufgelistet.

Druckdifferenz		resultierende Strömungsgeschwindigkeit	turbulente kinetische Energie	spezifische isotrope Dissipationsrate	kinematische turbulente Viskosität
Δp [Pa]	Δp [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] OF	U [m s^{-1}]	k [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$]	ω [s^{-1}]	ν_T [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
500	422	29,06	3,167	1643	0,0035
1200	1014	45,02	7,6014	2545	0,00538
2500	2111	64,98	15,84	3673	0,00776
7000	5912	108,74	44,34	6147	0,01298

Tabelle 5-5 Parameter für $k\text{-}\omega\text{-SST}$ – Turbulenzmodell (`kOmegaSST`) basierend auf Druckdifferenz zwischen Einlass und Auslass.

Durch Definieren des *Inlets* als eine von Neumann-Randbedingung für das Geschwindigkeitsfeld und der Definition des *Outlets* als Dirichlet-Auslass-Randbedingung für das Druckfeld mit `p_outlet = $pressureOut` erfolgt ein Ausströmen des Fluides aus der Berechnungsdomäne. Das Rohr sowie die Blende sind als Wände definiert. Der Rohrdurchmesser und die jeweils eingestellte Strömungsgeschwindigkeit definieren die Reynolds-Zahl nach Tabelle 5-4. Die Strömung ist somit per Definition in jedem aufgesetzten Simulationsfall turbulent. Die Turbulenzen sind mittels des OpenFOAM-Turbulenzmodells `kOmegaSST` ($k\text{-}\omega\text{-SST}$) berechnet worden. Als Eingangswerte der turbulenten kinetischen Energie k , der spezifischen turbulenten Dissipation ω_T und der turbulenten Viskosität ν_T wurden die Größen entsprechend der jeweiligen Strömungsgeschwindigkeiten nach Tabelle 5-5 verwendet. Für die jeweiligen Felder der Turbulenzgrößen wurden an den als „Wand“ definierten Rändern die entsprechenden Wandfunktionen ausgewählt, wie die `kqRWallFunction` für die turbulente kinetische Energie, die `nutUWallFunction` für die turbulente Viskosität und die `omegaWalFunction` für die spezifische Dissipation. Die Einstellungen gelten für die inkompressible wie auch für die kompressible Simulation *Ansaugrohr 2D mit* und ohne *Blende*.

Die zweidimensionalen inkompressiblen Simulationen erlaubten es auf Grund der relativ geringen erforderlichen Berechnungsressourcen eine stationäre, konvergente strömungsmechanische Lösung als Anfangsbedingung zu verwenden. Die transiente Akustik-Simulation mit `acousticFoam` wurde auf Basis der mit `simpleFoam` berechneten strömungsmechanischen Lösung des zweidimensionalen Simulationsfalls *Ansaugrohr* gestartet.

Variation der Randbedingungen

Wie bereits in Kapitel 4.6 gezeigt wurde, haben die gewählten Randbedingungen der akustischen Felder wie p_a einen erheblichen Einfluss auf die Qualität und Plausibilität der akustischen Ergebnisse. Dies gilt für inkompressible und kompressible Simulationen gleichermaßen. Daher wurden die Randbedingungen, auch wenn es keine akustisch wirksamen Randbedingungen (vgl. Kapitel 4.2.2 und 4.5.2) sind, im Verlauf der inkompressiblen Simulationen mit `acousticFoam` variiert, um das den Messergebnissen am ehesten entsprechende Randbedingungs-Setup für `acousticFoam` zu ermitteln.

Für die Berechnung von inkompressiblen Simulationen stehen in OpenFOAM nach Kapitel 4.2.2 nur die `advective`-Randbedingung als annähernd nicht-reflektierende Randbedingung für strömungsmechanische Felder zur Verfügung. Um deren Anwendung und Einfluss auf die akustischen Felder und akustischen Ergebnisse zu ermitteln, wurden die akustisch relevanten Randbedingungen nach Tabelle 5-6 implementiert bzw. variiert. Die Veränderung der physikalischen Randbedingungen des Druckfeldes ist auf Grund der Anforderungen des druckgesteuerten Simulationsfalls nicht möglich.

OpenFOAM-Randbedingungen			
		Variante 1	Variante 2
Einlass	p_a	0	<code>advective</code>
	p	<code>pressure</code>	<code>pressure</code>
Auslass	p_a	0	<code>advective</code>
	p	<code>pressureOut</code>	<code>pressureOut</code>

Tabelle 5-6 Variation der Randbedingungen für die inkompressible Simulation des 2D-Ansaugrohres `acousticFoam`.

Der Einfluss der `advective`-Randbedingung auf die akustischen Ergebnisse wurde bei einer definierten Druckdifferenz von $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ untersucht.

Bei den in Kapitel 4.6 und 4.7 durchgeführten Simulationen im Rahmen der Validierung des kompressiblen Akustik-Lösers `acousticRhoFoam` hat sich gezeigt, dass die Verwendung der `waveTransmissive`-Randbedingungen das vielversprechendste Ergebnis hinsichtlich Plausibilität und Vergleichbarkeit mit experimentellen Messergebnissen sein dürfte. Die Funktionalitäten der `waveTransmissive`-Randbedingung erlauben auch deren Anwendung auf strömungsmechanische Felder, speziell unter Berücksichtigung der Anforderungen eines druckgesteuerten Simulationsfalles. Jedoch zeigte sich, dass die Parametrisierung der `waveTransmissive`-Randbedingung bereits einen erheblichen Einfluss auf die Strömung selbst hatte, was eine Vergleichbarkeit der erzielten strömungsmechanischen und -akustischen Ergebnisse nicht erlaubt. Es wurde somit keine Variation der Randbedingungen für die kompressiblen Simulationen durchgeführt.

Solver-Einstellungen – Inkompressibel `acousticFoam`

Die erstellten linearen Gleichungssysteme von inkompressiblen skalaren Druck- und Akustikfeldern wurde der in OpenFOAM enthaltene PCG (Preconditioned Conjugated Gradient)-Lö-

ser zur Lösung verwendet. Zur Lösung der asymmetrischen Matrizen, wie der des Geschwindigkeitsfeldes oder turbulenzmodellierender Felder, wie der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipation ω , kam der PBiCG (Preconditioned Bi-conjugated Gradient)-Löser zum Einsatz. Durch den Einsatz der Vorkonditionierer DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky) für symmetrische und DILU (Diagonal Incomplete-LU) für asymmetrische Matrizen konnte die Konvergenz der Lösung verbessert werden. Die Löser-Toleranz wurde auf $1e^{-06}$ eingestellt, wobei die relative Löser-Toleranz `relTol` auf 0 festgelegt wurde.

Solver-Einstellungen – Kompressibel `acousticRhoFoam`

Die kompressibeln skalaren Druck- und Schalldruckfelder wurden mit Hilfe des GAMG (Geometric Agglomerated Algebraic Multigrid) –Lösers inklusive eines `GaussSeidel-smoothers` gelöst. Das Dichtefeld wurde mit dem PCG-Löser ermittelt. Die Lösung der asymmetrischen Matrizen wie der des Geschwindigkeitsvektorenfeldes oder turbulenzmodellierender Felder, wie der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipation ω , erfolgt mittels des PBiCG (Preconditioned Bi-conjugated Gradient)-Lösers. Um die Konvergenz der Lösung zu verbessern kamen die Vorkonditionierer DIC (Diagonal Incomplete-Cholesky) für symmetrische und DILU (Diagonal Incomplete-LU) für asymmetrische Matrizen zum Einsatz. Die Löser-Toleranz wurde auf $1e^{-06}$ eingestellt, wobei die relative Löser-Toleranz `relTol` auf 0 festgelegt wurde. Für die Berechnung der wellenförmigen Ausbreitung fluktuierender Druckwerte im inkompressiblen, respektive der Schalldruckausbreitung im kompressiblen Fall, muss die zweite zeitliche Ableitung dieses Skalar-Feldes numerisch berechnet werden. Dazu wurde das Euler-Schema für die numerische Berechnung von Termen zweiter Ordnung angewendet.

Analyse-Parameter

Die inkompressiblen zweidimensionalen Akustik-Simulationen wurden basierend auf den konvergenten Ergebnissen der stationären `simpleFoam`-Strömungsberechnung gestartet. Um bei einer stationären Berechnung Speicherplatz einsparen zu können, kann durch die Einstellung `purgeWrite 1;` im `controlDict`-Skript nur der jeweils letzte Ergebnisordner bzw. nur der konvergierte Ergebnisordner ausgeschrieben werden. Die akustischen transienten Simulationen wurden mit `acousticFoam` im inkompressiblen Fall und mit `acousticRhoFoam` im kompressiblen Fall berechnet. Der Zeitschritt wurde auf Grund der guten Erfahrungen hinsichtlich numerischer Stabilität und ausreichender zeitlicher Auflösung aus den vorhergegangenen Simulationen auf `deltaT 1e-6;` eingestellt. Die zeitliche Auflösung stellt einen recht guten Kompromiss zwischen der geforderten hohen zeitlichen Auflösung für akustische Simulationen und der möglichen gröberen zeitlichen Auflösung für strömungsmechanische Simulationen. Die gewählte `writePrecision` und `timePrecision` betrug jeweils 6 Dezimalstellen. Im `controlDict`-Skript werden durch das Hinzufügen des `functions`-Objekts `Type probes` die „Mikrofon“-Positionen mittels `probeLocation` und deren Sampling-Frequenz mittels `outputControl timeStep;` und `outputInterval 20;`, sowie das auszuschreibende Feld definiert. Bei obengenanntem Zeitschritt von $1e-6$ ergibt bei gewähltem `outputInterval` von 20 eine Abtastfrequenz von 50 kHz, die ausreichend ist, um dem Shannon-Theorem für die Frequenzanalyse des hörbaren Schalls (20 Hz – 20 kHz) zu entsprechen.

5.3 *Dreidimensional kompressibler Simulationsfall Ansaugrohr*

Der dreidimensionale, kompressible Simulationsfall soll zum einen die prinzipielle Anwendbarkeit des neuentwickelten Akustiklösers `acousticRhoFoam` auf realitätsnahe technische Aufgabenstellungen aufzeigen und zum anderen den HPC-Anspruch der Methodik hervorheben.

5.3.1 Geometriemodelle

Die verwendeten Geometriemodelle sind die konsequente dreidimensionale Erweiterung der in Kapitel 5.2.1 beschriebenen zweidimensionalen Geometrie des Ansaugrohres. Analog zum zweidimensionalen Berechnungsfall wurde im vorliegenden dreidimensionalen Anwendungsfall ebenfalls die Geometrie durch Hinzufügen der Blende im Rohrinnebereich variiert. In Abbildung 5-7 ist das 3D-Geometriemodell des Ansaugrohres mit eingefügter Blende dargestellt.

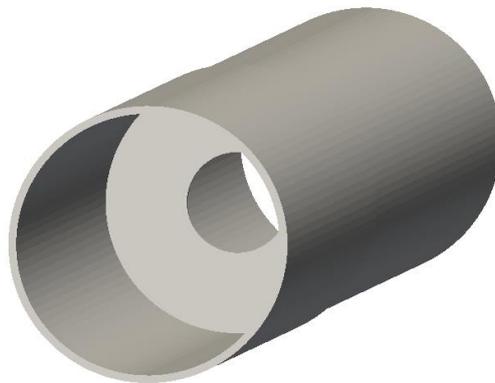


Abbildung 5-7 Geometriemodell Ansaugrohr mit Blende 3D.

Die geometrischen Abmaße des dreidimensionalen Ansaugrohres sind mit einer Länge von 700 mm und einem Innendurchmesser von 39 mm vor und 37,1 mm hinter der Blende identisch zu den des zweidimensionalen Ansaugrohres. Das zweidimensionale Berechnungsgebiet stellt die Schnittebene durch das folgend beschriebene dreidimensionale Berechnungsgebiet, wie auch durch das in Kapitel 5.5 erläuterte reale Strömungsgebiet der experimentellen Validierung dar.

5.3.2 Netzgenerierung mit `blockMesh`

Wie bereits erläutert, ist die Qualität der Simulationsergebnisse direkt von der Qualität des Berechnungsgitters abhängig. Um den Einfluss diverser Open Source – Vernetzungstools auf die Ergebnisse der strömungsakustischen Simulationen zu reduzieren, wurde auch der dreidimensionale Simulationsfall mit dem OpenFOAM-Vernetzungstool `blockMesh` erstellt und vernetzt. Zur Erstellung des Berechnungsgitters wird die Geometrie des Berechnungsgebietes durch Eingabe der x-, y- und z-Koordinaten von Eckpunkten im Eingabeskript `blockMeshDict` erstellt. Diese Eckpunkte werden zu einzelnen Blöcken zusammengefasst. Für ein dreidimensionales Gitter ist es daher hilfreich, die finale Geometrie des Berechnungsgebietes in definierte Ebenen zu unterteilen. Durch die Eckpunkte aufgespannte Ebenen stellen die Stirnflächen der Blöcke dar (vgl. Abbildung 5-8). Diese Blöcke werden mit Hexaeder-Kontrollvolumen diskretisiert. Die definierten Punkte können durch gerade oder mittels dem Skriptbefehl `edges (arc 7 4 (0.0 19.5 0.0))`; durch gebogene Kanten miteinander verbunden

werden. Die hier beispielhaft dargestellte Verbindung zwischen den Punkten 7 und 4 verläuft gebogen durch den Scheitelpunkt x, y, z (0 19,5 0). Die Oberfläche des zylindrischen Rohres kann somit originalgetreu abgebildet werden. Das mit `blockMesh` erstellte und diskretisierte Berechnungsgebiet besitzt die äußeren Abmessungen von $1 \times 0,5 \times 0,5$ m. Diese Dimension entspricht im Wesentlichen den Abmessungen des experimentellen Aufbaus nach Kapitel 5.5.1. Der Koordinatenursprung liegt in der Ebene der Ansaugöffnung auf der Rohrmittelachse.

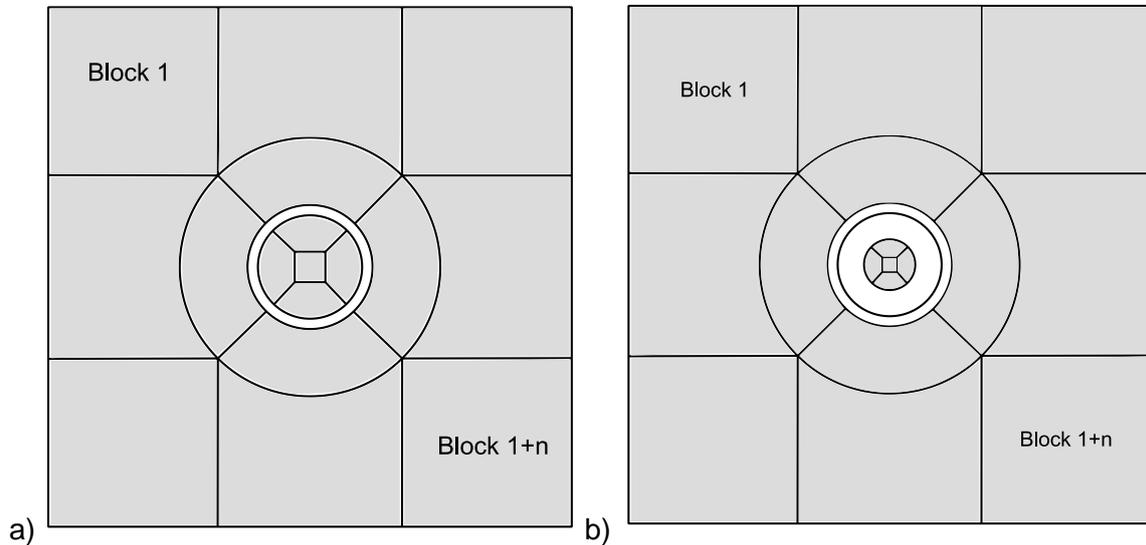


Abbildung 5-8 XY-Schnittebenen der `blockMesh`-Blockstruktur für 3D Ansaugrohr a) ohne Blende und b) mit Blende.

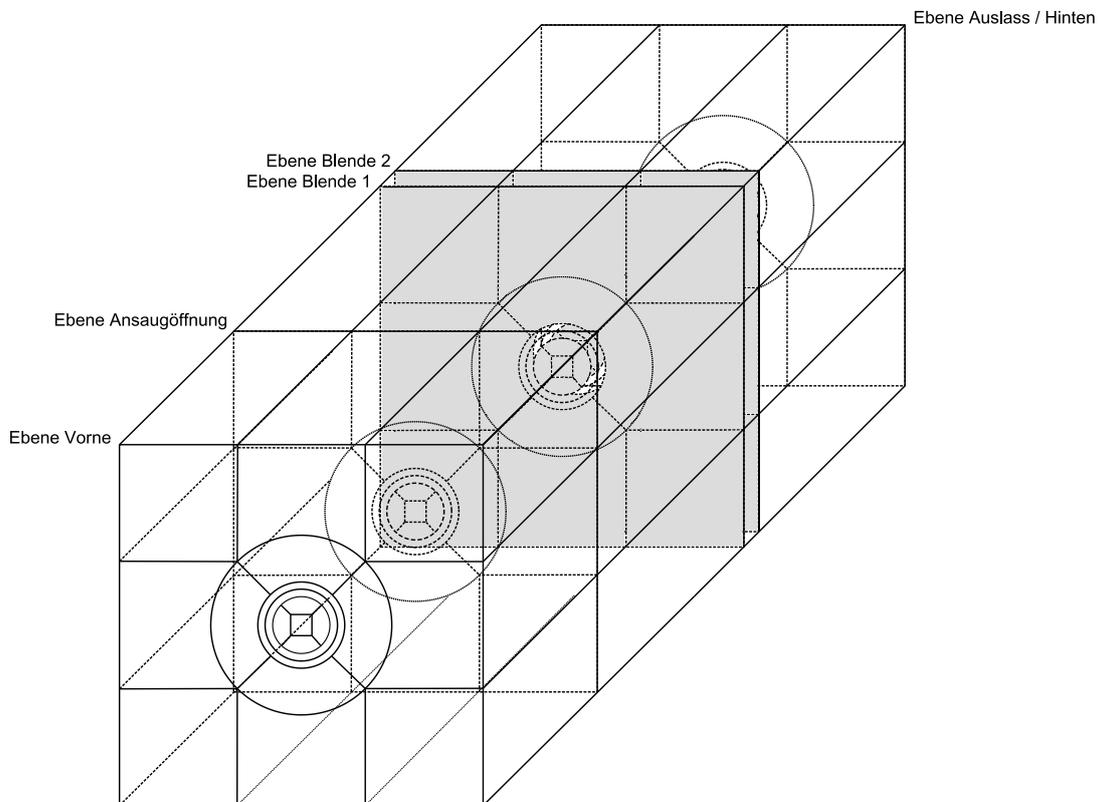


Abbildung 5-9 3D-Darstellung der Blockstruktur für dreidimensionalen Simulationsfall Ansaugrohr 3D mit Blende.

Wie Abbildung 5-9 verdeutlicht, stößt die skriptbasierte Erstellung blockstrukturierter Gittergenerierung mit `blockMesh` bereits bei derart einfachen Geometrien an die Grenzen hinsichtlich Übersichtlichkeit und Bedienbarkeit. Jeder der durch die Stirnflächen definierte Block in Abbildung 5-9 muss deklarierte Seitenflächen besitzen, interne Flächen, wie auch solche, die im späteren Setup als physikalische Randbedingung definiert und deklariert werden. Aufgrund der stark anwachsenden Zeilenanzahl des Eingabeskripts `blockMeshDict` ist das Open Source Meshing-Tool `blockMesh` für die Vernetzung von komplexen Geometrien nicht geeignet. Zur Vernetzung derartiger Strukturen lässt es sich meist nicht vermeiden, auf kommerzielle Vernetzungstools zurückzugreifen, um akzeptable Ergebnisse in der nachstehenden Strömungssimulation zu erhalten.

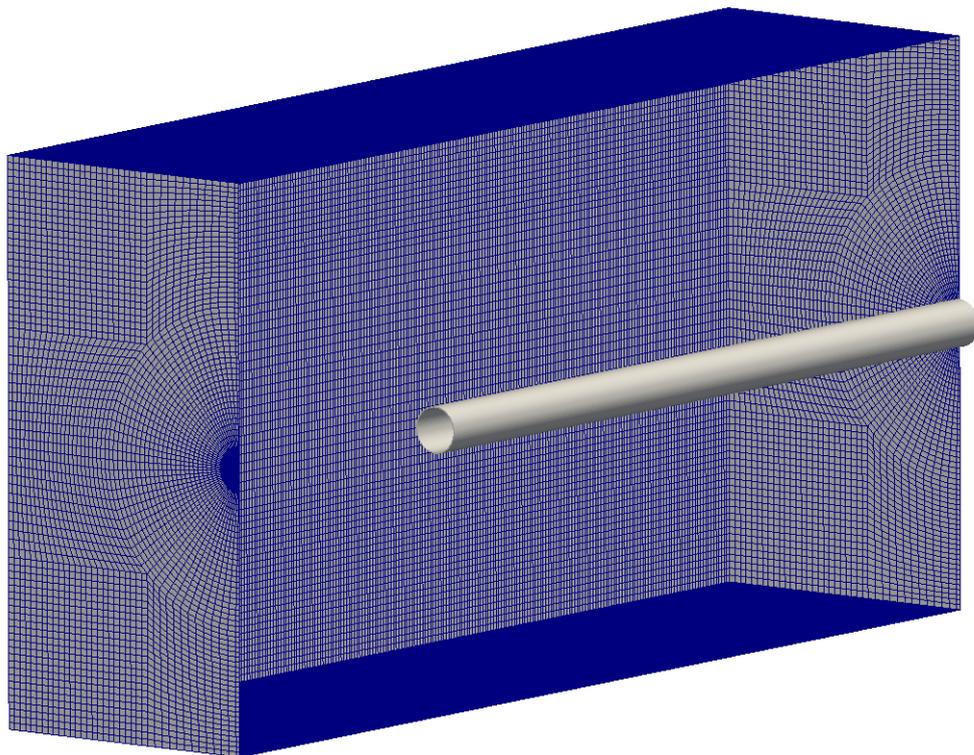


Abbildung 5-10 Dreidimensionales Berechnungsgitter Ansaugrohr 3D erstellt mit `blockMesh`.

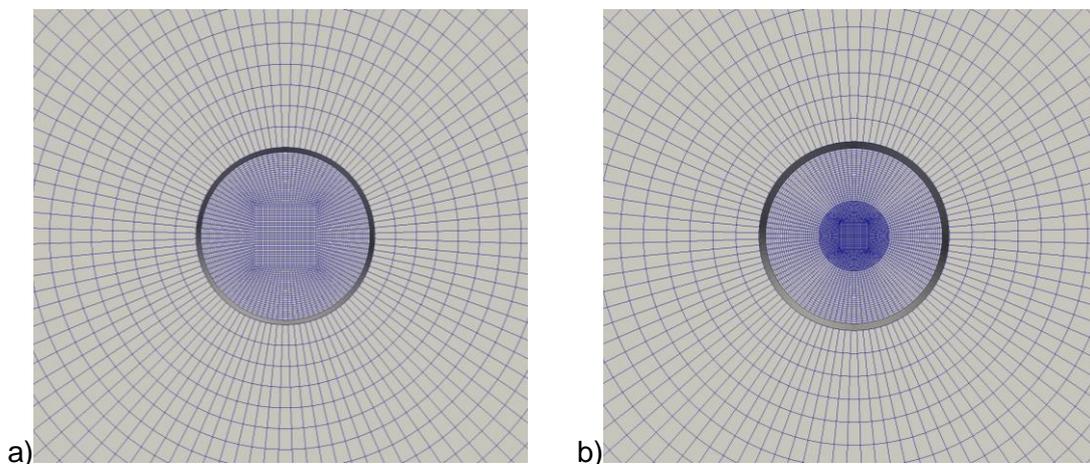


Abbildung 5-11 Detailausschnitt am „Outlet“ des Berechnungsgitters a) ohne und b) mit Blende.

Das in Abbildung 5-10 dargestellte Berechnungsgebiet des dreidimensionalen Simulationssfalls *Ansaugrohr 3D* ist mit ca. 3,65 Mio. Volumenelementen diskretisiert, wobei das dreidimen-

sionale Berechnungsgitter *Ansaugrohr mit Blende 3D* bereits nur durch die hinzugefügte Blendegeometrie aus ca. 6,6 Mio. Volumenelementen besteht. Das Hinzufügen der Blendegeometrie in das bestehende Berechnungsnetz hat aufgrund der `blockMesh`-Methodik einen erheblichen Einfluss auf Netzparameter wie Elementanzahl und -größe. Die Blende erzwingt nahezu eine Verdopplung der Elementanzahl, hauptsächlich im Rohrrinneren, genauer in dem Gitterblock, welcher den Blendendurchmesser definiert (vgl. Abbildung 5-11). Dadurch reduziert sich zwangsläufig die Elementgröße extrem, was sich auf die strömungsakustischen Ergebnisse auswirkt.

5.3.3 CFD / CAA-Modell in OpenFOAM

Das strömungsmechanische und –akustische Setup des kompressiblen dreidimensionalen Simulationsfalls (siehe Abbildung 5-12) mit `acousticRhoFoam` entspricht im Wesentlichen dem des zweidimensionalen Berechnungsfalls.

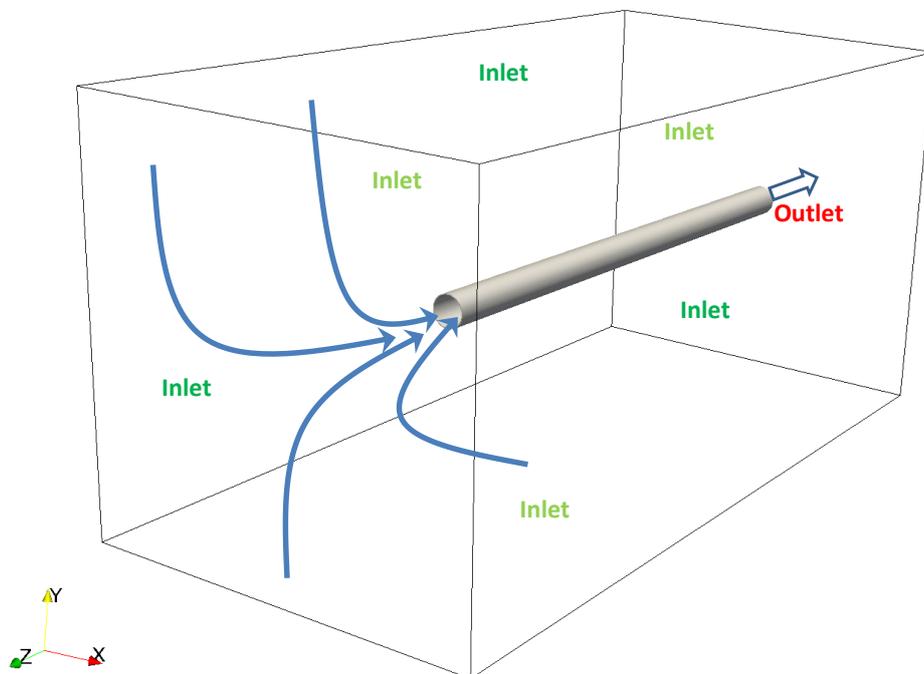


Abbildung 5-12 Physikalische Randbedingungen des dreidimensionalen Simulationsfalls *Ansaugrohr 3D*.

Alle äußeren Seitenflächen des Berechnungsgebietes sind, wie in Abbildung 5-12 dargestellt, als physikalische Einlass-Randbedingungen *Inlet* definiert. Der Ausströmrand *Outlet* befindet sich am Rohrende. Alle weiteren physikalischen Randbedingungen der strömungsmechanischen und strömungsakustischen Felder sind nach Tabelle 5-2 aufgesetzt. Die verwendeten strömungsmechanischen Parameter des kompressiblen zweidimensionalen Falls wurden auch für die hier vorgestellte kompressible dreidimensionale Simulation angewendet, um einen Absaugvorgang aus der Berechnungsdomäne zu generieren. Die Strömungsgeschwindigkeit stellt sich somit bei einer Druckdifferenz von $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zwischen *Inlet* und *Outlet* entsprechend der Gesetzmäßigkeit nach Bernoulli (vgl. Gleichung (5-1)) zu ca. 29 m s^{-1} ein. Bei dieser Strömungsgeschwindigkeit ist die induzierte Strömung mit einer Reynolds-Zahl von $Re = 72\,000$ turbulent. Zur Modellierung der Turbulenzen wurde

ebenfalls das $k\Omega$ SST-Modell mit den Modellierungsparametern aus Tabelle 5-5 angewendet.

Zweidimensionale Simulationen mit OpenFOAM sind sogenannte pseudo-2D-Simulationen. Es wird im Grunde eine dreidimensionale Berechnung durchgeführt, wobei die dritte Dimension durch nur eine Reihe Volumenelemente repräsentiert wird. Diese Eigenschaft ermöglicht es, für die Berechnung der dreidimensionalen kompressiblen Strömung die Solver-Einstellungen aus Kapitel 5.3.3 des 2D-Falls zu übernehmen. Aus Gründen der numerischen Stabilität und zur Ermittlung des Schalldruckfrequenzspektrums am „Mikrofon“ im Bereich der Ansaugrohröffnung ist die zeitliche Auflösung der transienten Simulation zu 10^{-6} s gewählt worden. Auf Grund der hohen Anzahl an Kontrollvolumina für beide dreidimensionalen Simulationen *Ansaugrohr* (ca. 3,65 Mio. VEs) und *Ansaugrohr mit Blende* (ca. 6,6 Mio. VEs) wurden die Fälle auf HPC-Ressourcen des RRZEs parallelisiert berechnet. Es wurden für beide Simulationsfälle 256 Prozessoren verwendet, was eine Simulationszeit von ca. 0,1 – 0,2 s bei gegebener Ausführungszeit von 1 Tag bedeutet.

5.4 Numerische Ergebnisse des technischen Anwendungsfalls

Im Folgenden werden die numerischen strömungsmechanischen und -akustischen Ergebnisse des technischen Anwendungsfalls *Ansaugrohr* dargestellt. Dieser Anwendungsfall wurde in einer Vielzahl von Variationen modelliert und simuliert. Es wurden zum einen geometrische Variationen berechnet und zum anderen unterschiedlichen strömungsmechanische Parameter für die Akustik-Simulationen verwendet. Unter geometrischer Variation wird das Ansaugrohr in seiner Ausführung mit und ohne Blende sowie die zwei- oder dreidimensionale Dimensionierung des Berechnungsfalls verstanden. Die unterschiedlichen geometrischen Berechnungssetups wurden inkompressibel mit dem Akustik-Löser `acousticFoam` und kompressibel mit `acousticRhoFoam` simuliert. Da im späteren Verlauf die numerischen Ergebnisse durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus Messungen des Strömungsrauschens bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten validiert werden, wurde im numerischen Setup ebenfalls die Strömungsgeschwindigkeit variiert.

Im Folgenden werden die berechneten Skalar- und Vektorfelder visualisiert, analysiert und diskutiert. Auf Grund der oben erwähnten Variantenvielfalt konzentrieren sich die Darstellungen auf die wesentlichen Felder zur Visualisierung der strömungsmechanischen und –akustischen Phänomene. Darunter fällt die räumliche Verteilung von Druck p , Geschwindigkeit \vec{U} und turbulenter kinetischer Energie k , die repräsentativ für die Visualisierung des Turbulenzmodells ist. Zur Analyse der strömungsakustischen Felder wird auf die Darstellung der räumlichen Verteilung der akustischen Quellen `acousticSource` und die Visualisierung der induzierten Schallausbreitung p_a im kompressiblen bzw. die induzierte Ausbreitung fluktuierender Druckgrößen im inkompressiblen Fall zurückgegriffen.

Zwischen den Berechnungsgittern der zwei- und dreidimensionalen Simulationen ist ein erheblicher Unterschied in Größe und Anzahl an Volumenelementen. Aus diesem Grund ist dieses Kapitel in die entsprechenden Unterkapitel 2D- und 3D-Ansaugrohr aufgegliedert. Die Unterschiede zwischen `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` werden anhand der zweidimensionalen Simulationen aufgezeigt. Der kompressible dreidimensionale Simulationsfall stellt die zielführendste und realistischste Modellierung und Simulation der Aufgabenstellung dar, unterstreicht damit aber auch die HPC-Anforderung an die entwickelte Methodik.

Beginnend mit der vergleichenden Analyse der inkompressiblen zweidimensionalen Simulationsergebnisse hinsichtlich des Einflusses der steigenden Strömungsgeschwindigkeit auf die Strömung selbst, wird folgend auf den Unterschied zwischen den zweidimensionalen inkompressiblen und kompressiblen strömungsakustischen Ergebnissen eingegangen. Beides erfolgt für das Ansaugrohr mit und ohne Blende, wobei für den Vergleich `acousticFoam` vs. `acousticRhoFoam` die Strömungsgeschwindigkeit ($\Delta p = 5 \text{ mbar}$) konstant gehalten wird.

Im abschließenden Unterkapitel 5.4.3 werden die numerisch erzeugten akustischen Signale an den gegebenen „Mikrofon“-Positionen im Berechnungsgebiet mit Hilfe gängiger Analysemethoden ausgewertet. Dazu werden gemittelte Frequenzspektren sowie auch der Schalldruckpegel und die Frequenzspektren über der Zeit erstellt und analysiert. Aufgrund der meist sehr kurzen Simulationszeit sind Hörproben bei der Ergebnisanalyse in diesem Fall leider nicht

praktikabel. Durch den qualitativen und quantitativen Vergleich der akustischen Ergebnisse sollen die unterschiedlichen akustischen Auswirkungen der geometrischen und strömungsmechanischen Variationen aufgezeigt und diskutiert werden.

Die Validierung der numerischen Ergebnisse durch vergleichende Analyse mit den experimentellen Messergebnissen findet sich in Kapitel 5.5.2.

5.4.1 2D – Ansaugrohr

Inkompressibel `acousticFoam`

Abbildung 5-13 und Abbildung 5-14 zeigen den Einfluss der eingestellten Druckdifferenz auf die sich einstellende Strömungsgeschwindigkeit im Inneren des Ansaugrohres.

Ansaugrohr

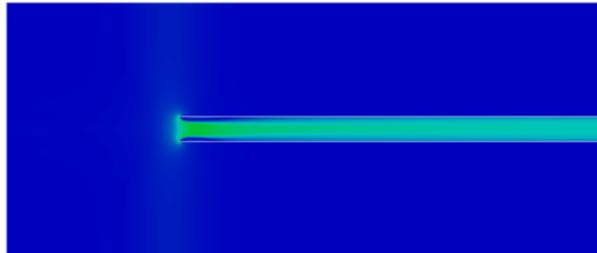
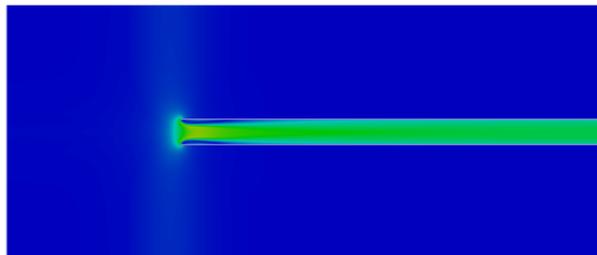
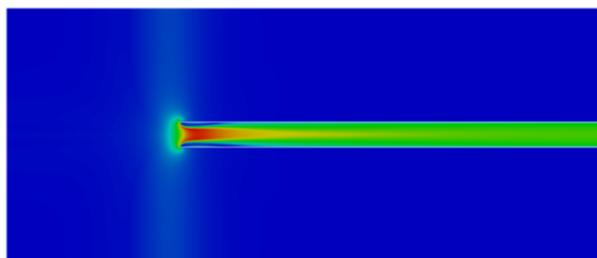
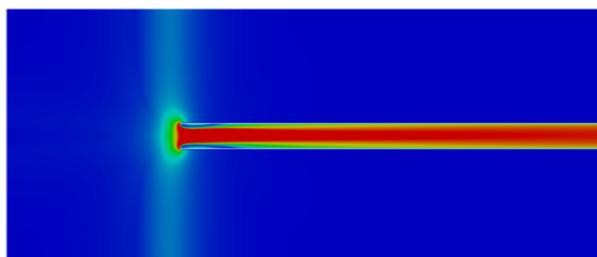
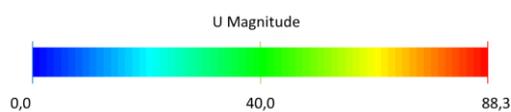
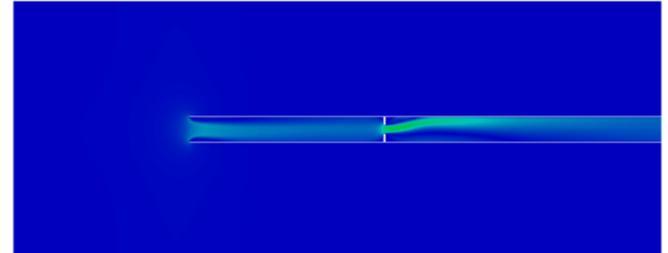
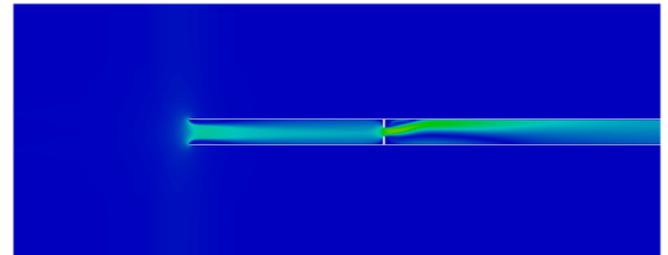
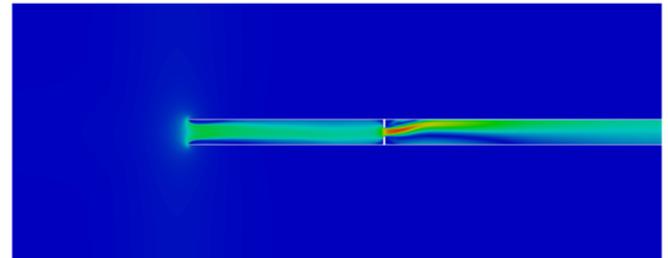
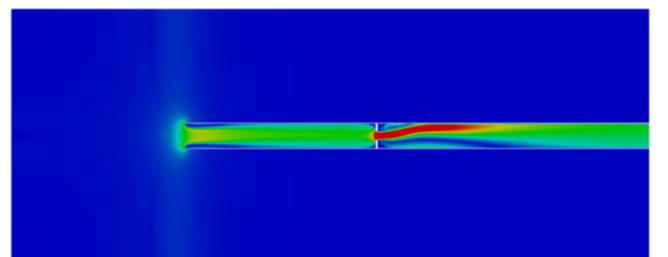
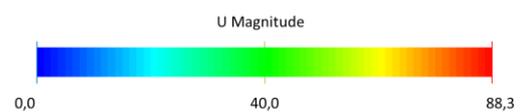
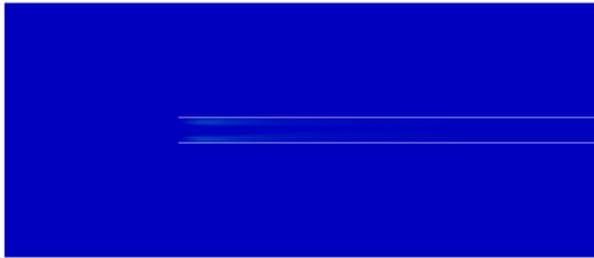
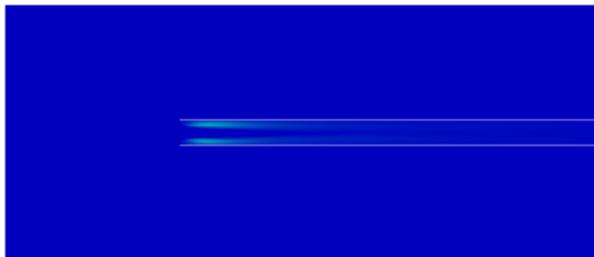
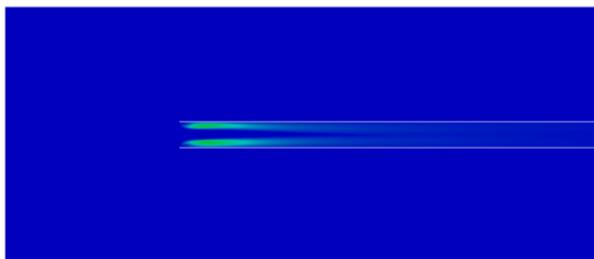
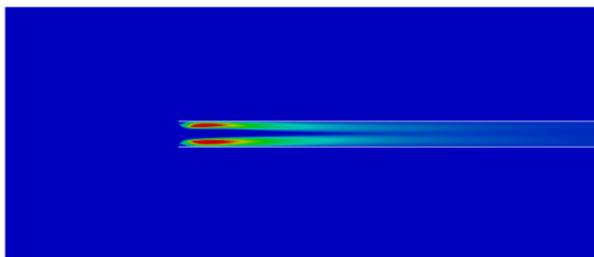
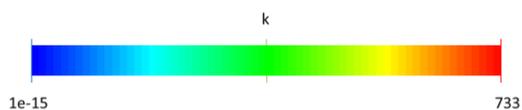
 $\Delta p = 5 \text{ mbar}$  $\Delta p = 12 \text{ mbar}$  $\Delta p = 25 \text{ mbar}$  $\Delta p = 70 \text{ mbar}$ Ansaugrohr *mit* Blende $\Delta p = 5 \text{ mbar}$  $\Delta p = 12 \text{ mbar}$  $\Delta p = 25 \text{ mbar}$  $\Delta p = 70 \text{ mbar}$ 

Abbildung 5-13 Geschwindigkeitsverteilung $\underline{U}_{mag} [m s^{-1}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr.

Abbildung 5-14 Geschwindigkeitsverteilung $\underline{U}_{mag} [m s^{-1}]$ im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr mit Blende.

Die Abbildung 5-15 und Abbildung 5-16 visualisieren die Auswirkungen der steigenden Strömungsgeschwindigkeit auf das Feld der turbulenten kinetischen Energie k .

Ansaugrohr

 $\Delta p = 5 \text{ mbar}$  $\Delta p = 12 \text{ mbar}$  $\Delta p = 25 \text{ mbar}$  $\Delta p = 70 \text{ mbar}$ 

Ansaugrohr mit Blende

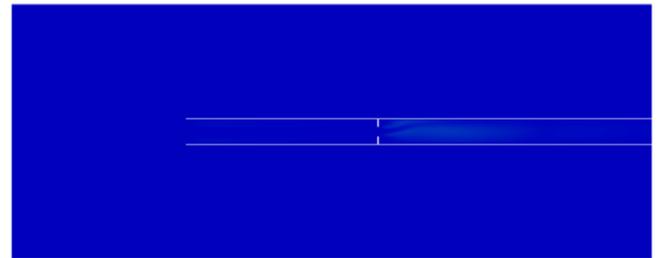
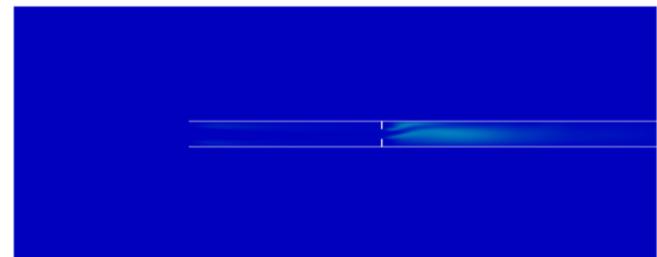
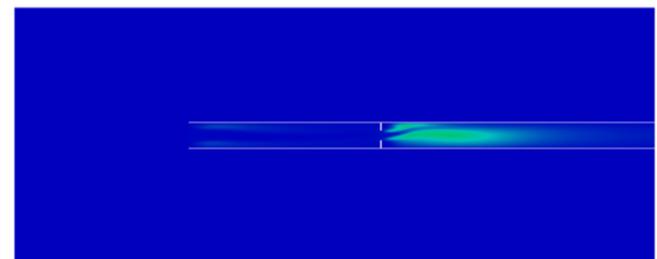
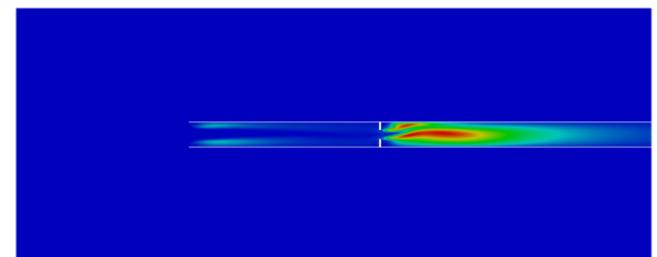
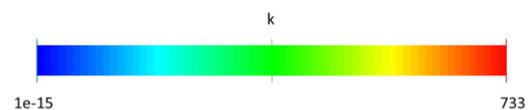
 $\Delta p = 5 \text{ mbar}$  $\Delta p = 12 \text{ mbar}$  $\Delta p = 25 \text{ mbar}$  $\Delta p = 70 \text{ mbar}$ 

Abbildung 5-15 Räumliche Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr.

Abbildung 5-16 Räumliche Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] im zweidimensionalen Berechnungsgebiet Ansaugrohr mit Blende.

Mit der Visualisierung der Turbulenzgröße k kann die lokale Ausbreitung turbulenter Strömungsbereiche sichtbar gemacht werden. Dadurch ist auch gut erkennbar, dass diese turbulenten Strömungsbereiche stromabwärts in Nähe der Rohrmündung sowie im Bereich hinter der Blende liegen. Erwartungsgemäß findet an diesen Positionen bzw. den vorgelagerten Kanten die Ablösung der Strömung statt. Wie sich diese Ablösungen und turbulenten Bereiche akustisch auswirken, ist folgend in Abbildung 5-17 bis Abbildung 5-28 vergleichend von inkompressibel zu kompressibel dargestellt. Zuerst für den Fall *Ansaugrohr*, anschließend für den Simulationsfall *Ansaugrohr mit Blende*, jeweils zum Zeitschritt $t_{ZS} = 5$ bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$.

Inkompressibel acousticFoam

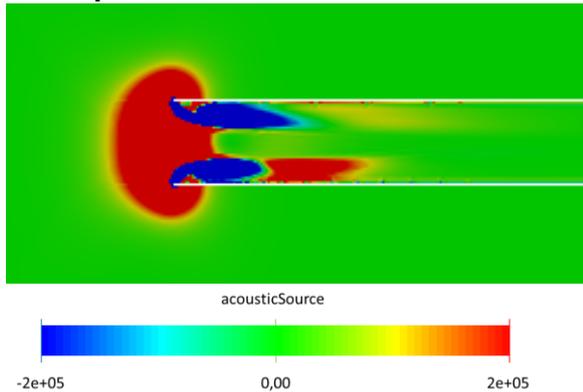


Abbildung 5-17 Inkompressible akustische Quellen in $[\text{s}^{-2}]$.

Kompressibel acousticRhoFoam

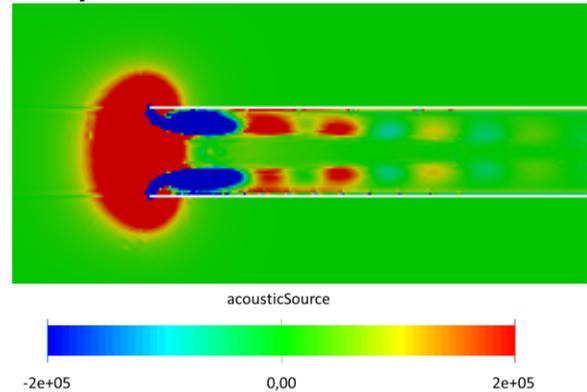


Abbildung 5-20 Kompressible akustische Quellen in $[\text{kg m}^{-3} \text{ s}^{-2}]$.

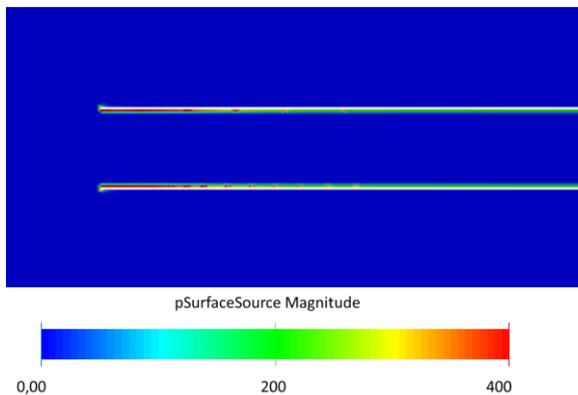


Abbildung 5-18 Inkompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{m s}^{-2}]$ nach Curle.

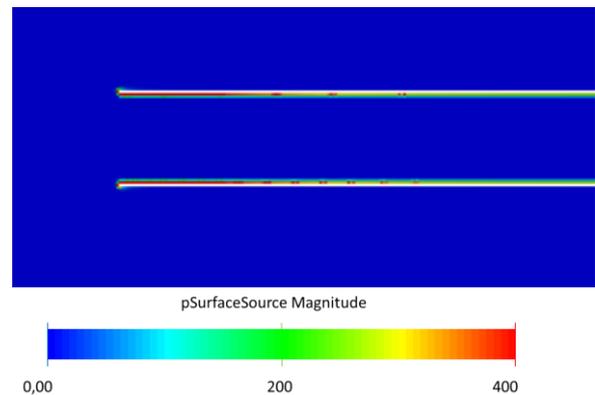


Abbildung 5-21 Kompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-2}]$ nach Curle.

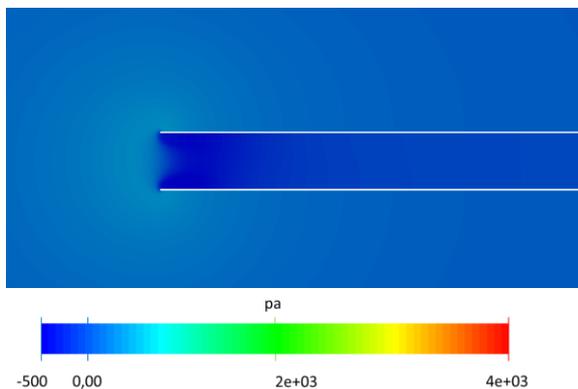


Abbildung 5-19 Ausbreitung der Druckfluktuationen in $[\text{m}^2 \text{ s}^{-2}]$.

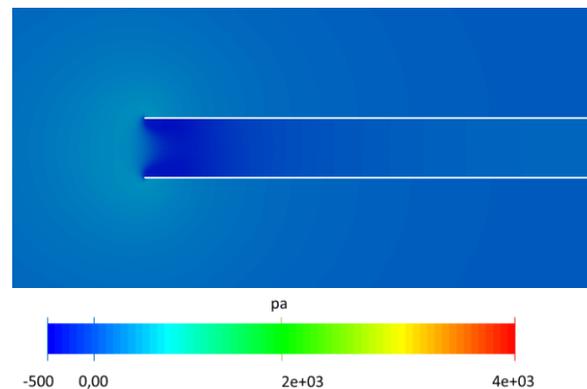


Abbildung 5-22 Schalldruckausbreitung $[\text{Pa}]$.

Ansaugrohr mit Blende zum Zeitschritt $t_{zS} = 5$ bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$:

Inkompressibel acousticFoam

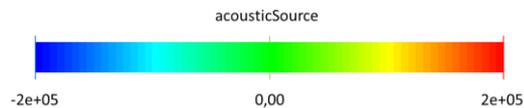
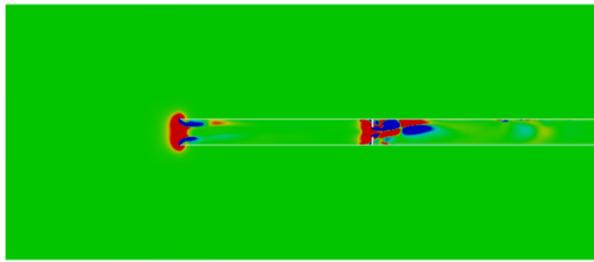


Abbildung 5-23 Inkompressible akustische Quellen in $[\text{s}^{-2}]$.

Kompressibel acousticRhoFoam

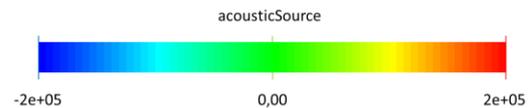
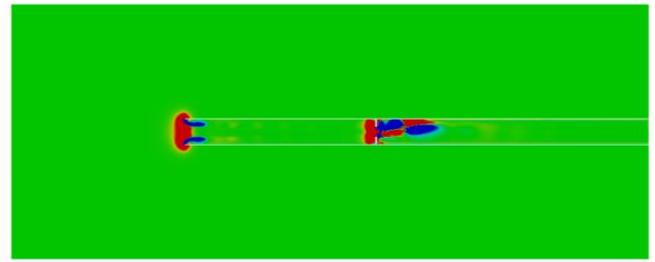


Abbildung 5-26 Kompressible akustische Quellen in $[\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}]$.

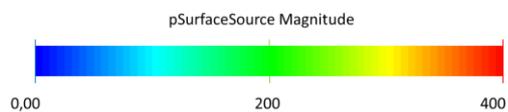
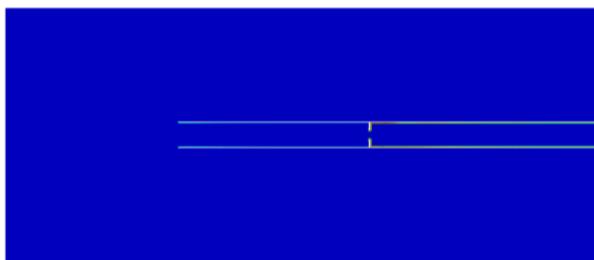


Abbildung 5-24 Inkompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{m s}^{-2}]$ nach Curle.

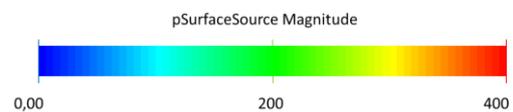


Abbildung 5-27 Kompressible akustische Oberflächenquellen in $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}]$ nach Curle.

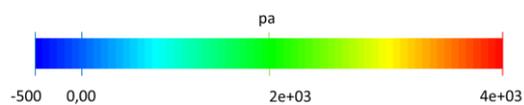
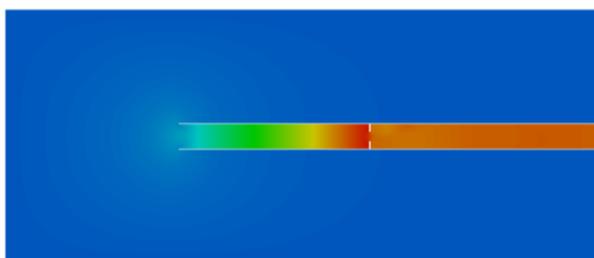


Abbildung 5-25 Ausbreitung der Druckfluktuationen in $[\text{m}^2 \text{s}^{-2}]$.

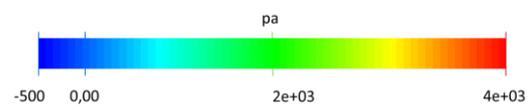
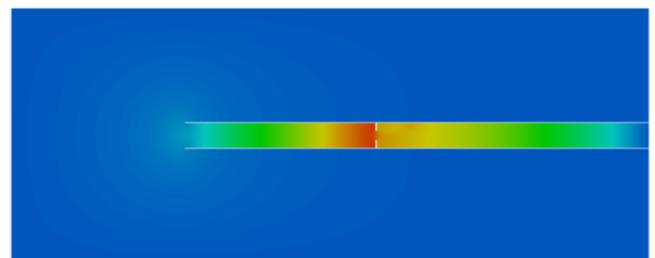


Abbildung 5-28 Schalldruckausbreitung $[\text{Pa}]$.

Die akustischen Quellen der obigen Abbildungen beinhalten die Quadrupolquellen der freien turbulenten Strömung nach Lighthill und die Dipolquellen, die Oberflächenquellen, die durch die Interaktion der vorbeiströmenden turbulenten Strömung entstehen. Diese Dipolquellen sind maßgeblich für den emittierten Schall verantwortlich und daher gesondert als ein Absolutwertfeld der Vektorgröße visualisiert. Deutlich ist hierbei zu erkennen, dass nur die Oberflächen als Schallquellen fungieren, welche auch nur mit der turbulenten Strömung interagieren, wie

dies beim Ansaugrohr ohne Blende im Bereich der Rohrmündung der Fall ist. Beim Simulationsfall Ansaugrohr mit Blende existieren somit zwei Bereiche, in welchen die Oberflächenquellen aktiviert werden, zum einem im geringeren Maße im Bereich Rohrmündung und verstärkt im Nachlauf der Blendengeometrie. Ein wesentlicher quantitativer oder qualitativer Unterschied zwischen den Ergebnissen von `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` bzgl. Oberflächenquellen ist nicht zu erkennen.

Die gesamten akustischen Quellen `acousticSource` bewegen sich stromabwärts. Es dominieren dabei die Quellen im Bereich der Blende, sofern vorhanden. Hier ist ein merklicher Unterschied in den Ergebnissen von `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` erkennbar. Der Einfluss der physikalischen Kompressibilität in `acousticRhoFoam` hat hier direkten Einfluss auf die Qualität und Dimension der akustischen Quellen. Durch die Kompressibilität ist die räumliche Ausbreitung der Quellen im Vergleich zum inkompressiblen Fall deutlich geringer, die Größenordnung der Quellen bleibt jedoch gleich. Der jeweilige Charakter Dipol, oder Quadrupol, ist im kompressiblen Fall mehr ersichtlich als im inkompressiblen Fall. Die Weiterverarbeitung der Ergebnisse, zum Beispiel die Optimierung der Geometrie hinsichtlich Reduzierung von turbulenzbedingten Schallquellen könnte im kompressiblen Fall präziser durchgeführt werden. Weitergehend kann aufgezeigt werden, dass die Turbulenzbereiche, dargestellt durch das Skalarfeld der turbulenten kinetischen Energie k nicht unbedingt mit den Bereichen höchster akustischer Aktivität zusammenfallen. Besonders deutlich wird dies im Bereich Blende, in welchem die akustischen Quellen nahezu aus der Blendenmitte heraus entstehen.

Die Ausbreitung der Druckfluktuationen im inkompressiblen Fall bzw. die Schalldruckausbreitung im kompressiblen Fall kann auf Grund der anwenderseitig gewählten Parametrisierung der Transportbedingungen des Fluides und den identischen physikalischen Randbedingungen direkt qualitativ und auch quantitativ verglichen werden. Die räumliche Darstellung der Druckfluktuationen bzw. des Schalldrucks ist eine Momentaufnahme des durch die Reflexionen an den Rechengietsgrenzen entstandenen diffusen „Schallfeldes“. Bei ideal akustisch wirksamen Randbedingungen, absorbierend oder nicht-reflektierend, ist anzunehmen, dass die sich von der Schallquelle ausbreitenden akustischen Wellen visualisiert werden könnten.

Schon mit diesen einfachen zweidimensionalen Berechnungen lassen sich Aussagen treffen über die akustischen Eigenschaften einer um- oder durchströmten stationären Geometrie. Auch könnten diese Aussagen tendenziell bereits basierend auf einer inkompressiblen Simulation mit `acousticFoam` getroffen werden, was oftmals für ingenieurtechnische Aufgabenstellen als eine Basis für akustische Optimierungen im frühen Produktentwicklungsstadium verwendet werden kann.

5.4.2 3D – Ansaugrohr

Kompressibel `acousticRhoFoam`

Bei der Auswertung der numerischen Ergebnisse der dreidimensionalen kompressiblen Simulationen mit `acousticRhoFoam` muss die große Differenz der Anzahl an Kontrollvolumen des Berechnungsgitters berücksichtigt werden. Wie bereits in Kapitel 5.3 aufgezeigt, hat das Hinzufügen der Blendegeometrie auf Grund der blockstrukturierten Netzerstellung mit `blockMesh` die Anzahl der Volumenelemente nahezu verdoppelt. Diese Verdopplung ist aber auf das Rohrinne lokal begrenzt. Diese Verdopplung der Volumenelementanzahl führt linear auch fast zu einer Verdopplung der notwendigen Berechnungszeit bei gleichbleibender Berechnungskapazität. Die folgenden Fälle wurden am RRZE auf dem Woody-Cluster mit 256 Prozessoren parallelisiert berechnet. Zur Berechnung der gezeigten dreidimensionalen Ergebnisse für die Simulationsfälle *Ansaugrohr* und *Ansaugrohr mit Blende* wurden Berechnungszeiten von jeweils 24 h benötigt.

Ansaugrohr

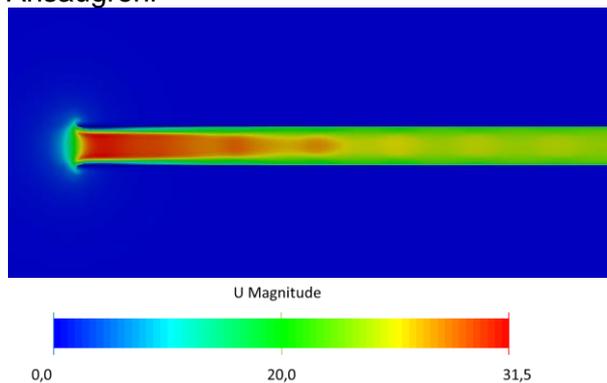


Abbildung 5-29 Geschwindigkeitsverteilung \underline{U}_{mag} [$m s^{-1}$] auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$.

Ansaugrohr mit Blende

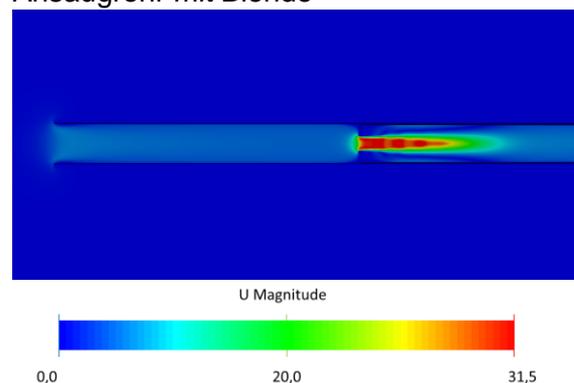


Abbildung 5-30 Geschwindigkeitsverteilung \underline{U}_{mag} [$m s^{-1}$] auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$.

Abbildung 5-29 und Abbildung 5-30 stellen auf den Y-Z-Ebene der dreidimensionalen Berechnungsfälle die räumliche Geschwindigkeitsverteilung \vec{U}_{mag} dar. Die numerisch berechnete Strömung im Rohrinne im Bereich des Auslass erreicht bei einer eingestellten Druckdifferenz von $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zwischen *Inlet* und *Outlet* für den Berechnungsfall ohne Blende die im Vorfeld analytisch ermittelte Strömungsgeschwindigkeit von $\vec{U} \approx 29 \text{ m s}^{-1}$ nach $t = 0,185 \text{ s}$. Beim Simulationsfall des Ansaugrohres mit Blende hat sich die Strömung auf Grund der kürzeren Simulationszeit noch nicht in diesem Maße ausgebildet, dass die analytisch ermittelte Strömungsgeschwindigkeit nach des Auslasses erreicht wird. In Abbildung 5-29 ist im Rohrinne bei ca. 1/3 der Rohrlänge ein beginnendes „Pulsieren“ des Strömungsstrahls erkennbar. Ein ähnlicher Effekt ist in Abbildung 5-30 strömabwärts hinter der Blende sichtbar. Dass sich dieser Effekt vermutlich akustisch bemerkbar macht, wird in Abbildung 5-33 bzw. in Abbildung 5-34 sichtbar gemacht. Die akustischen Quellen breiten sich „pulsierend“ stromabwärts im

Rohrinnern aus. Das pulsierende Geschwindigkeitsfeld hat auch einen Einfluss auf die Oberflächenquellen. Diese sind in den `acousticSources` enthalten und sind in deren Iso-Flächendarstellung in Abbildung 5-35 deutlich erkennbar. Zur Verdeutlichung der strömungsmechanischen Vorgänge im gesamten Berechnungsgebiet können die Stromlinien des Geschwindigkeitsfeldes (vgl. Abbildung 5-31 und Abbildung 5-32) herangezogen werden. Die Stromlinien visualisieren sehr gut den Ansaugvorgang aus der Umgebung.

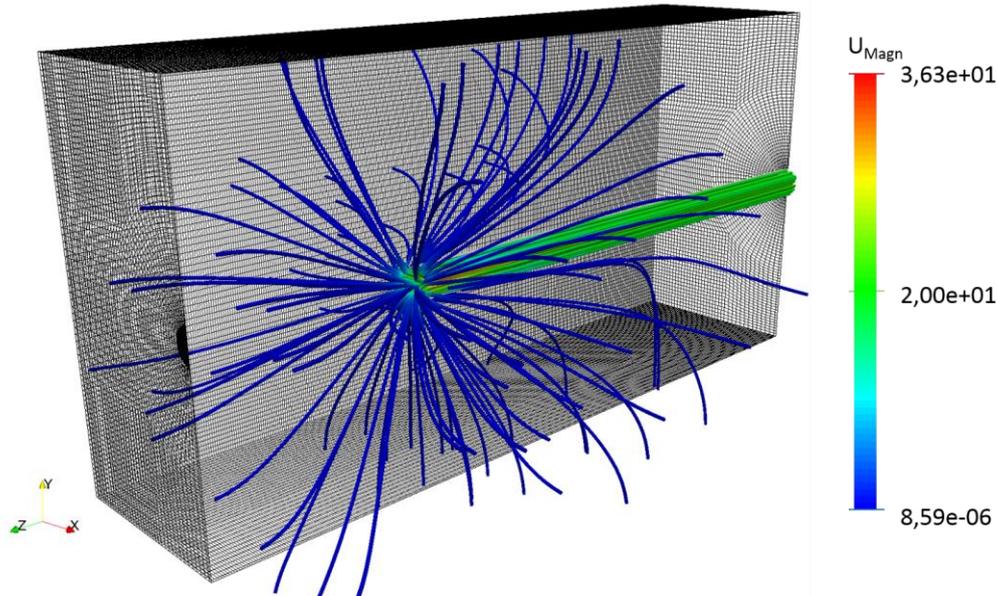


Abbildung 5-31 Stromlinien (\underline{U}_{mag} [$m\ s^{-1}$]) des dreidimensionalen Ansaugrohrs bei $\Delta p = 5\ mbar$ zum Zeitpunkt $t = 0,185\ s$.

In Abbildung 5-32 wird auch die Beschleunigung der Strömung in der Blende durch die Bündelung der Stromlinien sehr gut abgebildet. Auch hier ist noch anhand der Größenordnung der Strömungsgeschwindigkeit ersichtlich, dass die Strömung sich noch nicht vollständig ausgebildet hat.

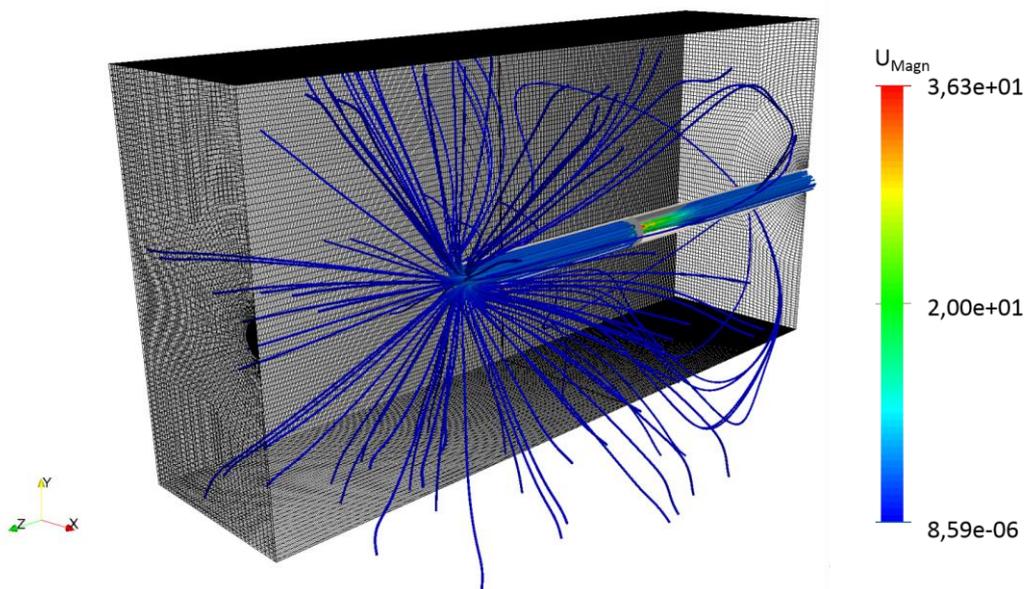


Abbildung 5-32 Stromlinien (\underline{U}_{mag} [$m\ s^{-1}$]) des dreidimensionalen Ansaugrohrs mit Blende bei $\Delta p = 5\ mbar$ zum Zeitpunkt $t = 0,095\ s$.

Wie bereits oben angedeutet, bewegen sich die akustischen Quellen nach Lighthill und Curle stromabwärts. Im Falle *Ansaugrohr mit Blende* ist klar zu erkennen, dass zum gegebenen Zeitpunkt die akustischen Quellen entstanden im Bereich der Blende die dominanteren Quellen im gesamten Berechnungsgebiet sind.

Ansaugrohr

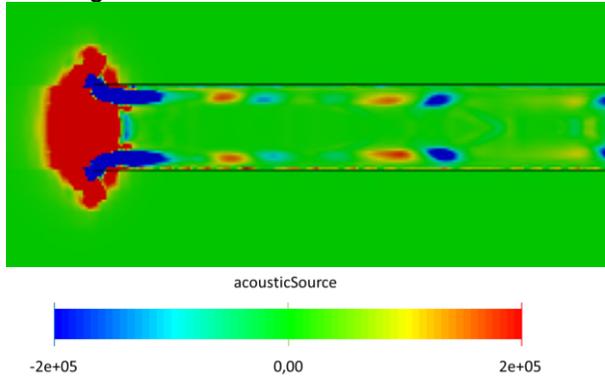


Abbildung 5-33 Akustische Quellen [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}$] auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$.

Ansaugrohr mit Blende

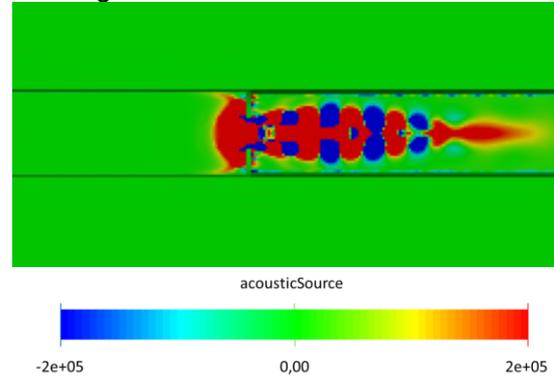


Abbildung 5-34 Akustische Quellen [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}$] auf der Y-Z-Ebene des dreidimensionalen Berechnungsgebietes Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$.

Der Netzeinfluss auf die Qualität der Berechnungsergebnisse ist in Abbildung 5-34 ersichtlich. Die räumliche Auflösung der akustischen Quellen ist auf Grund der feinen Netzstruktur sehr präzise, der Quadrupol-Charakter ist sehr gut sichtbar.

Die Dreidimensionalität der akustischen Quellen kann durch die Darstellung der räumlichen Verteilung auf nur einer Schnittebene nicht abgebildet werden. Daher zeigen die folgenden Abbildungen die räumliche Verteilung der numerisch ermittelten akustischen Quellen im Berechnungsgebiet als Iso-Flächendarstellung. Berechnungsgebiet und Rohrgeometrie wurden entlang der Y-Z-Ebene halbiert und nur eine Hälfte dargestellt. Die Iso-Flächen visualisieren die räumlichen Strukturen der akustischen Quellen im Inneren der Strömung (vgl. Abbildung 5-35 und Abbildung 5-36). Dass die akustischen Quellen nicht nur in dem Bereich mit den größten Turbulenzen, wie z. B. hinter der Blendegeometrie, entstehen, wird in Abbildung 5-35 deutlich.

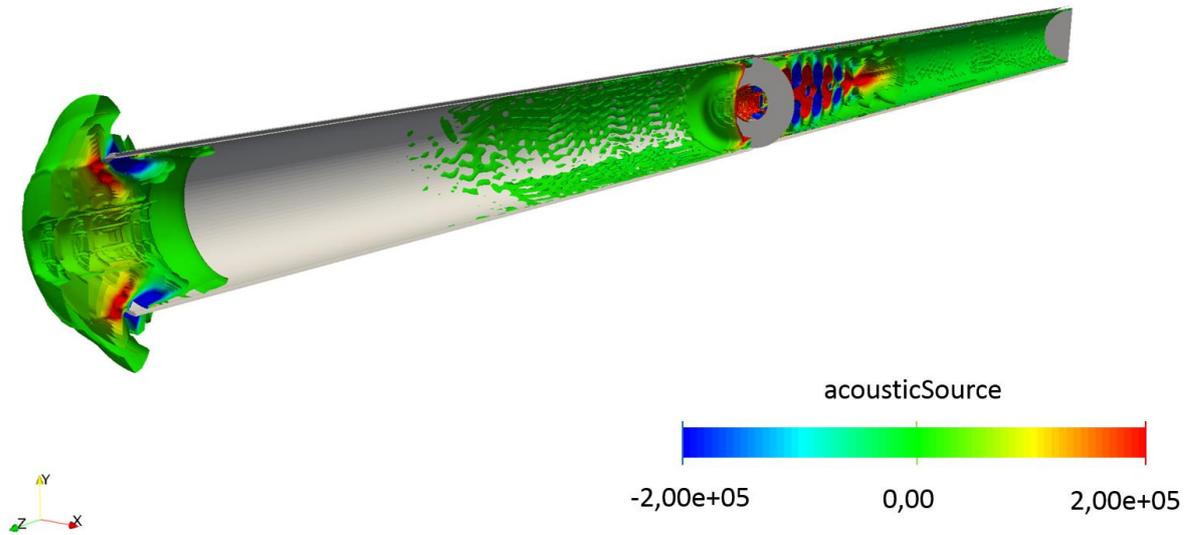


Abbildung 5-35 Schnitt durch die Iso-Flächen der akustischen Quellen [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}$] im Rohrrinneren des Ansaugrohrs mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,095 \text{ s}$.

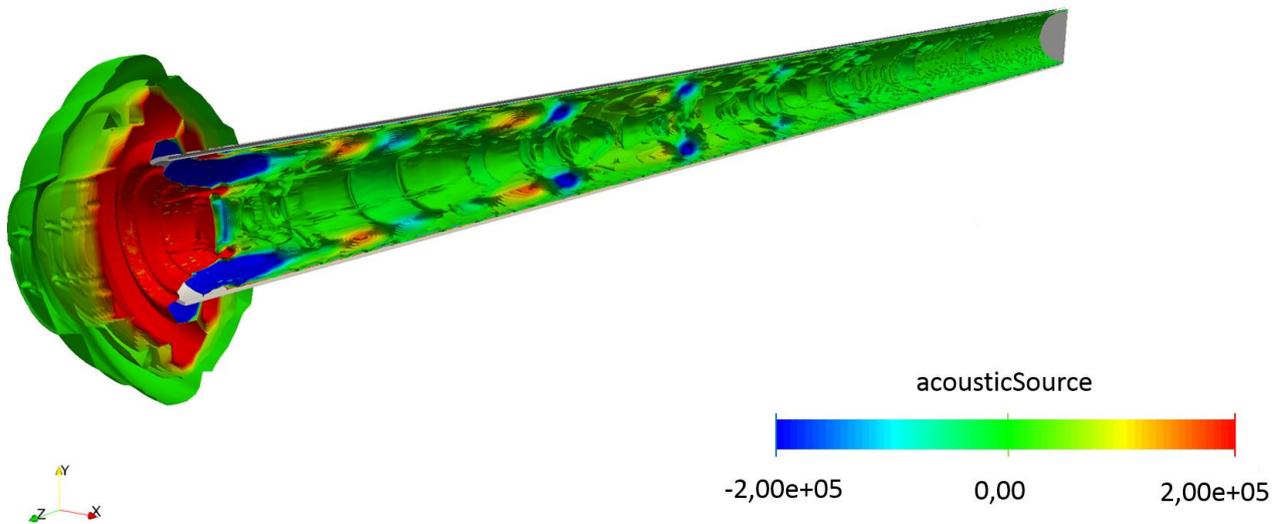


Abbildung 5-36 Schnitt durch die Iso-Flächen der akustischen Quellen [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-2}$] im Rohrrinneren des Ansaugrohrs bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$.

Basierend auf den turbulenzbedingten akustischen Quellen breitet sich der Schalldruck wellenförmig im Berechnungsgebiet aus. Die Schallwellen laufen sphärisch von der Schallquelle aus, die im Falle des in Abbildung 5-37 dargestellten Berechnungsfalls Ansaugrohr ohne Blende an der Rohrmündung liegt, los. Die gezeigte Iso-Flächen-Darstellung ist eine Momentaufnahme zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$. Die an der Mündung entstehende Schwankungsgröße des Schalldrucks ist sehr gut erkennbar. Die numerisch berechnete Größenordnung des Schalldrucks im Quellbereich mitten im Strömungsfeld ist sehr hoch bzw. der Gradient zwischen Minimum und Maximum ist örtlich sehr stark begrenzt. Mit hoher Wahrscheinlichkeit könnte durch die Anwendung akustisch wirksamer Randbedingungen der Schalldruck an den Rändern des Berechnungsgebietes auf einen realistischeren Wert optimiert werden.

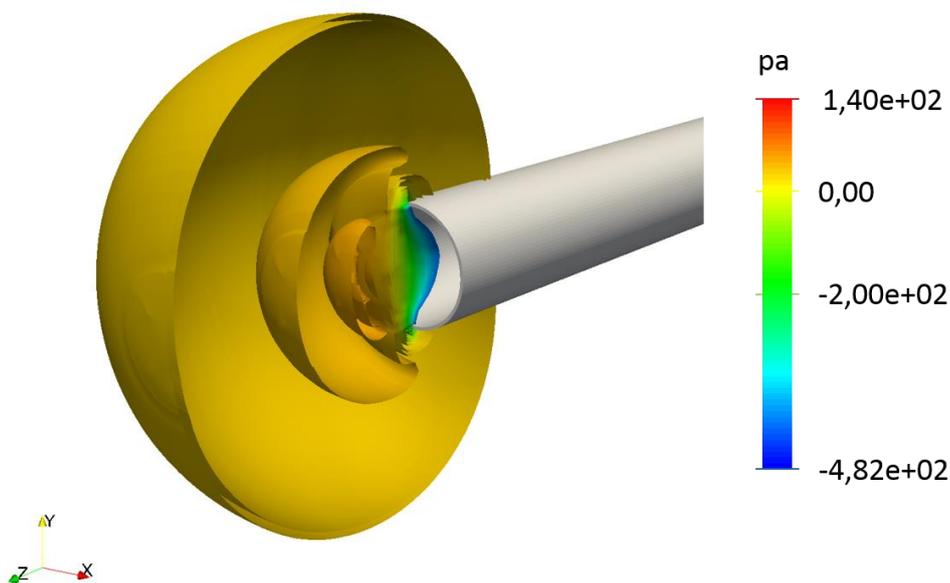


Abbildung 5-37 Schnitt durch die Iso-Flächen des Schalldrucks [Pa] im Berechnungsgebiet bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$ zum Zeitpunkt $t = 0,185 \text{ s}$.

Die in Abbildung 5-37 abgebildete äußere Iso-Fläche liegt ca. auf Höhe des numerischen „Messmikrofons“, dessen über die komplette Simulationszeit aufgezeichneten Signale im anschließenden Kapitel analysiert werden.

5.4.3 Analyse der akustischen Signale

In diesem Abschnitt werden die am „Messmikrofon“ aufgezeichneten Signale der Druckfluktuationen bzw. des Schalldrucks analysiert. Ein Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse findet sich in Kapitel 5.5.2.

2D inkompressibel `acousticFoam`

Die zweidimensionalen inkompressiblen Berechnungsfälle mit `acousticFoam` werden hinsichtlich des Einflusses

- der Strömungsgeschwindigkeit und
- der Blende

auf das gemittelte Frequenzspektrum und den Schalldruckpegel analysiert.

Die Sampling-Frequenz der Signalaufzeichnung lag bei 50kHz. Nach dem Shannon-Theorem zur Vermeidung von Aliasing-Fehlern könnte eine Frequenz-Auswertung des kompletten Hörbereichs (20 – 20 kHz) erfolgen. Für die Analyse des Frequenzspektrums wurde eine FFT-Fensterlänge von 4096, verwendet, mit einer Überlappung von 50% und Hanning-Fenster. Die max. Frequenz liegt in den folgenden Analysen bei 5 kHz.

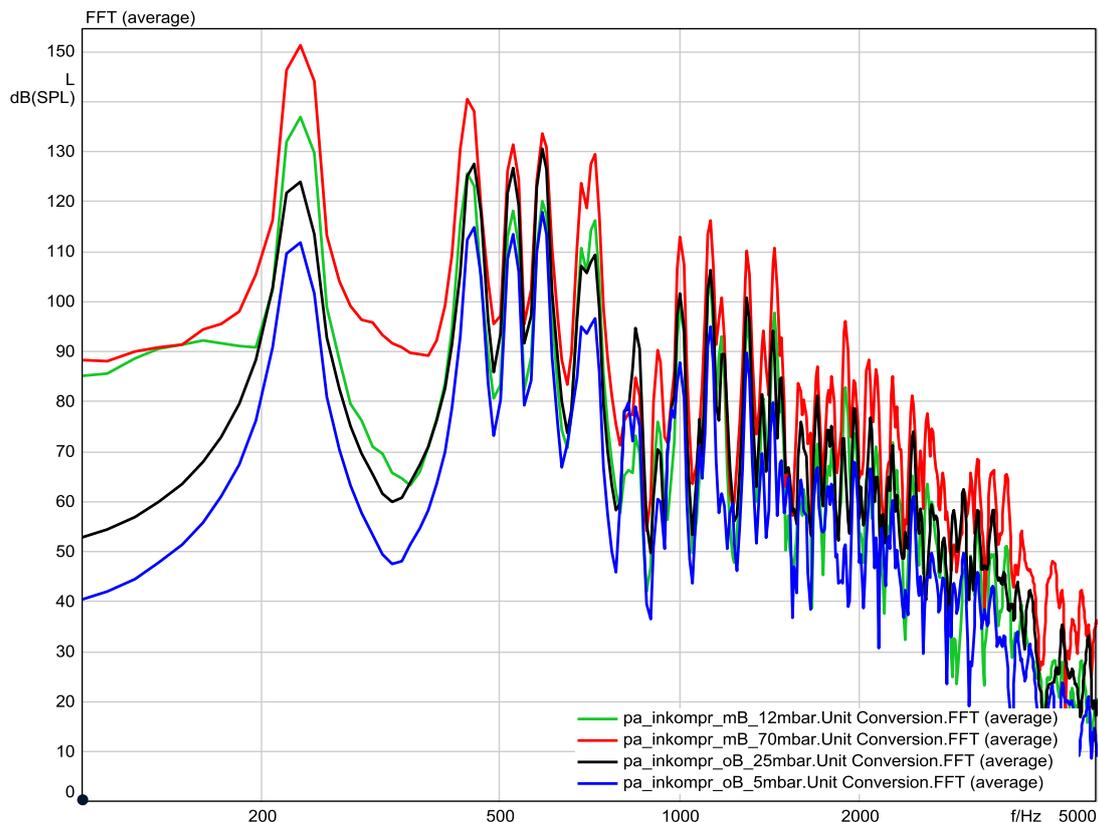


Abbildung 5-38 Gegenüberstellung akustischer Ergebnisse der inkompressiblen 2D-Simulationsergebnisse analog den Messreihen aus *Abbildung 5-62*.

Abbildung 5-38 listet aus Gründen der Vergleichbarkeit die Frequenzspektren der numerischen Berechnungen analog den Messreihen des FEV[®]-Experimentes auf.

Der Einfluss der steigenden Strömungsgeschwindigkeit auf das Frequenzspektrum ist in Abbildung 5-39 für den 2D-Fall ohne Blende und in Abbildung 5-40 für den 2D-Fall mit Blende dargestellt. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit steigen die Amplituden der einzelnen Frequenzpeaks des gemittelten Spektrums wie erwartet an, allerdings entstehen mit Blende auch Frequenzverschiebungen im Bereich um 800 Hz.

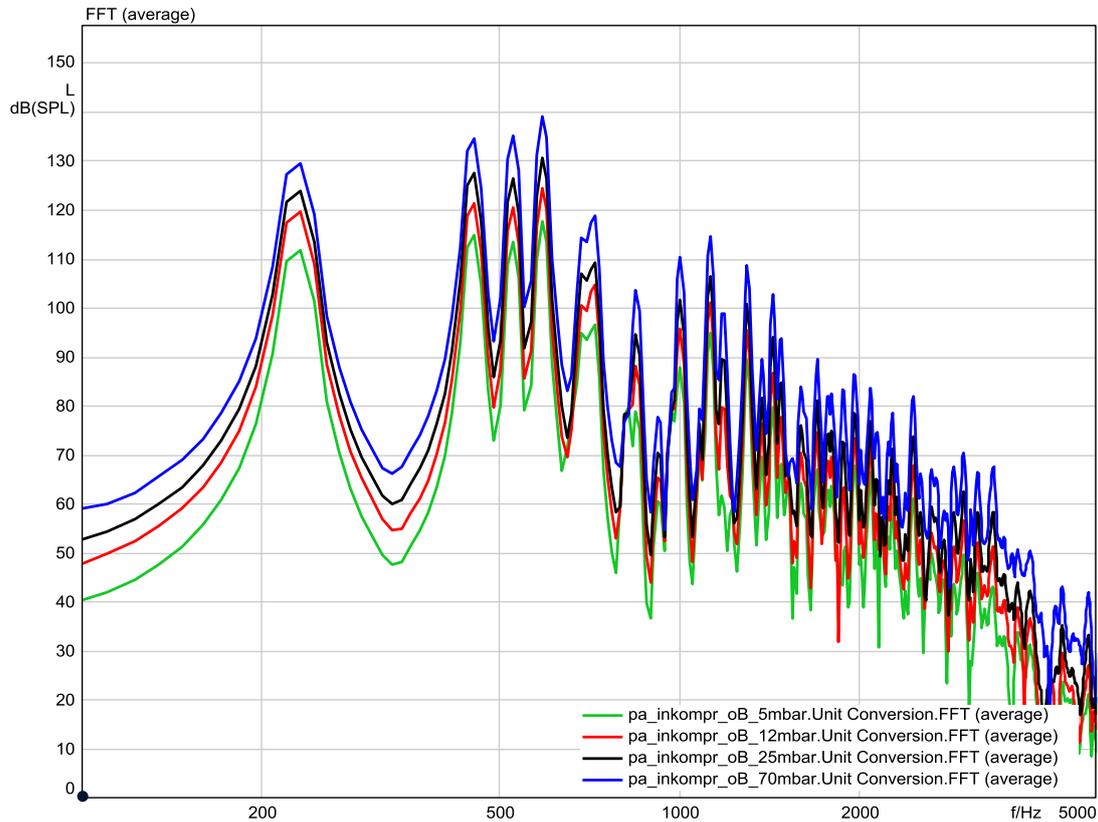


Abbildung 5-39 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf das Frequenzspektrum des Ansauggerätes des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls ohne Blende.

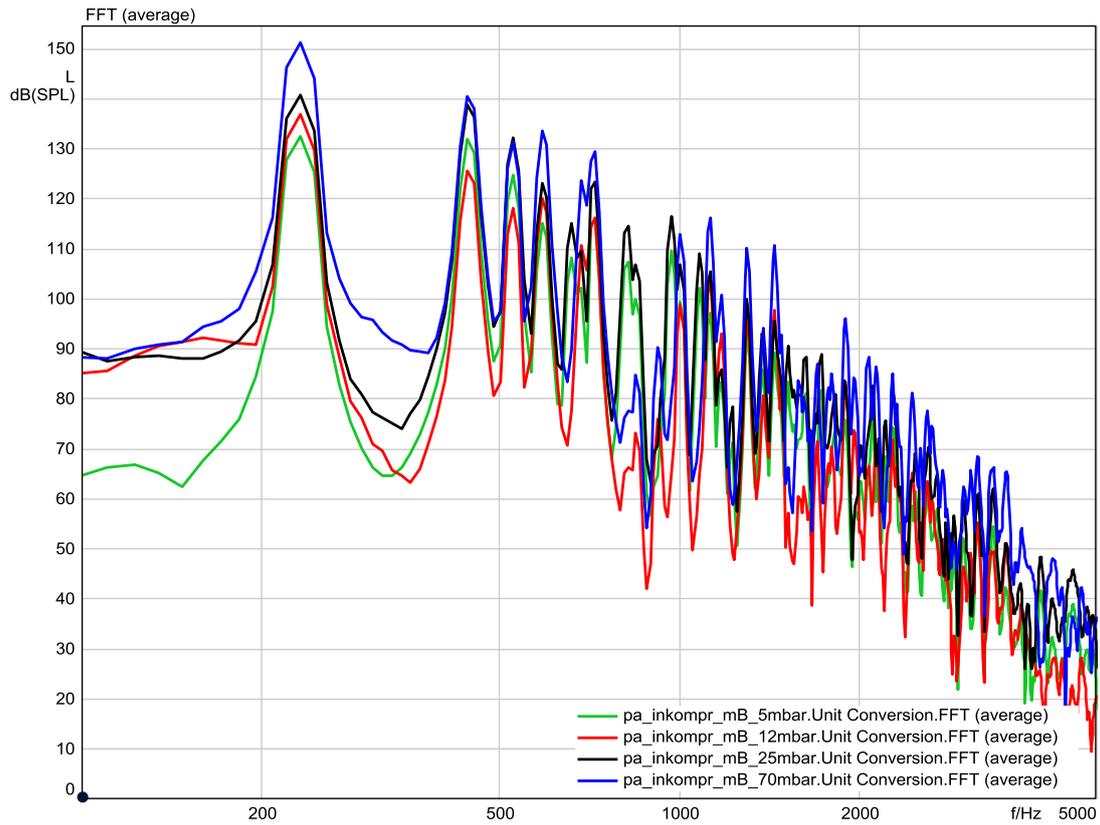


Abbildung 5-40 Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf das Frequenzspektrum des Ansaugeräusches des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls mit Blende.

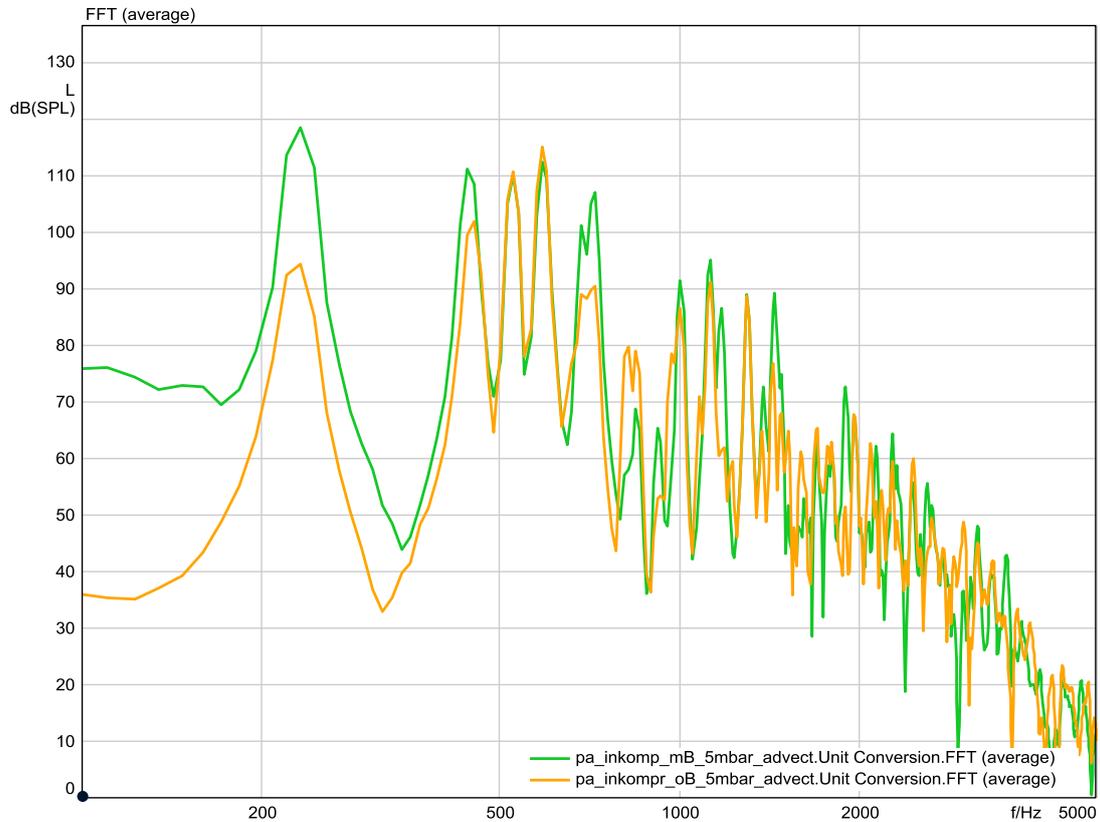


Abbildung 5-41 Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar; mit Auslass-Randbedingung advective

Um den Einfluss der Randbedingungen auf die akustischen Ergebnisse der inkompressiblen Simulation zu untersuchen, wurde für die Definition des Auslass-Randbedingung am Outlet die *advective*-Randbedingung, eine konvektive Auslassrandbedingung, angewendet. Die Auswirkungen auf das gemittelte Frequenzspektrum sind im Tieffrequenzbereich bis 1 kHz durch niedrigere Amplituden erkennbar (vgl. Abbildung 5-41 und Abbildung 5-42). Der Blendeneinfluss macht sich in einem Anstieg der Frequenzspitzen bei ca. 250 Hz, 450 Hz bemerkbar. Die Frequenzpegel um 600 Hz bleiben trotz eingebauter Blende stabil. Wird, wie in Abbildung 5-41 dargestellt, die *advective*-Randbedingung verwendet, erfährt das Frequenzspektrum der Simulation mit Blende einen Einbruch bei ca. 800 Hz. Bei konventionellem Setup der Randbedingungen ist dieser Einbruch im Frequenzspektrum (vgl. Abbildung 5-42) nicht vorhanden. Dies verdeutlicht die Sensibilität der akustischen Ergebnisse auf den Einfluss der gewählten Randbedingungen.

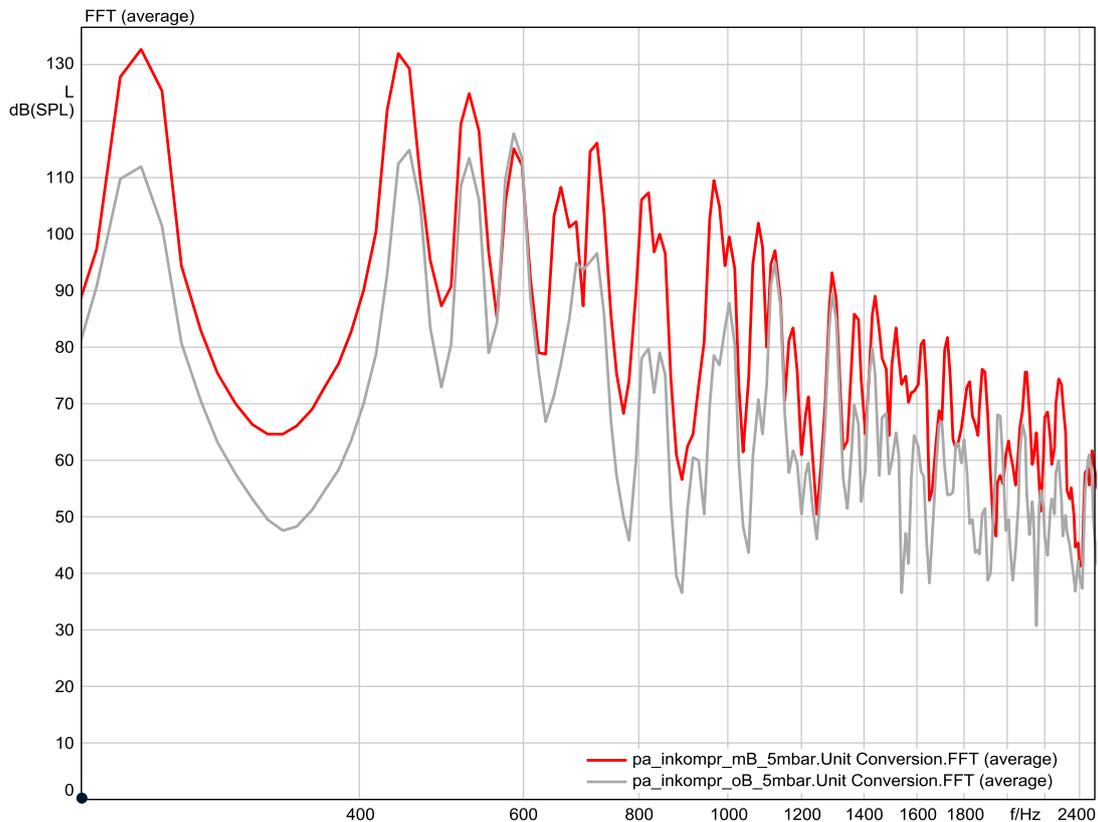


Abbildung 5-42 Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, tieffrequenter Ausschnitt (0 -2400 Hz).

Der Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des Strömungsgeräusches reduziert sich mit steigender Strömungsgeschwindigkeit (siehe Abbildung 5-42 und Abbildung 5-43), wie es die Verläufe des Schalldruckpegels über Zeit in Abbildung 5-44 verdeutlichen. Der Abstand zwischen den Pegelverläufen mit und ohne Blende reduziert sich von ca. 3 dB bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$, über ca. 2 dB bei $\Delta p = 12 \text{ mbar}$ zu ca. 1 dB bei $\Delta p = 25 \text{ mbar}$.

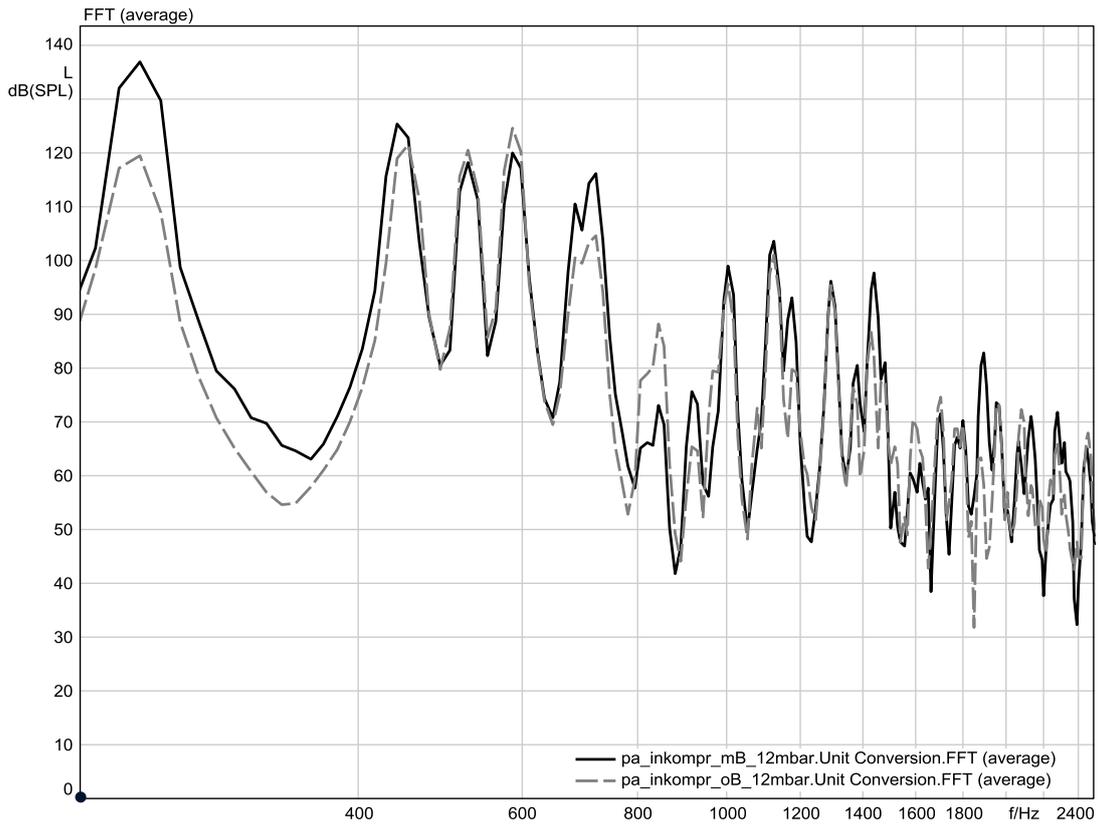


Abbildung 5-43 Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des inkompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 12$ mbar.

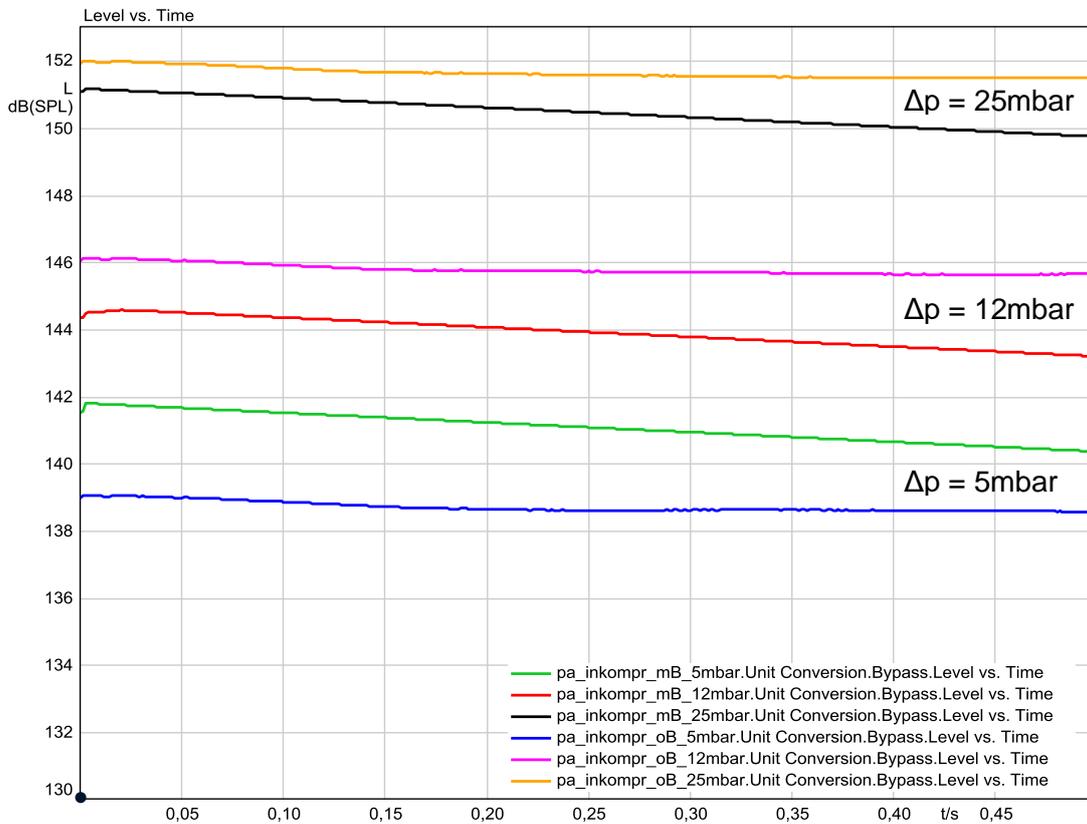


Abbildung 5-44 Einfluss der Blendengeometrie auf den Schalldruckpegel bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten.

2D kompressibel `acousticRhoFoam`

Im Fokus der akustischen Analysen des zweidimensionalen kompressiblen Berechnungsfalles steht die Untersuchung der Vergleichbarkeit der kompressiblen mit den inkompressiblen akustischen Ergebnissen. Nichts desto trotz wird auch der Einfluss der Blendengeometrie auf das gemittelte Frequenzspektrum wie auch auf das Frequenzspektrum über Zeit dahingehend untersucht, wie dies die Abbildung 5-45 und Abbildung 5-48 darstellen. Der Einfluss der Blende ist im kompressiblen zweidimensionalen Fall nicht derart ausgeprägt, wie dies in den vorhergehenden inkompressiblen Fällen der Fall war. Eventuell hat hier die unterschiedliche Beschaffenheit der Berechnungsgitter und die kürzere Simulationszeit des kompressiblen Falls einen nicht unerheblichen Anteil am veränderten Frequenzspektrum. Die unterschiedlichen Simulationszeiten sind beim Vergleich der FFTs über Zeit in Abbildung 5-48 ersichtlich.

Aus den FFTs der Abbildung 5-46 und Abbildung 5-47 wird noch mal der Einfluss der `advective`-Randbedingung deutlich. Der Frequenzverlauf dieser inkompressiblen Variante entspricht im Wesentlichen dem der kompressiblen Berechnung mit `acousticRhoFoam`.

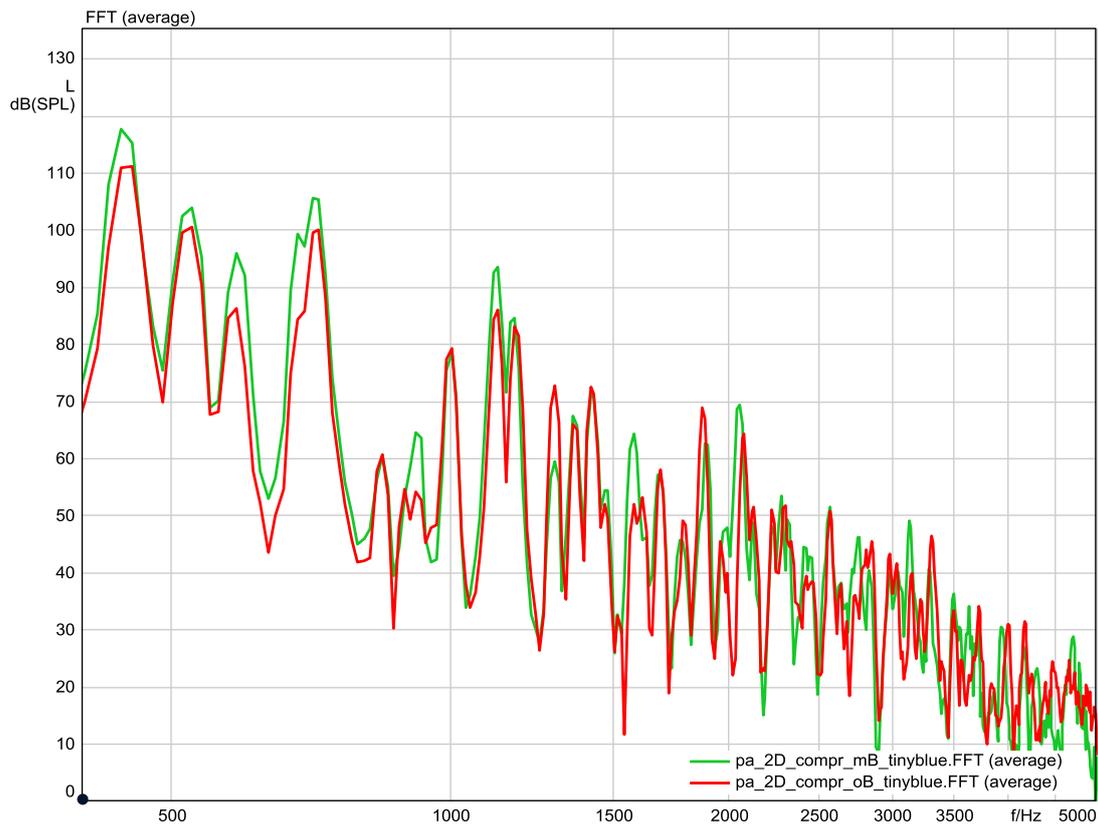


Abbildung 5-45 Einfluss der Blende auf das Frequenzspektrum des kompressiblen 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar.

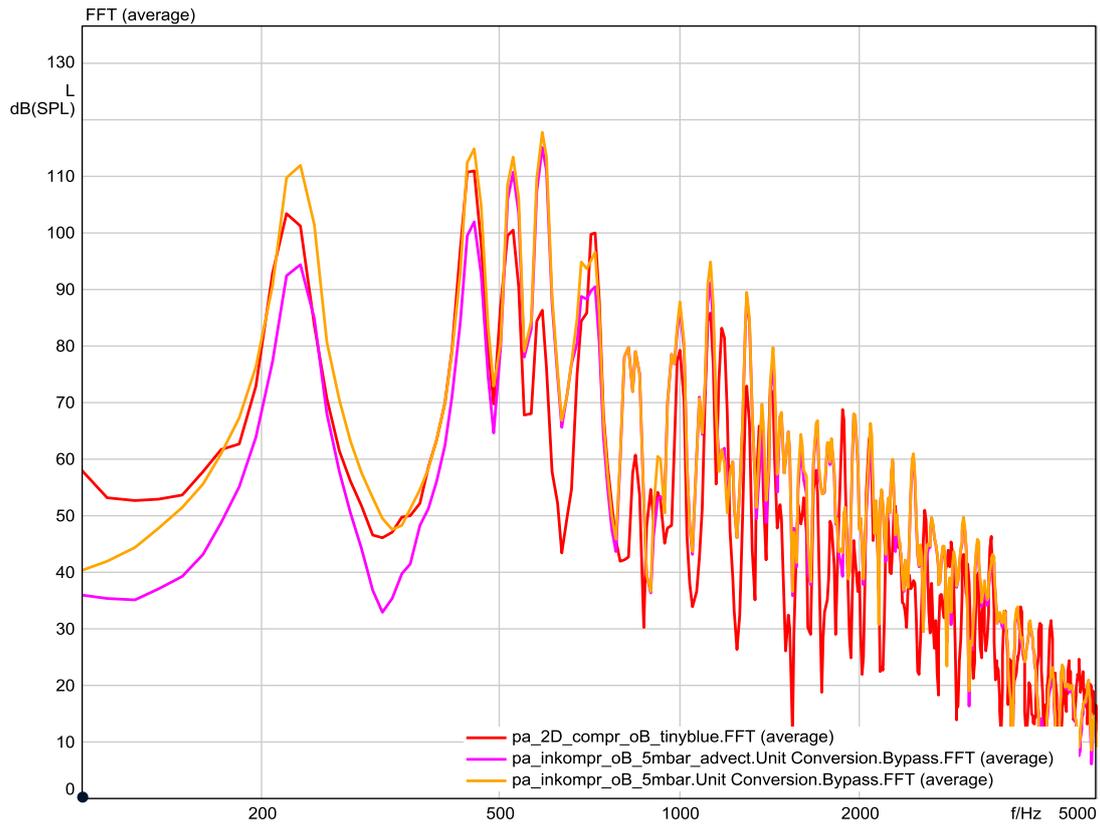


Abbildung 5-46 FFT des Schalldruckpegels bei $\Delta p = 5$ mbar kompressibel vs. inkompressibel des 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr ohne Blende.

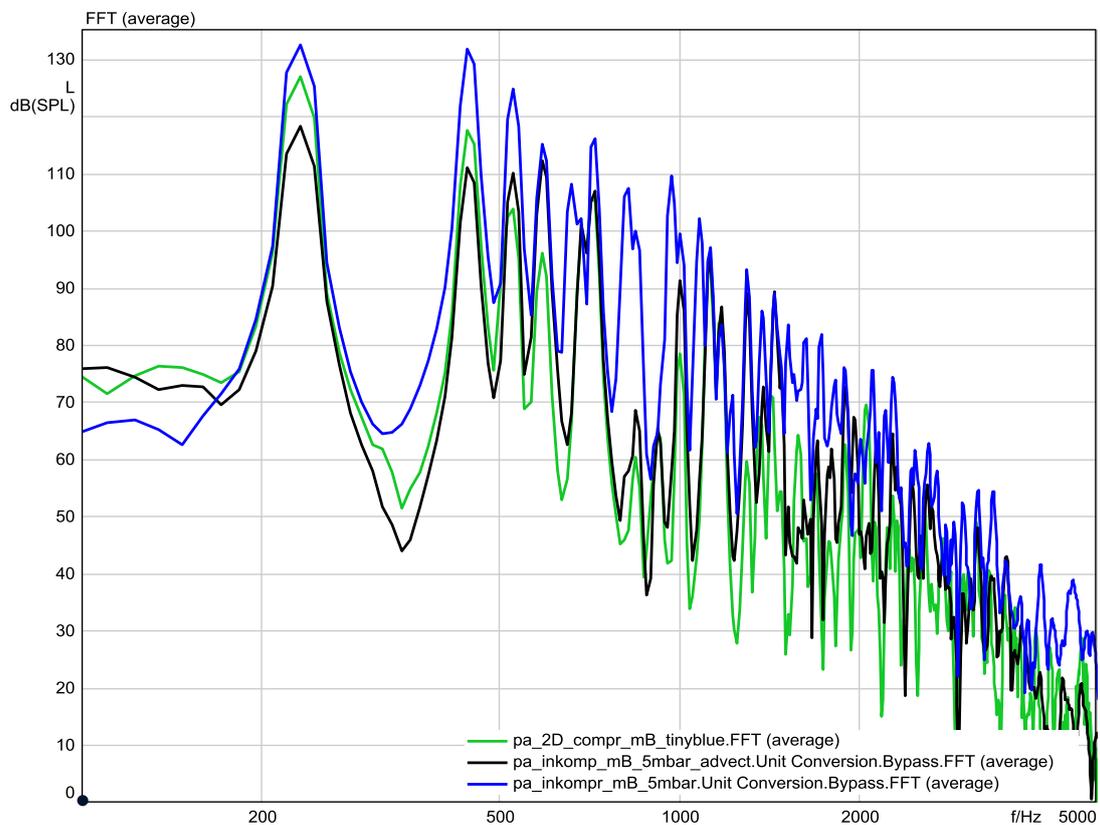


Abbildung 5-47 FFT des Schalldruckpegels bei $\Delta p = 5$ mbar kompressibel vs. inkompressibel des 2D-Simulationsfalls Ansaugrohr mit Blende.

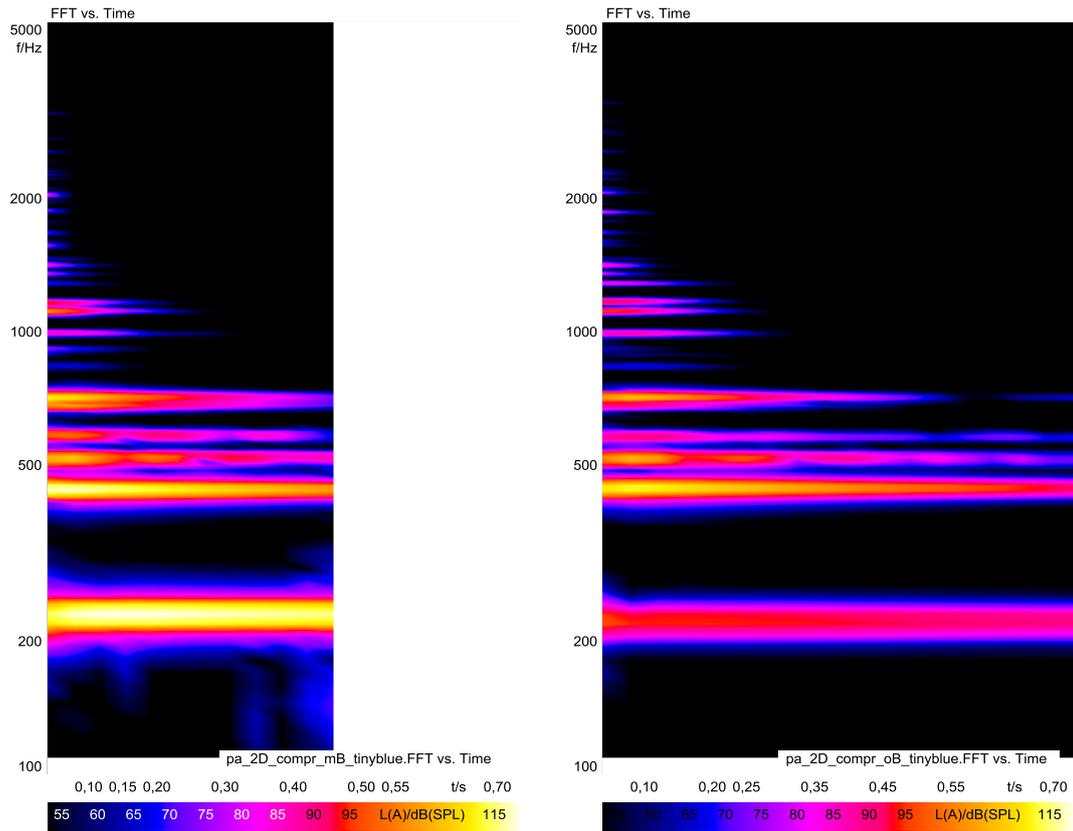


Abbildung 5-48 Vergleich FFT über Zeit (A-bewertet) der kompressiblen 2D-Simulationen mit vs. ohne Blende bei $\Delta p = 5$ mbar.

3D kompressibel `acousticRhoFoam`

Im Folgenden werden die akustischen Ergebnisse des dreidimensionalen kompressiblen Berechnungsfalls mit `acousticRhoFoam` vorgestellt und diskutiert. Die Vorgehensweise orientiert sich an den vorhergehenden akustischen Analysen der zweidimensionalen Berechnungsfälle.

Die beiden dreidimensionalen kompressiblen `acousticRhoFoam`-Berechnungsfälle (*mit* und *ohne* Blende) werden im Folgenden analysiert hinsichtlich

- dem Einfluss der Blende auf das gemittelte FFT und den Schalldruckpegel sowie
- der Vergleichbarkeit zu den 2D-Simulationen.

Bei der Analyse der gemittelten Frequenzspektren (vgl. Abbildung 5-49 und Abbildung 5-50) ist der Einfluss des Berechnungsgitters und der verkürzten Simulationszeit für das Ansaugrohr mit Blende zu beachten. Wie auch schon bei den zweidimensionalen Berechnungen aufgezeigt, scheint der Einfluss der zusätzlichen Blende sich hauptsächlich auf die ersten, tiefen Frequenzspitzen zwischen 200 Hz und 1 kHz auszuwirken. Diese Amplituden werden durch Durchströmung der Blendengeometrie erhöht. Im Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 1,5 kHz findet durch die Blende eine Verschiebung der Frequenzspitzen statt.

Im Verlauf des Schalldruckpegels über Zeit in Abbildung 5-51 ist zum einen der deutliche Unterschied in der Simulationszeit erkennbar, aber auch zum anderen die erwartete Pegelerhöhung durch die zusätzliche Blende im Rohrinernen. Der Anstieg des Schalldruckpegels im zeitlichen Verlauf ab $t = 0,04 \text{ s}$ (vgl. auch Abbildung 5-55) könnte ein Indiz für die Reflexionen an den Rechengebietsrändern darstellen. Die Strömung des Berechnungsfalls Ansaugrohr mit Blende ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht voll entwickelt, ein ähnlicher Anstieg des Schalldruckpegels wäre im späteren Verlauf ebenfalls zu erwarten.

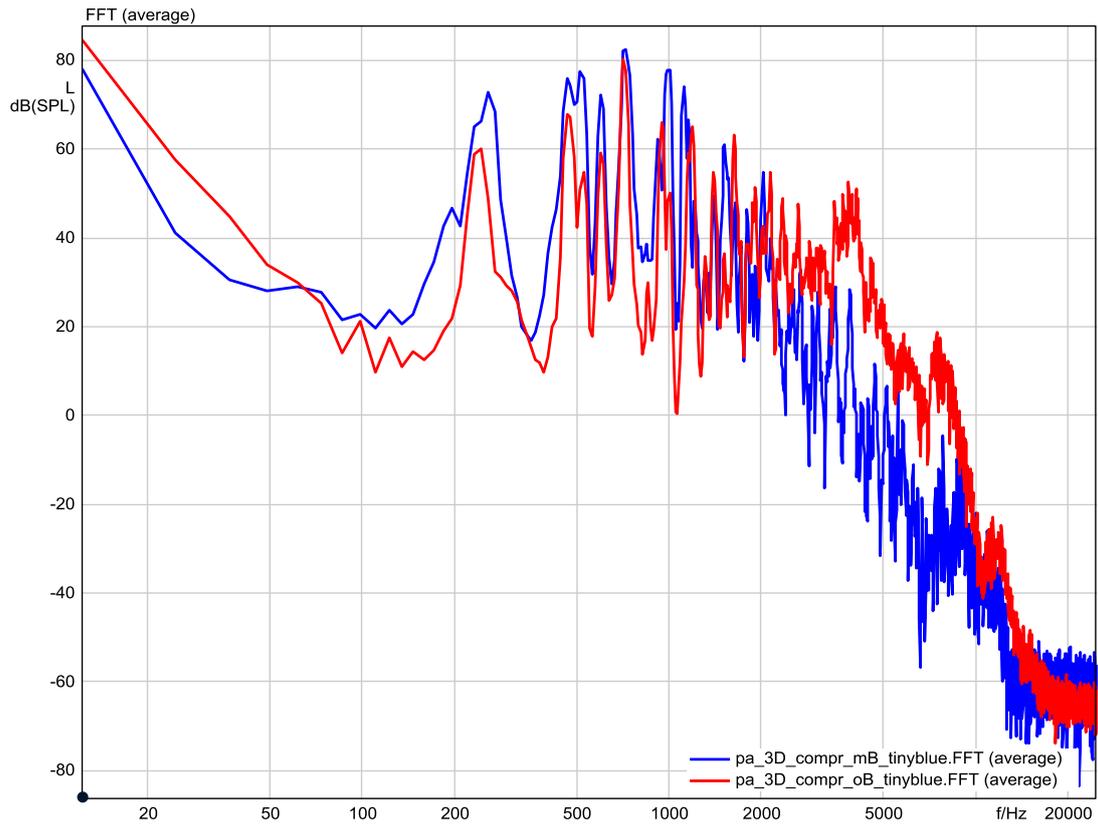


Abbildung 5-49 Einfluss der Blendengeometrie auf das Frequenzspektrum (gesamtes FFT gemittelt) des dreidimensionalen kompressiblen Simulationsfalls Ansaugrohr-3D.

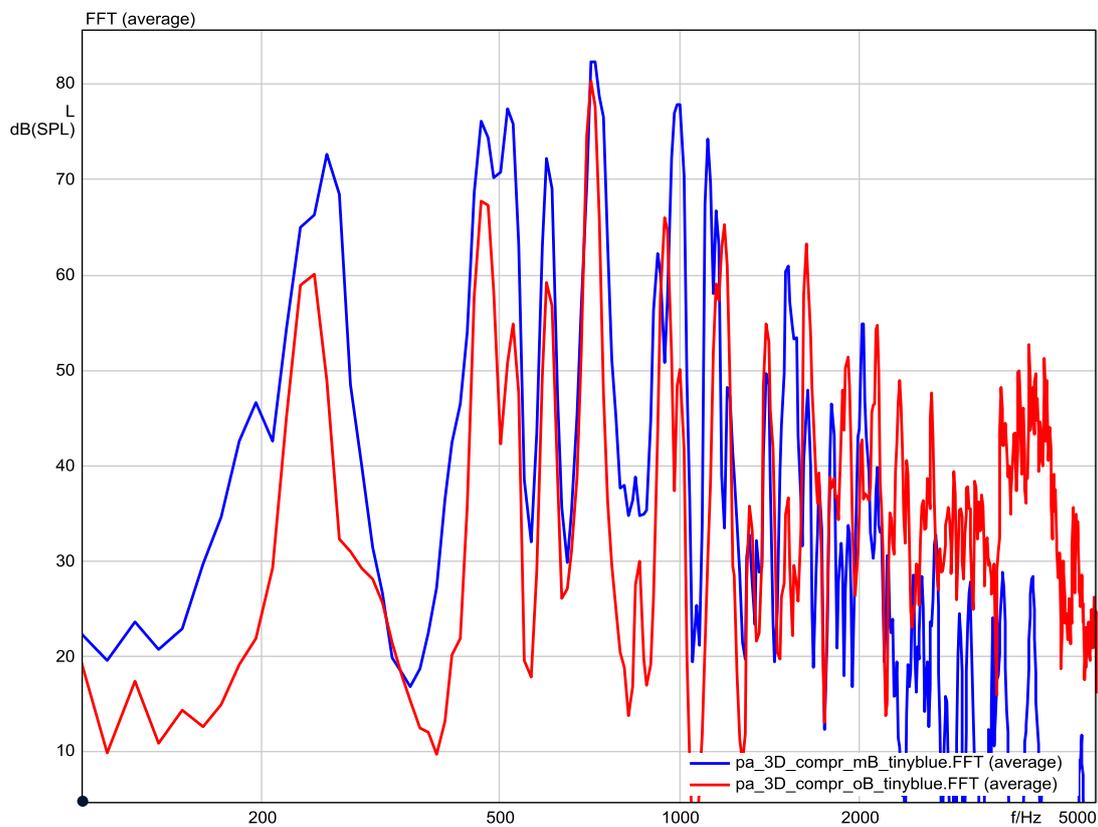


Abbildung 5-50 Einfluss der Blendengeometrie auf das Frequenzspektrum (Ausschnitt, logarithmisch) des dreidimensionalen kompressiblen Simulationsfalls Ansaugrohr-3D.

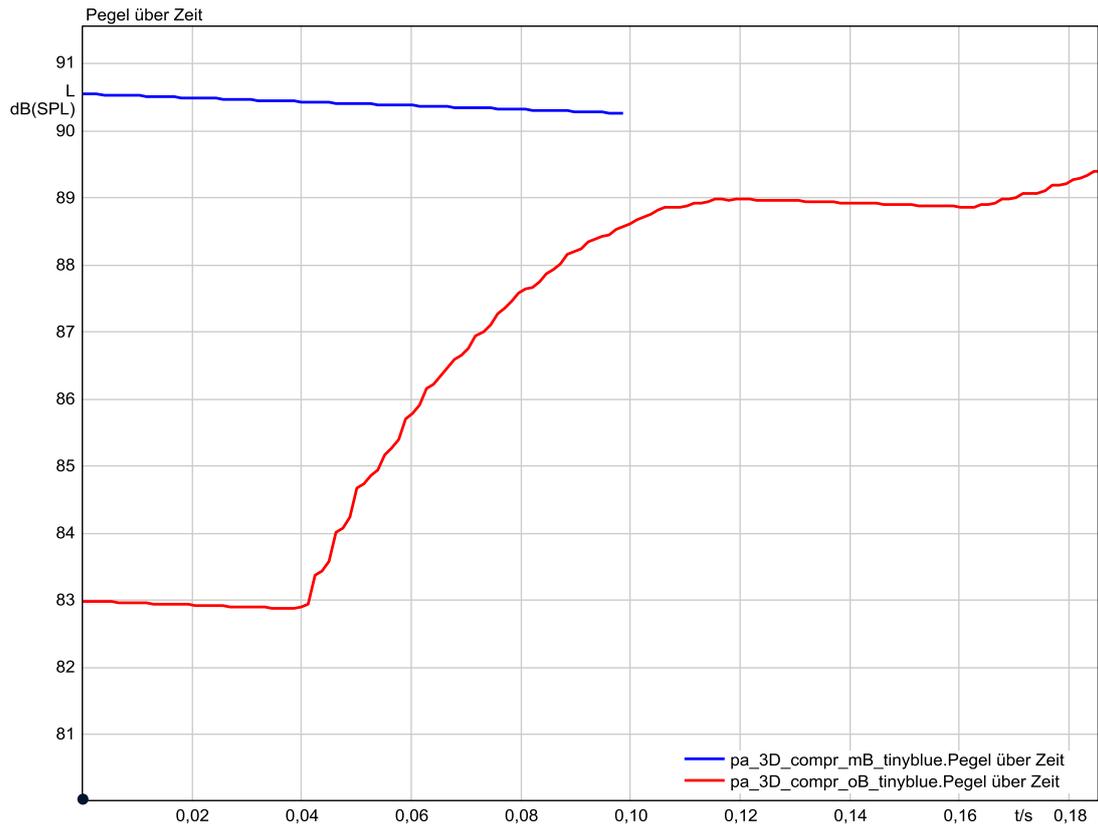


Abbildung 5-51 Einfluss der Blendengeometrie auf den zeitlichen Verlauf des Schalldruckpegel (Ansaugrohr 3D).

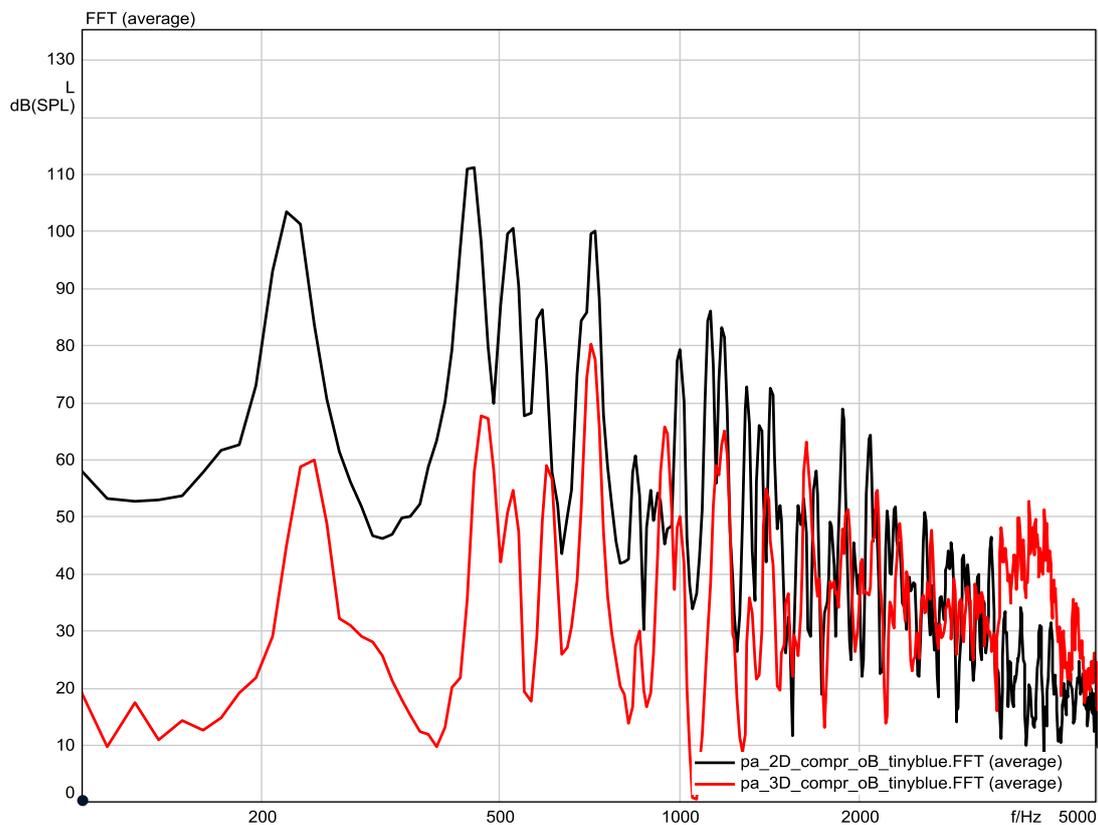


Abbildung 5-52 FFT-Vergleich zwei- vs. dreidimensionale kompressible Simulation Ansaugrohr bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$.

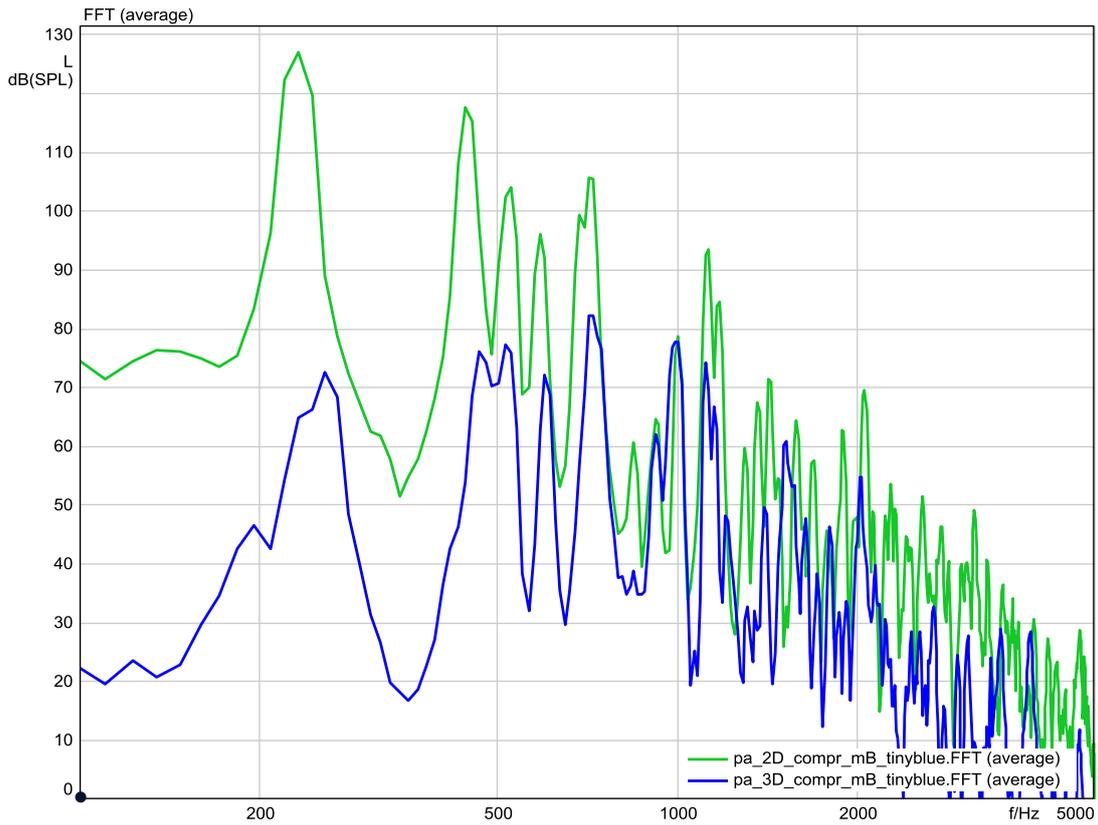


Abbildung 5-53 FFT-Vergleich zwei- vs. dreidimensionale kompressible Simulation Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$.

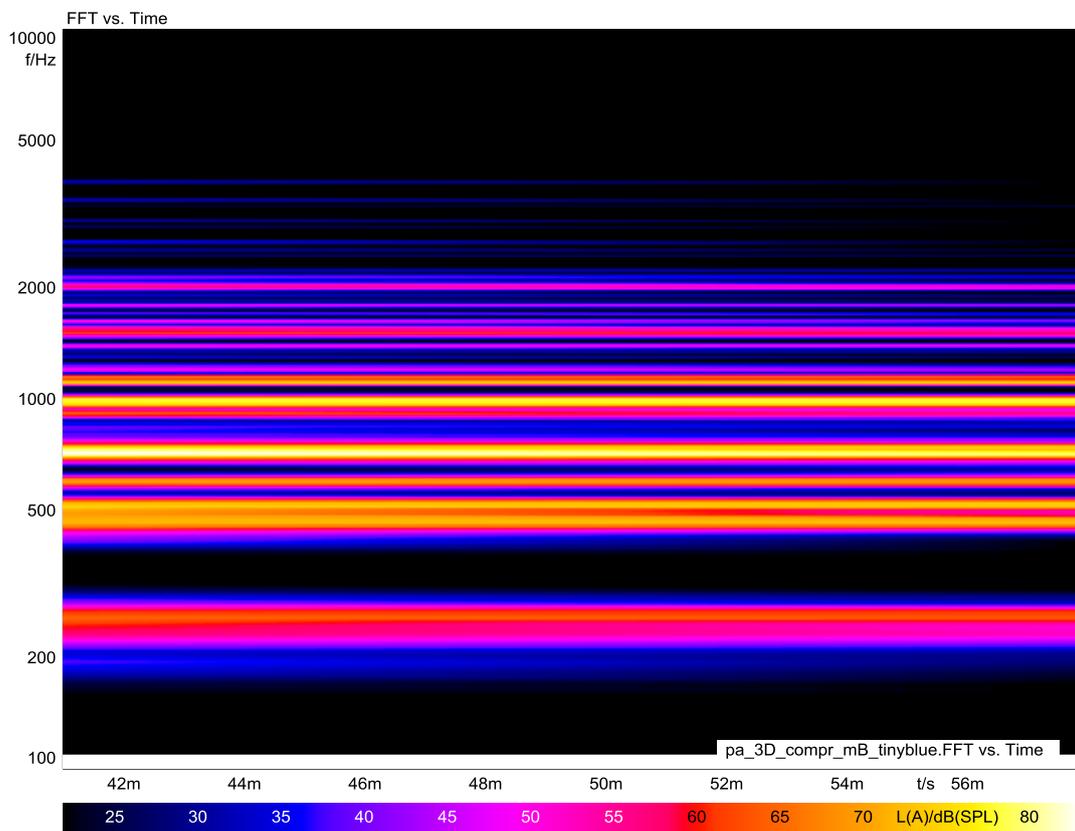


Abbildung 5-54 FFT über Zeit (A-bewertet) des kompressiblen 3D-Simulationsfalls Ansaugrohr mit Blende bei $\Delta p = 5 \text{ mbar}$.

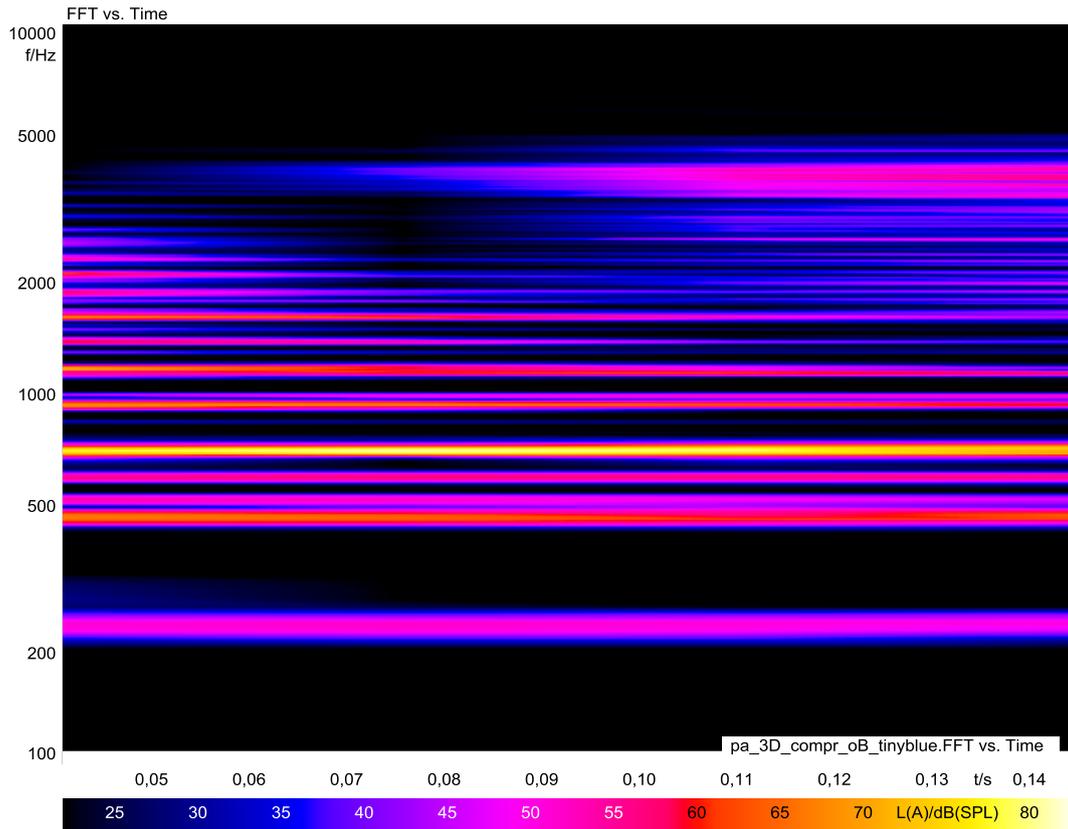


Abbildung 5-55 FFT über Zeit (A-bewertet) des kompressiblen 3D-Simulationsfalls Ansaugrohr bei $\Delta p = 5$ mbar.

Im direkten Vergleich der akustischen Ergebnisse der zwei- und dreidimensionalen Simulationen zeigen Abbildung 5-52 bis Abbildung 5-55 die Tatsache, dass die Frequenzamplituden des dreidimensionalen Falls im Frequenzbereich bis 4 kHz zum Teil um bis zu 60 dB geringer sind als die der zweidimensionalen Simulationen. Dies gilt für beide Varianten, mit und ohne Blende. Die dritte Dimension scheint die akustischen Ergebnisse erheblich zu beeinflussen. Wie das folgende Kapitel 5.5 aufzeigen wird, führt die Verwendung der dritten Dimension zu einer Optimierung der akustischen Ergebnisse in Richtung realistischer Ergebnisse.

Der Einfluss der Blende ist bei der dreidimensionalen Simulation im FFT über Zeit auch deutlicher (vgl. Abbildung 5-54 und Abbildung 5-55) als bei den 2D-Simulationen. Im Frequenzspektrum des Ansaugrohres sind trotz der kürzeren Simulationszeit mehrere markante Frequenzen mit Nebenbändern im mittleren Frequenzbereich zwischen 500 Hz und 2 kHz erkennbar. Das Geräusch des Ansaugrohres mit Blende ist dem Anschein nach breitbandiger und ohne erkennbare tonale Eigenschaften. Leider ist auf Grund der kurzen Simulationszeit eine Hörprobe des aufgezeichneten Signals nicht zielführend, um das Geräusch auf diese Eigenschaften hin aussagekräftig zu analysieren.

5.5 Experimentelle Validierung des Modells

Die Messungen des Strömungsrauschens eines luftansaugenden Rohres wurden im Rahmen einer kooperativen Zusammenarbeit zwischen Universität und Industrie vom Industriepartner dankenswert in Eigenregie durchgeführt und deren Ergebnisse in nachfolgender Weise ausgewertet.

5.5.1 Versuchsaufbau und Messungen

Wie bereits in Kapitel 5.2.3 beschrieben, entsprechen die geometrischen Abmessungen des Ansaugrohres im Simulationsfall denen des für die Messungen des Strömungsrauschens verwendeten Ansaugrohres. Bei der Auswahl der Rohrgeometrie wurde auf verfügbare Standardbauteile für Rohr und Blende zurückgegriffen. Der Teile des Ansaugrohrs vor der eingebauten Blende, ist ein verzinktes Metall-Rohr mit Innendurchmesser von $\varnothing_{i \text{ Ansaugrohr}} = 39 \text{ mm}$ ist. Die Blende entspricht einer Unterlegscheibe nach DIN 9021 für M14 Schrauben. Um den Druckverlust in der Strömung stromabwärts hinter der Blende zu ermitteln, wurde dafür ein spezielles Mess-Rohr mit integrierten dynamischen Drucksensoren an der Rohrwand eingesetzt. Dieses Mess-Rohr besitzt einen geringfügig geringeren Innendurchmesser mit $\varnothing_{i \text{ Messrohr}} = 37,1 \text{ mm}$ als das Ansaugrohr. Die Position der dynamischen Drucksensoren im Mess-Rohr sind der Abbildung 5-56 zu entnehmen.

Der experimentelle Aufbau aus Ansaugrohr, Blende und Mess-Rohr, wie in Abbildung 5-57 dargestellt, befindet sich in einem Akustikmessraum, wogegen sich das zur Erzeugung des Absaugluftstroms erforderliche Gebläse akustisch entkoppelt im angrenzenden Raum befindet.

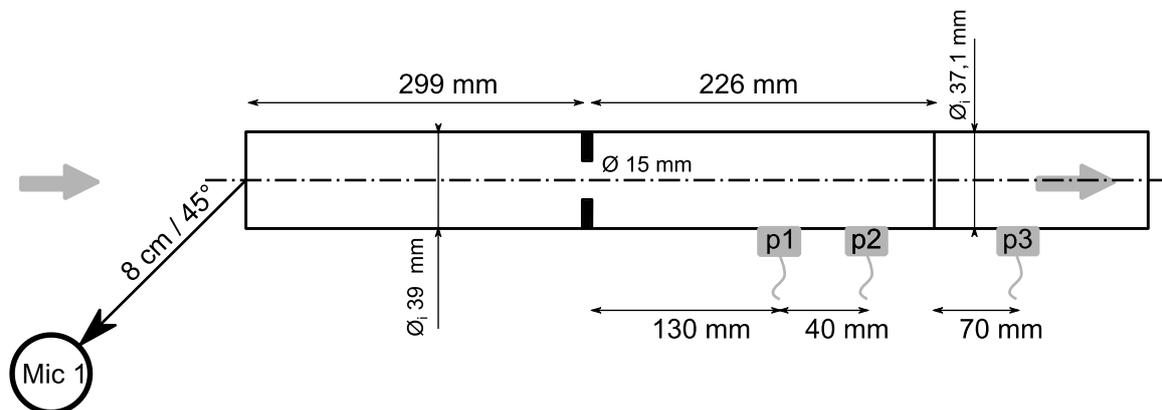


Abbildung 5-56 Dimensionen des Ansaugrohres (mit Blende) für die Messungen des Strömungsrauschens.

Die Umgebung, in welcher sich das Ansaugrohr während der Messung befindet, entspricht vom Volumen annähernd dem des numerischen dreidimensionalen Berechnungsfalls. Die Wände sind, wie in Abbildung 5-57 erkennbar, mit absorbierenden Schaumstoff-Materialien ausgekleidet, um die Reflexionen der Umgebung so gering wie möglich zu halten. Das Metallrohr wird durch einen Schaumstoffblock in Position gehalten. Das Mikrofon zur Ermittlung des Strömungsrauschens befindet sich im Strömungsfeld (vgl. Abbildung 5-57) vor der Ansaugöffnung im Abstand von 8 cm und 45° außerhalb der Rohrachse.

Die Strömungsgeschwindigkeit beim Absaugvorgang mittels des Gebläses im Nebenraum wird durch die Einstellung der Druckdifferenz zwischen der Umgebung und des „Auslasses“ eingestellt. Mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung, den gegebenen geometrischen Abmessungen und der eingestellten Druckdifferenz nach Tabelle 5-7 können somit unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten eingestellt und das turbulenzinduzierte Strömungsrauschen untersucht werden.

Druckdifferenz an Auslass	
Δp [mbar]	5 mbar
	12 mbar
	25 mbar
	70 mbar

Tabelle 5-7 Variation der Strömungsparameter der experimentellen Untersuchung des Strömungsrauschens.

Die akustisch kritische Strömungsgeschwindigkeit in Ansaugsystemen moderner Verbrennungsmotoren liegt bei ca. $40 - 50 \text{ ms}^{-1}$. Dies entspricht bei gegebenem Aufbau einer Druckdifferenz Δp von 12 mbar zwischen Einlass und Auslass.

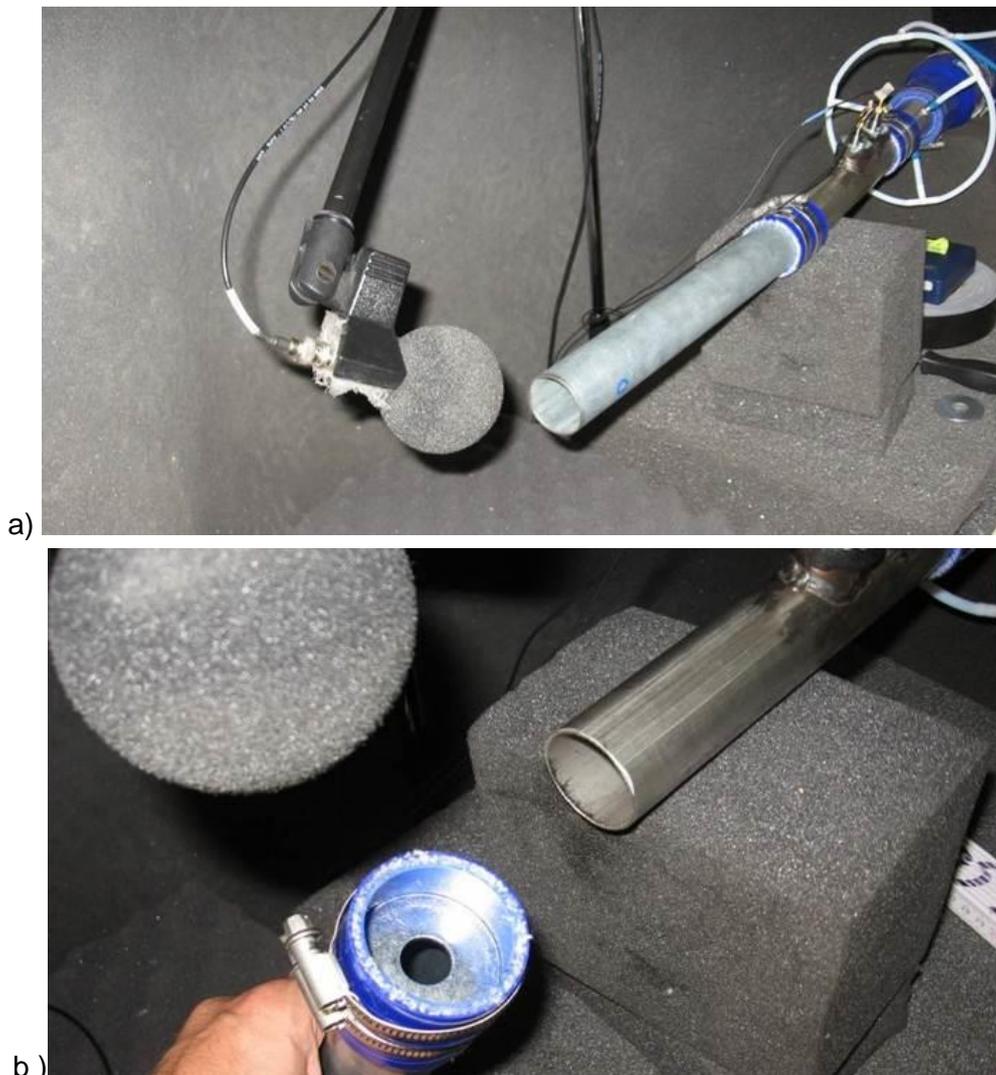


Abbildung 5-57 a) Mikrofonposition vor Ansaugmündung und b) Positionierung der Blende im Ansaugrohr (© 2013 FEV GmbH).

5.5.2 Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse

Nach eingestellter Druckdifferenz wurde die Messung des Strömungsrauschens gestartet, sobald die Strömung stationär war. Das Strömungsrauschen wurde über 10 s Messdauer aufgezeichnet. Das gemessene Signal des Strömungsrauschens wurde mittels einer Frequenzanalyse, gemittelt über die Messdauer, hinsichtlich seiner eventuellen Tonalität sowie den charakteristischen Frequenzen untersucht. Die folgenden Frequenzdiagramme Abbildung 5-58 und Abbildung 5-59 zeigen den Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit wie auch den Einfluss der zusätzlichen Blende auf das Frequenzspektrum im Bereich der Rohröffnung.

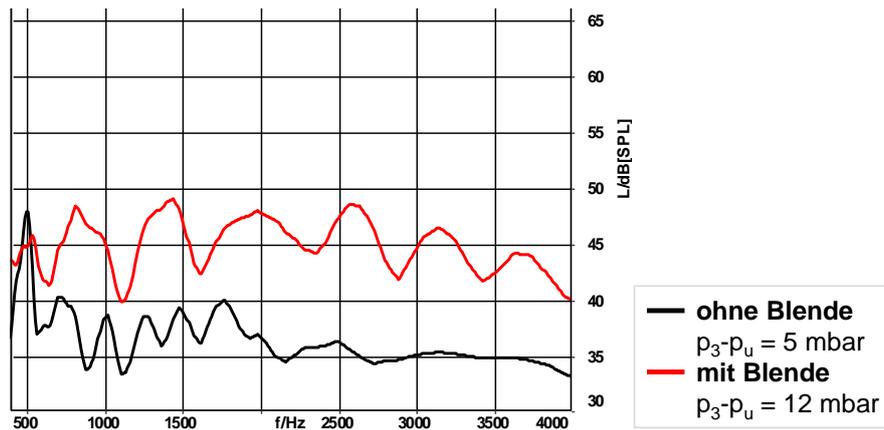


Abbildung 5-58 Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, niedrige Strömungsgeschwindigkeit – Mündungsmikrofon 8 cm/45°, 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).

Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten (vgl. Abbildung 5-58) ist der Einfluss der Blende deutlich im Frequenzverhalten zu erkennen. Die erkennbaren Frequenzpeaks verschieben sich in Richtung höherer Frequenzen, das Spektrum zeigt sich breitbandiger, die Pegel der einzelnen Peaks tendenziell höher.

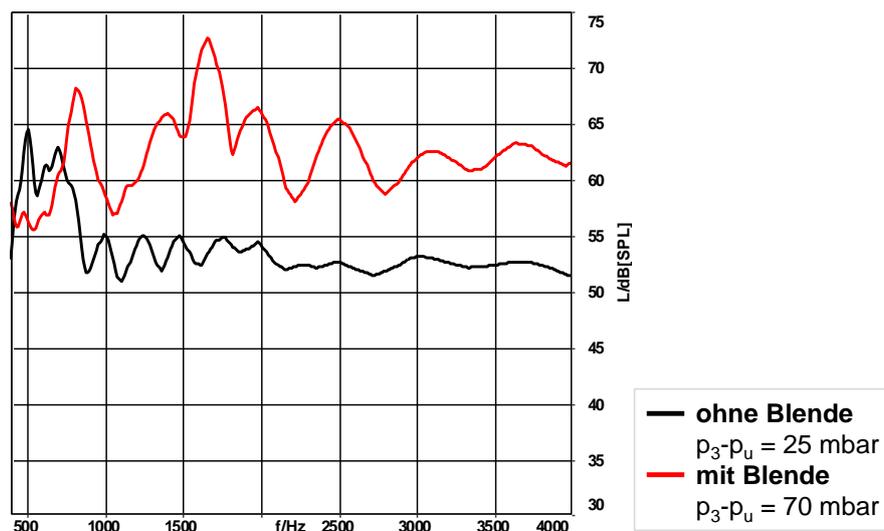


Abbildung 5-59 Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, hohe Strömungsgeschwindigkeit – Mündungsmikrofon 8 cm/45°, 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).

Im Vergleich von Abbildung 5-59 mit Abbildung 5-58 ist der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit erkennbar, die Erhöhung der Druckdifferenz um 20 mbar bedeutet einen durchschnittlichen Pegelanstieg von ca. 15 dB, wenn man die beiden Kurvenverläufe der Messungen ohne Blende zugrunde legt.

Die in Abbildung 5-58 und Abbildung 5-59 erkennbare Tonalität des Ansaugrohres ohne Blende im Bereich um 500 Hz ist auch in den Signalen des Dynamischen Drucksensors p_1 direkt hinter dem Bereich der Blende ersichtlich, wie die Kurvenverläufe (schwarz) in Abbildung 5-60 und Abbildung 5-61 aufzeigen.

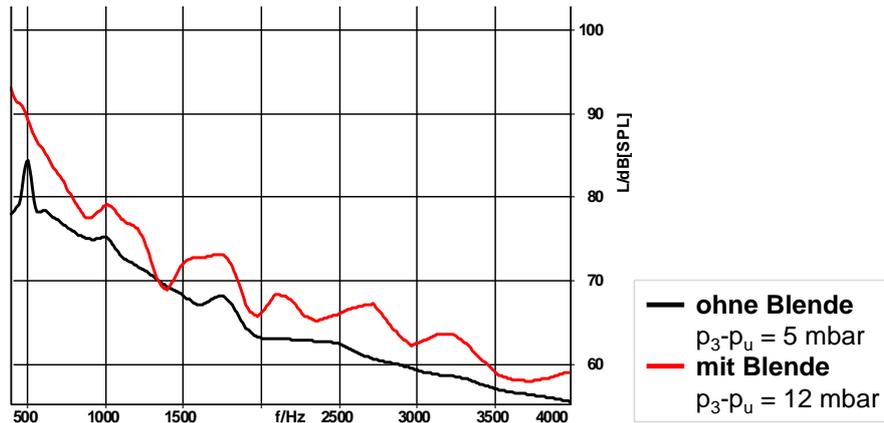


Abbildung 5-60 Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, niedrige Strömungsgeschwindigkeit – Dynamischer Drucksensor p_1 (hinter Blende), 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).

Anmerkung FEV: Auswertung Abbildung 5-60 unter Vorbehalt, da Signal unterhalb des typischen Messbereichs für diesen Sensor liegt.

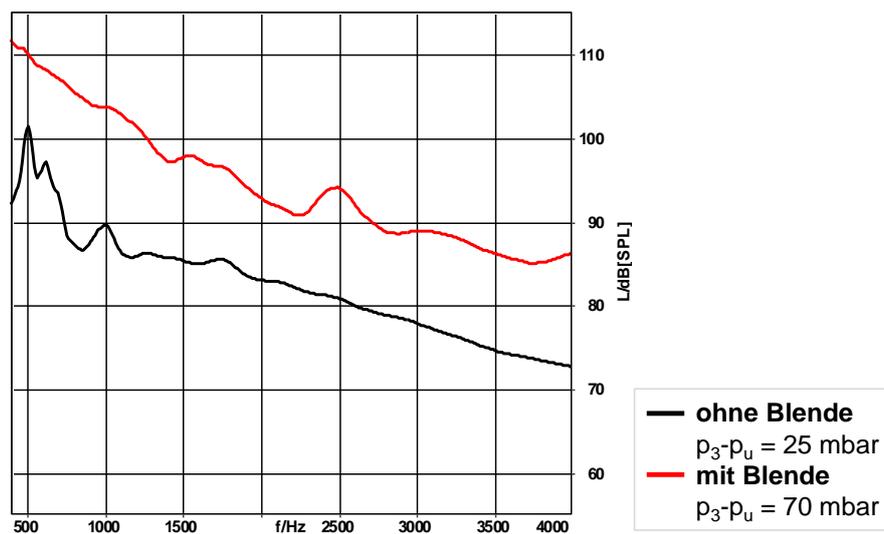


Abbildung 5-61 Frequenzanalyse bei stationärer Strömung, hohe Strömungsgeschwindigkeit – Dynamischer Drucksensor p_1 (hinter Blende), 10 sec gemittelt FFT ($\Delta f = 10$ Hz), Glättung 24. Ordnung (© 2013 FEV GmbH).

Der Einfluss der Blende auf das Frequenzverhalten ist im Bereich des Mess-Rohres hinter der Blende nicht mehr so deutlich erkennbar. Die Strömungsgeschwindigkeit hat hier einen erheblich größeren Anteil auf die Änderungen im Pegel und Frequenzverhalten

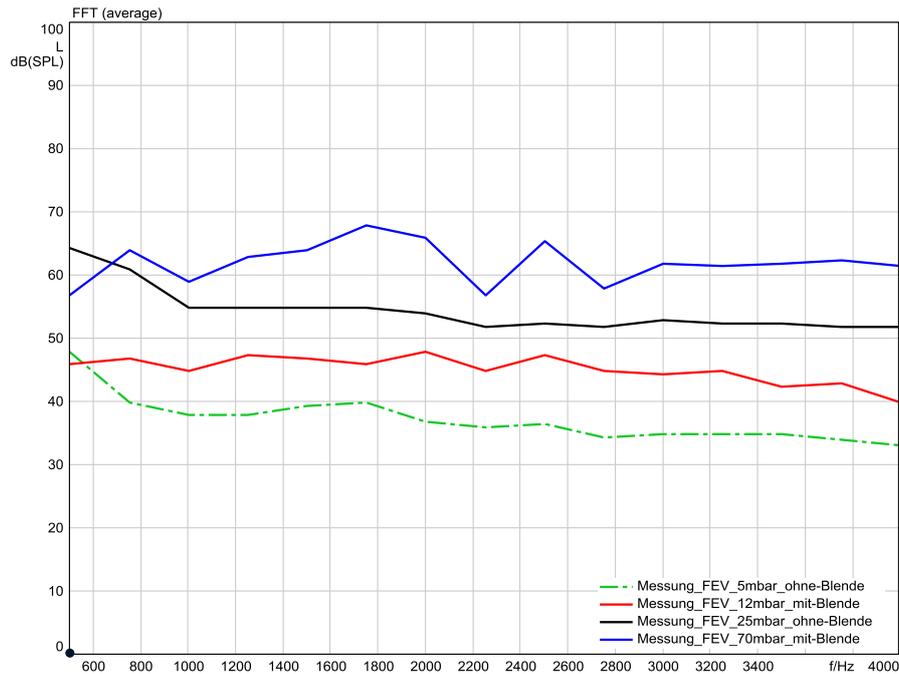


Abbildung 5-62 Gegenüberstellung Messergebnisse (FFT mit linearer Abszisse).

Das Strömungsrauschen ist während der Messungen ein stationäres Geräusch. Eine Geräuschanalyse mittels gemittelter FFT kann daher durchgeführt werden. Bei den Simulationsfällen ist zu beachten, dass, sofern die akustische Simulation nicht mit einem stationären Strömungszustand gestartet wurde, es sich um ein zeitlich veränderliches Geräusch handelt. Eine Geräuschanalyse mittels gemittelter FFT eines transienten Geräusches ist daher nur unter Vorbehalt durchführbar.

Der Vergleich der numerischen Akustikergebnisse mit den Ergebnissen der Messung des Strömungsrauschens wird punktuell durchgeführt. Dazu wurden die Schalldruckpegel einzelner Frequenzen aus den Messungen extrahiert, um die linearisierten Kurvenverläufe in Abbildung 5-62 zu erstellen.

Im weiteren Verlauf werden die numerischen Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen mit `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` mit den punktuellen Messergebnissen validiert. Abschließend werden die akustischen Ergebnisse der dreidimensionalen Simulationen mit den linearisierten Kurvenverläufen der Messungen verglichen.

2D inkompressibel acousticFoam

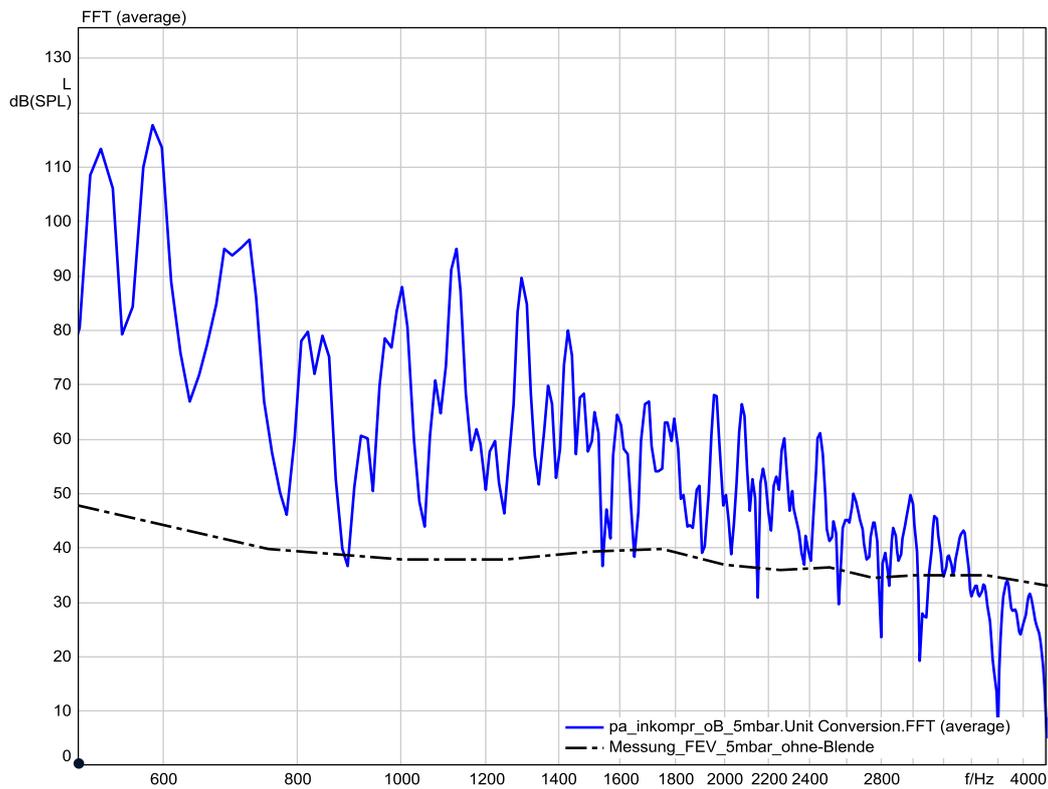


Abbildung 5-63 Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressibel $\Delta p=5\text{mbar}$ Ansaugrohr ohne Blende.

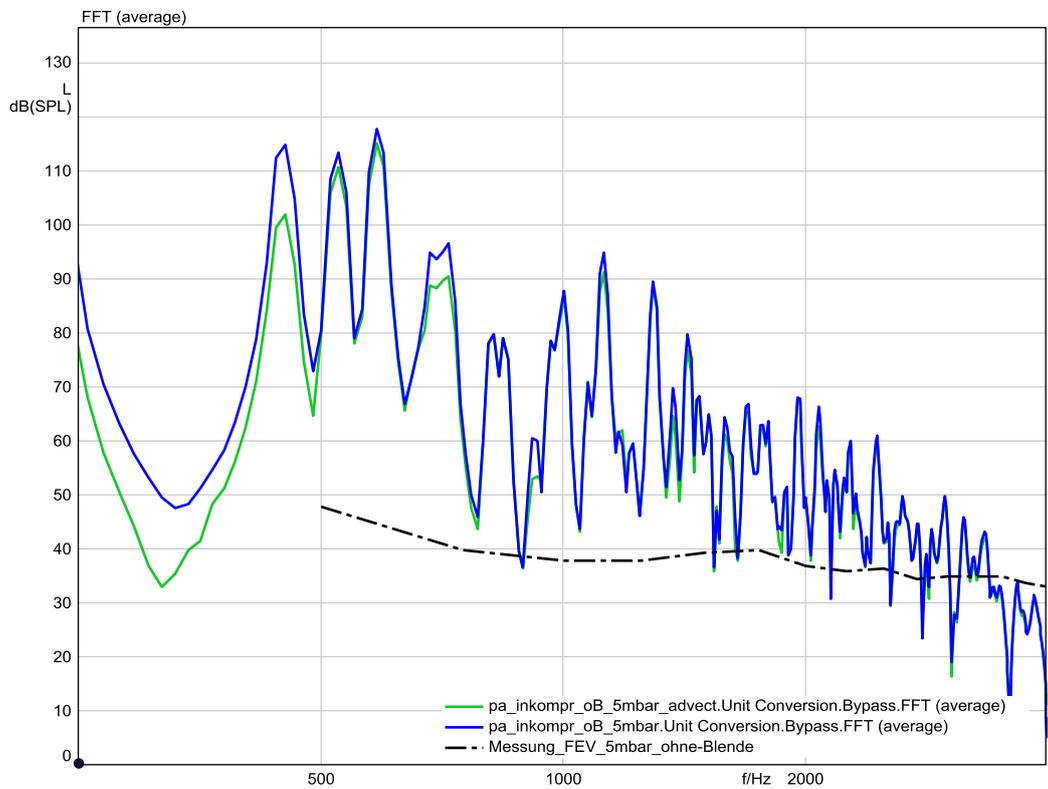


Abbildung 5-64 Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 5\text{mbar}$ Ansaugrohr ohne Blende; mit Auslass-Randbedingung *advective*.

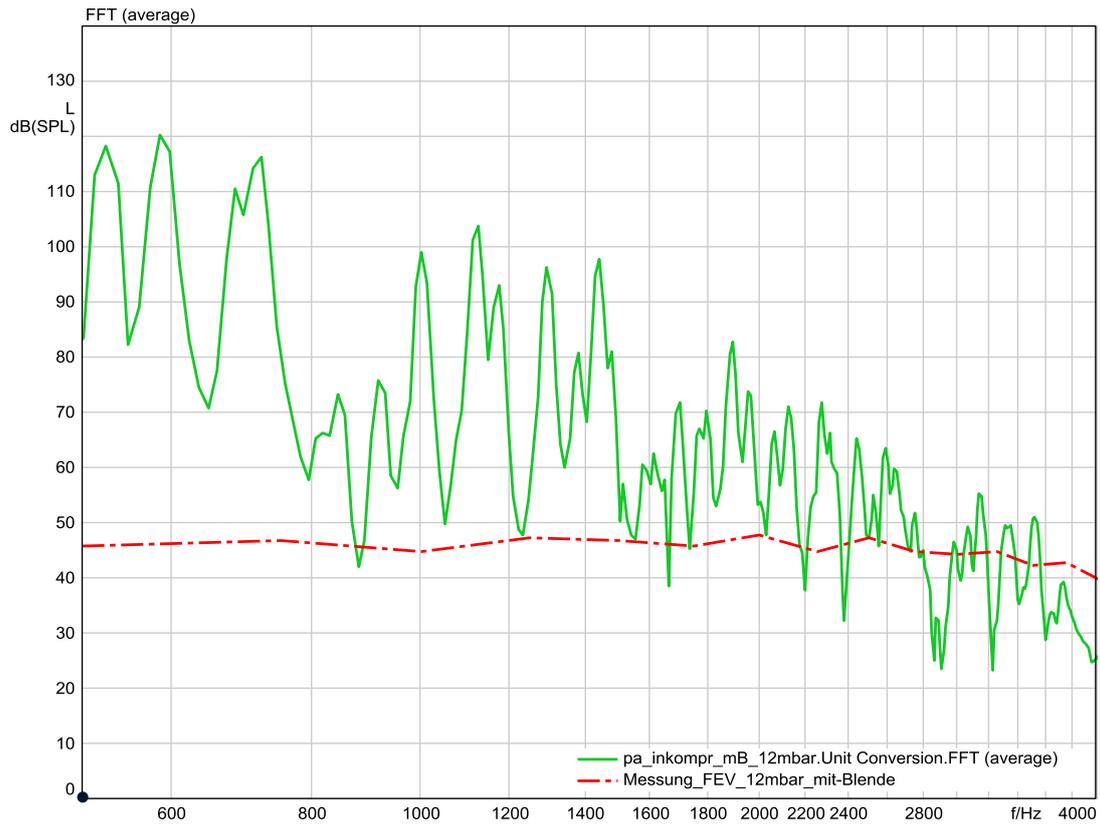


Abbildung 5-65 Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 12$ mbar An-saugrohr mit Blende.

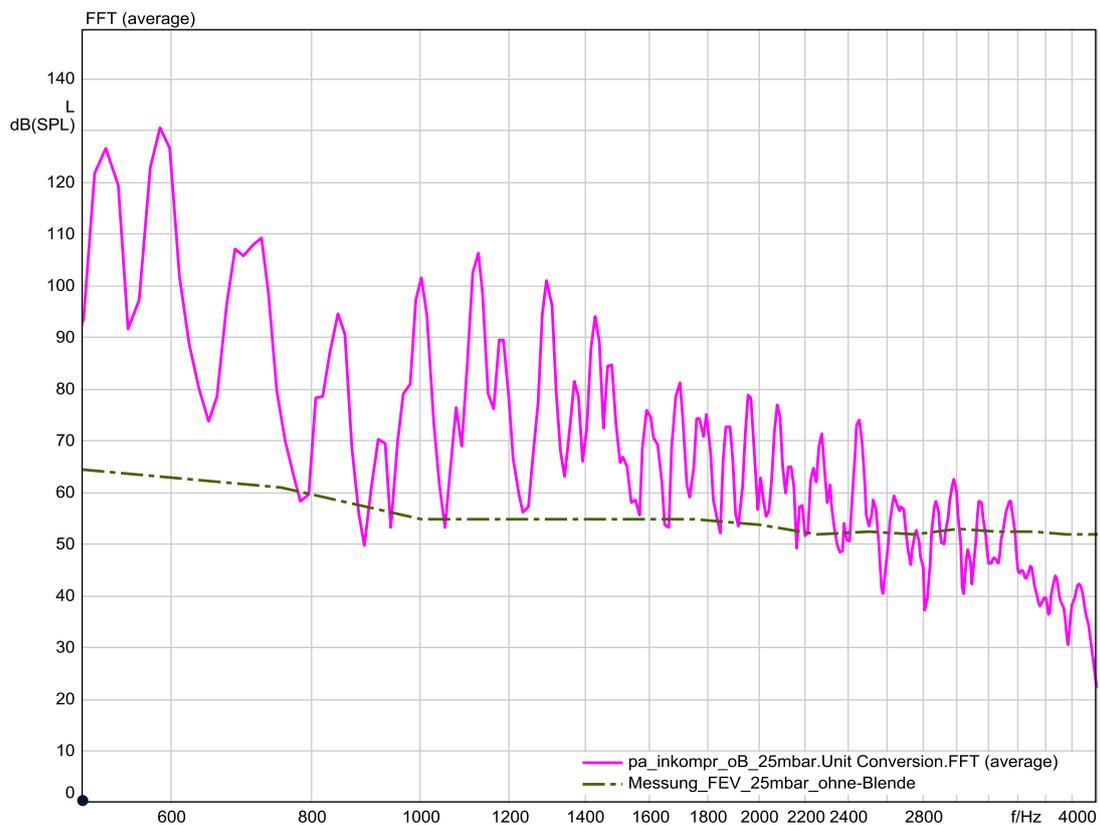


Abbildung 5-66 Vergleich numerische vs. experimentelle Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 25$ mbar An-saugrohr ohne Blende.

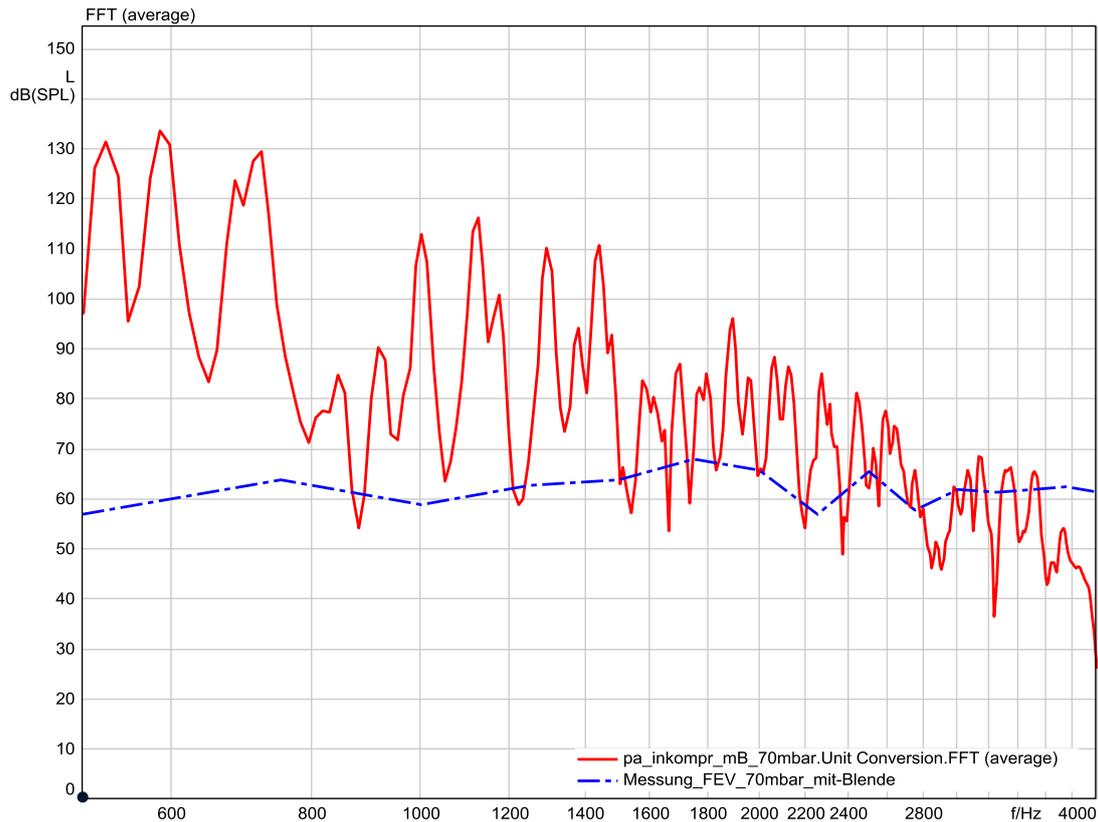


Abbildung 5-67 Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 2D inkompressible $\Delta p = 70$ mbar Ansaugrohr mit Blende.

Alle zweidimensionalen inkompressibel berechneten akustischen Ergebnisse haben im direkten Vergleich zu den Messungen im Tieffrequenzbereich bis ca. 2 kHz deutlich überhöhte Pegel. Die Überhöhung liegt vereinzelt teils über 70 dB unabhängig von der initiierten Strömungsgeschwindigkeit. Erst im Bereich ab ca. 3 kHz nähert sich der Kurvenverlauf des numerischen gemittelten FFTs den gemittelten und linearisierten Kurvenverläufen der Messungen an. Bei den Simulationen kann die entstehende akustische Energie auf Grund des Simulationssetups und vornehmlich auf Grund der fehlenden absorbierenden bzw. nicht-reflektierenden Randbedingung nicht aus dem Berechnungsgebiet abgeführt werden. Somit müssen die Pegel der sich ausbreitenden Druckfluktuationen im Gegensatz zur Realität deutlich überhöht sein. Wie Abbildung 5-64 hat auch die konvektive Auslassrandbedingung `advective` keinen derartigen Effekt auf das FFT, dass sich dessen Kurvenverlauf aussagekräftig in Richtung Messkurve verbessern würde.

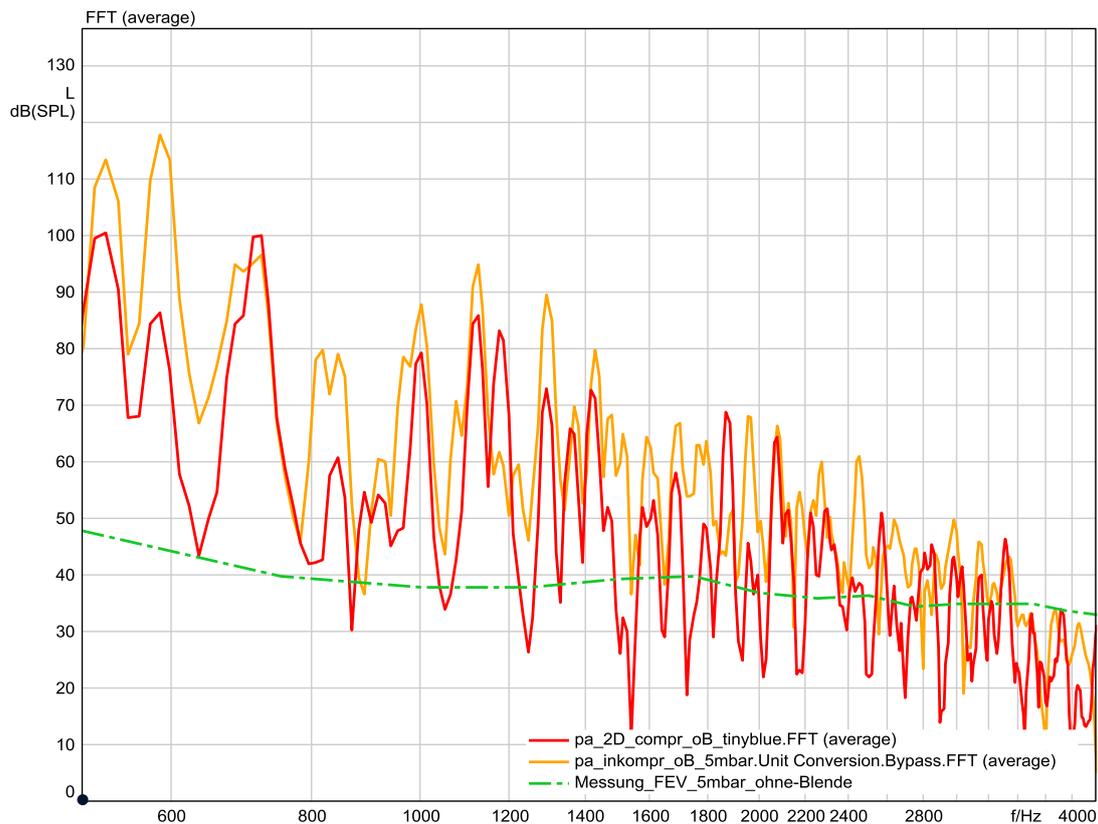
2D kompressibel `acousticRhoFoam`

Abbildung 5-68 FFT – `acousticFoam` vs. `acousticRhoFoam` Ansaugrohr 2D ohne Blende vs. experimentelle Ergebnisse bei $\Delta p = 5$ mbar.

Auch der kompressible zweidimensionale Berechnungsfall besitzt nach Abbildung 5-68 im Tieffrequenzbereich bis 1,5 kHz zum Teil sehr große Pegelüberhöhungen von bis zu 60 dB gegenüber den Messungen. Die von `acousticRhoFoam` berücksichtigte physikalische Kompressibilität des Fluides verbessert die Ergebnisse der Akustik-Simulationen tendenziell in Richtung Messergebnis. Die Einschränkung des zweidimensionalen Setups in OpenFOAM durch Berechnung des sich ausbreitenden Schalldrucks in nur einer Schicht an Volumenelementen überwiegt hier jedoch sehr. Somit verstärkt sich auch der Einfluss der Randbedingungen auf die Qualität der akustischen Ergebnisse.

3D kompressibel acousticRhoFoam

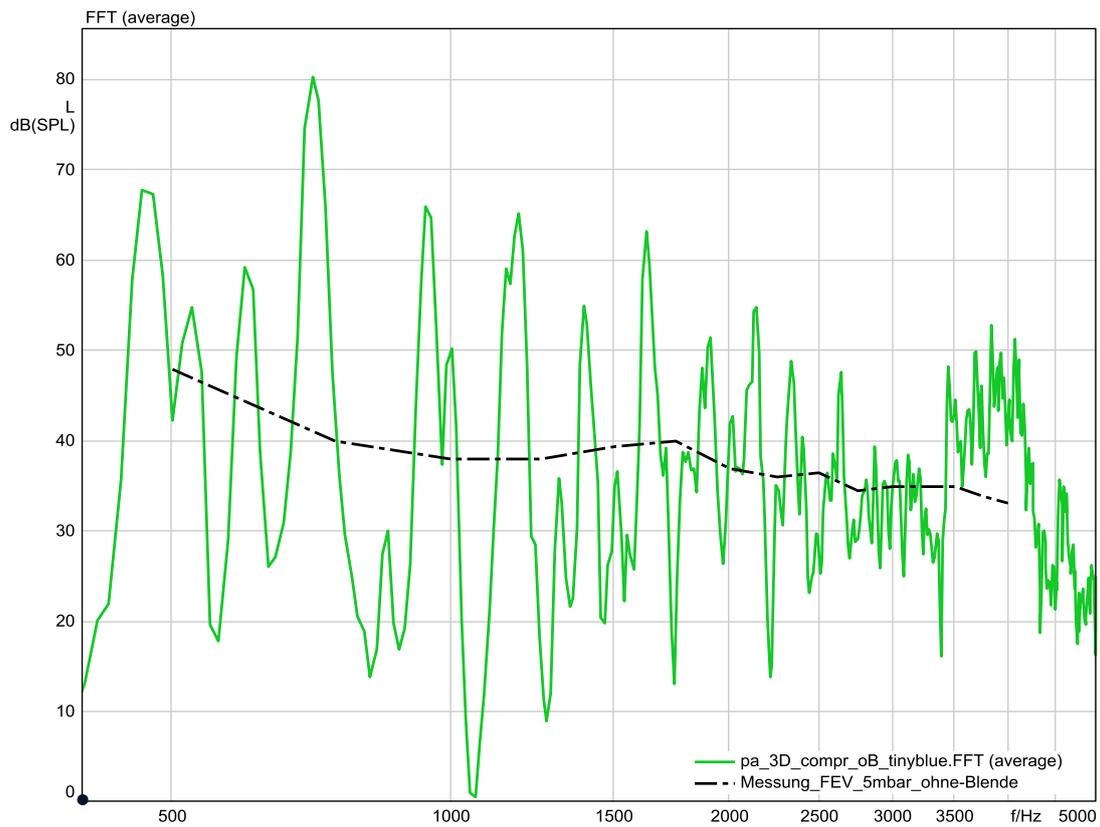


Abbildung 5-69 Vergleich der numerischen vs. experimentellen Ergebnisse 3D kompressible $\Delta p = 5$ mbar Ansaugrohr ohne Blende.

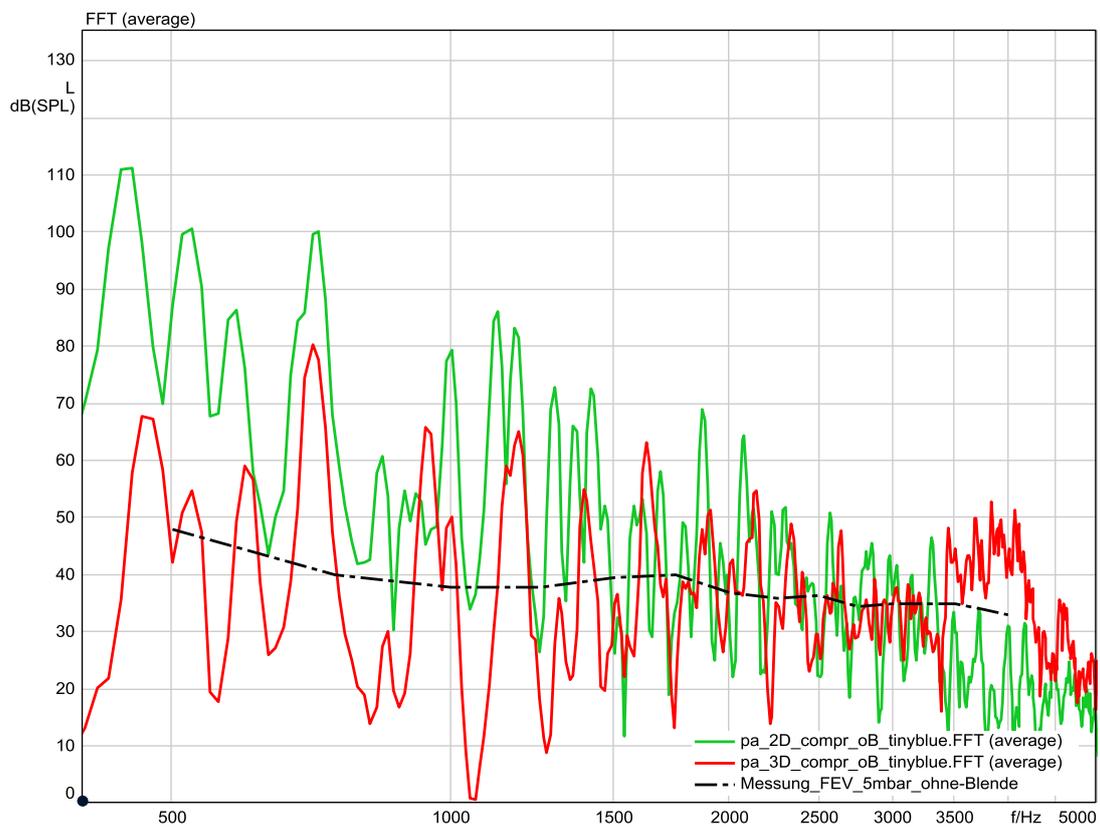


Abbildung 5-70 Einfluss der dritten Dimension auf das Frequenzspektrum des Schalldruckpegels.

Durch die dreidimensionale kompressible Berechnung mit `acousticRhoFoam` werden die akustischen Ergebnisse realitätsnaher und hinsichtlich ihrer direkten Vergleichbarkeit mit den Messergebnissen deutlich verbessert (vgl. Abbildung 5-69). Der Einfluss der dritten Dimension auf die „numerischen“ akustischen Ergebnisse wird in Abbildung 5-70 veranschaulicht. Die dritte Dimension hat einen wesentlichen positiven Einfluss auf den Frequenzbereich unterhalb von 1,5 kHz. Im direkten Vergleich der FFTs aus numerischer Berechnung und experimenteller Ermittlung sind vereinzelt Frequenzspitzen der Simulation noch über denen der Messung. Durch adäquate akustisch wirksame Randbedingungen könnte dieser Effekt höchstwahrscheinlich merklich verbessert werden.

Zusammenfassend gilt, bei inkompressiblen Akustiksimulationen mit `acousticFoam` sind die absoluten Amplitudenpegel der fluktuierenden Druckgröße („Schalldruck“) sehr hoch und nicht Nahe an den realen Messwerten. Die Schalldruckpegel der kompressiblen Simulationsfälle mit `acousticRhoFoam` besitzen Werte die bereits realitätsnaher sind. Dies unterstreicht auch deren direkter Vergleich mit den experimentell ermittelten Werten der Messung des Strömungsrauschens. Die dreidimensionale kompressible Akustik-Simulation liefert bereits realitätsnahe akustische Ergebnisse trotz fehlender akustisch wirksamer Randbedingungen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das wesentliche Ziel der vorliegenden Arbeit lag in der Entwicklung einer CFD-Softwareumgebung für die Modellierung und Simulation numerischer Strömungsakustik. Ein verstärktes Augenmerk bei der Entwicklung des neu modellierten Akustik-Lösers sollte auf dessen Einsatzfähigkeit auf Hoch- und Höchstleistungsrechnern liegen. Aufgrund der fachlichen Nähe zum FEToL-Projekt erfolgte die Realisierung der Akustik-Simulationen innerhalb der Opensource CFD-Bibliothek *OpenFOAM*. *OpenFOAM* bot sich für die Bearbeitung der Aufgabenstellung aus zwei maßgeblichen Gründen an, die freie Verfüg- und Manipulierbarkeit des Quellcodes sowie die prinzipielle Fähigkeit in HPC-Umgebungen lauffähig und auch gut skalierbar zu sein.

Zur Berechnung und Visualisierung turbulenzbedingter Schallquellen wurden in bestehende Applikationslöser von *OpenFOAM* die akustischen Analogien nach Lighthill [2] und Curle [3] implementiert. Lighthill's Arbeit stellt die methodische Basis zur Ermittlung von turbulenzbedingten Quadrupol-artigen Schallquellen und deren emittierenden Schalldruck dar, jedoch nur für die Anwendung auf Freistrahllärm. Existieren in der Berechnungsdomäne stationäre und schallharte Wände oder Objekte, so muss hierfür die akustische Analogie nach Curle angewendet werden. Diese basierte auf der erweiterten Lighthill-Gleichung und berücksichtigt schallharte und stationäre Wände oder Objekte als akustische Dipolquelle. Akustische Simulationen müssen transient sein um im anschließenden Post-Processing Zeitsignale hinsichtlich ihres Frequenzspektrums analysieren zu können. Als Ausgangspunkt für die Modellierung des inkompressiblen transiente Akustik-Lösers `acousticFoam` diente der inkompressible, transiente *OpenFOAM*-Applikationslöser `pisoFoam`. Werden entsprechend der Linearen Akustik die strömungsmechanischen Größen Druck p , Geschwindigkeit \vec{U} und Dichte ρ (im kompressiblen Fall) in Gleich- und Schwankungsteile zerlegt, kann durch die Implementierung der Wellengleichung in `acousticFoam` die Berechnung und Visualisierung der Fluktuationsausbreitung im akustischen Nahfeld für inkompressible Strömungssimulationen erfolgen. Die allgemeine Gültigkeit der inkompressiblen akustischen Ergebnisse, im speziellen die auf turbulenzbedingten Schallquellen resultierende „Schallausbreitung“, ist sehr stark von der anwenderseitigen Einstellung der physikalischen Transporteigenschaften des Fluides abhängig. Die geeignete Wahl des Gleichanteils für die akustische Zerlegung des Druckfeldes spiegelt sich in den berechneten Amplituden des „Schalldrucks“ wieder.

Um die Einschränkung hinsichtlich der Allgemeingültigkeit der akustischen Ergebniswerte zu reduzieren, wurde der kompressible, transiente Akustik-Löser `acousticRhoFoam` entwickelt. Als Basis diente hierfür der kompressible Applikationslöser `pimpleRhoFoam` der offiziellen *OpenFOAM* 2.1.1 Distribution. Auch in diesem Fall wurden die akustischen Analogien nach Lighthill und Curle implementiert, um turbulenzbedingte Schallquellen in Anwesenheit von schallharten und stationären Wänden oder Objekten zu berechnen. Die Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` sind beides druckbasierte Löser, wogegen der kompressible `acousticRhoFoam` das Druckfeld basierend auf der Dichtegleichung löst, welche wiederum die thermodynamischen Eigenschaften des Fluides verwendet. Ausgehend von den ermittelten Schallquellen wird mit Hilfe der implementierten Wellengleichung und der oben

erläuterten akustischen Zerlegung der strömungsmechanischen Größen die Schalldruckausbreitung im akustischen Nahfeld für kompressible Strömungssimulationen berechnet und kann im Post-Processing als akustisches Feld visualisiert und analysiert werden.

Mit Hilfe von spezifischen akustischen Benchmark-Simulationen wurden die numerischen Ergebnisse durch den direkten Vergleich mit analytischen Ergebnissen verifiziert und die Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` validiert. Es handelte es sich bei dem Akustik-Benchmark um den spezifischen Simulationsfall einer zweidimensionalen Pulsausbreitung nach Tam und Webb [142] von 1993. Im Rahmen der durchgeführten Benchmark-Simulationen konnte auch die akustische Wirksamkeit bzw. Nichtwirksamkeit der aktuell verfügbaren Randbedingungsalgorithmen der OpenFOAM 2.1.1 Distribution untersucht und verifiziert werden. Dazu wurden die strömungsmechanisch „nicht“-reflektierenden Auslassrandbedingungen `advective` im inkompressiblen sowie `waveTransmissive` im kompressiblen Fall näher betrachtet. Doch bis heute sind in der offiziellen OpenFOAM Distribution keine akustisch wirksamen Randbedingungen implementiert, die entweder einen absorbierenden und nicht-reflektierenden Charakter haben.

Aufgrund der Skalendisparität zwischen den akustischen und strömungsmechanischen Größen sind bekanntermaßen kleine Zeitschritte und eine feine räumliche Diskretisierung des Berechnungsgebietes notwendig, woraus der Entwicklungs- und Modellierungsanspruch hinsichtlich der Verwendbarkeit der Akustik-Löser in HPC-Umgebung resultiert. Somit ist der Anspruch an `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` deren parallele Ausführbarkeit in HPC-Umgebungen. Dazu wurden Skalierungs- und Effizienztests der parallelen Ausführung von `acousticFoam` auf dem *Woodcrest*-Cluster am RRZE durchgeführt. Als Simulationsfall diente einer der in dieser Arbeit vorgestellten zweidimensionalen Testfälle, die *umströmte Strebe*. Die Skalierbarkeit und Effizienz von `acousticFoam` wurden bis zu einer parallelen Ausführbarkeit von 64 Prozessoren untersucht und weist einen nahezu linearen Speedup sowie eine akzeptable Effizienz auf. Im Rahmen der Forschungsarbeit wurden die Akustik-Löser auch bereits mit bis zu 256 Prozessoren erfolgreich angewendet.

In der vorliegenden Arbeit wurden weitere Berechnungen von Testfällen mit `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` durchgeführt und aufbereitet. Als Testfälle, die hauptsächlich aus zweidimensionalen Berechnungsgebieten bestehen, wurden solche ausgewählt, deren strömungsmechanische bzw. strömungsakustische Ergebnisse in der Literatur oder OpenFOAM-Community allgemein bekannt und geläufig sind bzw. analytisch überprüft werden konnten. Zu den simulierten Testfällen gehörte das OpenFOAM-Tutorium *pitzDaily*, in welchem eine rückwärtig überströmte Stufe simuliert wird. Ein weiterer Testfall ist der bzgl. der Parallelisierbarkeit der Akustik-Löser bereits erwähnte Simulationsfall der *umströmten Strebe*. Dieser Fall ist ausführlich, auch bezüglich seines OpenFOAM-spezifischen Setups, in der Literatur behandelt, was eine Verifizierung der strömungsmechanischen Ergebnisse gewährleistet. Als letzter aufzuführender Testfall ist die zweidimensionale Simulation eines *Helmholtz-Resonators*, einer überströmten Kavität, zu erwähnen. Dieser numerische Testfall ermöglicht im Speziellen die Verifizierung der akustischen Ergebnisse durch den direkten Vergleich der numerisch ermittelten Eigenfrequenz mit der analytisch errechneten

Eigenfrequenz des Resonators. Dieser Fall wurde auch für den direkten Vergleich der beiden Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` verwendet.

Zur Ermittlung der akustischen Ergebnisse wurde an spezifisch definierten Messpunkten im Berechnungs- und Strömungsgebiet das Zeitsignal des Schalldrucks während des Simulationslaufs aufgezeichnet, ähnlich der realen Messung von Luftschall mittels Mikrofonen. Im Post-Processing erfolgt mit entsprechender Software die Analyse des akustischen Zeitsignals durch Berechnung des Frequenzspektrums oder Ermittlung des Schalldruckpegels am Beobachterpunkt. In ausgewählten Fällen wurde die akustische Analyse mittels selbstgeschriebenen Routinen in GNU Octave durchgeführt.

Der in Kapitel 5 detailliert beschriebene technische Anwendungsfall *Ansaugrohr* soll die prinzipielle Anwendbarkeit der modellierten Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` auf realitätsnahe Problemstellung beweisen. Beim Anwendungsfall Ansaugrohr handelt es sich um eine strömungsakustische Aufgabenstellung aus dem automobilen Entwicklungsfeld. Moderne Verbrennungsmotoren in Fahrzeugen benötigen im Betrieb ausreichend Frischluft um eine effektive Verbrennung und somit entsprechende Leistungsabgabe zu erzielen. Dies hat zur Folge, dass auf Grund der großen Frischluftmengen hohe Strömungsgeschwindigkeiten im Ansaugtrakt des Verbrennungsmotors entstehen. Wie bereits in Kapitel 3.2 und 4 erläutert, hat diese hohe Strömungsgeschwindigkeit erheblichen Einfluss auf die turbulenzbedingte Schallentstehung. Um eine praktikable Umsetzung des Anwendungsfalles zu ermöglichen, wurde die komplexe Geometrie eines realen Luftansaugrohres auf ein standardisiertes zylindrisches Rohr heruntergebrochen. Mit Hilfe der beiden neumodellierten Akustik-Lösern soll der Einfluss einer eventuellen geometrischen Änderung des Ansaugrohres, hier in Form einer zusätzlich eingebrachten Blende, auf die akustische Eigenschaft des Rohres simuliert und untersucht werden. Der technische Anwendungsfall wurde als zwei- und dreidimensionales Berechnungsgebiet erstellt und berechnet. Dadurch dass der Anwendungsfall geometrisch vereinfacht wurde, konnte parallel zu den numerischen Simulationen eine experimentelle Untersuchung des Strömungsrauschens durchgeführt werden. Dazu wurde ein Mikrofon im Bereich der Rohrmündung installiert, dessen Position mit den numerischen „Messpunkten“ im Berechnungsgebiet identisch ist. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der numerischen mit den experimentellen Ergebnissen.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse der inkompressiblen wie auch kompressiblen Akustik-Simulationen zeigen die prinzipielle Anwendbarkeit der vorgestellten Methode zur Berechnung von Schallquellen in turbulenten Strömungen. Eine Abschätzung der Schallausbreitung innerhalb des Berechnungsgebietes ist ebenfalls durchführbar. Auch im direkten Vergleich zwischen `acousticFoam` und `acousticRhoFoam`, wie am Beispiel Helmholtz-Resonator, ist gezeigt worden, dass bei entsprechendem Simulationssetup und geeigneter Auswahl der strömungsmechanischen und akustischen Eigenschaften des Fluides bereits mit inkompressiblen Simulationen ein akzeptables akustisches Ergebnis erzielt werden kann. Jedoch sind die Ergebnisse der kompressiblen Akustik-Simulation mit `acousticRhoFoam` erheblich genauer und realistischer. Dies liegt

unter anderem an den verfügbaren physikalischen kompressiblen Randbedingungen, die für die akustischen Simulationen verwendet werden können.

Es konnte aufgezeigt werden, dass die vorgestellten akustischen Ergebnisse hochsensibel sind und dabei die

- Randbedingungen,
- Netzgranularität,
- Linearen Gleichungslöser,
- Turbulenzmodelle und
- Berechnungsparameter (Simulationszeitschritt)

erheblichen Einfluss auf die Qualität der numerischen akustischen Ergebnisse haben.

Wie im kompressiblen Akustik-Benchmark-Testfall mit `acousticRhoFoam` in Kapitel 4.6 gezeigt wurde, hat die Netzgranularität nahezu den größten Einfluss auf die Qualität und Plausibilität der Ergebnisse des Schalldruckfelds. Der grundlegende Gedanke der vorgestellten Methode ist die Durchführung von Strömungssimulationen und Simulationen strömungs- und turbulenzinduzierter akustischer Phänomene auf ein und demselben Berechnungsgitter. Anwenderseitig muss die Feinheit des Gitters somit in Balance zur verfügbaren Berechnungskapazität, -zeit, numerischer Stabilität und erforderlicher Qualität der Ergebnisse gehalten werden.

Die größte numerische Einschränkung auf die wellenförmige Ausbreitung der fluktuierenden Werte, wie den Schalldruck, entsteht bei der linearen Berechnung der Terme zweiter Ordnung. Diese Terme zweiter Ordnung treten auf der linken Seite der Wellengleichung (vgl. Gleichung (4-17)) in Form der zweiten zeitlichen Ableitung auf. Die für diese Arbeit verwendete OpenFOAM 2.1.1 Distribution besitzt nur den `Euler`-Algorithmus als mathematisch numerisches Lösungsschema zur Behandlung von Termen zweiter Ordnung.

Die Qualität des Schalldrucks ist bei aufgezeigter Methode auch direkt abhängig von der Art der Turbulenzmodellierung, da dies die räumliche und zeitliche Auflösung der Schwankungsteile des Druckfeldes maßgeblich bestimmt und dadurch direkten Einfluss auf die akustische Zerlegung des Druckfeldes im inkompressiblen Fall und des Dichtefeldes im kompressiblen Fall hat.

Trotz der hier aufgezeigten numerischen und methodischen Limitierungen in OpenFOAM, wie sie auch von Stein [10] erläutert wurden, zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, dass mit den neuentwickelten Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` CAA-Simulationen mittels OpenFOAM erfolgreich für inkompressible und kompressible Setups durchgeführt werden können. Speziell die Berechnung und Visualisierung turbulenzbedingter akustischer Quellen im Strömungsfeld ist realisierbar. Mögliche Anwendungsgebiete der vorgestellten Methode wären zum Beispiel auch die akustischen Untersuchungen von HVAC-Systemen von Fahr- oder Flugzeugen. Im Grunde ist eine *virtuelle Untersuchung* vielseitiger Produkte oder System möglich, die turbulenzbasierte akustische Quellen als herausfordernde ingeni-

eurstechnische Aufgabenstellung aufweisen. Die *virtuelle Untersuchung* könnte bereits in einem frühen, rein *virtuellen* Stadium des Produktentwicklungsprozesses erfolgen. Die numerischen Ergebnisse könnten zur Optimierung der untersuchten Geometrien herangezogen werden, um die aero-akustischen Emissionen zu reduzieren, aber auch die strömungsmechanischen Eigenschaften technischer Produkte oder ganzer Systeme zu verbessern.

Ausblick

Schnell wachsende, besser und einfacher verfügbare HPC-Ressourcen sowie neue soft- und hardwaretechnische Anwendungen (siehe Kapitel 3.3.3 - Fehlertoleranz) im Bereich High Performance Computing eröffnen nicht nur den allgemein bekannten Methoden der numerischen Strömungsakustik neue Potentiale, sondern im Besonderen der vorgestellten Methodik zur Berechnung von strömungsmechanischen und –akustischen Phänomenen auf ein und demselben Berechnungsgitter.

Der allgemeine Trend in der Entwicklung moderner Produkte geht aus Gründen der Reduzierung von Kosten- und Entwicklungszeit in Richtung *virtuelle Realität*. Somit werden heutzutage komplette Fahrzeuge oder auch ganze Fertigungsanlagen bereits vor der Produktion der ersten mechanischen Prototypen virtuell und numerisch auf Machbarkeit und Schwachstellen hin analysiert. Für eine eventuelle interaktive Verwendung einer CAA/CFD-Umgebung wäre die Bereitstellung eines einzigen kompletten Feldes für CFD und CAA notwendig, was die grundsätzliche Idee hinter der entwickelten Methode bestärkt. Ein großer Schritt wäre somit die simultane Änderung der umströmten Geometrie und synchrone Visualisierung der Strömung sowie die Auaralisation, die Hörbarmachung, des induzierten Strömungsgeräusches.

Die weiterführende Anwendung der beiden Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` erfordert weitere intensive Forschungsarbeit bezüglich oben aufgeführter Fehlereinflüsse aus

- Modellierung von Turbulenz und Randbedingung,
- Lösungsalgorithmen und
- Berechnungsgitter.

Nicht nur die Anwendungsumgebung von OpenFOAM sollte entsprechend den Anforderungen numerischer Strömungsakustik optimiert werden, auch die Optimierung des numerischen Algorithmus zur Behandlung mathematischer Terme 2. Ordnung wie die zweite zeitliche Ableitung würden die Genauigkeit der Ergebnisse verbessern.

Methodische Weiterentwicklungen und Verbesserung der vorgestellten Akustik-Löser in OpenFOAM benötigen die intensive Entwicklung akustisch wirksamer Randbedingungen. Diese akustischen Randbedingungen können einen nicht-reflektierenden oder auch absorbierenden Charakter wie bei der PML, der *Perfectly Matched Layer*-Randbedingung aufweisen. Im Gegensatz zur FEM oder der daraus abgeleiteten BEM ist die Entwicklung akustischer nicht-reflektierender Randbedingungen für die Finite Volumen-Methode numerisch aufwendiger und bedarf so weiterer intensiver Forschungsarbeit.

In der vorgestellten Arbeit beschränkt sich die Anwendbarkeit der Methode auf Berechnungsdomänen, die stationäre und schallharte Wände oder Objekte aufweisen. Durch die Implementierung der akustischen Analogie nach Ffowcs-Williams-Hawkings kann die prinzipielle Anwendbarkeit der neuen Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` erweitert werden. Entsprechende Vorbereitung im Quellcode wurden bereits getroffen, wie Abbildung 4-6 und Abbildung 4-29 aufzeigen. Somit könnten die Akustik-Löser auch auf Simulationsfälle mit sich bewegenden Objekten, eventuell Rotoren von Windkraftanlagen, angewendet werden.

Ein weiterer methodischer Ansatz könnte die zielführende Implementierung des SNGR-Ansatzes (*Stochastic Noise Generation and Radiation*) und des APE-Ansatzes *Acoustic Perturbation Equation*, in die Akustik-Löser `acousticFoam` und `acousticRhoFoam` darstellen. Dies könnte zum einen den Einfluss der Turbulenzmodelle auf die akustischen Ergebnisse umgehen und eine performante Berechnung der Schallausbreitung darstellen.

Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz ist differentieller Art, die Abstrahlung ins akustische Fernfeld stellt also eine gewisse Schwachstelle dar. Da aber schon, wie in Kapitel 5.5 dargestellt, die numerischen Ergebnisse meist mit experimentell ermittelten Signalen verglichen und verifiziert werden, könnte die Anwendung der Curle-Integralmethode für Ermittlung der Schallabstrahlung ins Fernfeld einen weiteren praxisorientierten Ansatz darstellen.

7 Literatur

- [1] OpenFOAM® - The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox, <http://www.openfoam.com>, aktualisiert: 17.02.2014, Zugriff: im Februar 2014.
- [2] M.J. Lighthill, On sound generated aerodynamically I. General Theory, Proceedings of the Royal Society A. 211 (1952) 564-587.
- [3] N. Curle, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proceedings of the Royal Society A. 231 (1955) 505-514.
- [4] World Health Organization (WHO), Burden of disease from environmental noise - Quantification of healthy life years lost in Europe (2011).
- [5] Bundesrepublik Deutschland, Gesetz zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen durch Luftverunreinigungen, Geräusche, Erschütterungen und ähnliche Vorgänge (Bundes-Immissionsschutzgesetz - BImSchG) (2013).
- [6] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit, BMUB - Lärmschutz - Übersicht Rechtsvorschriften, <http://www.bmub.bund.de/themen/luft-laerm-verkehr/laermschutz/rechtsvorschriften/uebersicht-rechtsvorschriften-laermschutz>, aktualisiert: 01.04.2008, Zugriff: im Februar 2014.
- [7] Europäische Union, RICHTLINIE 2007/34/EG DER KOMMISSION vom 14. Juni 2007 zur Anpassung der Richtlinie 70/157/EWG des Rates über den zulässigen Geräuschpegel und die Auspuffvorrichtung von Kraftfahrzeugen an den technischen Fortschritt, Amtsblatt der Europäischen Union (2007).
- [8] Bundesrepublik Deutschland Umweltbundesamt, Zielwerte der Lärmbekämpfung, <http://www.umweltbundesamt.de/themen/verkehr-laerm/verkehrslaerm>, aktualisiert: 01.10.2012, Zugriff: im Februar 2014.
- [9] P. Zeller (Hrsg.), Handbuch Fahrzeugakustik, 2. ed., Vieweg+Teubner Verlag | Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH (2012).
- [10] A. Stein, P.F. Pelz, Möglichkeiten und Grenzen numerischer Strömungsakustik mit OpenFOAM, DAGA 2012 (2012).
- [11] J. Nilsson, Implementation of Acoustical Analogies in OpenFOAM and CALFEM, Lund University, Master-Thesis (2010).
- [12] F. Ertınaz, 1st International Meeting - Propeller Noise & Vibration - Hydroacoustic Simulations Using OpenFOAM, A.Yücel Odabaşı Colloquium Series. (2014) 91.

-
- [13] H.G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, C. Fureby, A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques, *Comput. Phys.* 12 (1998) 620-631.
- [14] OpenFOAM® - The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM - User Guide, <http://www.openfoam.org>, aktualisiert: 17.02.2014, Zugriff: im Februar 2014.
- [15] Kitware Inc. and Los Alamos National Laboratory, ParaView, www.paraview.org, aktualisiert: 2014, Zugriff: 19.06.2014.
- [16] CFD Online, CFD Online - OpenFOAM-Forum, <http://www.cfd-online.com/Forums/openfoam>, aktualisiert: 14.06.2014, Zugriff: 19.06.2014.
- [17] CAD.DE, Foren auf CAD.DE, OpenFOAM, <http://ww3.cad.de/cgi-bin/ubb/forumdisplay.cgi?action=topics&forum=OpenFOAM&number=527&DaysPrune=1000&LastLogin=&mystyle=>, aktualisiert: 19.06.2014, Zugriff: im Juni 2014.
- [18] OpenFOAM® - The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM - Programmers Guide, <http://www.openfoam.org>, aktualisiert: 17.02.2014, Zugriff: im Februar 2014.
- [19] T. Marić, J. Höpken, K. Mooney, *The OpenFOAM® Technology Primer*, 1. ed., sourceflux, Deutschland (2014).
- [20] M. Dahncke, *Untersuchung der Möglichkeiten zum Einsatz von Open Source CFD Software für Strömungssimulationen im Bereich der Gebäudetechnik*, Master-Thesis, Hochschule für Angewandte Wissenschaft Hamburg (2012).
- [21] T.P. Lloyd, S.R. Turnock, V.F. Humphrey, Assessing the influence of inflow turbulence on noise and performance of a tidal turbine using large eddy simulations, *Renewable Energy*. 71 (2014) 742-754.
- [22] D. Mehta, A.H. van Zuijlen, B. Koren, J.G. Holierhoek, H. Bijl, Large Eddy Simulation of wind farm aerodynamics: A review, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 133 (2014) 1-17.
- [23] V. Vuorinen, A. Chaudhari, J. Keskinen, Large-eddy simulation in a complex hill terrain enabled by a compact fractional step OpenFOAM® solver, *Adv. Eng. Software*. 79 (2015) 70-80.
- [24] F. Flores, R. Garreaud, R. Muñoz, CFD simulations of turbulent buoyant atmospheric flows over complex geometry: solver development in OpenFOAM, *Comput. Fluids*. (2013).
- [25] A. Duran, M.S. Celebi, S. Piskin, M. Tuncel, Scalability of OpenFOAM for bio-medical flow simulations, *The Journal of Supercomputing*. (2014) 1-14.
- [26] S. Pinto, E. Doutel, J. Campos, J. Miranda, Blood Analog Fluid Flow in Vessels with Stenosis: Development of an OpenFOAM Code to Simulate Pulsatile Flow and Elasticity of the Fluid, *APCBEE Procedia*. 7 (2013) 73-79.
-

-
- [27] H. Mansour, A. Keller, R. Gimbel, W. Kowalczyk, Numerical Simulation of Particle Distribution in Capillary Membrane during Backwash, *Membranes*. 3 (2013) 249-265.
- [28] A. McAllister, D. Coe, Open source automotive aeroacoustic simulation at Aston Martin Lagonda, in: H. Park (Ed.), *The International Vehicle Aerodynamics Conference*, Woodhead Publishing, Oxford (2014) 251-261.
- [29] IBM Systems and Technology Group, *The hidden costs of open source - Rethinking the economics of HPC infrastructure software* (2012).
- [30] D.A. Lysenko, I.S. Ertesvåg, K.E. Rian, Modeling of turbulent separated flows using Open-FOAM, *Comput. Fluids* 80 (2012) 408-422.
- [31] A. Karvinen, H. Ahlstedt, *Comparison of turbulence models in case of three-dimensional diffuser*, Tampere University of Technology, Finland (2008).
- [32] J. Kortelainen, *Meshing tools for open source CFD-A practical point of view*, VTT Technical Research Centre of Finland, Tech. Rep. VTT (2009).
- [33] G.J. Bennett, J. Kennedy, C. Meskell, M. Carley, P. Jordan, H. Rice, *Aeroacoustics research in Europe: The CEAS-ASC report on 2013 highlights*, *J. Sound Vibrat.* 340 (2015) 39-60.
- [34] I. Pantle, *Strömungsakustik auf der Basis Akustischer Analogie mit LES und URANS*, Dissertation, TH Karlsruhe, Der Andere Verlag (2002).
- [35] C. Scheit, A. Esmaili, S. Becker, *Direct numerical simulation of flow over a forward-facing step – Flow structure and aeroacoustic source regions*, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 43 (2013) 184-193.
- [36] C. Hahn, *Experimentelle Analyse und Reduktion aeroakustischer Schallquellen an einfachen Modellstrukturen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2008).
- [37] M.J. Lighthill, *On sound generated aerodynamically II. Turbulence as a source of sound*, *Proceedings of the Royal Society A*. 222 (1954) 1-32.
- [38] J.E. Ffowcs Williams, D.L. Hawkings, *Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion*, *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. 264 (1969) 321-342.
- [39] B.M. Mühlbauer, *Numerische Simulation von Verbrennungslärm*, Dissertation, DLR e. V., Institut für Verbrennungstechnik, Stuttgart (2012).
- [40] C.K. Tam, *Computational aeroacoustics - Issues and methods*, *AIAA J.* 33 (1995) 1788-1796.

-
- [41] C. Bailly, D. Juve, Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized Euler equations, *AIAA J.* 38 (2000) 22-29.
- [42] I. Ali, M. Escobar, M. Kaltenbacher, S. Becker, Time domain computation of flow induced sound, *Comput. Fluids.* 37 (2008) 349-359.
- [43] M. Billson, L. Eriksson, L. Davidson, Acoustic source terms for the linearized Euler equations in conservative form, *AIAA J.* 43 (2005) 752-759.
- [44] C. Juves, D. Bailly, A Stochastic Approach To Compute Subsonic-Noise Using Linearized Euler's Equations, *AIAA Paper 99-1872* (1999).
- [45] Q. Wang, P.F. Pelz, B. Matyschok, Numerische Simulation von turbulenzbedingtem Schall mit OpenFOAM, TU Darmstadt (2010).
- [46] M. Dumbser, G. Gassner, C. Munz, Discontinuous-Galerkin-Verfahren für zeitabhängige Advektions-Diffusions-Gleichungen, *Jahresbericht der DMV* 111, 3, (2009).
- [47] A. Beck, T. Bolemann, H. Frank, F. Hindenlang, M. Staudenmaier, G. Gassner, C. Munz, Discontinuous Galerkin for High Performance Computational Fluid Dynamics, in: *Anonymous High Performance Computing in Science and Engineering '13*, Springer, (2013) 281-294.
- [48] M. Atak, A. Beck, T. Bolemann, D. Flad, H. Frank, F. Hindenlang, C. Munz, Discontinuous Galerkin for high performance computational fluid dynamics, in: *Anonymous High Performance Computing in Science and Engineering '14*, Springer (2015) 499-518.
- [49] E.R. Busch, M.S. Wurst, M. Keßler, E. Krämer, Computational aeroacoustics with higher order methods, in: *Anonymous High Performance Computing in Science and Engineering '12*, Springer (2013) 239-253.
- [50] A. Birkefeld, Computational aeroacoustics with a high order discontinuous Galerkin scheme, Dissertation, Universität Stuttgart (2012).
- [51] J.D. Bauer, R. Ewert, Application of a discontinuous galerkin method to predict airframe noise, *AIAA paper 3175* (2009).
- [52] E. Laurien, H. Oertel jr., *Numerische Strömungsmechanik*, 4. ed., Vieweg+Teubner (2011).
- [53] X. Li, Computational aeroacoustics using lattice boltzmann model, Dissertation, The Hong-Kong Polytechnic University (2007).
- [54] E.M. Vigen, The lattice Boltzmann method with applications in acoustics, Master-Thesis, NTNU Trondheim, Norwegen (2009).

-
- [55] A. Wilde, Anwendung des Lattice-Boltzmann-Verfahrens zur Berechnung strömungsakustischer Probleme, Dissertation, Technische Universität Dresden (2006).
- [56] M.B. Schlaffer, Non-reflecting Boundary Conditions for the Lattice Boltzmann Method, Dissertation, Technische Universität München (2013).
- [57] A. Najafiyazdi, L. Mongeau, Radiation and Absorbing Boundary Conditions for the Lattice Boltzmann Method, AIAA Paper. (2009).
- [58] N. Schönwald, Effiziente Simulation Der Schallausbreitung in Anwendungsnahen Triebwerkskonfigurationen, Dissertation, Technische Universität Berlin, Universitätsverlag der TU Berlin (2010).
- [59] J. Delfs, J. Yin, X. Li, Leading edge noise studies using CAA, AIAA Paper. 99-1897 (1999).
- [60] K. Ehrenfried, Strömungsakustik: Skript Zur Vorlesung, Mensch & Buch Verlag, Berliner Hochschulschriften (2004).
- [61] P. Költzsch, Flow Acoustics, in: F.P. Mechel (Ed.), Formulas of Acoustics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008) 945-1016.
- [62] C.J. Doolan, Aeroacoustic simulation of bluff body noise using a hybrid statistical method, Proceedings of ACOUSTICS 2009 (2009).
- [63] T. Kobayashi, T. Takami, M. Miyamoto, K. Takahashi, A. Nishida, M. Aoyagi, 3D Calculation with Compressible LES for Sound Vibration of Ocarina, Arxiv preprint arXiv:0911.3567 (2009).
- [64] M. Miyamoto, Y. Ito, K. Takahashi, T. Takami, T. Kobayashi, A. Nishida, M. Aoyagi, Numerical study on sound vibration of an air-reed instrument with compressible LES, Arxiv preprint arXiv:1005.3413 (2010).
- [65] K. Takahashi, M. Miyamoto, Y. Ito, T. Takami, T. Kobayashi, A. Nishida, M. Aoyagi, Numerical analysis on 2D and 3D edge tones in terms of aerodynamic sound theory, Proceedings of 20th International Congress on Acoustics, ICA 2010, Sydney (2010).
- [66] M. Miyamoto, Y. Ito, K. Takahashi, T. Takami, T. Kobayashi, A. Nishida, M. Aoyagi, Applicability of compressible LES to reproduction of sound vibration of an air-reed instrument, Proceedings of 20th International Symposium on Music Acoustics, Sydney and Katoomba (2010).
- [67] O. Verhoeven, Trailing Edge Noise Simulations using IDDES in OpenFOAM, Master-Thesis, TU Delft, Niederlande (2011).
- [68] Andreini, Bianchini, Facchin, Giusti, Bellini, Chiti, Grazzini, Large Eddy Simulation for Train Aerodynamic Noise Predictions, WCRR Lille, Frankreich (2011).
-

-
- [69] A. Lillejord, Generated Sound Waves in Corrugated Pipes, Master-Thesis, University of Bergen, Norwegen (2012).
- [70] M.V. Kraposhin, S.V. Strizhak, How to implement simple acoustic analogy in OpenFOAM, 8th International OpenFOAM Workshop 2013, Jeju, Korea (2013).
- [71] I.F. Cozza, A. Iob, R. Arina, Broadband trailing-edge noise prediction with a stochastic source model, *Comput. Fluids* 57 (2012) 98-109.
- [72] T. Oshima, M. Imano, A full finite-volume time-domain approach towards general-purpose code development for sound propagation prediction with unstructured mesh, *Proc. Inter-Noise 2008*, Shanghai 0287 (2008).
- [73] B. Gschaider, , OpenFOAMWiki - Unofficial OpenFOAM wiki, https://openfoamwiki.net/index.php/Main_Page, aktualisiert: 10.12.2014, Zugriff im Februar 2015.
- [74] J.H. Ferziger, M. Perić, *Numersiche Strömungsmechanik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008).
- [75] F. Piscaglia, libEngine: a C++ object-oriented platform for intake and exhaust system simulation, Polytecnico di Milano, Italien (2009).
- [76] F. Piscaglia, A. Montorfano, G. Montenegro, A. Onorati, H. Jasak, H. Rusche, Lib-ICE: a C++ object oriented library for ICE simulation - acoustics and aftertreatment, Politecnico di Milano, Italien (2010).
- [77] F. Piscaglia, A. Montorfano, G. Ferrari, G. Montenegro, High resolution central schemes for multi-dimensional non-linear acoustic simulation of silencers in internal combustion engines, *Math. Comput. Model.* 54 (2011) 1720-1724.
- [78] F. Piscaglia, A. Montorfano, A. Onorati, Development of boundary conditions for compressible LES simulation of Internal Combustion Engines, 2-Day Meeting on ICE simulation in OpenFOAM, Politecnico di Milano, Italien (2011).
- [79] F. Piscaglia, A. Montorfano, A. Onorati, Development of a non-reflecting boundary condition for multidimensional nonlinear duct acoustic computation, *J. Sound Vibrat.* (2012).
- [80] F. Piscaglia, A. Montorfano, A. Onorati, J. Keskinen, Boundary conditions and subgrid scale models for LES simulation of Internal Combustion Engines, International Engine Modeling User's Group Meeting 2012, Detroit, USA (2012).
- [81] G. Montenegro, A. Onorati, A. Della Torre, The prediction of silencer acoustical performances by 1D, 1D-3D and quasi-3D non-linear approaches, *Comput. Fluids.* (2012) 208-223.
- [82] T.J. Poinso, S. Lelef, Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *Journal of Computational Physics* 101 (1992) 104-129.
-

-
- [83] H. Rusche, P. Kodet, M. Rehm, Simulation of the Acoustic Wave Propagation in Steel Components, 8th International OpenFOAM Workshop OFW 2013, Jeju, Korea (2013).
- [84] H. Meuer, E. Strohmaier, J. Dongarra and H. Simon. , TOP500 - Supercomputer, www.top500.org, aktualisiert: 17.02.2014, Zugriff: im Februar 2014.
- [85] RRZE, Woodcrest Cluster - Regionales Rechenzentrum Erlangen, <http://www.rrze.uni-erlangen.de/dienste/arbeiten-rechnen/hpc/systeme/woodcrest-cluster.shtml>, aktualisiert: 27.02.2014, Zugriff: im Februar 2014.
- [86] PRACE, PRACE - Partnership for Advanced Computing in Europe, <http://www.praceri.eu/>, aktualisiert: 18.06.2014, Zugriff: im Juni 2014.
- [87] M. Culpo, Current bottlenecks in the scalability of OpenFOAM on massively parallel clusters, PRACE white paper to appear on <http://www.praceri.eu> (2011).
- [88] O. Rivera, K. Furlinger, D. Kranzlmüller, Investigating the scalability of OpenFOAM for the solution of transport equations and large eddy simulations, Algorithms and Architectures for Parallel Processing. (2011) 121-130.
- [89] O. Rivera, K. Furlinger, Parallel aspects of OpenFOAM with large eddy simulations, IEEE International Conference on High Performance Computing and Communications (2011) 389-396.
- [90] A. Önder, J. Meyers, HPC realization of a controlled turbulent round jet using OpenFOAM, arXiv preprint arXiv:1406.7231. (2014).
- [91] HPC Advisory Council - Network of Expertise, HPC Advisory Council Best Practise - Case OpenFOAM: OpenFOAM Performance - Benchmark and Profiling - April 2013, http://www.hpcadvisorycouncil.com/best_practices.php, aktualisiert: 09.08.2014, Zugriff: im August 2014.
- [92] Y. Wei, F. Sha, The Performance of OpenFOAM in Beowulf Clusters, ICCSEE. (2013).
- [93] M. Moyleasa, P. Nash, I. Giroto, Performance Analysis of Fluid-Structure Interactions using OpenFOAM, PRACE Partnership for Advanced Computing in Europe (2012).
- [94] Y. LIU, Hybrid Parallel Computation of OpenFOAM Solver on Multi-Core Cluster Systems, Master-Thesis, KTH Information and Communication Technology, Schweden (2011).
- [95] T.R.C.M. Pringuey, Large eddy simulation of primary liquid-sheet breakup, Dissertation, University of Cambridge (2012).
- [96] Z. Malecha, Ł. Mirosław, T. Tomczak, Z. Koza, M. Matyka, W. Tarnawski, D. Szczerba, GPU-based simulation of 3D blood flow in abdominal aorta using OpenFOAM, Archives of Mechanics. 63 (2011) 137-161.
-

-
- [97] R. Schwarze, CFD-Modellierung - Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen, Springer Vieweg, Berlin (2013).
- [98] J.H. Spurk, N. Aksel, Strömungslehre - Einführung in die Theorie der Strömungen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010).
- [99] H.C. Kuhlmann, Strömungsmechanik, Pearson Studium, Deutschland (2007).
- [100] S. Lecheler, Numerische Strömungsberechnung - Schneller Einstieg durch ausführliche praxisrelevante Beispiele, Vieweg+Teubner (2009).
- [101] S.V. Patankar, D.B. Spalding, A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, Int. J. Heat Mass Transfer. 15 (1972) 1787-1806.
- [102] R.I. Issa, Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting - The PISO-Method-, Journal of Computational physics. 62 (1986) 40-65.
- [103] H. Martin, Numerische Strömungssimulation in der Hydrodynamik: Grundlagen und Methoden, Springer (2011).
- [104] F.R. Menter, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA J. 32 (1994) 1598-1605.
- [105] D.C. Wilcox, Turbulence Modeling for CFD, DCW industries La Canada, Kanada (1998).
- [106] B.E. Launder, D. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 3 (1974) 269-289.
- [107] S.B. Pope, Turbulent Flows, Cambridge University Press (2000).
- [108] R. Lerch, G. Sessler, D. Wolf, Technische Akustik - Grundlagen und Anwendungen, 1. ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2009).
- [109] M. Möser, Technische Akustik (VDI), 9. ed., Springer Vieweg (2012).
- [110] D. Surek, S. Stempin, Angewandte Strömungsmechanik - Für Praxis und Studium, B. G. Teubner Verlag (2007).
- [111] C. Bogey, C. Bailly, Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations: far field formulation and validation test cases, Acta Acustica united with Acustica. 88 (2002) 463-471.
- [112] C.K. Tam, Z. Dong, Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow, J. Comput. Acoust. 4 (1996) 175-201.

-
- [113] M. Israeli, S.A. Orszag, Approximation of radiation boundary conditions, *Journal of Computational Physics* 41 (1981) 115-135.
- [114] J. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of Computational Physics* 114 (1994) 185-200.
- [115] J.S. Hesthaven, On the analysis and construction of perfectly matched layers for the linearized Euler equations, *Journal of Computational Physics* 142 (1998) 129-147.
- [116] F. Hu, M.Y. Hussaini, J. Manthey, Low-dissipation and low-dispersion Runge–Kutta schemes for computational acoustics, *Journal of Computational Physics* 124 (1996) 177-191.
- [117] D. Appelö, Non-reflecting Boundary Conditions for Wave Propagation Problems, Dissertation, Royal Institute of Technology, Schweden (2003).
- [118] F.Q. Hu, A stable, perfectly matched layer for linearized Euler equations in unsplit physical variables, *Journal of Computational Physics* 173 (2001) 455-480.
- [119] F.G. Kollmann, Thomas F. Schlösser, *Praktische Maschinenakustik*, Springer (2006).
- [120] H. Bauke, S. Mertens, *Cluster Computing*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2006).
- [121] G. Hager, G. Wellein, *Introduction to High Performance Computing for Scientists and Engineers*, CRC Press Taylor & Francis Group (2011).
- [122] G.M. Amdahl, Validity of the single processor approach to achieving large scale computing capabilities, *AFIPS*. 30 (1967) 483-485.
- [123] J.L. Gustafson, Reevaluating Amdahl's Law, *Comm. ACM*. 315 (1988) 532-533.
- [124] The Message Passing Interface (MPI) Standard, <http://www.mcs.anl.gov/research/projects/mpl>, aktualisiert: 21.06.2014, Zugriff: im Juni 2014.
- [125] OpenMP.org, <http://openmp.org/wp>, aktualisiert: im Mai 2015, Zugriff: im Juni 2015.
- [126] M. Griebel, T. Dornseifer, T. Neunhoffer, *Numerical Simulation in Fluid Dynamics: A Practical Introduction*, Siam (1997).
- [127] H. Jasak, Handling Parallelisation in OpenFOAM, Cyprus Advanced HPC Workshop Winter 2012 (2012).
- [128] M. Krafczyk, W. Kowalczyk, FEToL - Eine fehlertolerante Umgebung für peta-scale MPI-Löser Abschlussbericht BMBF-Projekt (2014).
- [129] FEToL - Eine fehler-tolerante Umgebung für peta-scale MPI-Löser Beschreibung BMBF-Projekt 01 IH11011, <https://www.tu-braunschweig.de/irmb/forschung/aktuelleprojekte/fetol>, aktualisiert: 22.11.2012, Zugriff: 25.08.2014.
-

-
- [130] J. Hegewald, A Distributed Agent-Based Approach for Coupled Problems in Computational Engineering, Dissertation TU Braunschweig (2011).
- [131] CINECA, SCAI Super Computing Applications and Innovation - Training Material, <http://www.hpc.cineca.it/content/training-material>, aktualisiert: im März 2014, Zugriff: im März 2014.
- [132] C.J. Doolan, Computational bluff body aerodynamic noise prediction using a statistical approach, *Appl. Acoust.* 71 (2010) 1194-1203.
- [133] J.L. Fischer, Nichtlineare Kopplungsmechanismen akustischer Oszillatoren am Beispiel der Synchronisation von Orgelpfeifen, Dissertation, Universität Potsdam (2014).
- [134] R. Span, Teil D2.2 Trockene Luft, in: VDI e.V. (Ed.), VDI-Wärmeatlas, Springer Berlin Heidelberg (2013) 196-217.
- [135] R. Fortenbach, Mehrskalmodellierung von aeroakustischen Quellen in schwach kompressiblen Strömungen, Dissertation, Universität Stuttgart (2005).
- [136] CFD Online. , CFD Online - OpenFOAM-Forum-Solving a non-homogeneous wave equation (FW-H), <http://www.cfd-online.com/Forums/openfoam-solving/101563-solving-non-homogeneous-wave-equation-fw-h.html>, Zugriff: 13.06.2013.
- [137] M.E. Goldstein, *Aeroacoustics*, 1. ed., McGraw-Hill International Book Co., New York (1976).
- [138] M. Jangi, N. Tilley, B. Merci, Numerical simulations of some possible fire scenarios in a closed car park with RANS and LES, IAFSS Advanced Research Workshop (2009) 233-242.
- [139] T. Colonius, S.K. Lele, P. Moin, Boundary conditions for direct computation of aerodynamic sound generation, *AIAA J.* 31 (1993) 1574-1582.
- [140] B.J. Boersma, Numerical simulation of the noise generated by a low Mach number, low Reynolds number jet, *Fluid Dyn. Res.* 35 (2004) 425-447.
- [141] P. Tóth, A. Fritsch, M. Lohász, Application of computational fluid dynamics softwares for 2D acoustical wave propagation, *Gépészet* (2008) 29-30.
- [142] C.K.W. Tam, J.C. Webb, Dispersion-Relation-Preserving Finite Difference Schemes for Computational Acoustics, *Journal of Computational Physics* 107 (1993) 262-281.
- [143] J. Hardin, J. Ristorcelli, ICASE/LaRC Workshop on Benchmark Problems in Computational Aeroacoustics, National Aeronautics and Space Administration, NASA (1994).
- [144] W. Wagner, H. Kretschmar, D2.1 Wasser, in: VDI e.V. (Ed.), VDI-Wärmeatlas, 11. ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2013) 175-195.
-

[145] B. Chu, L.S. Kovásznyai, Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas, *J. Fluid Mech.* 3 (1958) 494-514.

[146] S. Schmid, Simulation der instationären Strömung um das Stratosphärenobservatorium SOFIA, Dissertation, Universität Stuttgart (2009).

[147] S. Arunajatesan, N. Sinha, Modeling Approach for Reducing Helmholtz Resonance in Submarine Structures, *AIAA Journal* 2005-2858 (2005).

[148] Z. Wang, G. Djambazov, C. Lai, K. Pericleous, Numerical simulation of flow-induced cavity noise in self-sustained oscillations, *Comput. Visual Sci.* 10 (2007) 123-134.

Anhang

A GNU OCTAVE Analyse-Skript zur Auswertung akustischer Daten aus Messung und Simulation

```

% Analyse-Skript für den VERGLEICH von Simulation und Messung
clear all;
close all;

% =====Einlesen der numerischen Daten =====
load pa; % Laedt die 1. Daten
M=pa; % Generiert eine Zeitpunkte-Messwerte-Matrix
X=(M*1.184/1e5); % Umrechnung des inkompressiblen OpenFOAM-Druckes
                % in Schalldruck [Pa]
x=X(:,2); % Generiert den reinen Daten-Vektor inkompressibel
N=length(x); % Laenge des Daten-Vektors (Anzahl der Datenwerte)

% =====FFT-Berechnung=====
fs=1/(20*1e-6); % Abtastfrequenz; resultierend aus deltaT und den
                % "outputInterval probes" der OpenFOAM-Simulation
b=1:N; % Behaelter Abtastzeitraum definiert, hier ueber
        % ganze Messdauer
ftx=fft(x); % DFT von Messwert-Vektor (x)

% =====FFT-Darstellung=====
F=20*log10((abs(ftx))/2e-5); % Darstellung Amplituden in [dB]
frs=(b-1)/N*fs; % Frequenzvektor fuer FFT
Ts=1/fs; % Abtastintervall
ts=Ts*(b-1); % Abtastzeit

% =====Einlesen der Messwerte =====
load Mess5mbar.txt; % Laedt die 2. Daten
M2=Mess5mbar; % Generiert eine Zeitpunkte-Messwerte-Matrix
x2=M2(:,2); % Generiert den reinen Daten-Vektor

% =====Ergebnis-Diagramme=====
% =====FFT-gemittelt=====
figure(1);
hold on;
grid on;
title('FFT gemittelt');
xlabel('Frequenz f [Hz]');
ylabel('Amplitude in [dB]');
%-----
figure(1);
plot(frs,F,'Linewidth',3,'g');
plot(M2,x2,'*',7);
legend('Simulation','Messung');
xlim([100 4500]);
print(figure(1), "Vgl-FFT_Messung-Simulation.emf", "-color", "-
FHelvetica:14", "-demf");

```

B GNU OCTAVE Analyse-Skript zur Auswertung akustischer Simulations-Daten

```

% Analyse-Skript für akustische Daten aus kompressiblen
% (acousticRhoFoam) CAA/CFD-Simulationen in OpenFOAM2.1.1
clear all;
close all;

% -----Einlesen der Daten-----
load pa; % Laedt die Daten
M=pa; % Generiert eine Zeitpunkte-Messwerte-Matrix
x=M(:,2); % Generiert den reinen Daten-Vektor
N=length(x); % Laenge des Daten-Vektors (Anzahl der Datenwerte)

% -----FFT-Berechnung-----
fs=1/(20*1e-6); % Abtastfrequenz; resultierend aus deltaT und den
% "outputInterval probes" der OpenFOAM-Simulation
b=1:N; % Behaelter Abtastzeitraum definiert, hier ueber ganze
% Messdauer
ftx=fft(x); % DFT von Messwert-Vektor (x)

% -----FFT-Darstellung-----
F=20*log10((abs(ftx))/2e-5); % Darstellung Amplituden in dB
frs=(b-1)/N*fs; % Frequenzvektor fuer FFT
Ts=1/fs; % Abtastintervall
ts=Ts*(b-1); % Abtastzeit

% -----Schalldruckpegelberechnung-----
LP=20*log10((abs(x))/2e-5); % Berechnet den Schalldruckpegel in dB
% -----gleitender Mittelwert des Schalldruckpegels-----
A = 1;
n=1000;
B=ones(1, n)/n;
avLP = filter(B, A, LP);

% -----Ergebnis-Diagramme-----
% -----Zeitsignal-----
figure(1);
hold on;
grid on;
title('Time signal');
xlabel('Time [s]');
ylabel('Amplitude in [Pa]');

% -----FFT-gemittelt-----
figure(2);
hold on;
grid on;
title('FFT time-averaged');
xlabel('Frequency [Hz]');
ylabel('Amplitude in [dB]');
xlim([1 4000]);
%xlim([1 (fs/2)]);
%semilogx (x);
. . .

```

```

. . .

% -----Schalldruckpegel-----
figure(3);
hold on;
grid on;
title('Sound pressure level [dB]');
xlabel('Time [s]');
ylabel('SPL [dB]');
plot(ts,avLP,'Linewidth',3,'b');
legend('pa');
print(figure(3), "Schalldruckpegel.jpg", "-color", "-FHelvetica:14", "-djpeg");
%-----
figure(2);
plot(frs,F,'Linewidth',3,'g');
legend('pa');
print(figure(2), "FFT.jpg", "-color", "-FHelvetica:14", "-djpeg");
%-----
figure(1);
plot(ts,x,'Linewidth',3,'r');
legend('pa');
print(figure(1), "Signal.jpg", "-color", "-FHelvetica:14", "-djpeg");

%-----WAVE-Datei (Audio) erstellen von Daten-Vektor -----
%wavwrite(x,fs,256,'OFHEARing.wav');

%-----Spektrogramm-Schalldruckpegel-----
pkg load signal % Laedt die Octave-Toolbox Signalverarbeitung
step=ceil(1*fs/1000); % one spectral slice every 1ms
%step=fix(0.1*fs/1000);
window=ceil(10*fs/1000); % 10ms data window
>window=fix(1*fs/1000);
figure(4);
[S, f, t] = specgram(x);
specgram(x, 2^nextpow2(window), fs, window, window-step);
colorbar;
print -djpeg FFToverTime.jpg;

```