



HELMUT SCHMIDT
UNIVERSITÄT

Universität der Bundeswehr Hamburg

Diplomarbeit

Numerische Simulation von Fluid-Struktur-Interaktionen an Rohrbündel-Wärmetauschern mittels kommerzieller Software

Durchgeführt durch:

Youssef Mehrez

Professur für Strömungsmechanik

1. Prüfer: Prof. Dr.-Ing. Stefan Wiesemann

2. Prüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Michael Breuer

Betreuer: Dipl.-Ing. (FH) A. Kalmbach

Veröffentlicht: November 2011

Fachbereich Maschinenbau
Professur für Strömungsmechanik

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Michael Breuer

Helmut-Schmidt-Universität
Universität der Bundeswehr Hamburg
Postfach 70 08 22
22008 Hamburg

Fachbereich Maschinenbau
Prof. Dr.-Ing. Stefan Wiesemann
Professor für Technische Mechanik mechatronischer Systeme

HAW Hamburg
Hochschule für Angewandte Wissenschaften
Berliner Tor 5
20099 Hamburg

Abstract

In this work, we shall consider the flow in clusters of densely packed cylinders called tube bundles and the associated fluid-structure interaction. These arrays of tubes are arranged in in-line (straight) configuration. The transverse (T/D) is 2.25, where T/D is the ratio of horizontal distance between cylinder centers (T) and the cylinder diameter (D). A Reynolds number of 5600 was in this study examined. Beginning with a two-dimensional unsteady calculation, the flow pattern using the computational fluid dynamics code CFX and different turbulence models has been investigated. In addition, a three-dimensional CFD calculation, was also carried out for comparison. It was noted, that in both Simulations the vortex shedding has a direct effect on parameters such as lift and drag forces. The highest lift coefficients are present on rods of the second and third rows because there arise the highest fluctuation velocities caused by turbulence. Using a modal analysis, the dynamic behavior of the rod was described and resonant frequencies of the oscillation were avoided. Finally, coupled numerical simulations of fluid-structure interaction were successfully carried out and the mutual influence of the flow field on the rod structure could be described. Despite all the difficulties of the CFD computational grid movement, the software ANSYS CFX showed that it is an efficient tool for two-way coupled fluid-structure interaction.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meines Abschlussessemesters im Rahmen meines Studiums an der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg und meiner Tätigkeit an der Professur für Strömungsmechanik der Helmut-Schmidt-Universität Hamburg als angehender Diplomingenieur des Maschinenbaus.

Außerordentlichen Dank möchte ich dem Leiter des Fachgebiets, Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Michael Breuer aussprechen. Er stand mir jederzeit bei Fragen zur Verfügung und gab mir wertvolle Hinweise bei der Erstellung dieser Arbeit.

Herrn Professor Dr.-Ing. Stefan Wiesemann vom Fachbereich Maschinenbau der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg möchte ich ein besonders herzliches Dankeschön für die freundliche Übernahme der Mitbetreuung aussprechen. Sein Interesse an der vorliegenden Arbeit hat mich sehr gefreut.

Desweiteren bin ich meinem Betreuer der Professur für Strömungsmechanik, Herrn Dipl.-Ing. Andreas Kalmbach für die stets aktive Zusammenarbeit und für die vielen fruchtbaren Diskussionen sehr dankbar.

Meinem Zimmerkollegen, Herrn Dr.-Ing. Guillaume De Nayer, danke ich sehr. Sein unterstützendes Fachwissen in den Tiefen des Betriebssystems Linux hat entscheidend zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

Mein Dank gilt auch den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Professur für Strömungsmechanik der Helmut-Schmidt-Universität für die gute Zusammenarbeit und die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Zum Schluss danke ich meinen Eltern, die mich stets unterstützt haben und mir eine solide Ausbildung ermöglichten. Auch meiner Frau Isabelle möchte ich an dieser Stelle für ihre Unterstützung und ihr Verständnis danken.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen und Symbolverzeichnis	1
1 Einleitung	9
1.1 Einführung und Motivation	9
1.2 Aufgabenstellung und Gliederung	11
1.2.1 Geometrie des Modells und Physik der Problemstellung	11
1.2.2 Ziele dieser Arbeit	12
2 Theoretische Grundlagen der FSI	14
2.1 Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Betrachtungsweise	14
2.2 Kontinuumsmechanische Grundgleichungen	18
2.2.1 Bilanzgleichungen der ALE-Form	18
2.2.2 Strukturmechanik und Materialgesetz	19
2.3 Turbulenzphänomen und Turbulenzmodelle	21
2.4 Kopplungsbedingungen	23
2.5 Beschreibung des „ <i>Added Mass</i> “-Effektes	23
2.6 Der ANSYS FSI-Lösungsansatz	26
2.6.1 ANSYS-Softwarepaket	26
2.6.2 Zeitliche Diskretisierung des Fluidgebiets	26
2.6.3 Räumliche Diskretisierung des Fluidgebiets	30
2.6.4 Zeitliche und räumliche Diskretisierung des Strukturgebiets	31
2.6.5 Anforderungen an partitionierte Lösungsverfahren	31
3 Numerische Untersuchungen	33
3.1 Zweidimensionale CFD-Simulation	33
3.1.1 Geometrie und Randbedingungen	33
3.1.2 Gittergenerierung und Auflösung der Grenzschicht	34
3.1.3 Ergebnisse der zweidimensionalen Simulation	35
3.1.4 Analyse der numerischen Ergebnisse unterschiedlicher Turbulenzmodelle	44
3.2 Dreidimensionale CFD-Simulation	45

3.2.1	Modellbildung und Randbedingungen	45
3.2.2	Gittererstellung und Solver-Einstellung	46
3.2.3	Ausgewählte Ergebnisse der durchgeführten Simulationen und Auswertung	47
3.3	Modalanalyse	50
4	Fluid-Struktur-Wechselwirkung	52
4.1	FSI-Simulation	52
4.1.1	Vernetzung und Randbedingungen	52
4.1.2	Gitterbewegung und Netzdeformation	53
4.1.3	FSI-Solvereinstellung	55
4.2	Durchführung und Auswertung der FSI-Simulation ohne Dämpfung	57
4.3	Durchführung und Auswertung der FSI-Simulation mit Dämpfung	65
5	Diskussion der Ergebnisse	71
5.1	Beurteilung des Konvergenzverhaltens unterschiedlicher Turbulenzmodelle	71
5.2	Konvergenzverhalten der dreidimensionalen Simulation	73
5.3	Ergebnisvergleich der FSI-Rechnungen	73
6	Zusammenfassug und Ausblick	76
6.1	Wesentliche Erkenntnisse	76
6.2	Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	78

Abkürzungen und Symbolverzeichnis

Abkürzungen

ALE	Arbitrary Lagrangian-Eulerian
CFD	Computational Fluid Dynamics
CSD	Computational Structural Dynamics
DGL	Differentialgleichung
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	Fast Fourier-Transformation
FSI	Fluid-Struktur-Interaktion
FVM	Finite-Volumen-Methode
HSU	Helmut-Schmidt-Universität
PIV	Particle Image Velocimetry
PK2	2. Piola-Kirchhoff-Spannungstensor
RANS-Gl	Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen
RMS	Root Mean Square
SST	Shear Stress Transport

Lateinische Symbole

f	Erregerfrequenz, Eigenfrequenz
k	Turbulente kinetische Energie, Innere Iteration
u	Weg
A	Flächeninhalt
a	Beschleunigung
C	Beliebige im Allgemeinen dimensionslose Konstante

D	Durchmesser
E	Elastizitätsmodul
F	Kraft
i	Koppelschritt
L	Länge
m	Masse
n	Zeitschritt
p	Druck
R	Referenzgebiet
r	Verschiebung
Re	Reynolds-Zahl
Sr	Strouhal-Zahl
T	Abstand zwischen zwei Punkten, Periodendauer
t	Zeit
V	Volumeninhalt, Elementengröße
X	Materielle Koordinaten der materiellen Konfiguration
x	Räumliche Koordinaten der räumlichen Konfiguration

Griechische Symbole

χ	Referentielle Koordinaten der Referenzkonfiguration
ε	Dissipationsrate
α	Netzelement, Unterrelaxationsfaktor
δ	Grenzschichtdicke, Verschiebung
η	Dynamische Viskosität
Γ	Rand-/Grenzfläche des bewegten Kontrollgebietes
λ	Erste Lamé-Konstante
μ	Zweite Lamé-Konstante bzw. Schubmodul, Wirbelsviskosität
ν	Querdehnzahl, kinematische Zähigkeit/Viskosität
Ω	Domaine

Φ	Abbildung der Gitterbewegung
Ψ	Deformationsabbildung
ρ	Dichte
σ	Vergleichsspannung
Δt	Zeitschrittweite
ε_T	Konvergenzmaß für die Koppeliterationen
φ	Abbildung für die Materialbewegung
ζ	Gittersteifigkeit

Operatoren

\cdot	Skalarprodukt
$(\bullet)^{-T}$	Inverser transponierter Tensor
$(\bullet)^T, (\bullet)^{-1}$	Transponierter und inverser Tensor
$(\ddot{\bullet})$	Zweite materielle Zeitableitung
∇	Nabla-Operator
Δ	Änderung einer Größe
det, tr	Determinante und Spur eines Tensors

Tensorielle Größen

D	Räumlicher Deformationsgeschwindigkeitstensor
E	Greenscher Verzerrungstensor
F	Deformationsgradient des Körpers und des Kontrollgebietes (Gitters)
I	Identitätstensor
J	Trägheitstensor im körperfesten Bezugssystem bzgl. des Schwerpunktes
P	1. Piola-Kirchhoff-Spannungstensor
S	2. Piola-Kirchhoff-Spannungstensor
T	Cauchyscher Spannungstensor

Indizes

$(\bullet)_{stiff}$	Stiffness bzw. Steifigkeit
$(\bullet)_{krit}$	Kritisch

$(\bullet)_{max}$	Maximum
$(\bullet)_x, (\bullet)_y$	Kartesische Komponenten bzw. Richtungsbezug
$(\bullet)_A$	Bezüglich des Auftriebs
$(\bullet)_{eff}$	Effektiv
$(\bullet)_{fs}$	Bezüglich der Fluid-Struktur-Interaktion
$(\bullet)_f$	Bezüglich des Fluids
$(\bullet)_F$	Bezüglich der Kraft
$(\bullet)_s$	Bezüglich der Struktur
$(\bullet)_u$	Bezüglich der Verschiebung
$(\bullet)_W$	Bezüglich des Widerstands

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung und Motivation

Als Fluid-Struktur-Interaktion (FSI) bezeichnet man physikalische Effekte aus der gegenseitigen Beeinflussung von strömenden Fluiden und deformierbaren Körpern. Da beide Effekte voneinander abhängen, ist meist die Rede von einem Kopplungsproblem. FSI beinhaltet generell Ein- oder Zwei-Wege gekoppelte Probleme. Bei der ersten Variante sind die Deformationen der Bauteile so gering, dass sich das Strömungsgebiet nicht oder nur sehr wenig ändert. Um die Rückwirkung der Strukturdeformation auf die Strömung zu berücksichtigen, bietet sich die Möglichkeit einer Zwei-Wege-Kopplung bzw. bidirektionalen-FSI an. Zwei-Wege-Kopplungen werden zusätzlich nach der Art der verwendeten Zeitintegrationsverfahren in explizite und implizite Methoden unterteilt. Pro Zeitschritt soll eine konvergente Lösung gefunden werden. Bei expliziten Methoden werden die bekannten Lösungen aller Variablen eines Zeitschritts verwendet, um eine Unbekannte des nächsten Zeitschritts zu ermitteln. Bei impliziten Verfahren werden die Strömungs- und Strukturgrößen in jedem Zeitschritt einmalig ausgerechnet und anschließend über die Kontaktfläche ausgetauscht [1].

Implizite Verfahren verwenden die Lösung einer Unbekannten eines Zeitschritts zur Berechnung mehrerer Unbekannter des nächsten Zeitschritts. Dies macht eine simultane Lösung mit einem erhöhten Rechenaufwand notwendig. Die Vorteile der impliziten Verfahren im Vergleich zu expliziten Verfahren sind eine höhere Stabilität und die Vermeidung der Entkopplung von physikalisch einander zugeordneten Größen. Im Gegensatz zur schwachen Kopplung bzw. zum expliziten Schema, wird beim impliziten Schema zwischen den Feldern über denselben Zeitschritt iteriert, bis die Kräfte und die Verschiebungen konvergieren. Die Stabilität wird somit verbessert. Neben der zeitlichen Unterteilung kann man Fluid-Struktur-Kopplungen in partitionierte und monolithische Kopplungen unterteilen. Bei der monolithischen Kopplung werden das Fluid- und das Struktur-Gleichungssystem durch eine einheitliche Modellierung und Diskretisierung simultan gelöst. Hierfür ist eine

gleiche Diskretisierung beider Gebiete notwendig (Fluid und Struktur). Der Datenaustausch an der Kontaktfläche benötigt keine Interpolationen [2]. FSI ist ein oberflächengekoppeltes System, da Fluid und Festkörper über die gemeinsamen Gebietsränder, die Fluid-Struktur-Grenzflächen oder *Interfaces*, miteinander interagieren [3]. Bei der partitionierten Kopplung werden die beiden Gebiete, Fluid- und Strukturseite, getrennt voneinander behandelt und getrennt gelöst. Der gegenseitige Einfluss und die Kopplung werden durch eine wechselseitige Übergabe der Grenzflächenrandbedingungen realisiert. Durch diese Zerlegung des Gesamtsystems in einfacher zu behandelnde Teilsysteme erlauben partitionierte Lösungsverfahren die unabhängige Modellierung, Diskretisierung und Lösung der einzelnen Teilfelder. Einen ausführlichen Überblick über partitionierte Lösungsverfahren und deren historische Entwicklung ist in [4] zu finden.

FSI-Anwendungen besitzen typischerweise dynamische Auswirkungen und sind aufgrund der Natur der Sache komplexer als reine *CFD*- und *CSD*-Anwendungen (*Computational Fluid Dynamics*, *Computational Structural Dynamics*). Sie zählen zu den wichtigsten Multiphysics-Problemen im Ingenieurbereich. Es handelt sich meist um Aufgabenstellungen des Maschinenbaus, der Baustatik und Baudynamik, auch zunehmend der Verfahrenstechnik und der Medizintechnik. Auf dem Gebiet der partitionierten Simulationstechniken haben sich in den letzten Jahren in vielen Anwendungsbereichen immer intensivere Forschungsaktivitäten entwickelt. Die folgende Tabelle zeigt die zunehmende Beliebtheit dieses Ansatzes, während monolithische Ansätze relativ selten sind.

Forschungsgruppe	Anwendungsfeld	mechanisch/ thermisch	Ein-Weg/ Zwei-Wege	explizit/ implizit
Koschel et al. [5]	Abgasrückführungs- kühlrohr	mech.	Ein-Weg	–
Benra & Dohmen [6]	Pumpenlaufrad	mech.	Zwei-Wege	explizit
Diwakar & Lin [7]	Rohrleitungssystem	beides	Ein-Weg	–
Gorla et al. [8, 9]	Turbinenschaufel	beides	Ein-Weg	–
Ito et al. [10]	Flüssigkeitbewegung und Strukturfestigkeit in Tanks	mech.	Ein-Weg	–
Kuntz & Menter [11]	Luftfahrt	mech.	Zwei-Wege	explizit
Pericevic et al. [12, 13]	Blutgefäß	mech.	Ein-Weg	–
Timperic et al. [14]	Kernreaktor	mech.	Zwei-Wege	explizit
Zhang [15]	Flügelflattern	mech.	Zwei-Wege	implizit

Tabelle 1.1: Industrielle Beispiele von partitionierten numerischen FSI-Simulationen

Unter den verschiedenen partitionierten Ansätze sind explizite Ansätze mehr verbreitet im Vergleich zu den begrenzten Anwendungen der impliziten Methode. Doch mit den wachsenden Anforderungen der Industrie bezüglich genauerer Simulationen von komplexeren FSI-Effekten, gewinnt das Zweie-Weg-implizite Verfahren immer mehr an Interesse.

Im Bereich der Rohrbündelschwingungen hat Bischoff [16] z.B. den Wärmeübergang in Rohrbündeln auf der Basis des CFD-Codes PHOENICS berechnet. Kaam [17] und Kretschmar [18] generieren mit dem CFD-Code CFX Modelle von Rohrbündelwärmetauschern mit starren Rohren unter Berücksichtigung der Leitblechspalte und berechnen die Kräfte auf die Rohre in den einzelnen Strömungssektionen. Leitbleche werden dabei als Porositäten dargestellt. Hamid [19] berechnet die Strömungs- und Temperaturverteilungen in großen Rohrbündelwärmetauschern mit Hilfe von CFX. Es sind bei diesen Simulationen Aussagen über die Strömungsverteilungen und über den Wärmeübergang möglich. Die gegenseitige Beeinflussung von Struktur und Strömung hinsichtlich strömungsinduzierter Schwingungen werden in diesen Veröffentlichungen nicht behandelt.

1.2 Aufgabenstellung und Gliederung

1.2.1 Geometrie des Modells und Physik der Problemstellung

Rohrbündelwärmeübertrager gehören zu den wichtigsten Komponenten des Anlagenbaus und der Kraftwerkstechnik. Die experimentelle Untersuchung eines kompletten und realen Rohrbündelwärmetauschers mit Hilfe der Methode der *Particle Image Velocimetry* (PIV) ist aufgrund der strukturellen und geometrischen Komplexität sehr aufwendig und schlecht anwendbar. In der Professur für Strömungsmechanik der Helmut-Schmidt-Universität Hamburg (HSU-Hamburg) ist deshalb ein einfaches Modell entwickelt worden, um die wesentlichen auftretenden Effekte und die infolge der Außenströmung verursachten Schwingungen der Rohrbündelstruktur experimentell und numerisch abbilden zu können. Die kreiszylindrischen Rohre des Bündels können fluchtend oder versetzt angeordnet sein. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit besteht die Geometrie aus neun systematisch und parallel angeordneten Zylinderstäben (fluchtende Rohranordnung). Abbildung 1.1 zeigt die Abmessungen der Modellgeometrie und die Anordnung der Zylinder. Der Mechanismus der Wirbelablösung und der Schwingungsanregung in einer Gruppe quer angeströmter, paralleler Kreiszyylinder ist komplexer als im Fall des isoliert betrachteten Einzelzylinders. In [20, 21, 22] ist nachgewiesen worden, dass das Strömungs- und die Wirbelablösungsverhalten, sowie das Schwingungsverhalten der Zylinder im Rohrbündel-Wärmetauschern stark von der Rohranordnung abhängt. Zusätzlich zu der Rohranordnung spielen die Querteilungs- und Längsteilungsverhältnisse T/D eine entscheidende Rolle [23]. T ist der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Zylinder und D stellt den Zylinder-

durchmesser dar. In dieser Arbeit sind beide Verhältnisse gleich groß ($T/D = 2.25$). Die Stäbe werden von Wasser quer angeströmt. Alle Stäbe, bis auf den mittleren Stab, sind aus Glas und auf beiden Seiten festgelagert. Der mittlere Stab besteht aus dem Kunststoff Polyethylen und ist nur einseitig eingespannt. Er soll infolge der Außenströmung des umgebenden Fluids aus seiner Ruhelage ausgelenkt und zu Schwingungen angeregt werden.

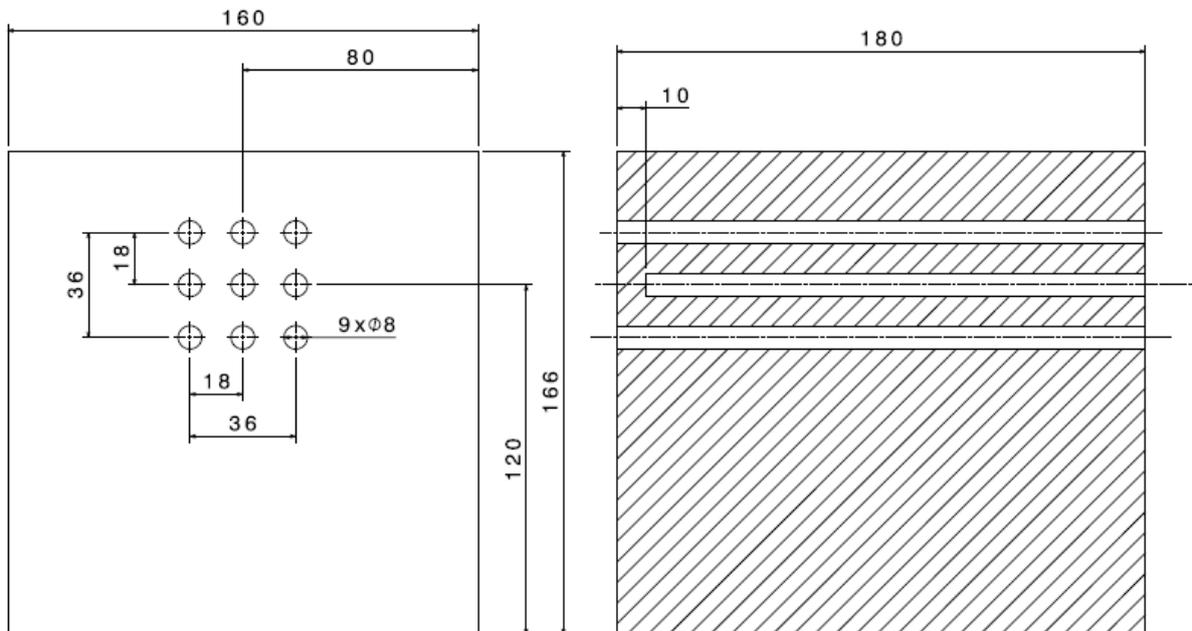


Abbildung 1.1: Abmessungen und Anordnung der Zylinder im Modell des Rohrbündelwärmetauschers

1.2.2 Ziele dieser Arbeit

Die Schwingungen der Rohrstruktur in einem Rohrbündel-Wärmetauscher infolge der strömungsmechanischen Anregung führt meist zu einer Reihe von Schadensfällen. In dieser Arbeit soll die Kopplung zwischen einer turbulenten Strömung und der Schwingungsanregung dieser zylindrischen Stäbe untersucht werden. Die Untersuchungen werden mit Hilfe der kommerziellen Mutlphysics Software ANSYS CFX und ANSYS *Mechanical* durchgeführt.

Folgende Punkte werden im Laufe der Arbeit diskutiert:

- Darstellung des Wirbelablösungsmechanismus und Strömungsmuster anhand eines zweidimensionalen Modells
- Vergleich und Einfluss unterschiedlicher Turbulenzmodelle auf das Strömungsverhalten

- Erstellung eines numerischen dreidimensionalen Modells für die FSI-Simulation
- Durchführung der FSI-Simulation mit einem geeigneten Turbulenzmodell und Untersuchung der Schwingungsanregung des mittleren Zylinders
- Auswertung der Ergebnisse

Nachfolgend wird der Aufbau dieser Arbeit anhand einer kapitelweisen Übersicht dargestellt.

Im folgenden Kapitel 2 sind die notwendigen Grundlagen der FSI-Simulation bezüglich der theoretischen Modellierung und der praktischen Umsetzung mit ANSYS erläutert. Nach einem kurzen Überblick über die Grundgedanken der Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Betrachtungsweise werden die ALE-Formulierung der Navier-Stokes Gleichungen eingeführt. Die in dieser Arbeit eingesetzten Turbulenzmodelle werden näher vorgestellt. Ein kurzer Überblick über die Kopplungsbedingungen von Fluid und Struktur, den *Artificial added mass* -Effekt und über das ANSYS numerische Lösungsverfahren schließt dieses Kapitel ab. In Kapitel 3 sind die wesentlichen instationären Effekte sowie die Strömungsverhältnisse der CFD-Rechnung für das gesamte Strömungsfeld sowohl für die zwei- als auch das dreidimensionale Problemstellung dargestellt worden. Zudem ist ein Vergleich der verwendeten Turbulenzmodelle dokumentiert und einige ausgewählte numerische Ergebnisse dargestellt worden. Um die Erregermechanismen besser zu untersuchen wurde in diesem Kapitel eine Modalanalyse durchgeführt.

Kapitel 4 befasst sich mit der Simulation der Fluid-Struktur-Interaktion, den Schwingungen der Rohrstruktur infolge der strömungsmechanischen Anregung und dem erfolgreichen Einsatz bewegter CFD-Rechengitter. Hierfür sind zwei unterschiedliche Simulationen durchgeführt worden. Eine gedämpfte und eine nicht gedämpfte Simulation. Eine Bewertung der Ergebnisse beider Simulationen wird dargelegt.

Anmerkung: Die Experimente sind aufgrund des hohen Zeitaufwands bisher nur teilweise durchgeführt worden. Die experimentelle Untersuchung hat derzeit lediglich zur Abschätzung des Verhaltens des mittleren Stabes gedient. Weitere Experimente und deren Auswertungen sind bereits vorgeplant und werden in der nahen Zukunft durchgeführt. Einen direkten Vergleich mit aus der Simulation erhaltenen Daten findet in dieser Arbeit nicht statt.

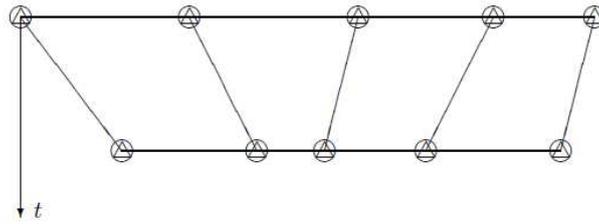
Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der FSI

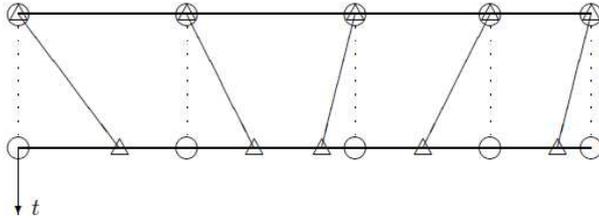
2.1 Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Betrachtungsweise

Die beiden physikalischen Felder, Fluid und Struktur, werden für die numerische Simulation auf diskreten Berechnungsgittern dargestellt. Bei den gängigen numerischen Ansätzen wird die Strömung auf einem raumfesten (Euler-Ansatz), die Struktur auf einem mitbewegten Gitter (Lagrange-Ansatz) beschrieben. Zur Simulation von Fluid-Struktur-Wechselwirkungen muss sich das Strömungsberechnungsgitter mit der sich verformenden Struktur mitbewegen. Die ALE-Methode bietet eine Alternative bei welcher die Eulersche mit der Lagrangeschen Formulierung gekoppelt wird. Sie ist somit in der Lage, die Vorteile beider Ansätze zu kombinieren und die CFD-Gitterbewegung zu berücksichtigen.

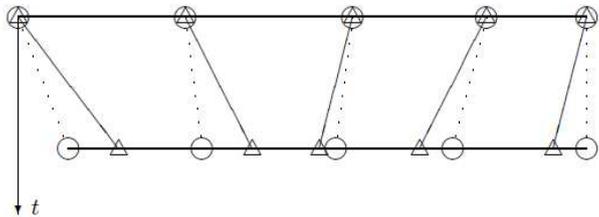
Es soll anhand des nachfolgenden Beispiels (Abb. 2.1) auf den Unterschied der verschiedenen Betrachtungsweisen eingegangen werden, damit die Unterscheidung deutlich wird.



(a) Lagrangesche Beschreibung



(b) Eulersche Beschreibung



(c) ALE-Beschreibung

Δ Materiepunkt \circ Netzknoten ...Gitterbewegung — Materiebewegung

Abbildung 2.1: Lagrange, Euler und Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Formulierungen: Netz- und Materiebewegung [24]

In der Lagrangeschen Betrachtungsweise (Abb. 2.1 (a)) sind die Netzknoten in Bewegung mit der Materie. Das Gitter verfolgt hier jeden einzelnen materiellen Punkt auf seiner Bahn. Die Netzknoten (Kreis) und der Materiepunkt (Dreieck) bleiben unzertrennlich. Das Haften des Gitters an den Materiepunkten führt zu großen Netzverzerrungen und schnell zu unbrauchbaren Netzen. Bei der Eulerschen Betrachtungsweise (Abb. 2.1 (b)) bleibt das Gitter (gestrichelte Linien) fest im räumlichen Koordinatensystem. Bei großen Verformungen des Körpers würde sich das Netz aus diesem Grund verzerren.

Die prinzipielle Idee hinter der ALE-Betrachtungsweise besteht darin, dass sich das Netz weder fix mit dem Materiepunkt bewegt noch fest an einem Raumpunkt haftet. Die ALE-Betrachtungsweise erlaubt die Netzknoten eine beliebig freie Bewegung. Das Gitter kann in seiner Verformung sowohl die Eigenschaften der Lagrangeschen als auch der Eulerschen Betrachtung besitzen. Das Fluidnetz kann sich damit der Struktur anpassen (Abb. 2.1 (c)).

Kinematische Beschreibung der ALE-Form

Um die beliebige („arbitrary“) Netzbewegung zu erzielen wird bei der ALE-Betrachtungsweise, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, zusätzlich zum Raumgebiet R_x und Materialgebiet R_X ein drittes Gebiet, das sogenannte Referenzgebiet R_χ , eingeführt [24].

Das Gebiet R_X repräsentiert das Kontinuum zum Zeitpunkt $t = 0$ und wird auch als undeformierten Zustand bzw. als Ausgangskonfiguration bezeichnet. Einzelne Teilchen dieses Kontinuums sind mit den Koordinaten X zu identifizieren. Das Gebiet R_x , welches das Medium zum Zeitpunkt t einnimmt, wird als Momentankonfiguration (räumliche Konfiguration) oder deformierter Zustand bezeichnet.

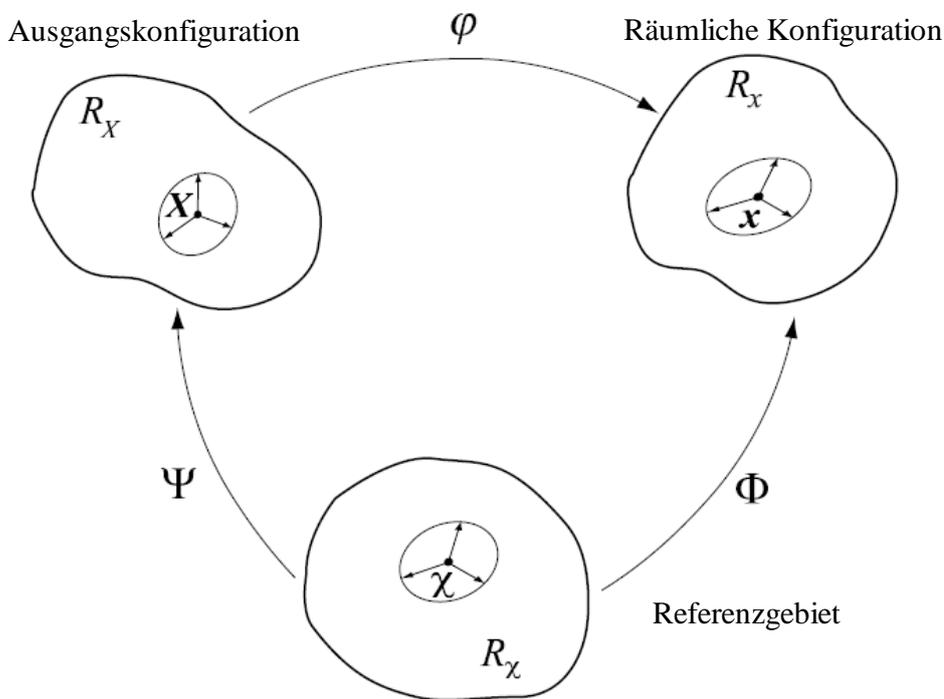


Abbildung 2.2: Gebiete im Rahmen einer ALE-Betrachtungsweise [24]

Das neu eingeführte, beliebig bewegbare Referenzgebiet wird nun zur Beschreibung des betrachteten kinematischen Vorgangs verwendet. Die zugehörigen Koordinaten χ werden als Referenzkoordinaten bezeichnet.

Bezogen auf das Referenzgebiet R_χ befinden sich die Gebiete R_X und R_x prinzipiell in Bewegung. Wie aus Abbildung 2.2 ersichtlich, sind diese Bewegungen durch die Abbildungen Φ und Ψ gegeben.

$$\Phi(\chi, t) = x \quad (2.1)$$

$$\Psi(\chi, t) = X \quad (2.2)$$

Die Beschreibung der Materialbewegung erfolgt mit Hilfe der Abbildung φ . Die Abbildung Φ beschreibt die Bewegung des Gitters und Ψ ist die Deformationsabbildung des Körpers. Die Position des Körpers mit den Koordinaten X kann zum Zeitpunkt t durch die Eulerschen bzw. räumlichen Koordinaten gegeben:

$$\varphi(X, t) = x \quad (2.3)$$

Bei der ALE-Betrachtungsweise ist die Netzbewegung von der Festkörperbewegung abhängig. Deshalb spielt die relative Geschwindigkeit zwischen dem Material und dem Netz, welche auch als konvektive Geschwindigkeit bezeichnet, eine wichtige Rolle. Für die Herleitung dieser Geschwindigkeit werden zusätzliche Geschwindigkeiten benötigt.

Die Materialgeschwindigkeit v , welche definiert als:

$$v(X, t) = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_X \quad (2.4)$$

Die Geschwindigkeit des Netztes \hat{v} :

$$\hat{v}(\chi, t) = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_x \quad (2.5)$$

Die Materialgeschwindigkeit w im Referenzgebiet:

$$w = \dot{\chi} = \frac{d\chi}{dt} = \left. \frac{\partial \chi}{\partial t} \right|_X \quad (2.6)$$

Aus der Beziehung:

$$v = \hat{v} + \frac{\partial x}{\partial \chi} w \quad (2.7)$$

zwischen den Geschwindigkeiten v , \hat{v} und w , entsteht die oben genannte konvektive Geschwindigkeit c .

$$c = v - \hat{v} \quad (2.8)$$

$$= \frac{\partial x}{\partial \chi} w \quad (2.9)$$

Es ergeben sich spezielle Fälle für die Lagrangesche und Eulersche Betrachtungen. Bei der Lagrangeschen Beschreibung wird $c = 0$.

Die Eulersche Betrachtungsweise ergibt sich wenn die Netzgeschwindigkeit \hat{v} null ist und die konvektive Geschwindigkeit c gleich die Materialgeschwindigkeit v ist.

2.2 Kontinuumsmechanische Grundgleichungen

In der Kontinuumsmechanik wird das Verhalten materieller Körper unter äußeren Einwirkungen untersucht. In den folgenden Abschnitten sollen Grundlagen der Kontinuumsmechanik angegeben werden.

2.2.1 Bilanzgleichungen der ALE-Form

Bezüglich der Schreibweise von Operatoren und Ableitungen sind folgende Annahmen zu beachten:

- Der Kleinbuchstabe x charakterisiert die Koordinaten der räumlichen Konfiguration
- Der Großbuchstabe X steht für die Koordinaten der materiellen Konfiguration
- Der griechische Buchstabe χ bezeichnet die Koordinaten des Referenzgebiets

Aus den folgenden allgemein bekannten Navier-Stokes-Gleichungen ist es möglich die ALE-Form der Erhaltungsgleichungen zu erhalten.

Masse:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_x + v \cdot \nabla \rho = -\rho \cdot \nabla v \quad (2.10)$$

Impuls:

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} \Big|_x + (v \cdot \nabla) v \right) = \nabla \cdot \sigma + \rho b \quad (2.11)$$

Energie:

$$\rho \frac{dE}{dt} = \rho \left(\frac{\partial E}{\partial t} \Big|_x + v \cdot \nabla E \right) = \nabla \cdot (\sigma \cdot v) + v \cdot \rho b \quad (2.12)$$

In den verschiedenen konvektiven Glieder wird die Materialgeschwindigkeit v mit der konvektiven Geschwindigkeit $c = v - \hat{v}$ ersetzt.

Masse:

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|_x + c \cdot \nabla \rho = -\rho \cdot \nabla v \quad (2.13)$$

Impuls:

$$\rho \left(\left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_x + (c \cdot \nabla) v \right) = \nabla \cdot \sigma + \rho b \quad (2.14)$$

Energie:

$$\rho \left(\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_x + c \cdot \nabla E \right) = \nabla \cdot (\sigma \cdot v) + v \cdot \rho b \quad (2.15)$$

Somit sind die Erhaltungsgleichungen zur lokalen ALE-Form umformuliert. σ ist der sogenannte Cauchysche Spannungstensor und b ist der Volumenkraftvektor pro Masseneinheit.[24]

2.2.2 Strukturdynamik und Materialgesetz

Beschreibt man Verformungen eines Körpers, so legt man Analog zu Abschnitt 2.1 zunächst einen Zustand fest, welcher als unverformt oder als Referenzkonfiguration (Materialgebiet) bezeichnet wird. Ausgehend von dieser Bezeichnung, beschreibt man den verformten Körper in der deformierten Momentankonfiguration (Raumgebiet).

Der Verschiebungsvektor u für einen materiellen Punkt lässt sich aus der Differenz der Ortsvektoren der Momentan- und der Referenzkonfiguration bestimmen.

$$u = x - X \quad (2.16)$$

Bei der Fluid-Struktur-Interaktion soll die Strukturformulierung in der Lage sein, große Deformationen zu beschreiben. Der Deformationsvorgang zwischen Referenz- und Momentankonfiguration wird mithilfe des Deformationsgradienten F beschrieben.

$$F = \frac{\partial x}{\partial X} = 1 + Grad u \quad (2.17)$$

Die Forderung nach Eindeutigkeit der Deformation und Existenz einer einzig eindeutigen

Bewegung wird durch die Gleichung $J = \det F$ erfüllt, in der J als Jacobische Funktionaldeterminante definiert wird.

F ist jedoch als Verzerrungsmaß für große Deformationen ungeeignet, da er im Allgemeinen nicht symmetrisch und der Spannungszustand jedoch symmetrisch ist. Aus diesem Grund wird zur Beschreibung der Deformation, der symmetrische Greensche Verzerrungstensor E definiert. Dieser lässt sich mithilfe des materiellen Deformationsgradienten wie folgt darstellen.

$$E = \frac{1}{2} (F^T \cdot F - I) \quad (2.18)$$

I ist ein Einheitstensor.

Somit ist die Beschreibung der Bewegung und Deformation eines materiellen Körpers vollständig.

Materialgesetz für elastische Strukturen

Der 2. Piola-Kirchhoff-Spannungstensor S (PK2) wird für die Anwendung von Materialgesetzen in der unverformten Konfiguration verwendet.

$$S = J \cdot F^{-1} \cdot \sigma \cdot F^{-T} \quad (2.19)$$

Die großen Unterschiede der Materialgesetze hängt von dem sogenannten Cauchyschen Spannungstensor σ , welcher folgende Beziehung besitzt.

$$\sigma = J^{-1} \cdot F \cdot S \cdot F^T \quad (2.20)$$

Das St. Venant-Kirchhoff-Materialgesetz Gl. (2.21), welches eine lineare Beziehung zwischen dem zweiten Piola-Kirchhoff-Spannungstensor S und dem Greenschen Verzerrungstensor E beschreibt, kann sowohl bei linearen als auch nichtlinearen Deformationen angewendet werden.

$$S = \lambda \cdot \text{tr}(E) \cdot I + 2\mu E \quad (2.21)$$

Aus Gleichung (2.20) folgt:

$$\sigma = J^{-1} \cdot F \cdot F^T (\lambda \cdot \text{tr}(E) \cdot I + 2\mu E) \quad (2.22)$$

Liegt, wie im Rahmen dieser Arbeit, ein isotropes Materialverhalten vor, genügen bereits

zwei Materialparameter, um das Materialverhalten vollständig zu beschreiben. Dies sind der Elastizitätsmodul E und die Querdehn- oder Poissonzahl ν .

Dabei wird λ die erste Lamé-Konstante und μ (Der Schubmodul, Einheit N/m^2) die zweite Lamé-Konstante genannt. Zwischen Querdehnzahl und Elastizitätsmodul besteht der Zusammenhang:

$$\lambda = \frac{E \cdot \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad (2.23)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (2.24)$$

Materialgesetz für Newtonsche Fluide

Das Verhalten des Wassers als Newtonsche Flüssigkeit kann durch die allgemeine Form des Stoffgesetzes beschrieben werden. Die Definition des Spannungstensors lautet :

$$T = -pI + 2\mu D \quad (2.25)$$

p ist der Flüssigkeitsdruck und D stellt den Deformationsgeschwindigkeitstensor dar.

2.3 Turbulenzphänomen und Turbulenzmodelle

Technische Strömungen sind überwiegend turbulent. Turbulente Strömungen weisen instationäre schwankende Strömungsbewegungen über einen großen räumlichen und zeitlichen Skalenbereich auf. Die Direkte Numerische Simulation (DNS) ist nur für sehr beschränkte Probleme möglich z.B. für einfache Geometrien und bei relativ kleinen Reynoldszahlen. Für die Large-Eddy Simulation (LES) soll die Berechnung instationär und dreidimensional sein. Dabei werden nur grobe Wirbelstrukturen berechnet und feine Strukturen modelliert. Die LES erfordert eine sehr große Rechenzeiten und einen enormen Berechnungsaufwand. Dagegen erfordert die statistische Turbulenzmodellierung im Bereich der Turbulenzmodelle den geringsten Hardwareeinsatz und läuft meist numerisch stabil. Diese Art der Berechnung strömungstechnischer Problemstellungen ist zur Zeit am weitesten verbreitet [25].

Werden die Erhaltungsgleichungen, die eine Strömung beschreiben, zeitlich gemittelt, ergibt sich ein in der Zeit mittleres Gleichungssystem, die sog. Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS-Gl.). Diese RANS-Gleichungen unterscheiden sich von den Navier-Stokes-Gleichungen dadurch, dass zum einen alle Strömungsvariablen als Mittelwerte aufgefasst werden müssen und zum anderen, dass zusätzliche Terme, welche wie

Spannungen wirken, hinzutreten¹. Die Neudefinition des Spannungstensors lautet :

$$T = \bar{T} - \overline{\rho v'_i v'_j} \quad (2.26)$$

Bei \bar{T} handelt es sich um den eigentlichen gemittelten Spannungstensor gemäß Gl. (2.25), wobei $\overline{\rho v'_i v'_j}$ ein symmetrischer turbulenter Scheinspannungstensor ist, dessen Komponenten als Reynolds-Spannungen bezeichnet werden.

Die verwendeten Gleichungen, welche die Reynoldsspannungen modellieren, definieren die Art des Turbulenzmodells.

Wirbel-Viskositäts-Turbulenzmodelle sind in der aktuellen Arbeit verwendet worden. Die turbulenten Effekte können als eine Erhöhung der Viskosität mit der effektiven Viskosität $\mu_{eff} = \mu_{Stoffparameter} + \mu_{turbulent}$ vertreten sein.

Die Reynoldsspannungen und die Reynolds-gemittelten Impulsgleichungen für inkompressible Strömungen in Anlehnung an das Materialgesetz lauten:

$$-\overline{\rho v'_i v'_j} = \mu_t [\nabla \bar{v}_i + (\nabla \bar{v}_j)^T] - \frac{2}{3} \rho k I_{ij} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{v}_j)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v}_i \bar{v}_j) = -\nabla(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k) + \nabla \cdot [\mu_{eff} (\nabla \bar{v}_i + \mu_{eff} (\nabla \bar{v}_j))^T] + \rho b \quad (2.28)$$

$k = \frac{1}{2} \overline{v'_i \cdot v'_i}$ ist die turbulente kinetische Energie, \bar{p} der gemittelte Druck, und \bar{v} die gemittelte Geschwindigkeit.

Das Feld der Wirbelviskosität μ_t ist von der turbulenten kinetischen Energie $k = \frac{1}{2} \overline{v'_i \cdot v'_i}$, der charakteristischen Frequenz ω , dem Wandabstand und der Scherrate abhängig. μ_t wird durch zusätzliche Gleichungen modelliert. Dies kann durch die $k - \varepsilon$, $k - \omega$ oder SST Turbulenzmodelle durchgeführt werden. $k - \varepsilon$ und $k - \omega$ bieten zwei zusätzliche Transportgleichungen, um μ_t zu berechnen.

Bei dem Modell $k - \varepsilon$ werden die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ε der turbulenten kinetischen Energie eingeführt und direkt von den jeweiligen Transportgleichungen berechnet. Die Wirbelviskosität ist mit der beziehung $\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$ definiert. Das $k - \omega$ -Modell löst die Transportgleichungen für k und die turbulente Frequenz ω . Die beiden Größen sind über $\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$ miteinander verknüpft.

Das SST Turbulenzmodell (*Shear Stress Transport*) ist eine Kombination von $k - \omega$ -Modell in wandnahen Grenzschichtbereich und $k - \varepsilon$ -Modell im dem wandfernen Gebiet. Formulierungen für k - und ω -Transportgleichungen sind in [26] gegeben.

¹Durch den Mittelungsansatz werden turbulente Schwankungen in statistische Größen (Korrelationen) transformiert: $\overline{v'v'}$

2.4 Kopplungsbedingungen

Um ein System partieller Differentialgleichungen vollständig zu lösen, bedarf es der Definition von Kopplungsbedingungen an den Grenzen des Integrationsgebietes. Durch das Koppeln der beiden Felder (Fluid und Struktur) über die gemeinsame zeitabhängige Grenzfläche (Γ) der einzelnen Domänen, entstehen Randbedingungen, die entsprechend zugeordnet werden müssen [27].

Es werden zwei Typen von Randbedingungen unterschieden :

- Dirichlet-Bedingungen: Dabei werden an den Grenzen feste Werte für die Strömungsgrößen vorgegeben.
- Neumann-Bedingungen: An den Grenzen des Integrationsgebietes werden Gradienten der Strömungsgrößen in Richtung des Normalenvektors \vec{n} vorgegeben [28].

Für die Strömungssimulation im Rohrbündel werden Einlass-, Druck- und Wandrandbedingungen definiert. Dabei handelt es sich bei allen um Dirichlet-Bedingungen. Für die Wand wird die Haftbedingung vorausgesetzt.

An der Fluid-Struktur-Grenzfläche Γ_{fs} gelten die Haftbedingung der Wand, das Fluid hat dort die gleiche Geschwindigkeit wie der Festkörper.

$$v_f = v_s \{ \Gamma_{fs} \} \quad (2.29)$$

Um die Konsistenz der Grenzfläche aufrechtzuerhalten muss, die Deformationsgeschwindigkeit der Struktur \vec{d} gleich die Netzgeschwindigkeit \vec{v} sein

$$\vec{d} \cdot \vec{n} = \vec{v} \cdot \vec{n} \quad (2.30)$$

\vec{n} ist die Wandnormale.

Eine zusätzliche Randbedingung für die Bewegung des Fluidgebietes besteht aus der Gleichsetzung der Verschiebung des Fluidgebietes r_f mit der Strukturverschiebung r_s .

$$r_f = r_s \{ \Gamma_{fs} \} \quad (2.31)$$

2.5 Beschreibung des „Added Mass“-Effektes

Mit einem einfachen Einmassenschwinger wie in Abbildung 2.3 dargestellt wurde, können verallgemeinerbare Erkenntnisse über die Problematik der FSI und deren komplexe nu-

merische Lösungen gewonnen werden. Eine Masse wird auf eine Feder gestellt. Die Feder ist einerseits befestigt und andererseits fest eingespannt. In der Umgebung befindet sich ein inkompressibles Fluid der Dichte ρ_f .

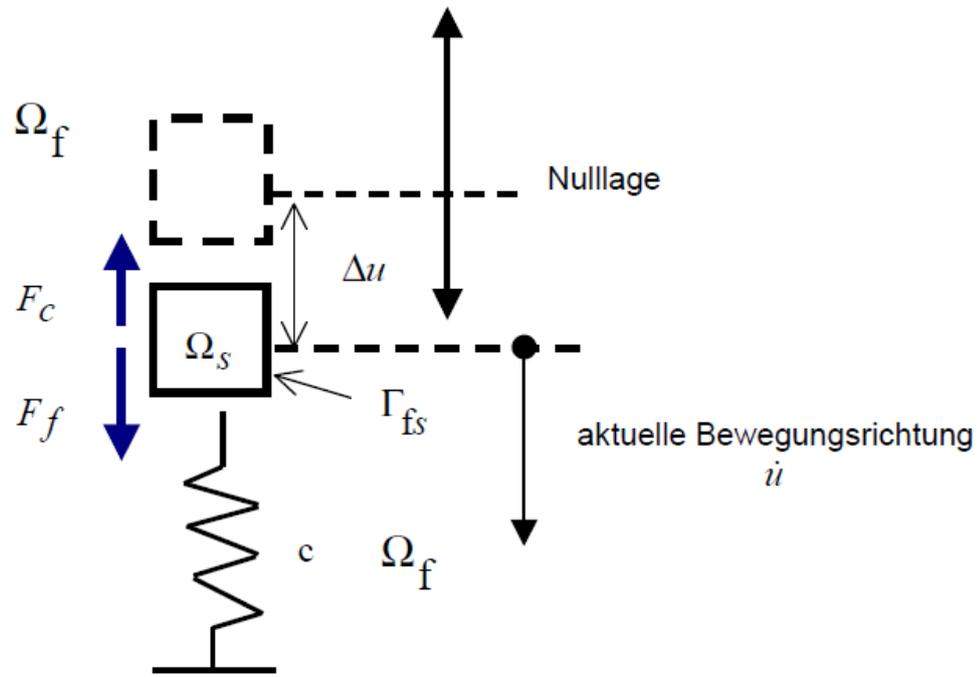


Abbildung 2.3: Beschleunigter Einmassenschwinger in einem Strömungsfeld

Die Struktur besteht aus der Masse der Dichte ρ_s und einer Feder mit der Konstanten c . Man lässt das System schwingen wobei die Masse gerade nach unten schwingt. Zum aktuellen Zeitpunkt $t = 0$ hat sie den Weg Δu zurückgelegt. Die Feder wird gestaucht und die Masse fängt an zu schwingen. Dies führt zu einer Verdrängung des Fluids und die Schwingung wird von der Strömung beeinflusst. Nun werden unter Berücksichtigung der Beschleunigung Kräfte, welche an der Masse angreifen aufgetragen.

Die Beschleunigung ergibt sich aus der zweimaligen Ableitung des Weges:

$$m \cdot a = m \cdot \ddot{u} \quad (2.32)$$

Die Federkraft ist definiert als:

$$F_c = c \cdot \Delta u \quad (2.33)$$

Die äußere Fluidkraft F_f sollte man dabei nicht vernachlässigen. Sie wirkt in Richtung der Beschleunigung wie eine Trägheitskraft auf den Körper.

Mit Hilfe des Prinzips D’alambert, welches das Aufstellen der Bewegungsgleichung für das Systeme ermöglicht, wird das Gleichgewicht eingestellt:

$$F_c - m \cdot a - F_f = 0 \quad (2.34)$$

$$c \cdot \Delta u - m \cdot \ddot{u} - F_f = 0 \quad (2.35)$$

Mit $m = \rho_s \cdot V_s$ lautet die Bewegungsgleichung (Impulsbilanz) des Einmassenschwingers:

$$\rho_s \cdot V_s \cdot \ddot{u} = F_f - c \cdot \Delta u \quad (2.36)$$

Das Ergebnis deutet auf einen verallgemeinerbaren Zusammenhang zwischen der Fluidkraft F_f und der Beschleunigung des Körpers hin. F_f ist also von der Bewegung des Einmassenschwingers abhängig. Unter dieser Annahme, dass das Fluid wie eine zusätzliche Fluidmasse („*added mass*“) auf das Beschleunigungsfeld der Struktur wirkt, weisen partitionierte Verfahren eine Instabilität auf, die als künstlicher „*added mass*“-Effekt genannt wird. Aus diesem Zusammenhang erklärt sich die besondere Herausforderung an partitionierte Verfahren bei fast masselosen, flexiblen Strukturen und inkompressiblen Strömungen. Eine ausführliche Untersuchung des künstlichen „*Added mass*“-Effekts auf der Basis der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen findet sich in [29]. Dort wird die Instabilität in Abhängigkeit des Zeitintegrationsverfahrens angegeben. Es wird gezeigt, dass die künstliche „*Added mass*“-Instabilität von folgenden Parametern beeinflusst wird:

- Geringere Strukturmasse/-dichte
- Hohe Strukturflexibilität (Geringere Steifigkeit oder geringer Elastizitätsmodul E)
- Zeitschrittgröße (Die Instabilität setzt sich bei kleiner werdenden Zeitschritten immer früher ein.)

Die „*Added mass*“-Instabilität kann beim Einsatz eines impliziten statt eines expliziten Verfahren eingedämmt werden.

2.6 Der ANSYS FSI-Lösungsansatz

2.6.1 ANSYS-Softwarepaket

Das ANSYS-Softwarepaket ist in der Lage, stark gekoppelte transiente FSI-Probleme zu lösen. Durch den integrierten *Multi-Field Solver* (MFX)² ist ein partitionierter Ansatz für die Durchführung komplexer FSI-Simulationen möglich. Es bedarf keiner Schnittstelle zur Kopplung des auf der FVM (Finite-Volumen-Methode) basierenden *CFD-Solver CFX* und des allgemeinen FEM-Programms (Finite-Elemente-Methode) *ANSYS Mechanical*. Die numerische Lösung wird strukturseitig von ANSYS CSM und fluidseitig von CFX übernommen. Das *Pre-* und *Postprocessing* kann über grafische Benutzeroberfläche oder direkt über die Skriptsprachen APDL und CEL erfolgen. Die Vernetzung von Geometrien können mit ANSYS Werkzeugen erstellt werden. Das *FSI-Setup* erfolgt typischerweise über die unabhängigen *CSM-* und *CFD-Setups* in *ANSYS Mechanical* bzw. *CFX-Pre*. *MFX*-Koppeleinstellungen werden ausschließlich über *CFX-Pre* vorgenommen. Der beiderseitige Simulationsstart und die Lösungsüberwachung (*Monitoring*) erfolgen mit dem *CFX-Solver Manager*. Das *Postprocessing* von *CSM* und *CFD*-Ergebnissen sind innerhalb von *ANSYS CFD-Post* ebenfalls gemeinsam möglich. Eine angehaltene FSI-Simulation kann auch nach gewissen Änderungen an den *CFD-* und Koppeleinstellungen fortgesetzt werden (*Restart*). Eingriffe in die *CSM*-Zeitschrittweite und -Randbedingungen sind allerdings in dem *Workbench* durchzuführen, da Einstellungen über *ANSYS Mechanical* nur bei einem völligen Neustart der Simulation berücksichtigt werden können. Nach einem erfolgreichen *FSI-Setup* können auch alle weiteren Schritte außerhalb der *Workbench* in den jeweiligen *CFX-stand-alone-Modi* des *Product Launchers* unternommen werden.

2.6.2 Zeitliche Diskretisierung des Fluidgebiets

Die Fluid-Struktur-Wechselwirkung bei dem ANSYS-Softwarepaket basiert auf einem partitionierten Kopplungsalgorithmus. Dabei dient der *MFX-Solver* als „Koordinator“ für die getrennt, aber voneinander abhängig, durchgeführten Lösungen mit der Aufgabe, den Transfer der Kopplungsdaten zu organisieren.

In Abbildung 2.4 wird der ANSYS FSI-Lösungsansatz mittels dieses *Solvers* dargestellt. Es erfolgt ein impliziter Kopplungsalgorithmus. Die Koppeliterationen und eine Unterrelaxation spielen dabei die Hauptrolle. Innerhalb eines globalen Zeitschrittes n werden die Randbedingungen sowie die Ergebnisse für den gerade berechneten Zeitschritt zwischen den beiden FEM- und CFD-*Solvern* (in diesem Fall ANSYS und CFX) ausgetauscht. Die strömungsinduzierten Kräfte werden mittels der *Interface*-Flächen von der Fluiddomäne auf die Strukturdomäne übertragen. Rufen sie eine Verformung bzw. Verschiebung der

²Der *Multi-Field Solver* wird in ANSYS-Dokumentationen als MFX bezeichnet. In dieser Arbeit wird diese Abkürzung übernommen. Die Bedeutung von dem Buchstaben X ist in den genannten Dokumentationen unklar.

Struktur hervor, geht dies im darauffolgenden Berechnungsschritt also der Beginn einer neuen Koppeliteration i (sog. „*Stagger Loops*“), in Form eines veränderten Netzes als neue Randbedingung in die Strömungssimulation ein. Mindestens zwei Kopplungsiterationen, sind notwendig, um eine „*Fully Implicit*“ Lösung für jeden Zeitschritt zu erzielen [30]. Im Zuge jeder Koppeliteration finden die jeweiligen inneren CSM- und CFD-Iterationen auf Grundlage der aktualisierten Randbedingungen und des alten Lösungszustandes statt. In einem Zeitschritt Δt wird dann solange iteriert, bis ein vorgegebenes Konvergenzkriterium erfüllt ist und sich ein sogenanntes dynamisches Gleichgewicht eingestellt hat. Die Berechnung der Gitterbewegung erfolgt stets am Anfang des ANSYS CFX-Zeitschrittes. Als ersichtlicher Nachteil ergibt sich, bedingt durch die innere Iterationen sogenannter („*coefficient loops*“), ein recht höher Rechenaufwand.

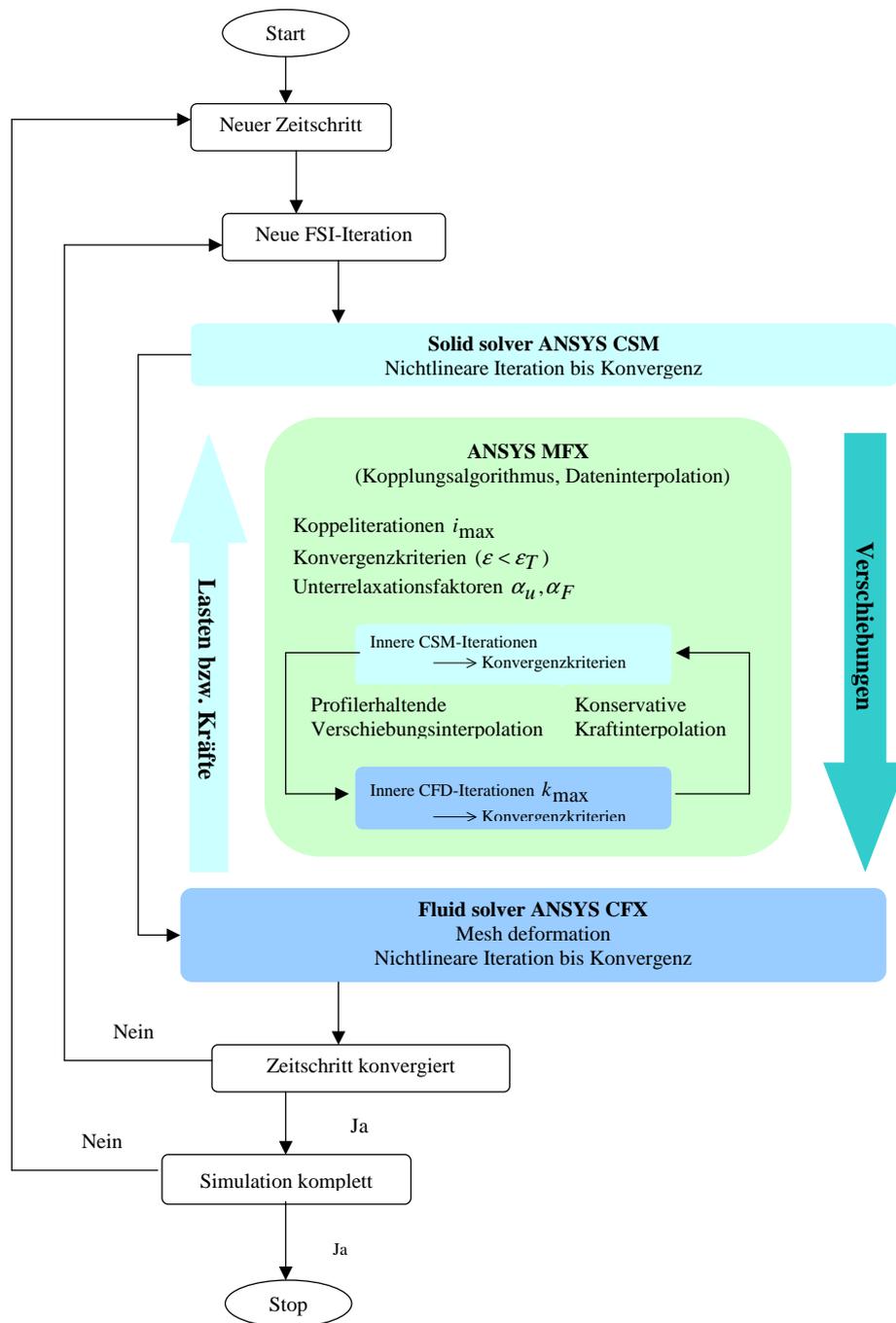


Abbildung 2.4: ANSYS FSI-Lösungsansatz

Wenn der Lasttransfer geschlossen ist, wird die gesamte Konvergenz geprüft. Wird keine Konvergenz erzielt, startet eine weitere Kopplungsiteration an. Ansonsten geht die Simulation zum nächsten Zeitschritt über und verfolgt den oben dargestellten Prozess. Dieser Prozess wird für das ganze Zeitintervall der Simulation wiederholt.

Verschiebungs- und Krafttransfer mit ANSYS MFX

Bei der bidirektionalen FSI Methode sind die Strömungs- sowie die Strukturberechnungen derart miteinander gekoppelt, dass der *CFX-Solver* die auf die Struktur wirkenden Kräfte zu ANSYS übergibt, während ANSYS die Strukturverformung als „*Mesh Displacement*“ an CFX wieder zurückleitet (Abb. 2.5).

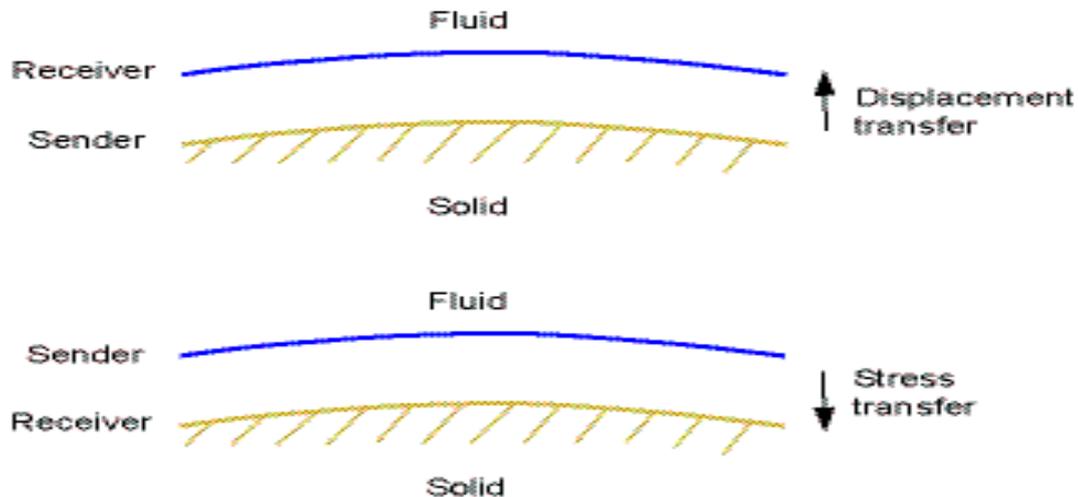


Abbildung 2.5: FSI-Lasttransfer [31]

Innerhalb der gekoppelten Rechnung werden die Knotenverschiebung unter ANSYS über die Knoten der Kopplungsfläche in das Fluidmodell übertragen.

Im allgemeinen sind die Gitterpunkte der beiden Rechengebiete auf den FSI-Schnittstellen nicht konform. Deshalb muss der Transfer der Randbedingungen über eine Interpolation der Knotenvektoren erfolgen. Dies geschieht durch eine konservative Kraftinterpolation (Abb. 2.6 (a)) und eine profilerhaltende Verschiebungsinterpolation (Abb. 2.6 (b)), welche zum Ziel haben, dass am FSI-*Interface* bzw. auf der Kontrollfläche die gesamten Kräfte übertragen werden und dann auf der Fläche der Empfängerseite CFD ohne Verlust neu verteilt werden. In der konservativen Interpolation wird jede Elementfläche zuerst in n Interpolationsflächen (IP-Flächen) unterteilt, wobei n die Anzahl der Knoten auf der Fläche ist. Der Knotenkrafttransfer wird dann entsprechend der IP-Flächen-Überlappungen durchgeführt. Bei der profilerhaltenden Verschiebungsinterpolation ist jeder Knoten auf der Empfängerseite (CFD) einem Element α_i auf der Senderseite CSM zugeordnet. Die Interpolation der Variablen erfolgt dann in α_i und wird zu den betreffenden Knoten der Empfängerseite zurückgegeben [31].

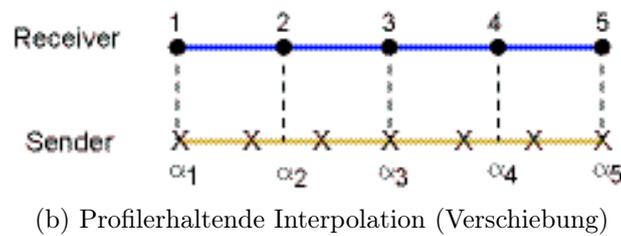
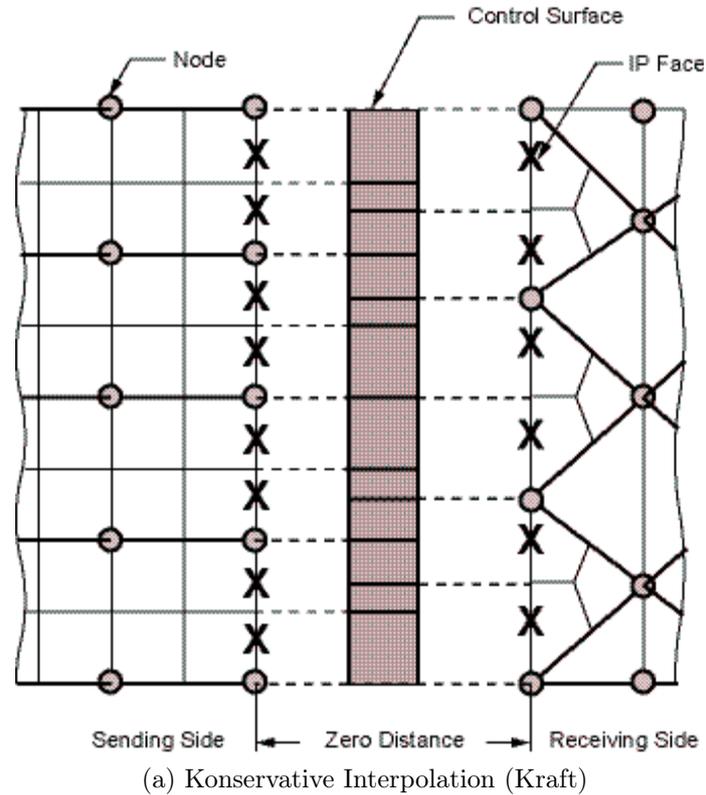


Abbildung 2.6: Interpolation der Gitterknotenvektoren [31]

2.6.3 Räumliche Diskretisierung des Fluidgebiets

Die räumliche Diskretisierung erfolgt in ANSYS CFX mittels der Finite-Volumen-Methode (FVM). Das Rechenggebiet wird in Kontrollvolumina zerlegt. Die Erhaltungsgleichungen werden über diese Kontrollvolumina integriert. Zusammen mit geeigneten Randbedingungen entsteht ein algebraisches Gleichungssystem, welches numerisch gelöst (approximiert) wird. Die FVM-Formulierungen können in vielen Literaturen gefunden werden und werden in diesem Abschnitt nicht wiederholt.

Zur Diskretisierung der Advektionsgleichung (Transportgleichung) wird zwischen zwei Verfahren unterschieden:

- Upwind Differencing Scheme (UDS 1. Ordnung)
- Central Differencing Scheme (CDS 2. Ordnung)

In dieser Arbeit ist das Verfahren 2. Ordnung (CDS) gewählt worden, da je höher die Ordnung des Verfahrens ist, umso mehr Nachbarzellen in die Approximation involviert sind.

Die instationäre Terme der Erhaltungsgleichungen werden in ANSYS CFX mit dem Euler-Rückwärts-Verfahren (implizit) gelöst. Dabei kann man zwischen der ersten und zweiten Ordnung Wählen. Die Ordnung des Verfahrens besagt, wie schnell der Abbruchfehler gegen null geht. In dieser Arbeit wurde die 2. Ordnung-Methode gewählt.

2.6.4 Zeitliche und räumliche Diskretisierung des Strukturgebiets

Das nichtlineare Verhalten der Struktur wird beschrieben durch nichtlineare Differentialgleichungen (DGL). Für die numerische Lösung werden diese mathematischen Modelle „linearisiert“, d.h. die Berechnung wird in mehrere lineare Lösungsschritte unterteilt. Die Struktur wird diskretisiert, die Bewegung wird nur noch an einzelnen Punkten (Knoten des FE-Modells) berechnet. Die Lösung wird in einzelnen Schritte, sog. *Substeps*, unterteilt. Innerhalb eines jeden Schrittes wird ein genähertes lineares Modell erstellt und gelöst. Als iteratives Lösungsverfahren wird das Newton-Raphson Verfahren [32] angewendet. Sowohl der FE-Ansatz als auch der FV-Ansatz der Diskretisierung lassen sich auf die Methode der gewichteten Residuen zurückführen. Genauereres hierzu findet sich in [33]. Die Konvergenz dieser Iterationen bzw. das Absinken der Residuen ist das wesentliche Merkmal für die Genauigkeit der Ergebnisse.

Die räumliche Diskretisierung des strukturseitigen ANSYS CSM-Löser basiert auf der FEM-Methode. Für nähere Informationen über diese Methode und ihre Formulierungen wird auf die ANSYS-Dokumentationen und die einschlägige Fachliteratur verwiesen.

2.6.5 Anforderungen an partitionierte Lösungsverfahren

Als Stabilisierungsmöglichkeit für das partitionierte Verfahren hat sich die Einführung von Iterationen i_{max} über die Teilfelder in jedem Zeitschritt als hilfreich erwiesen. Die implizite Kopplung erfordert eine gleichzeitige Unterrelaxation des Kraft- bzw. Verschiebungstransfers, um eine Konvergenz zu ermöglichen. Die Unterrelaxation für die Verschiebungs- bzw. Krafrandbedingung α_u und α_F bewirken, dass in jeder Iteration nur ein Teil der Verschiebung bzw. Kraft als Randbedingung auf das jeweils andere Teilproblem übertragen wird. Nach einer i_{max} -maligen Wiederholung der Schleife werden die Randbedingungen an den nächsten Zeitschritt $n + 1$ weitergegeben. Mehr dazu in [30, 31]. Innerhalb eines globalen Zeitschrittes n finden dann solange Koppeliterationen statt, bis entweder die maximale Anzahl erreicht ist oder bis alle *Interface*-Konvergenzkriterien erfüllt sind.

Die *Interface*-Konvergenzkriterien bewerten Kraft- und Verschiebungsänderungen zwischen den Koppelschritten über die folgende Vektornormierung:

$$\varepsilon_{F,i} = \frac{\|F_i^f - F_{i-1}^s\|}{\|F_i^f\|} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_{u,i} = \frac{\|u_i^s - u_{i-1}^f\|}{\|u_i^s\|} \quad (2.37)$$

In der Monitorausgabe während der Simulation wird allerdings ein logarithmisch normiertes Konvergenzmaß ε^* ausgegeben:

$$\varepsilon_i^* = \frac{\log \varepsilon_i - \log \varepsilon_T}{1 - \log \varepsilon_T} \quad (2.38)$$

ε_T ist das Konvergenzziel, welches durch den Benutzer angegeben wird. Für eine konvergierte Lösung sollen die *Interface*-Konvergenzkriterien ε_i die Bedingung $\varepsilon_i \leq \varepsilon_T$ erfüllen. Das Konvergenzmaß ε^* der Monitorausgabe soll kleiner null sein ($\varepsilon_i^* \leq 0$).

ε_T kann für die drei Kraft- bzw. Verschiebungskomponenten unterschiedlich definiert werden (Standartwert ist 0.01).

Wenn alle sechs Konvergenzkurven unter die Null-Achse fallen, wegen ($\varepsilon_i^* \leq 0$), wird der nächste Zeitschritt eingeleitet. Über i_{max} wird ein Ausufern der Koppeliterationen verhindert. Im Fall einer starken Unterrelaxation kann es zur folgenden Warnung (Abb. 2.7) kommen.

```

*** WARNING ***
The maximum number of stagger iterations has been reached for
multifield solver but the interface quantities have not yet converged.
The analysis will proceeds to the next time step. Increase number of
stagger iterations using the MFITER command for converged interface
solution.
```

Abbildung 2.7: Warnung für nicht ausreichende Iterationen

Um dies zu verhindern, müssen ausreichend viele Iterationen vorhanden sein, was aber zu einer enormen Verlangsamung der Konvergenz führt.

Kapitel 3

Numerische Untersuchungen

ANSYS CFX bietet eine Reihe von Turbulenzmodellen, um deren Einfluss und gleichzeitig das Strömungsverhalten in dem Rohrbündel zu untersuchen, wird am Anfang dieses Kapitels eine zweidimensionale Simulation durchgeführt. Die dreidimensionale Simulation ist durchgeführt worden, um das Strömungsverhalten entlang der Zylinderachsen in z-Richtung zu untersuchen. Sie verschafft einen genaueren Überblick über die, auf den mittleren Stab, auftretenden Auftriebs- und Widerstandkräfte. Der mittlere Stab wird bei der nachfolgenden FSI-Simulation untersucht.

3.1 Zweidimensionale CFD-Simulation

3.1.1 Geometrie und Randbedingungen

Die Geometrie besteht aus einem quadratischen Strömungsquerschnitt mit systematisch und parallel angeordneten Zylinderstäben, die quer angeströmt werden. Der Zylinderdurchmesser ($D = 8 \text{ mm}$) ist klein im Vergleich zu seiner Länge ($L = 1 \text{ mm}$), so dass eine zweidimensionale Strömung realisiert werden kann. Die beiden z-normalen Ebenen erhalten Symmetrierandbedingungen (Abb. 3.1). Es sind keine Geschwindigkeitskomponente entlang der Zylinderachsen vorhanden. Somit ist die Zweidimensionalität der Lösung sichergestellt. Am Einlass des Gebietes wird eine Geschwindigkeit $v_y = 0,7 \text{ m/s}$ vorgegeben. Die Zylinder werden als „*noslip wall*“ definiert, an der die Haftreibung gilt.

Das Ende des Kanals wird als Öffnung definiert, bei der ein Relativdruck $p = 0 \text{ Pa}$ herrscht. Im Strömungsgebiet liegt eine turbulente inkompressible Wasserströmung ($\rho_f = 997 \text{ kg/m}^3$, $\eta = 0,001 \text{ Pas}$) vor. Aus der Sichtung der Literatur wurde eine Auswahl an Turbulenzmodellen getroffen, die für die Beschreibung der Strömung im Rohrbündel geeignet erscheinen. Dabei wurden die klassischen Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in Form der $k - \varepsilon$ - und $k - \omega$ -Zweigliedungsmodelle sowie die Kombination beider, das sogenannte Scherspannungstransportmodell (SST) verwendet.

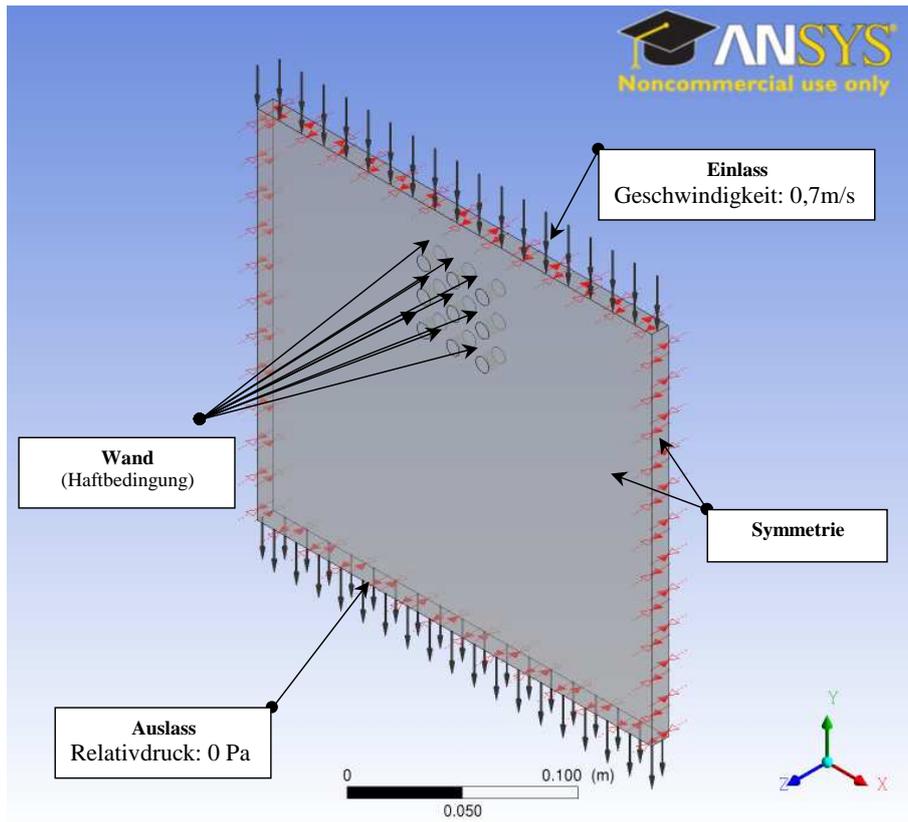


Abbildung 3.1: CFX-Einstellung der Randbedingungen

3.1.2 Gittergenerierung und Auflösung der Grenzschicht

Das CFD-Rechengitter wurde mit ANSYS CFX generiert worden. Es ist ein unstrukturiertes Gitter bestehend aus Hexaeder-Elemente (Abb. 3.2). Das Gitter hat 9756 Zellen. In z-Richtung ist nur eine einzige „extrudierte“ Elementschicht erstellt. Damit die Strömung im wandnahen Bereich richtig abgebildet werden kann, wurde das Netz um die neun Zylinder verfeinert. In Abhängigkeit von der Reynoldszahl $Re = 5600$ ermöglicht die Gleichung (3.2) nach Blasius ¹, die korrekte Wahl der Gitterabstände in der Wandnormalenrichtung der Grenzschicht.

$$Re = \frac{D \cdot v_y}{v_f} \quad (3.1)$$

¹Heinrich Blasius, ein deutscher Ingenieur und Hochschullehrer wurde 1883 in Berlin geboren. Sein Arbeitsgebiet war die Strömungsmechanik. Nach ihm ist die Ähnlichkeitslösung der inkompressiblen Plattengrenzschicht benannt. Quelle: Wikipedia

$D = 0.008 \text{ m}$ Außendurchmesser des Kreiszylinders
 $v_y = 0.7 \text{ m/s}$ Anströmgeschwindigkeit
 $\nu_f = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ kinematische Zähigkeit des Wassers

$$\frac{\delta}{x} = \frac{5}{\sqrt{Re_x}} \quad (3.2)$$

Mit $x = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{D}{2}$ ergibt sich eine Grenzschichtdicke $\delta = 0.5 \text{ mm}$ und ein minimaler Abstand des ersten Knotens von $\Delta d = 0.05 \text{ mm}$ in Richtung der Flächennormalen. Die Gitterabstände wachsen ausgehend vom Zylinder in achtzehn Schichten mit einem Verhältnis von 1.2 an (Abb. 3.2 (b)).

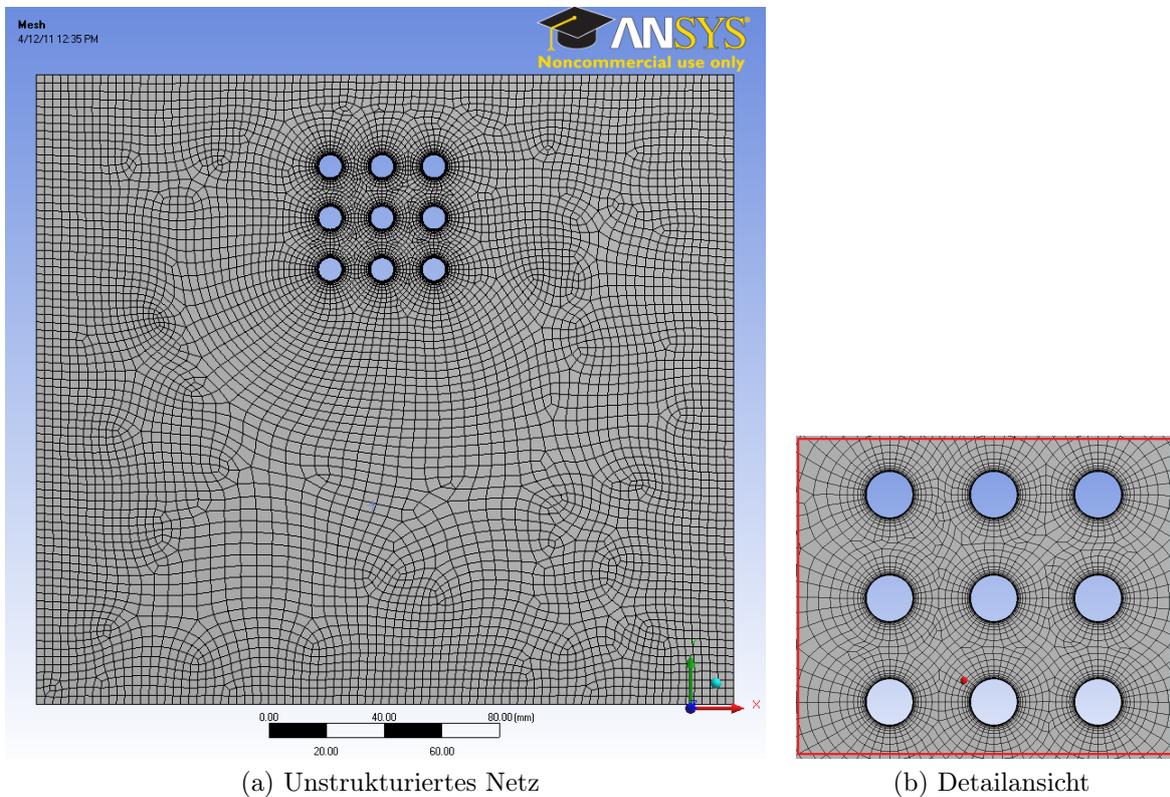
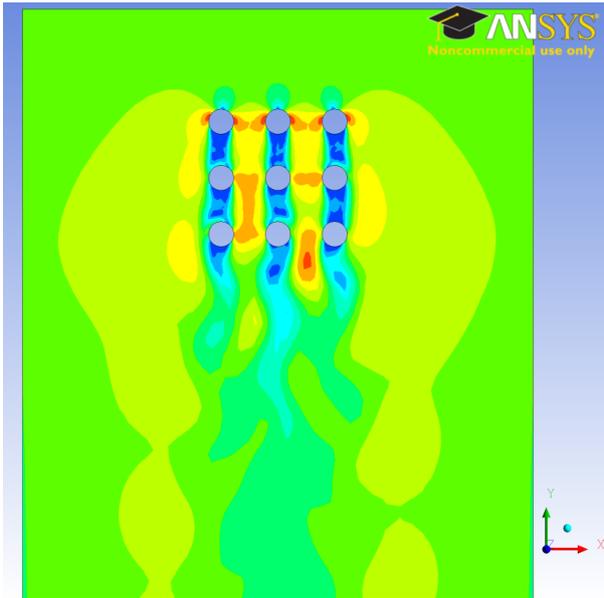


Abbildung 3.2: Unstrukturiertes Gitter und feine Vernetzung der Grenzschicht

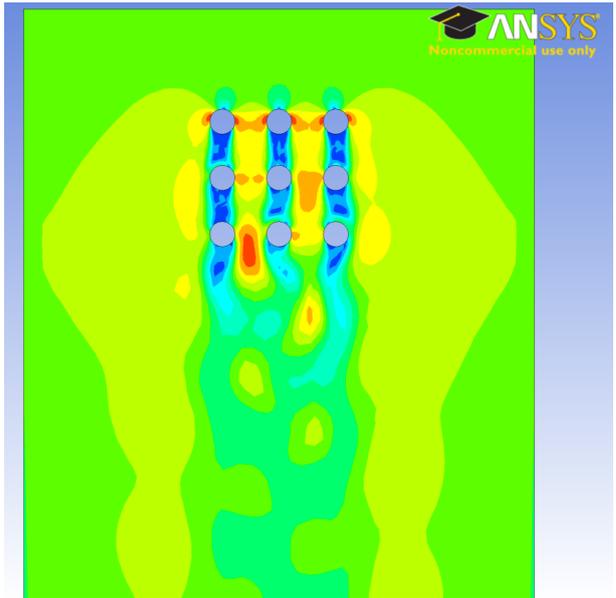
3.1.3 Ergebnisse der zweidimensionalen Simulation

In diesem Abschnitt werden zuerst die Ergebnisse der SST-Simulation vorgestellt. Einen Vergleich mit den restlichen Turbulenzmodellen findet im Abschnitt 3.1.4 und in der Diskussion (Kapitel 5) statt.

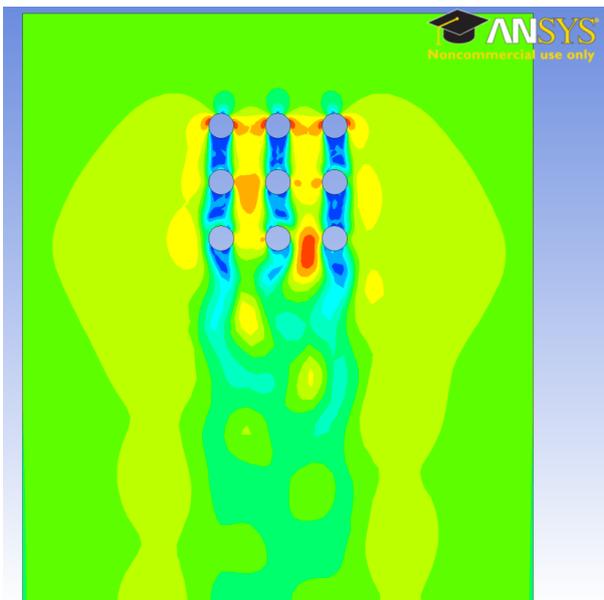
Bei einer Einströmgeschwindigkeit $v_y = 0.7 \text{ m/s}$ und einer daraus resultierenden Reynoldszahl von $Re = 5600$ zeigt die Strömung ein instationäres Verhalten. Abbildung 3.3 zeigt das Geschwindigkeitsfeld des Komponenten v_y . Man erkennt sehr gut wie sich einzelne Wirbel zunächst bilden, dann von den Zylindern ablösen und letztendlich dissipieren. Berechnungen mit dem Zeitschritt $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ sind in der Lage, dieses instationäre Ablöseverhalten zuverlässig wiederzugeben. Besonders im Nachlaufgebiet zwischen den Zylinderstäbe der zweiten und dritten Reihe bilden sich asymmetrische Strömungsstrukturen aus. Diese lösen sich von vorgelagerten Zylinder ab und sind für die turbulente Geschwindigkeitsschwankungen in der Nachlaufströmung verantwortlich. Aufgrund der Anwesenheit von nachgeschalteten Zylinderstäben im Rohrbündel ist die sog. Kármán-sche Wirbelstraße, anders als beim isolierten Einzelzylinder, nicht zu erwarten.



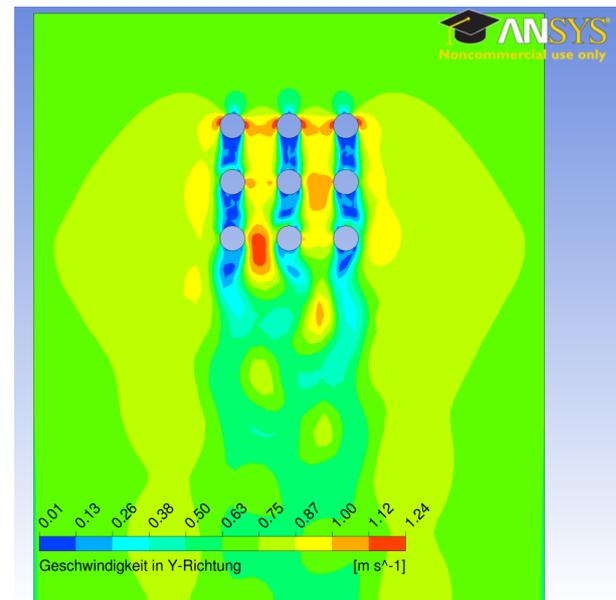
(a) $t = 0.8$ s



(b) $t = 1.8$ s



(c) $t = 2.4$ s



(d) $t = 3$ s

Abbildung 3.3: Geschwindigkeitsfeld für das SST-Modell des Komponenten v_y

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung des Drucks in der XY-Ebene. Wegen dem Staupunkt auf der Oberseite der Zylinder, hat der Druck sein Maximum dort.

Der Staudruck entsteht dadurch, dass beim Umströmen der Zylinderstäbe, das Fluid zunächst abgebremst wird. Die Geschwindigkeit nimmt dort einen Wert nahe Null $v \approx 0$ m/s an, dann wird sie weit weg von den Stäben wieder beschleunigt. Dieses Phänomen wird als Bernoulli-Prinzip² bekannt.

²Daniel Bernoulli war ein Schweizer Mathematiker und Physiker. Er arbeitete mit Leonhard Euler an

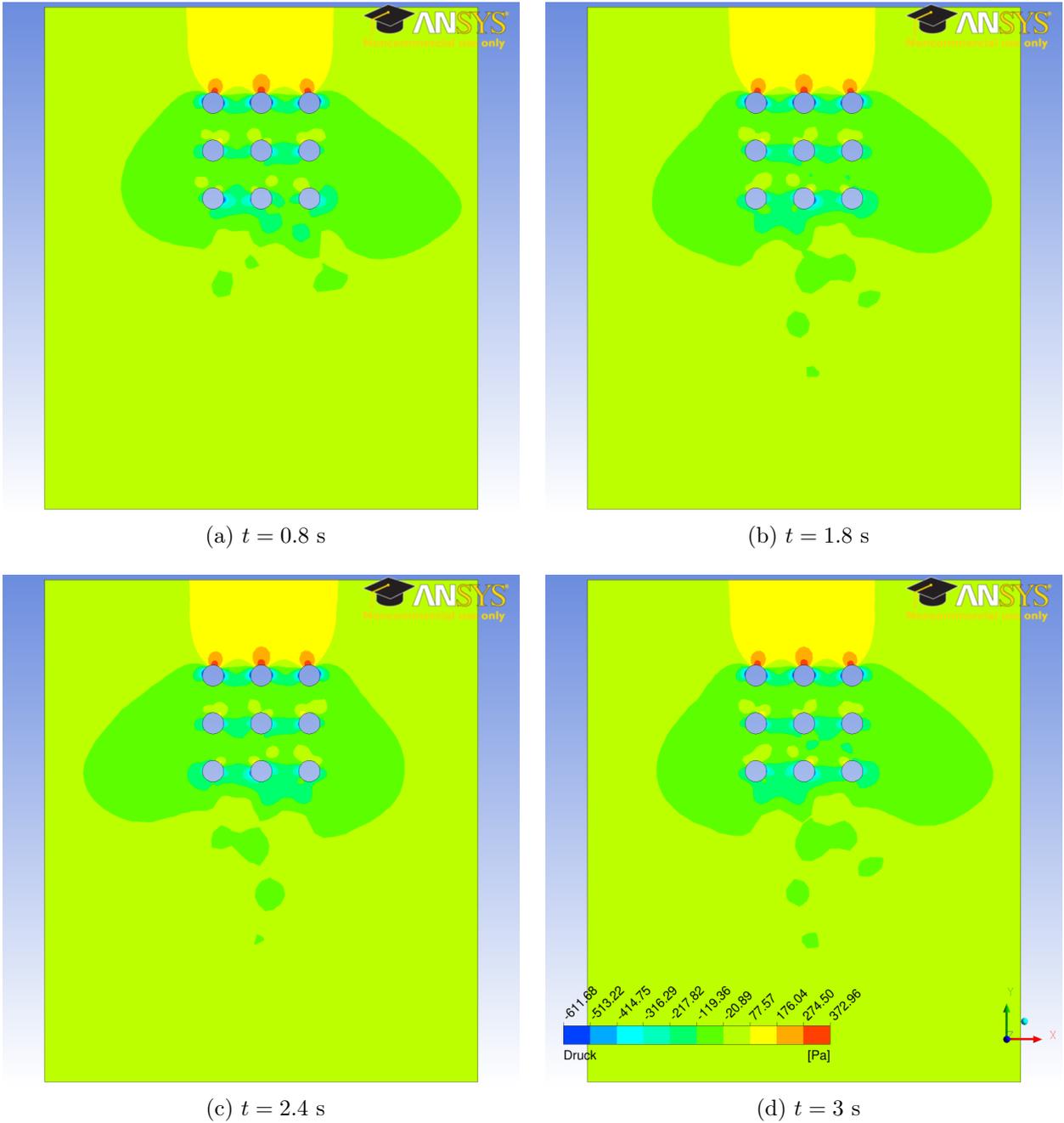


Abbildung 3.4: Instationäre Druckverteilung für das SST-Modell

Die Wirbelbildung, in den Regionen zwischen und hinter den einzelnen Zylinderstäben, beeinflussen sowohl den Widerstandsbeiwert C_D in Strömungsrichtung als auch den Auftriebsbeiwert C_L quer zur Strömungsrichtung.

den Gleichungen, die ihre Namen tragen. Der Bernoulli-Effekt ist von überragender Bedeutung in der Aerodynamik. Quelle: Wikipedia

Die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte lassen sich folgendermaßen berechnen:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{\rho}{2} A v_y^2} \quad (3.3)$$

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho}{2} A v_y^2} \quad (3.4)$$

F_L, F_D Auftriebs-, Widerstandskraft [N] (Diese Kräfte werden von ANSYS CFX berechnet und variieren von Stab zu Stab)

$\rho = 997 \text{ kg/m}^3$ Dichte des Fluids (Wasser)

$A = L \cdot D = 10^{-3} \text{ m} \cdot 8 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ wirksame Fläche des Zylinders

Je nach Position des Stabes in Abbildung 3.5 kann die Kraft der ablösenden Strömung verschieden stark an den Zylindern angreifen. Die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte können deshalb von Stab zu Stab variieren.

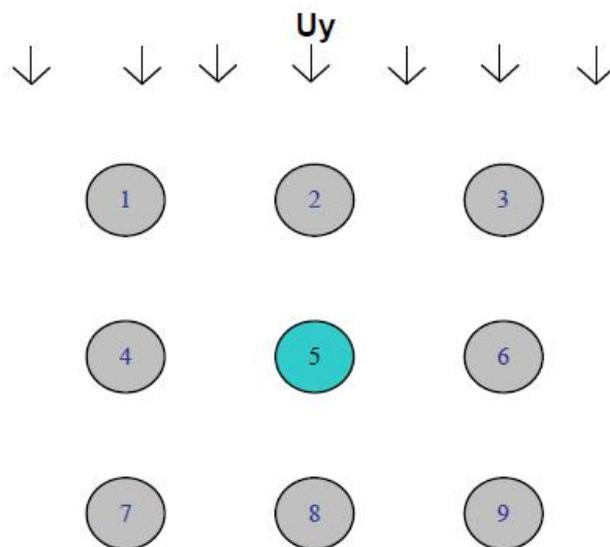
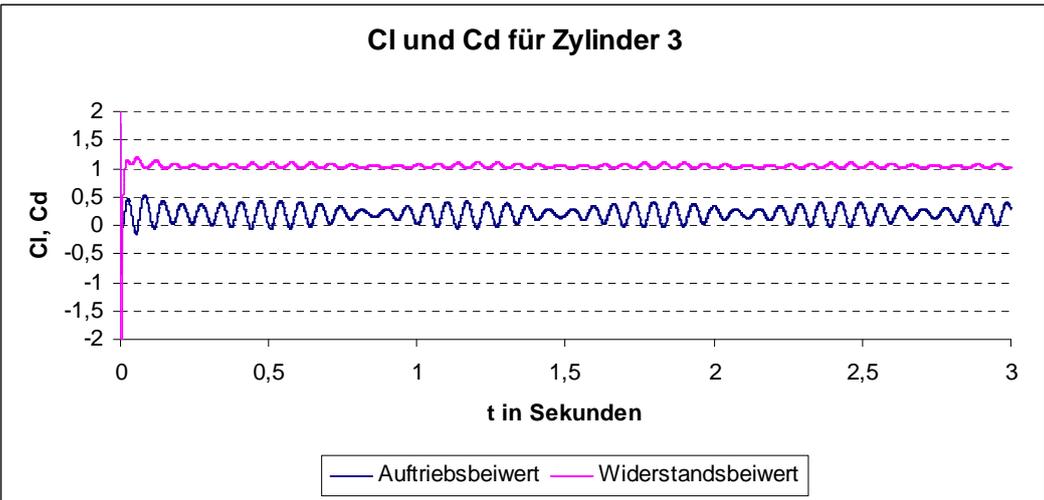
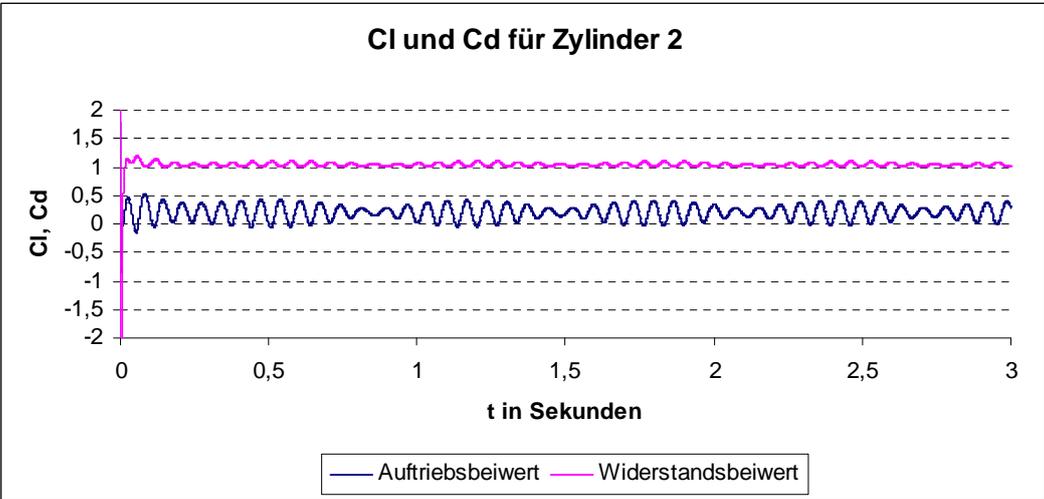
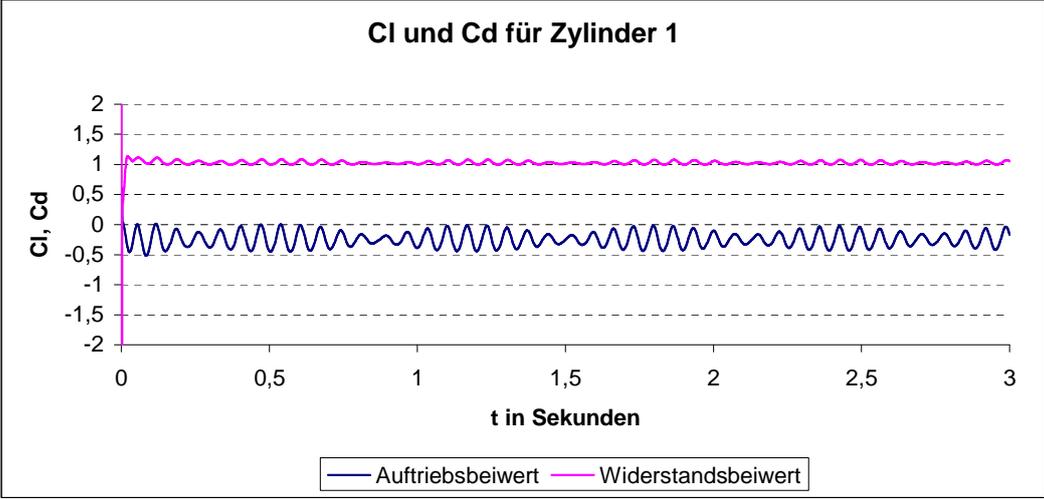
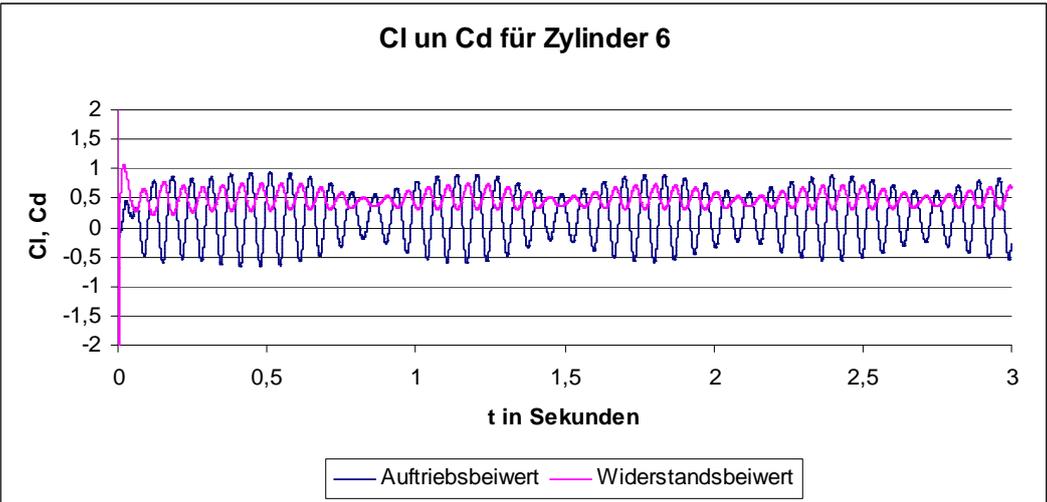
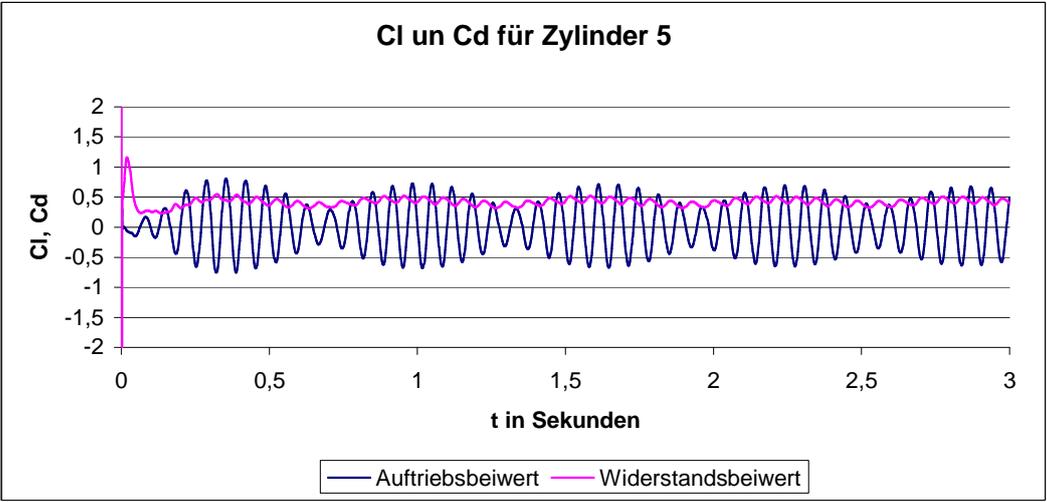
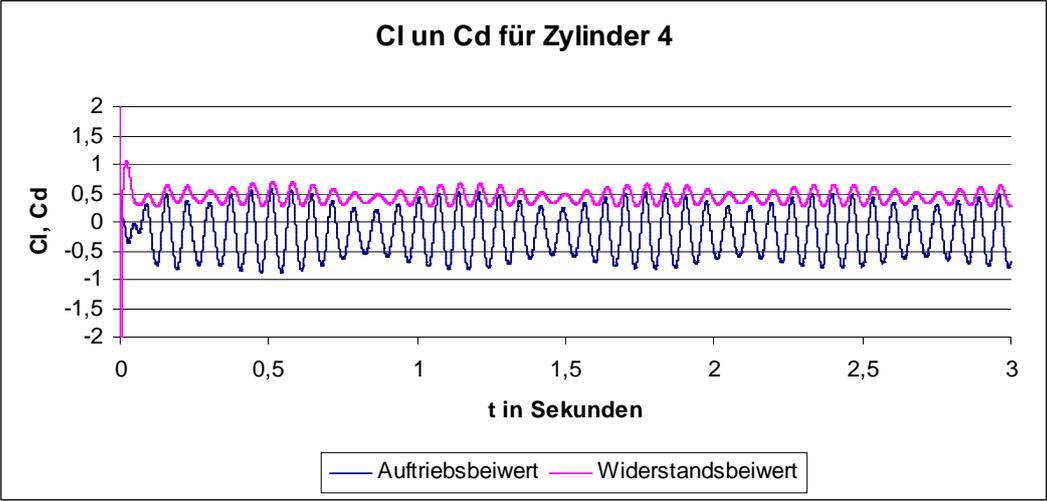


Abbildung 3.5: Position der Stäbe bei dem Modell des Rohrstrahls

Es ist ersichtlich, dass der Auftriebsbeiwert der ersten drei Zylinder nur gering schwankt. Dies weist auf schwache Wirbelablösungsaktivität hin. Die Zylinder der ersten Reihe haben geringere C_L -Werte im Vergleich zu den Zylindern der zweiten und dritten Reihe, welche kontinuierlich mit Wirbeln durch die vorgeschalteten Zylinder beaufschlagt werden,

also steigt in diesem Fall die Amplitude des C_L -Werts deutlich. Im allgemeinen hängen die C_L -Werte in Rohrbündeln zusätzlich zu der jeweiligen Rohranordnung auch von den Längs- und Quer-Rohrabständen und von der Einströmgeschwindigkeit ab. Es wird jedoch bestätigt, dass der größte Wert von C_L in der zweiten und dritten Reihe vorhanden ist. Der Widerstandsbeiwert C_D dagegen, ist bei den Stäben der ersten Reihe hoch. In Abbildung 3.6 sind für die SST-Simulation diese Werte für alle Zylinder dargestellt.





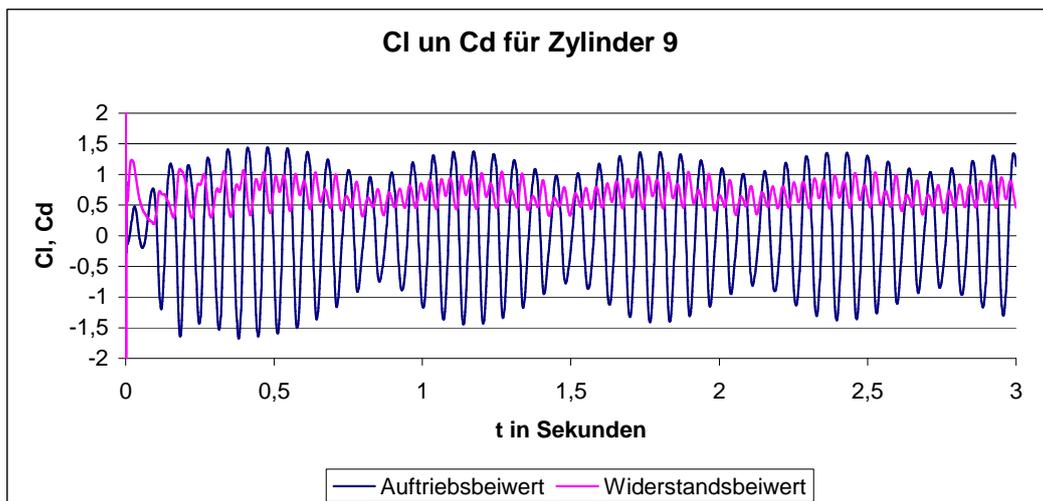
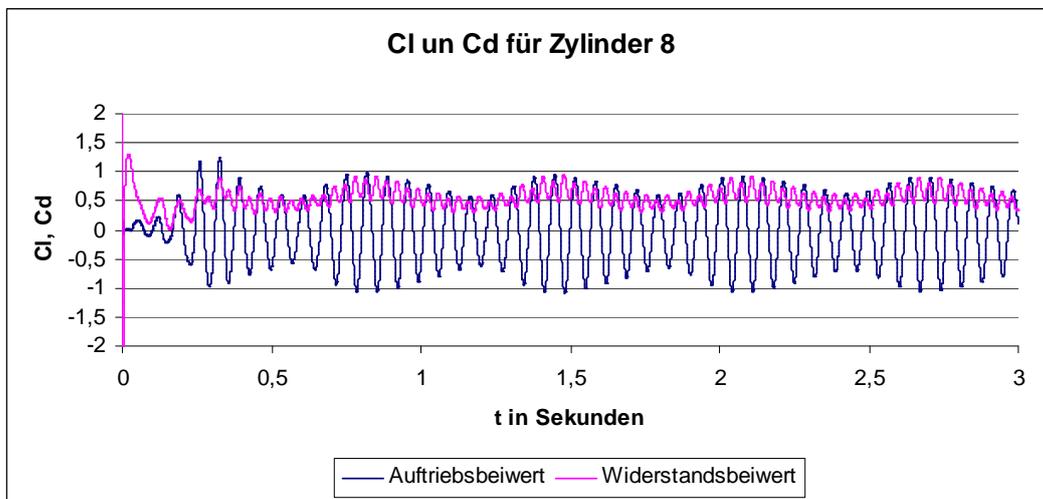
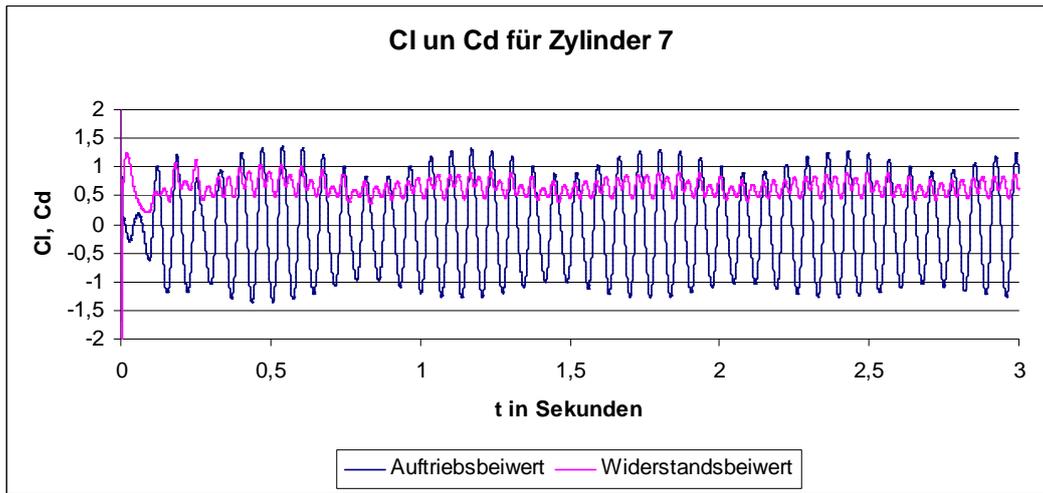
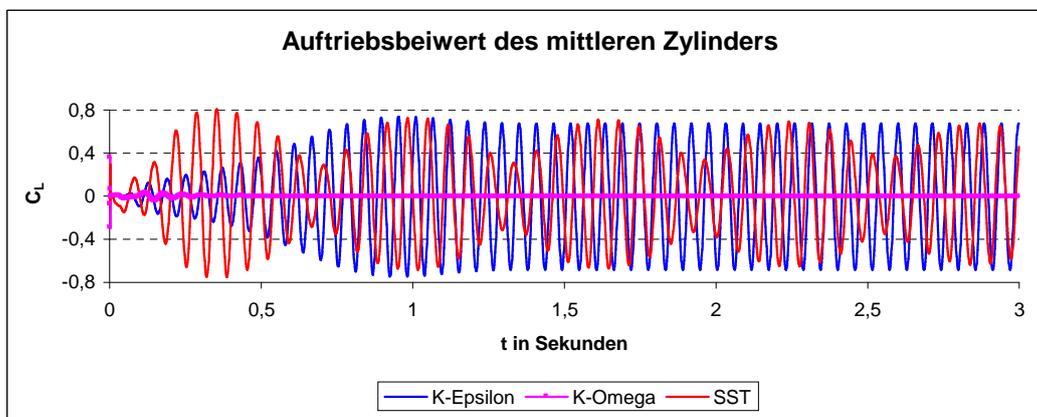


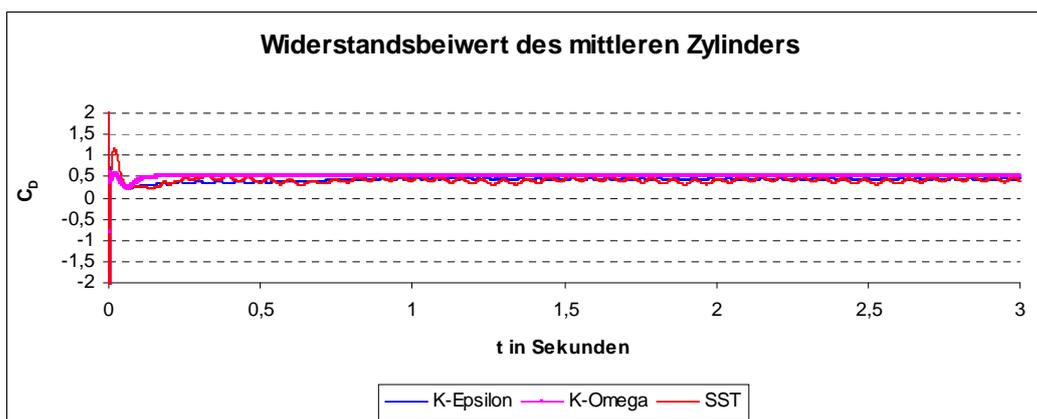
Abbildung 3.6: Widerstands- und Auftriebsbeiwert der unterschiedlichen Stäbe (SST-Model)

3.1.4 Analyse der numerischen Ergebnisse unterschiedlicher Turbulenzmodelle

Die Turbulenzmodelle werden am Beispiel der Widerstands- und Auftriebsbeiwerten miteinander verglichen. In Abbildung 3.7 sind diese Ergebnisse für den mittleren Stab grafisch dargestellt. Es wird festgestellt, dass es bei dem Auftriebsbeiwert C_L von $k - \omega$ und SST kaum einen Unterschied gibt (Abb. 3.7 (a)). Der max. positive bzw. negative Wert schwankt in beiden Fällen zwischen $C_L = \pm 0.75$. Bei dem $k - \omega$ -Modell dagegen, ist der Auftriebsbeiwert $C_L = 0$. Bei diesem Modell wurden keine sichtbaren Instationaritäten vorhanden bzw. sichtbar. Das Modell hat alle Strömungsschwankungen unterdrückt. Der Widerstandsbeiwert C_D liegt bei allen Modellen bei 0.5 (Abb. 3.7 (b)).



(a) Auftriebsbeiwert



(b) Widerstandsbeiwert

Abbildung 3.7: Widerstands- und Auftriebsbeiwert des mittleren Zylinders mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen

In der folgenden Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst.

	$k - \varepsilon$	$k - \omega$	SST
C_L	± 0.7	0	± 0.75
C_D	0.5	0.52	0.48

Tabelle 3.1: Turbulenzmodelle: Ergebnisvergleich

Zur Verifikation der Turbulenzmodelle im Bezug auf die dimensionslose Kennzahl der Frequenz f (die Strouhal-Zahl $St = \frac{f \cdot D}{v}$) werden die Ergebnisse der Simulationen in folgender Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Turbulenzmodell	$k - \varepsilon$	SST
Wirbelablösefrequenz [Hz]	18	16
St [dimensionslos]	0.21	0.18

Tabelle 3.2: Ermittelte Strouhal-Zahl (St) der 2D-Rechnung

Mit den St-Werten von 0.21 und 0.18 können für die zweidimensionale Simulation bei den beiden Turbulenzmodellen $k - \varepsilon$ und SST gute Näherung zum Literaturwert von 0.2 erreicht werden.

Ausgehend von diesen Ergebnissen, haben die Turbulenzmodelle $k - \varepsilon$ und SST die Strömung nur unmaßgeblich merklich beeinflusst, da in den erhaltenen Ergebnissen keine signifikanten Unterschiede identifiziert werden konnten, die es erlauben würden, Vor- oder Nachteile der unterschiedlichen Modellansätze zu bewerten.

3.2 Dreidimensionale CFD-Simulation

3.2.1 Modellbildung und Randbedingungen

In dem vorangegangenen Abschnitt 3.1, wurden einige Aspekte der zweidimensionalen Strömung in dem Rohrbündel diskutiert. In diesem Abschnitt wird eine vollständig transiente dreidimensionale Simulation durchgeführt. Das SST-Modell kombiniert, aus Sichtung der Literatur, die Vorteile des $k - \omega$ -Modells in Wandnähe und des $k - \varepsilon$ -Modells im übrigen Strömungsfeld. Es wird bei der Modellierung der turbulenten Strömung in den restlichen Simulationen der vorliegenden Arbeit eingesetzt.

Die Strömung verläuft in Richtung der y-Achse. Von Bedeutung ist die Wahl der Randbedingungen. Am oberen Rand des Simulationsgebiets wird eine Geschwindigkeit $v_y = 0,7 \text{ m/s}$ vorgegeben. Am Austritt ist eine Öffnung mit verschwindendem Relativdruck

gesetzt. Die Zylinder und alle restlichen Ränder in z-Richtung werden als Wand definiert, an der die Haftreibung gilt. Folgende Abbildung 3.8 verdeutlicht die Wahl dieser Randbedingungen.

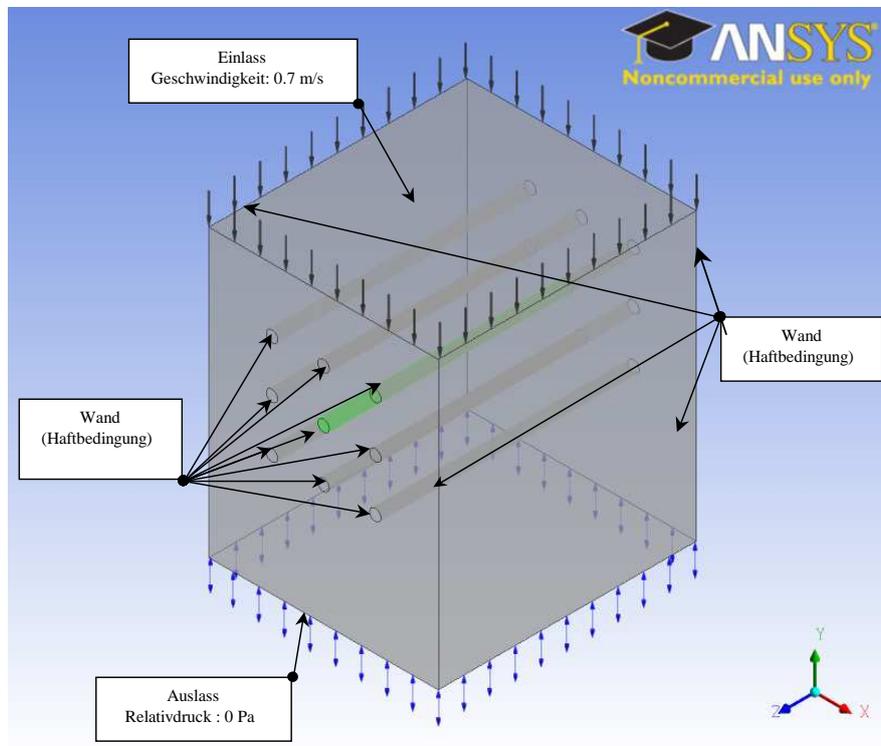


Abbildung 3.8: Dreidimensionale Darstellung der Geometrie und des CFX-Setups

3.2.2 Gittererstellung und Solver-Einstellung

Um ein vollständig strukturiertes Gitter zu generieren, wurde das Modul ANSYS ICEM CFD benutzt. Die Gesamtelementzahl beträgt 167 300 Netzelemente. Die Entstehung und der Transport von Turbulenzen hängt bei der numerischen Simulation im Wesentlichen von der Erzeugung des Gitters ab. Deshalb ist das Gebiet im Nachlauf der umströmten Zylinder sehr fein vernetzt worden. Wird das Netz hinter den umströmten Zylindern zu schnell grob, so werden Wirbel an ihrer Entstehung und Ausbreitung gehindert. Abbildung 3.9 zeigt, dass der Bereich um die neun Zylinder und im Nachlauf sehr kleine Gitterweiten hat.

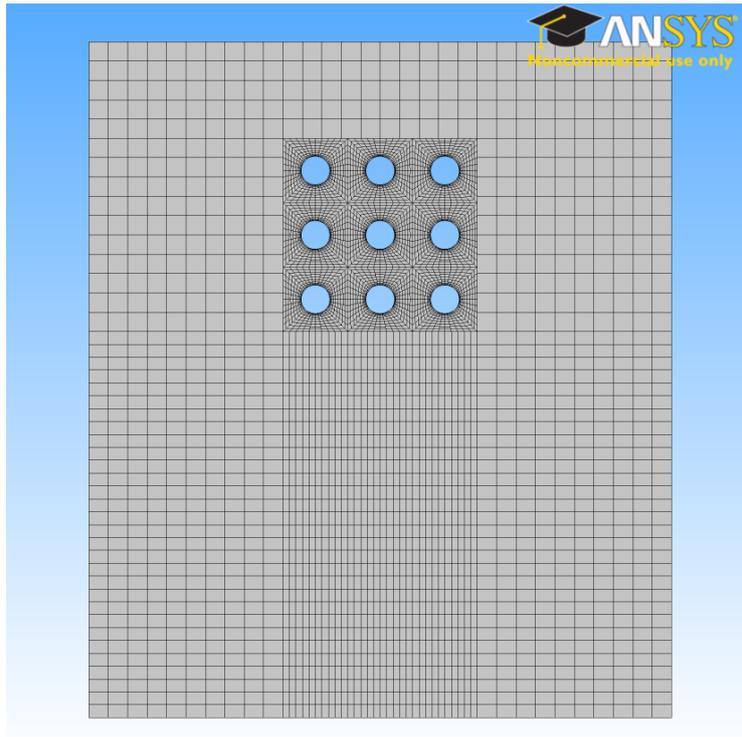
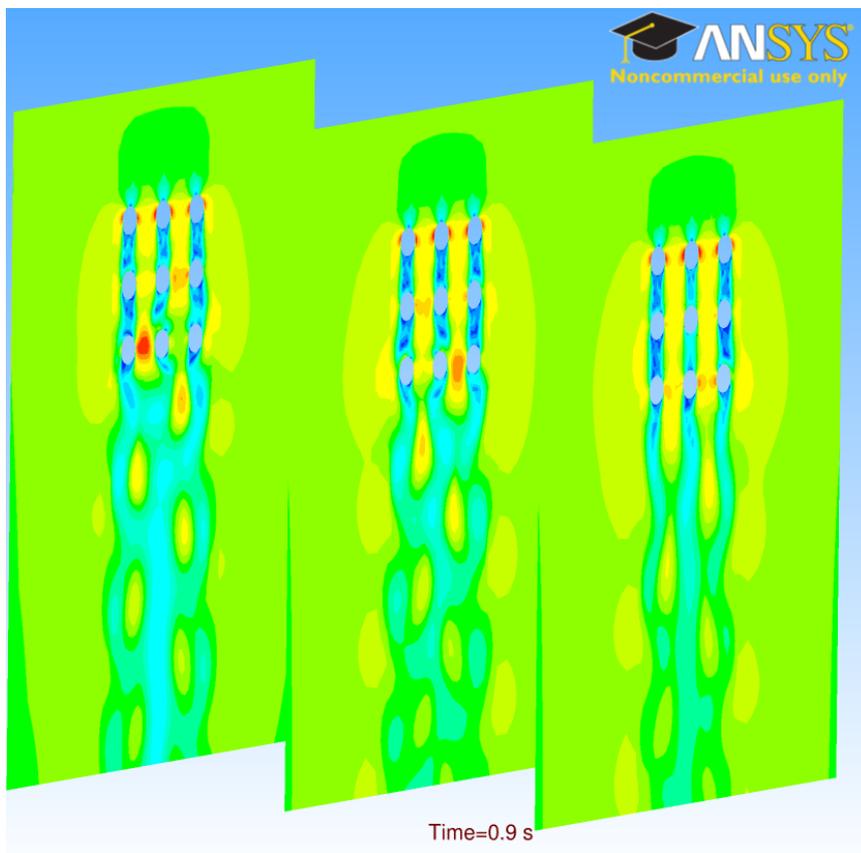
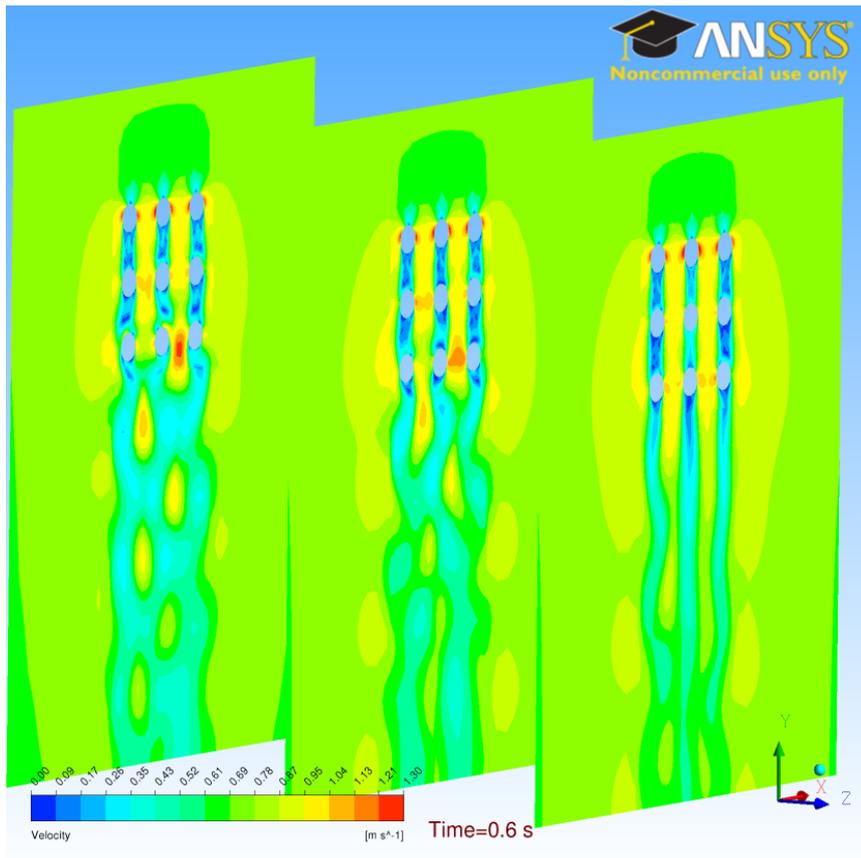


Abbildung 3.9: Hexa-Blocking in ANSYS ICEM CFD

Bedingung für gute Ergebnisse ist eine äußerst gute Diskretisierung in Zeit. Dies bedeutet insbesondere die Wahl eines sehr kleinen Zeitschrittes. Der Zeitschritt $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ wurde hier angewendet.

3.2.3 Ausgewählte Ergebnisse der durchgeführten Simulationen und Auswertung

Abbildung 3.10 visualisiert die momentane Merkmale des Geschwindigkeitsfeldes von v_y in verschiedenen XY-Ebenen. Die erste Ebene ist bei $z = 10 \text{ mm}$, die zweite bei $z = 80 \text{ mm}$ und die dritte Ebene ist bei $z = 170 \text{ mm}$. Es wird gezeigt, dass die Physik der Strömung zeit- und ortsabhängig ist. Das Strömungsmuster unterscheidet sich von Ebene zur Ebene. Das Strömungsverhalten ist instationär.



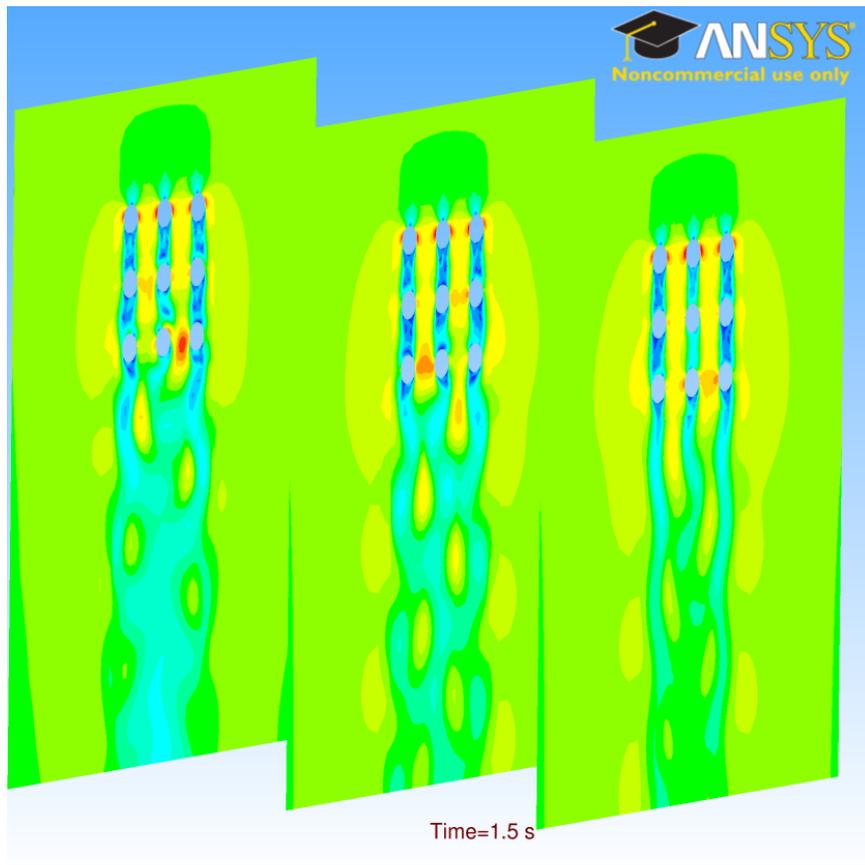
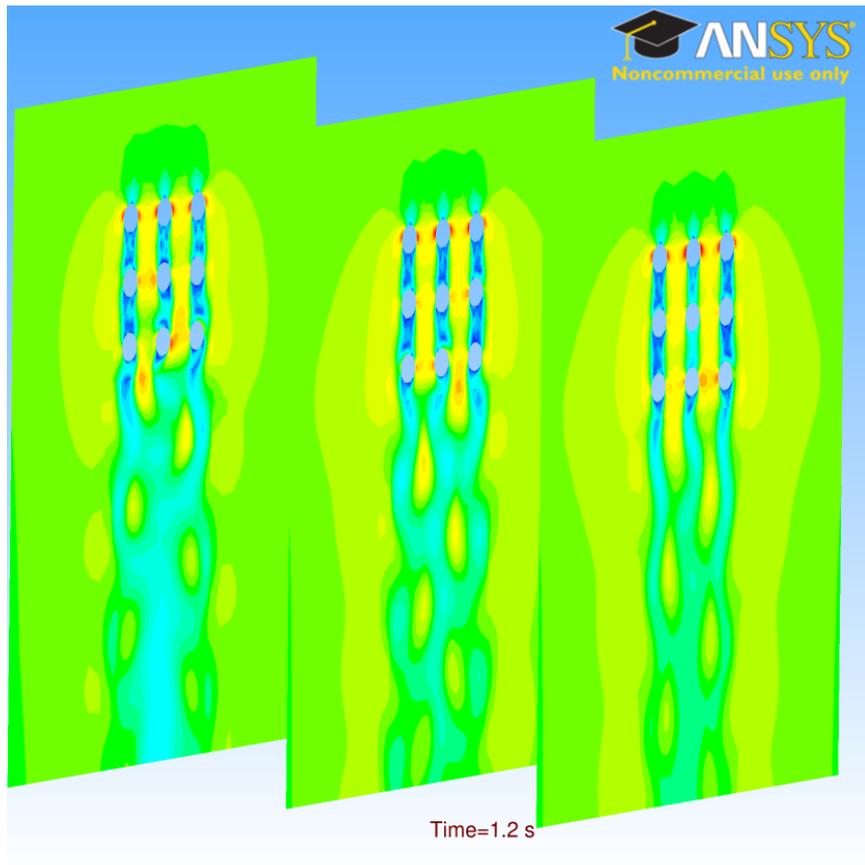


Abbildung 3.10: Instationäre Geschwindigkeitsverteilung des Komponenten v_y

Die aus den Simulationen gewonnenen resultierenden Kräfte auf den mittleren Stab wurden mit Hilfe der Gleichungen (3.3) und (3.4) in dimensionslose Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte umgerechnet. Eine grafische Darstellung ist in Abbildung 3.11 gegeben.

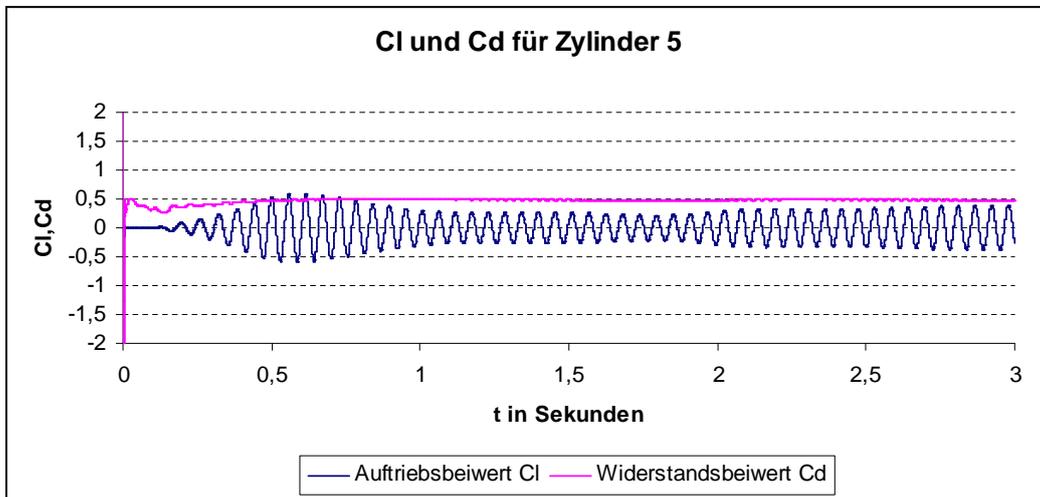


Abbildung 3.11: Darstellung von simulierten Auftriebs- und Widerstandsbeiwerten des mittleren Stabes

Für diesen Fall der dreidimensionalen Rechnung liegt der C_L -Wert für den mittleren Zylinder bei ± 0.4 . Der C_D -Wert ist, wie beim zweidimensionalen Fall, bei 0.5. Die Strouhal-Zahl nimmt den Wert von $St \approx 0.21$.

Nachfolgend sind in der Tabelle 3.3 die Ergebnisse der zwei- und dreidimensionalen Simulation für den mittleren Zylinder zusammengefasst.

	C_L	C_D	St
2D-simulation	± 0.75	0.48	0.21
3D-Simulation	± 0.4	0.5	0.18

Tabelle 3.3: Ergebnisvergleich der 2D und 3D-Simulation

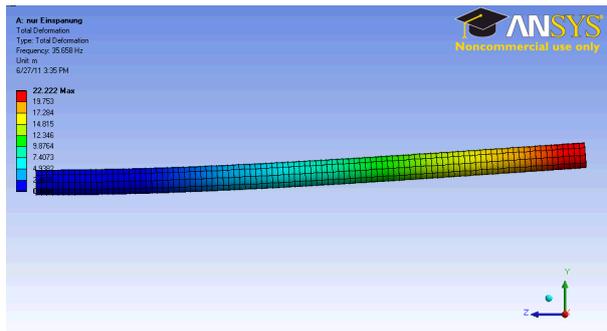
Aus diesen Ergebnissen, merkt man den deutlich großen Unterschied in dem C_L -Wert der beiden Simulationen. Dies ist nicht verwunderlich, da die beiden Berechnungen nicht bei gleicher Vernetzung erfolgten. Zudem kommt der Einfluss der Strömung in z-Richtung bei der dreidimensionalen Simulation.

3.3 Modalanalyse

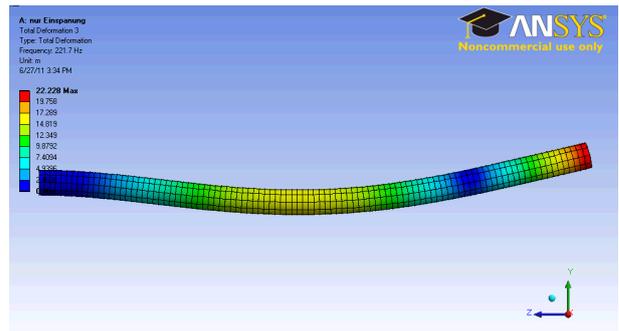
Die Durchführung einer Modalanalyse bei einem dynamischen System, ist oft ein notwendiger erster Schritt, um die Eigenfrequenzen des Systems kennenzulernen. Als Ma-

terialdaten (Herstellangaben) für den Stab aus Polyethylen wurde ein Elastizitätsmodul von $E = 800 \text{ MPa}$, eine Poissonzahl von $\nu = 0.44$ und eine Dichte von $\rho_S = 950 \text{ kg/m}^3$ angegeben. Das Gitter für den Zylinder ist mit ANSYS *Mechanical* generiert worden und hat 4000 Hexaeder-Elemente mit einer Größe von 3 mm .

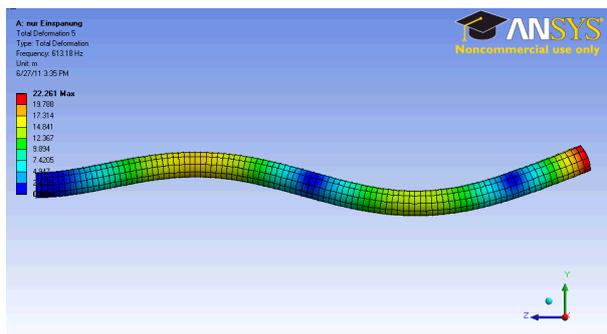
Nachfolgend werden die bei den durchgeführten Modalanalyse ermittelten Eigenfrequenzen und Eigenformen des Stabes visualisiert und in der Tabelle 3.3 eingetragen. Der Stab wird mit einer ersten Eigenfrequenz von $f_1 = 35 \text{ Hz}$ zum Schwingen angeregt.



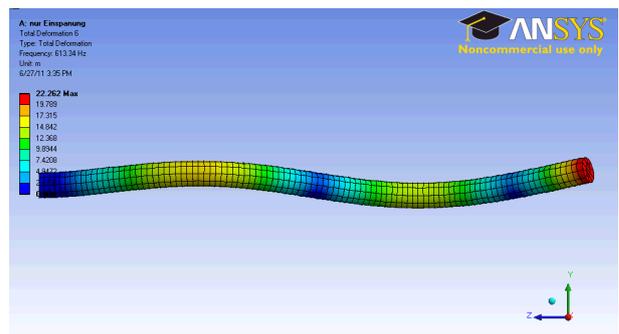
(a) Erste Eigenform



(b) Dritte Eigenform



(c) Fünfte Eigenform



(d) Sechste Eigenform

Abbildung 3.12: Eigenfrequenzen und Eigenformen des Stabes

Aus Tabelle 3.3 erkennt man, dass $f_1 \approx f_2$, $f_3 \approx f_4$ und $f_5 \approx f_6$. Deshalb wurde hier nur die erste, dritte und sechste Eingenform dargestellt.

Eigenform	1	2	3	4	5	6
Eigenfrequenz [Hz]	35.658	35.865	221.7	221.9	613.18	613.34

Tabelle 3.4: Erste Eigenfrequenzen aus der Modalanalyse

Kapitel 4

Fluid-Struktur-Wechselwirkung

4.1 FSI-Simulation

4.1.1 Vernetzung und Randbedingungen

Für die FSI-Berechnung ist eine Solid und Fluid-Geometrie mit jeweils einem Rechengitter notwendig. Die Solid-Geometrie besteht aus einem einfachen Stab (Abb. 4.1). Bei der Vernetzung des Solids sind Hexaeder-Elemente mit einer Größe von 3 mm verwendet worden, deren Anordnung automatisch von der Software ANSYS *Workbench* vorgenommen worden ist. Das Gitter hat 4200 Zellen. Als Material wurde Polyethylen mit einer Dichte von $\rho_S = 950\text{ kg/m}^3$ verwendet. Für den Elastizitätsmodul (E-Modul) sind zwei Werte $E_1 = 1100\text{ MPa}$ und $E_2 = 800\text{ MPa}$ verwendet worden. Eine Poissonzahl von $\nu = 0.44$ ist verwendet worden. (Diese Werte sind Materialdaten von Polyethylen). Für das Strömungsfeld ist die dreidimensionale Geometrie (Abb. 3.8) und das Netz (Abb. 3.9) vom Abschnitt 3.2.2 übernommen worden.

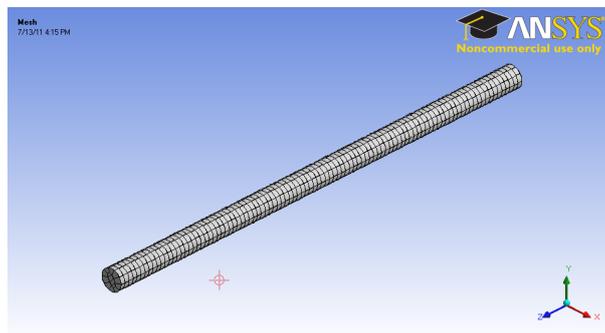


Abbildung 4.1: Geometrien für das Solid (Hexaedernetz Solid)

Es sind Randbedingungen sowohl für das Fluid als auch für das Solid-Modell gewählt worden. Der Stab erhält eine feste Lagerung an einem Enden. Allen restlichen Flä-

chen wird eine FSI-*Interface*-Randbedingung zugewiesen. Die Kopplungsflächen des Rechenvolumens erhalten eine Knotenbewegungsbedingung, die so genannte „*Mesh Motion*-Randbedingung“. Diese Option stellt sicher, dass die Knotenbewegungen von ANSYS vorgegeben werden. Alle ruhenden Randflächen erhalten die *Stationary*- bzw. Dirichlet-Bedingung (keine Netzbewegung). Zur Modellierung der turbulenten Strömung wurde für die transiente Simulationen der bidirektionalen FSI das SST-Modell eingesetzt.

4.1.2 Gitterbewegung und Netzdeformation

Die von ANSYS an CFX zurückgeleitete Netzverschiebungen werden über die gesamte Fluidomaine verbreitet. Dabei wird folgende Verschiebungsdiffusionsgleichung gelöst:

$$\nabla \cdot (\zeta \nabla \delta) = 0 \quad (4.1)$$

δ bezeichnet die Verschiebungen gegenüber der vorherigen *Mesh Location*. ζ wird im Folgenden als Netzsteifigkeit benannt. Sie bestimmt, wie steif das Netz in verschiedenen Regionen sein soll. Der *ANSYS Solver* bietet verschiedene Optionen für die Berechnung der Netzsteifigkeit ζ .

- „*Increase near boundaries*“
- „*Increase near Small Volumes*“
- Kontanter Wert

Mit diesen Standardoptionen für die Gittersteifigkeit ζ oder mit einem konstanten Wert ergeben sich bei zunehmender Strukturauslenkung sehr schlechte und gefaltete Elemente. Abbildung 4.2 zeigt die Entstehung eines gefalteten Gitters aufgrund großer Strukturauslenkungen.

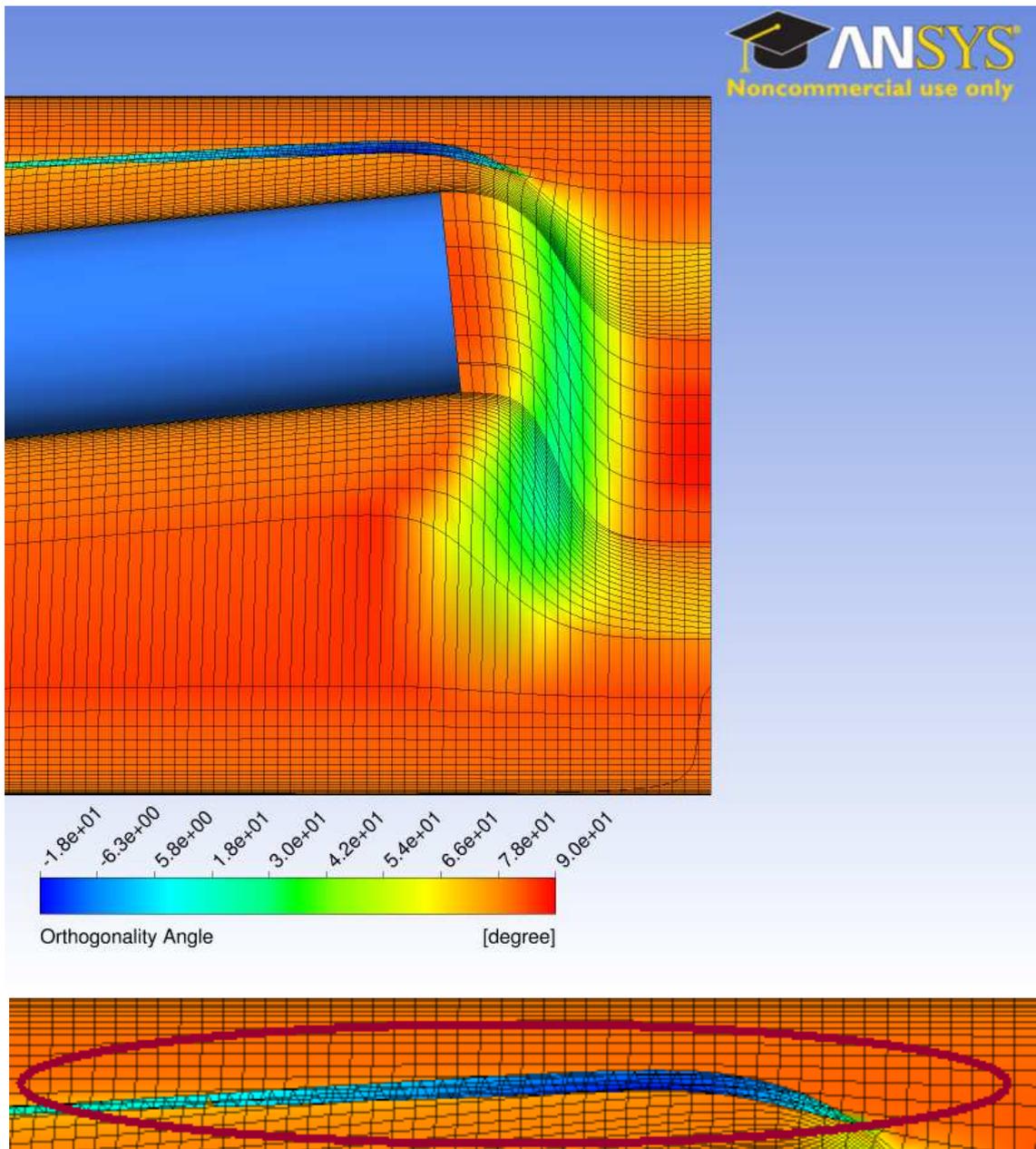


Abbildung 4.2: Gescheiterte Gitterbewegung aufgrund großer Verformungen

Es kam durch dieses gefaltete Gitter bzw. negative Kontrollvolumen wiederholt zu fatalen Fehlermeldungen und zum Abbruch der Simulation.

Anzustreben ist eine Gitterbewegung, die sich bei immer wiederkehrenden Bewegungsabläufen exakt wiederholt, um dauerhaft eine gute Qualität sicherzustellen. Dies stellt eine große Herausforderung dar, eine geeignete Formel für die Netzsteifigkeit zu finden.

Die Definition der Gittersteifigkeit ζ unter Verwendung der *Wall-Distance-Variable* ist eine mögliche Lösung. Hierfür wird folgende ζ -Definition mittels *CFX Expression Language* (CEL-Befehlen)¹ umgesetzt:

¹Eine ANSYS-Skriptsprache

$$\zeta = C \left(\frac{1}{Wall\ Distance} \right)^{C_{stiff}} \quad (4.2)$$

Es wird dabei das Ziel verfolgt, das Netz in bestimmten kritischen Bereichen, z.B. in der Nähe von den Zylindern steifer im Vergleich zu den weiter weg liegenden Gebieten des Strömungsgebietes zu halten. Der Exponent C_{stiff} bestimmt, wie die Netzsteifigkeit erhöht wird. Er soll durch verschiedene Variationen bestimmt werden². In der Simulation der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe dieser Methode und einem Exponenten zwischen 0.5 und 2 ein guter Kompromiss erzielt.

Alternativ kann eine ζ -Definition von Parametern der Elementqualität abhängig gemacht werden, z.B:

$$\zeta = C \left(\frac{1}{Volume\ of\ Finite\ Volumes} \right)^{C_{stiff}} \quad (4.3)$$

Die Netzsteifigkeit ist damit von dem Volumen der Netzzellen abhängig, d.h. je kleiner das Volumen der Zelle ist, desto größer ist ihre Steifigkeit. Somit wird die Gefahr der Entstehung von negativen Elementen, die zum Simulationsabbruch führen würde, minimiert. Es ist zu empfehlen, das Konvergenzkriterium für die Lösung der Gitterbewegungsgleichung zu verschärfen und eine höhere Anzahl von Iterationen zuzulassen³.

4.1.3 FSI-Solvereinstellung

Für die richtigen FSI-Solvereinstellungen, wurden in diesem Abschnitt viele Test-Simulationen durchgeführt. Das Ziel dabei ist, passende Simulationsparameter wie Konvergenzkriterien der Koppelgrößen, Unterrelaxationsfaktoren und die richtige Anzahl der Koppeliterationen zu finden. Nach vielen Parametervariationen ist es gelungen, die Konvergenzkriterien zu erfüllen. Abbildung 4.3 gibt Informationen über das Konvergenzverhalten der Test-Simulation. ε^* ist der Konvergenzmaß nach Gl. (2.38) und soll für eine konvergierte Lösung, wie bereit oben im Abschnitt 2.6.5 erklärt wurde, kleiner null sein. Dies bedeutet, dass alle Kurven in jedem Zeitschritt unter die Nullachse fallen sollen. Die Spitze im Koppungskonvergenzverlauf der Kraft- und Verschiebungskomponenten markiert den Beginn eines neuen Zeitschrittes.

²Bei kleineren Werten entstehen stärkere Verzerrungen im kritischen Bereich, bei größeren werden die Knoten in den weiter weg liegenden Gebieten zu stark an den äußeren Wänden zusammengedrückt.

³Maximale Residuen $<10^{-3}$ und maximal 20 Iterationen

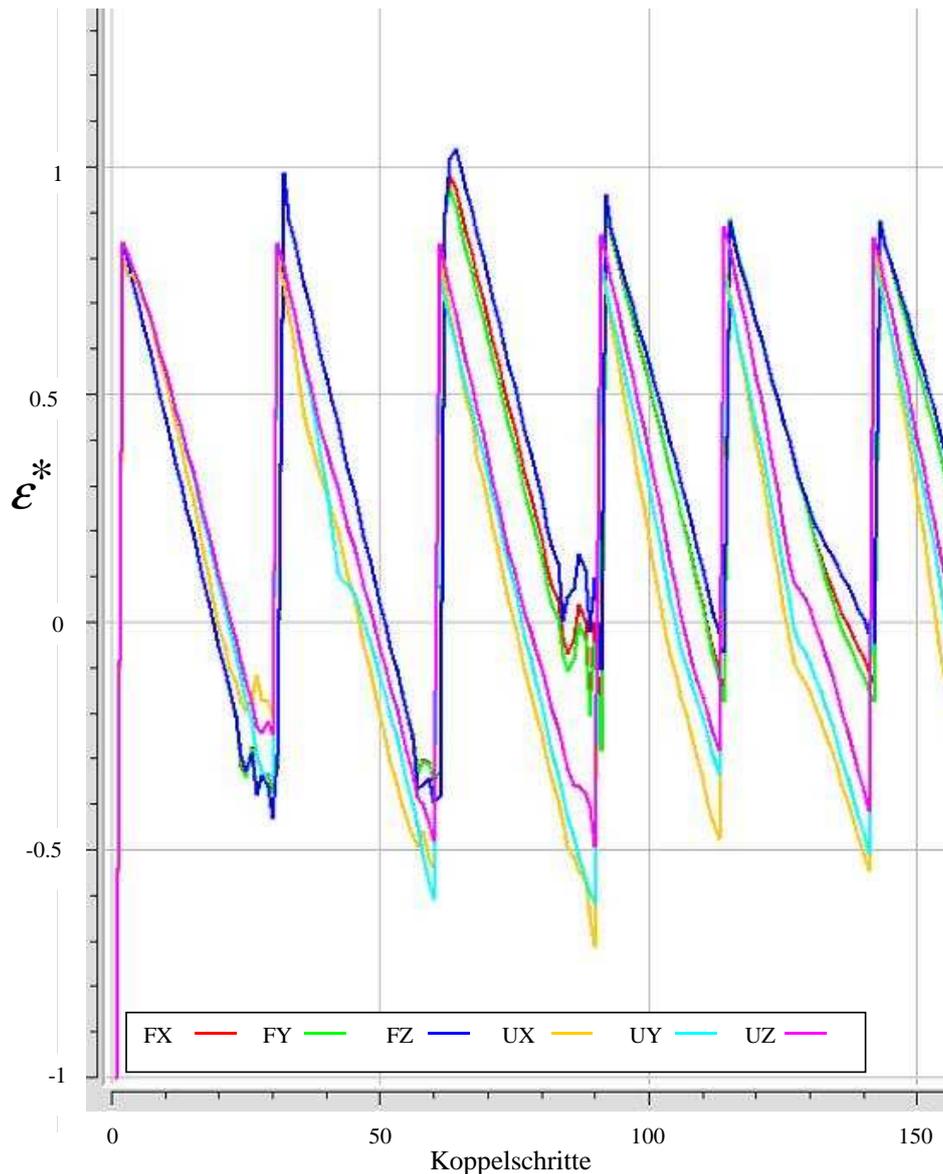


Abbildung 4.3: Monitorausgabe der Interface-Konvergenz für Kraft- und Verschiebungskomponenten

Folgende Parameter und Einstellungen wurden gewählt:

- Kopplungskonvergenzkriterien: $\varepsilon_T < 0.0001$ (Sinnvolle Werte für ε_T sind stark fallabhängig. Standard ist 0.01)
- Unterrelaxationsfaktoren für Kraft- und Verschiebungstransfer: α_u und $\alpha_F = 0.5$ (Standard 0.7, wobei $0 < \alpha_{u,F} \leq 1$)
- Maximale Anzahl der Koppeliterationen: $i_{max} = 30$ (Die maximale Anzahl i_{max} der Koppeliterationen pro Zeitschritt muss groß genug sein, um alle Konvergenzkriterien zu erfüllen. Es müssen mindestens zwei Koppeliterationen vorhanden sein.)

- CFD-Konvergenzkriterium: RMS-Residuen < 0.001 (Für eine konvergierte Lösung müssen die RMS-Residuen für Masse und Impuls unter 10^{-3} fallen.)
- Maximale Anzahl innerer CFD-Iterationen pro Koppelschritt: $k_{max} = 5$ (Empirische Wahl, müssen mindestens zwei sein.)

Die in dieser Arbeit durchgeführten FSI-Simulationen sind zeitabhängige Berechnungen. Bei der Bestimmung des Zeitschrittes muss darauf geachtet werden, dass dieser hinreichend klein ist. Der Zeitschritt $\Delta t = 0.0006 \text{ s}$ wurde mit Hilfe folgender Gleichung ermittelt:

$$\Delta t = \frac{T}{100} \quad (4.4)$$

T ist die Periodendauer der Wirbelablösefrequenz, sie wird wie folgt definiert:

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{17.5 \frac{1}{s}} \approx 0.06 \text{ s} \quad (4.5)$$

f die Erregerfrequenz (Wirbelablösefrequenz) ist definiert als:

$$f = St \cdot \frac{v}{D} = 17.5 \frac{1}{s} \quad (4.6)$$

Dabei sind:

$St = 0.2$ Strouhal-Zahl,

$v = 0.7 \text{ m/s}$ Anströmgeschwindigkeit,

$D = 0.008 \text{ m}$ Außendurchmesser des Stabes.

Die Strouhal-Zahl St beträgt im unterkritischen Bereich bei einem freien Zylinder in ungestörter Anströmung in etwa 0.2. Bei höheren Reynoldszahlen steigt die Strouhal-Zahl zwar etwas an, doch wird hier mit $St = 0.2 = \textit{Konst.}$ gerechnet.

4.2 Durchführung und Auswertung der FSI-Simulation ohne Dämpfung

Die FSI-Simulation wird mit der Reynoldszahl 5600 und dem E-Modul 1100 MPa durchgeführt. Es kommt schnell zu einer starken Verformung des mittleren Zylinders, welcher zur Schwingung angeregt wird. Abbildung 4.4 beschreibt das Phänomen. Die Lücken über und unter dem blauen mittleren Stab in den unteren Abbildungen, weisen auf die restlichen Stäbe hin. Diese wurden hier nicht gezeigt, da sie von der FSI-Kopplung nicht betroffen sind.

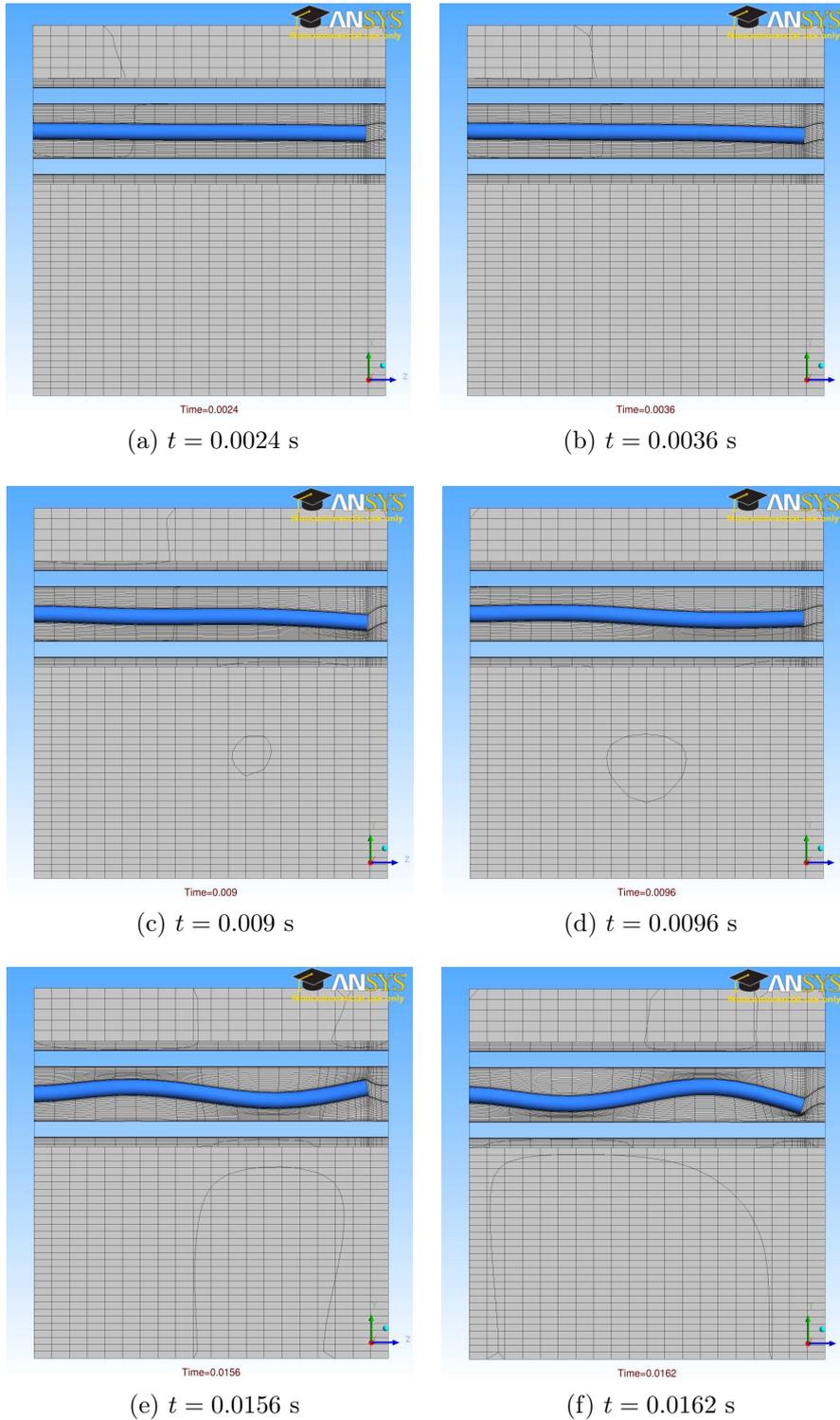


Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung der unphysikalischen Strukturverformung (YZ-Schnitt)

Dieses Verhalten tritt ein, wenn eine kritische Geschwindigkeit v_{krit} Gl. (4.7) erreicht wird und die Wirbelablösefrequenz am Stab dessen Eigenfrequenz entspricht. Die kritische Geschwindigkeit bei der, Resonanz eintreffen könnte, kann nach folgender Gleichung

berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 v_{krit} &= \frac{D \cdot f}{St} \\
 &= \frac{0.008 [m] \cdot 35 \left[\frac{1}{s}\right]}{0.2} = 1.4 m/s
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

$f = 35 Hz$ ist hier die erste Eigenfrequenz des Stabes, welche bei der Modalanalyse (Abschnitt 3.3) ermittelt wurde.

Die, bei dieser Simulation, eingestellte Anströmgeschwindigkeit $v = 0.7 m/s$ ist unter der kritischen Geschwindigkeit $v_{krit} = 1.4 m/s$. Somit ist es sichergestellt, dass beim Durchfahren des Frequenzbereiches, der Stab möglichst unter dem Bereich seiner ersten Eigenfrequenz $f = 35 Hz$ zum Schwingen angeregt wird. Die Vermutung, dass der Stab mit einer Frequenz über dem Bereich seiner ersten Eigenfrequenz zum Schwingen angeregt wird, ist dadurch nicht bestätigt.

Für diese hochgradig nichtlineare und komplexe FSI-Simulation sind diese Ergebnisse nicht überraschend. Um diese Instabilität zu behandeln, wurde versucht das ganze System, durch einen neuen Zeitschritt numerisch zu dämpfen. Der Zeitschritt $\Delta t = \frac{T}{100}$ aus Gl. (4.4) ist auf $\Delta t = \frac{T}{150}$ verkleinert worden. Dies führte zu einer schnelleren Instabilität im Vergleich zum ersten Zeitschritt $\Delta t = \frac{T}{100}$. Eine Alternative ist, der Zeitschritt leicht zu erhöhen.

Folgende Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen mit den unterschiedlichen Zeitschritten.

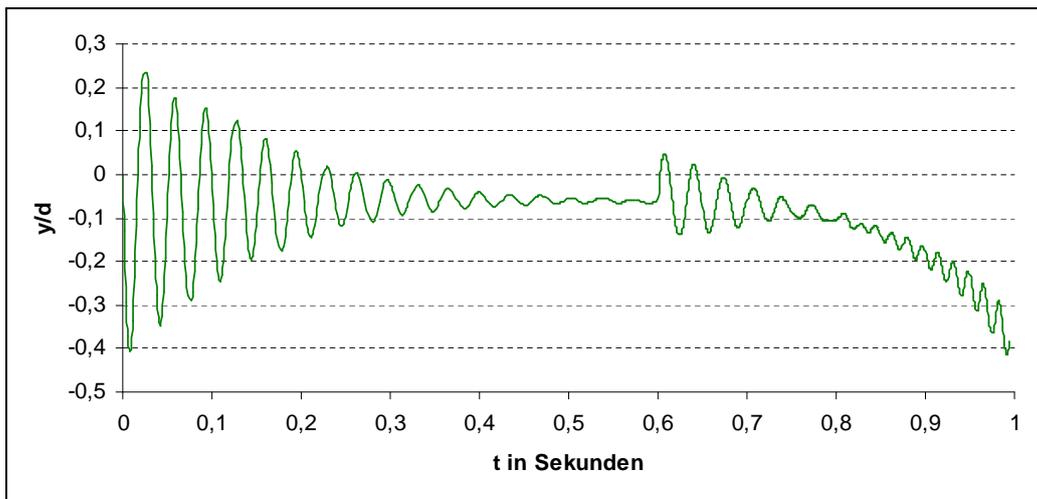
	E-Modul [MPa]	Dauer der Simulation bis zum Simulationsabbruch	Instabilität
$\Delta t = \frac{T}{150}$	1100	15 Zeitschritte	JA
$\Delta t = \frac{T}{100}$	1100	18 Zeitschritte	JA
$\Delta t = \frac{T}{80}$	1100	52 Zeitschritte	JA
$\Delta t = \frac{T}{70}$	1100	162 Zeitschritte	JA
$\Delta t = \frac{T}{60}$	1100	keine Fehlermeldung	NEIN

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der FSI-Simulationen mit den unterschiedlichen Zeitschritten

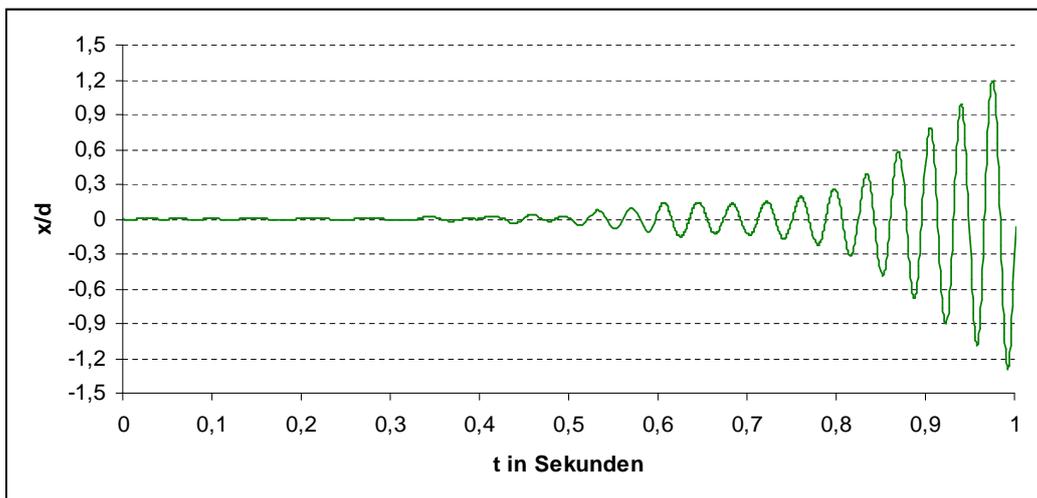
Durch den deutlich kleineren Zeitschritt $\Delta t = \frac{T}{150} = 0.0004 s$ konnte ein schnelleres Auftreten der Instabilität und des Simulationsabbruchs beobachtet werden. Eine Änderung

der Zeitschrittweite auf $\Delta t = \frac{T}{60} = 0.001 \text{ s}$ führt dagegen zur Verhinderung der Instabilität. Theoretisch könnte hier für diese Instabilität eine andere Ursache als der Zeitschritt Δt vorliegen, z.B. die Solvereinstellungen sind nicht angemessen gewählt worden, doch dies ist relativ unwahrscheinlich, da das oben gezeigte unphysikalische Verhalten des Stabes, durch die Variation des Zeitschrittes erfolgreich verhindert worden ist.

Mit dem Zeitschritt $\Delta t = \frac{T}{60} = 0.001 \text{ s}$ wurden folgende Ergebnisse in Abbildung 4.5 erzielt. Diese stellen die dimensionslosen Auslenkungen, im Bezug auf den Durchmesser d des Zylinders, dar.



(a) Verschiebung in y-Richtung



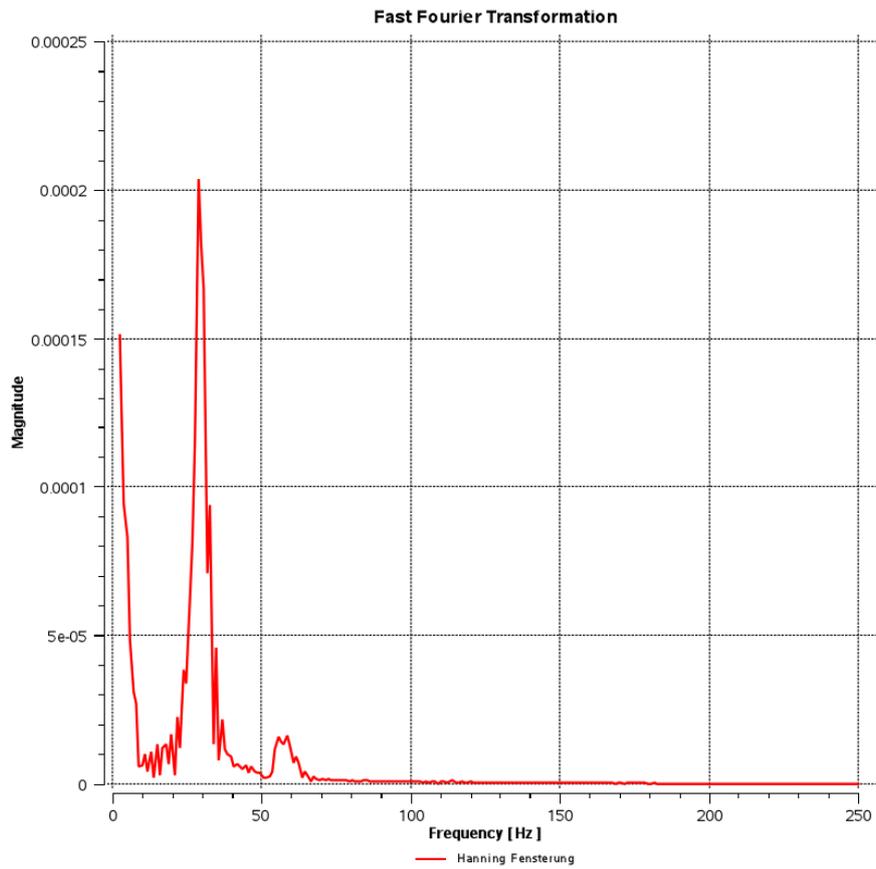
(b) Verschiebung in x-Richtung

Abbildung 4.5: Dimensionslose Auslenkungen des freien Ende vom Stab

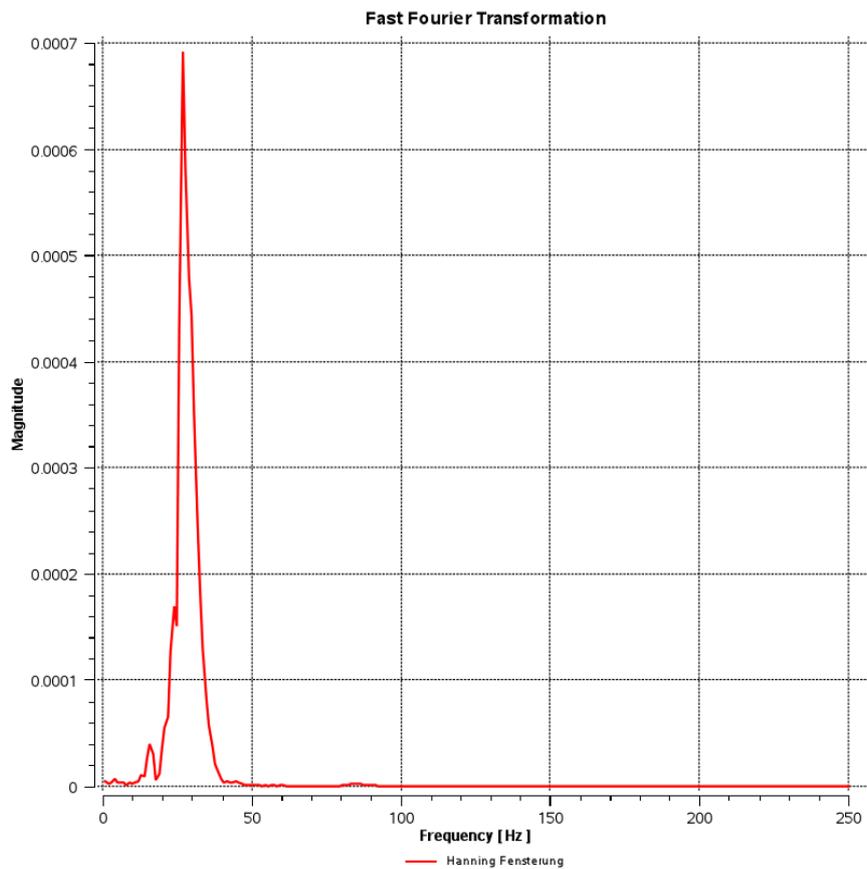
Der Sprung bei $t = 0.6 \text{ s}$ in Abbildung 4.5 (a) ist auf den *Restart* der Rechnung zurückzuführen. Die Fortsetzung der Simulation erfolgt ohne jegliche Modifikation. Der Sprung

kann man so erklären, dass der *Solver*, die erhaltene Lösung vor dem Anhalten der Simulation, welche normalerweise bei der nächsten Iteration als Ausgangspunkt für einen weiteren Verbesserungsschritt dient, nicht wieder abfragen kann. Dies ist in x-Richtung nicht zu merken, da die Auslenkung in diesem Zeitschritt noch im Bereich null liegt. Nach dem *Restart* der Rechnung steigt, im weiteren Simulationsverlauf, die Auslenkung in x-Richtung immer weiter und es stellt sich kein stationäres Endergebnis ein (Abb. 4.5 (b)). Bei dem Zylinder kommt es zum Aufprall mit den benachbarten Stäben, was zum Simulationsabbruch führte. Diese Überschwingung in x-Richtung kann als ein numerisches Problem bezeichnet werden.

Mit Hilfe der Fast Fourier-Transformation (FFT) kann man sehr einfach feststellen, wie stark die verschiedenen Frequenzen vertreten sind. In dem Amplituden-Frequenzdiagramm (Abb. 4.6 (a) und (b)) liegt die dominierende Frequenz sowohl für die y- als auch für die x-Richtung bei ca. 29 Hz und damit unterhalb der Resonanzfrequenz des Gesamtsystems. Die FFT der Schwingung zeigt im Allgemeinen, bei welchen Frequenzen die Struktur stark und bei welchen sie nur wenig schwingt.



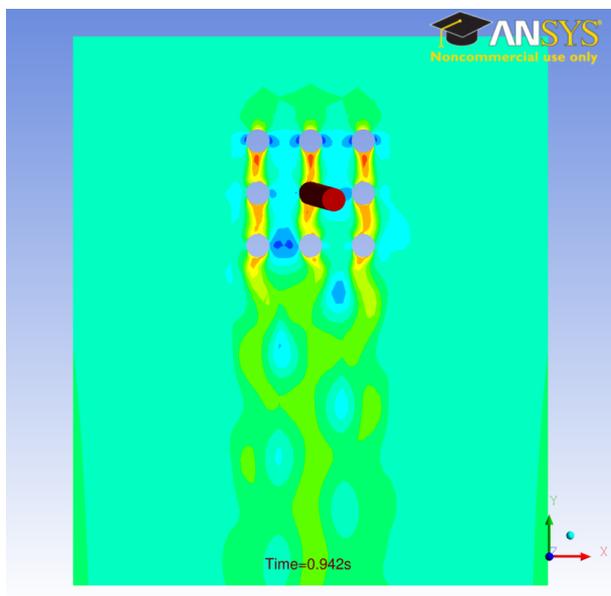
(a) FFT: y-Richtung



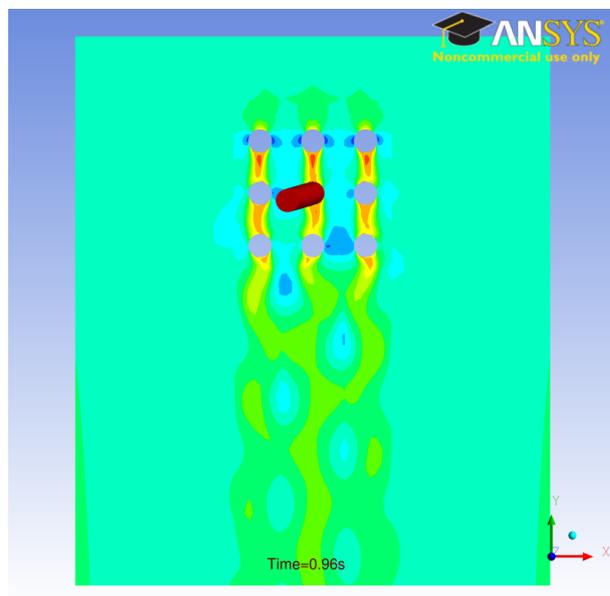
(b) FFT: x-Richtung

Abbildung 4.6: Amplituden-Frequenzdiagramm

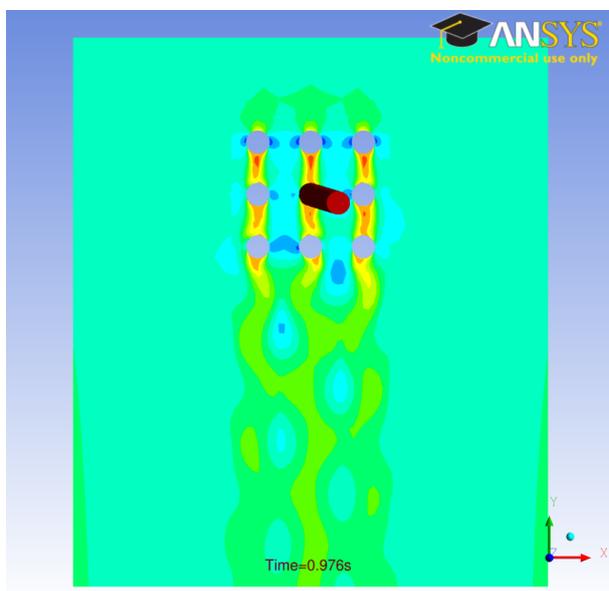
Folgende Momentaufnahmen in Abbildung 4.7 zeigen die großen Schwingungen des mittleren Stabes in x-Richtung.



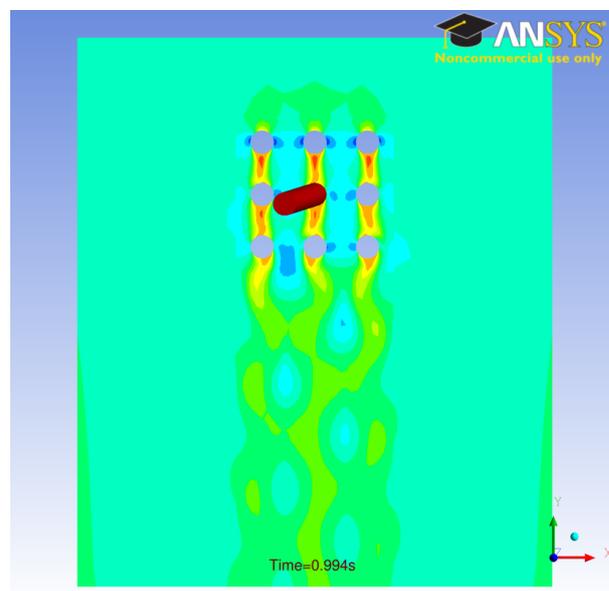
(a) $t = 0.942$ s



(b) $t = 0.96$ s



(c) $t = 0.976$ s

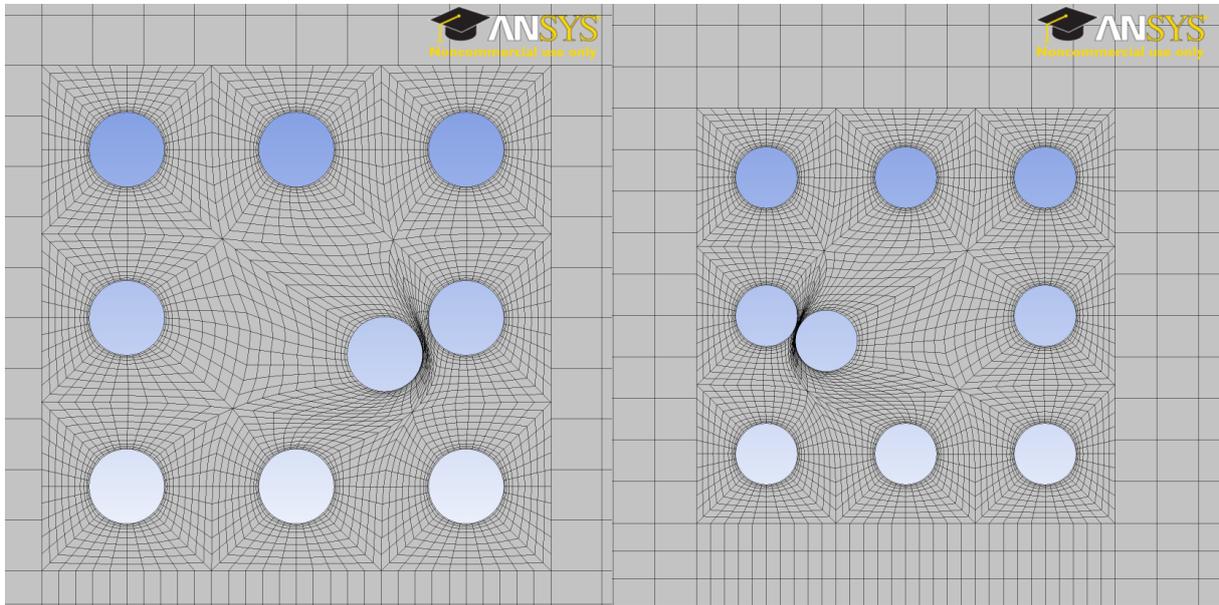


(d) $t = 0.994$ s

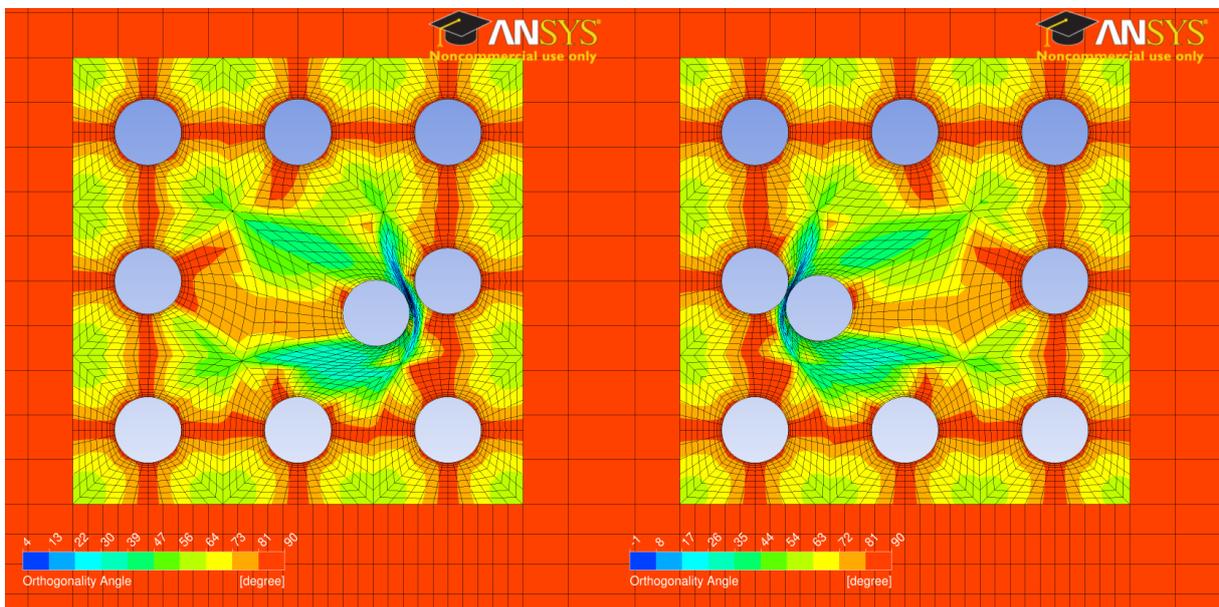
Abbildung 4.7: Zylinderbewegung: Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes v_y

In Abbildung 4.8 ist der Gitterzustand nach $t = 1$ s zu erkennen. Trotz großer Gitterdeform-

mationen tritt mit den in Abschnitt 4.1.2 erläuterten Einstellungen⁴ der Gitterbewegung, völlig unproblematische Verschlechterung der Gitterqualität (Abb. 4.8 (b)). Die Zellen haben lediglich ihre ursprüngliche Form verloren. Dies könnte nicht verhindern, dass die Simulation weiter läuft. Es ist kein gefaltetes Gitter oder negatives Volumen entstanden.



(a) Gitterverzerrungen für $t = 1$ s



(b) Verschlechterungen der Gitterqualität (Zellen haben ihre Form eines Würfels oder eines Quaders verloren)

Abbildung 4.8: Absolute Gitterverschiebung bei der maximalen Strukturauslenkung in x-Richtung

⁴In dieser Simulation ist die Definition der Gittersteifigkeit ζ unter Verwendung der *Wall Distance*-Variable mit einem Exponenten von 2 gerechnet worden.

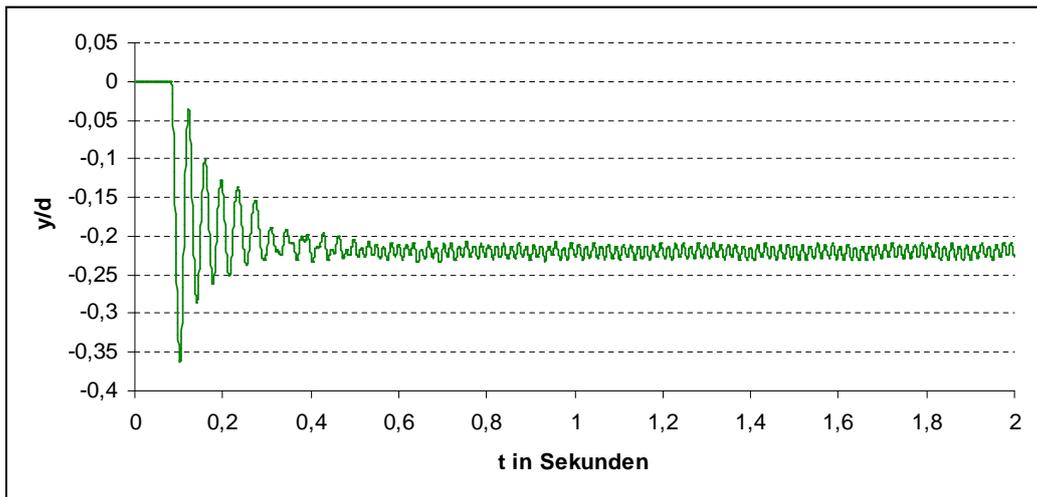
4.3 Durchführung und Auswertung der FSI-Simulation mit Dämpfung

Als Lösung für die im Abschnitt 4.2 auftretenden großen Schwingungsamplituden in x-Richtung ist eine Technik zur Stabilisierung eingeführt worden. Im Prinzip kann diese Technik als einen zusätzlichen künstlichen Dämpfer für alle Knoten im System gesehen werden. Bei geringeren Verschiebungen werden von dem künstlichen Dämpfer-Element keine große Widerstandskräfte erzeugt. Im Gegensatz dazu werden bei großen Verschiebungen große Widerstandskräfte erzeugt. Bei dieser Dämpfung bleiben die Bewegungsfreiheitsgrade des Körpers ungestört, da die Stabilisierungskräfte des künstlichen Dämpfers klein im Verhältnis zu den physikalischen auftretenden Kräften sind. Diese Methode hat wenig Einfluss auf die Ergebnisse. Aus ungeklärtem Grund ist die mathematische Formulierung dieser Technik in der ANSYS-Dokumentation nicht vorhanden. Für nähere Informationen wird trotzdem auf folgende Literatur [34] verwiesen.

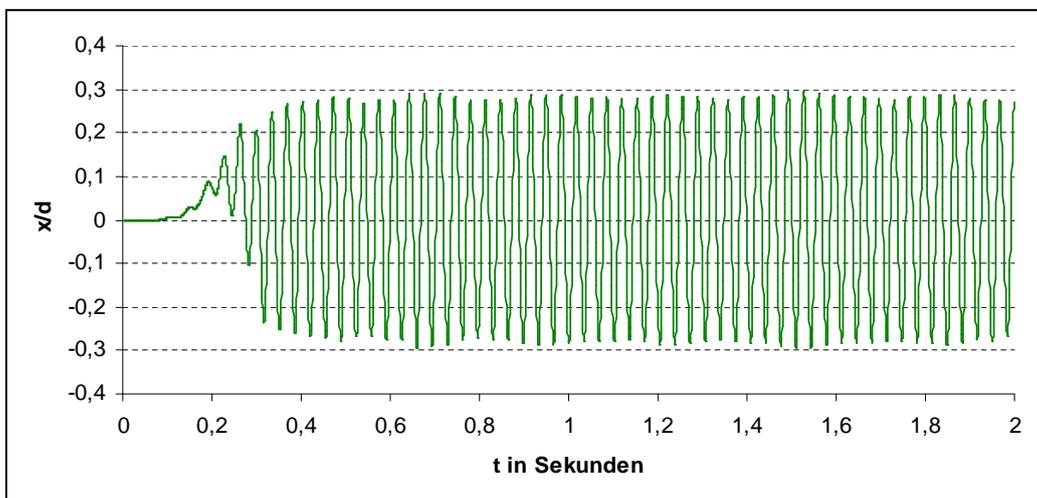
Die Stabilisierung kann durch einen Dämpfungsfaktor in ANSYS-*Mechanical* angegeben werden. Er liegt typischerweise im Bereich von 0 bis 1. Wobei ein Wert näher an 0 weniger Dämpfung bedeutet. Die Problematik lag darin, einen geeigneten Wert zu finden. ANSYS empfiehlt die Verwendung eines Wertes von 0.0001. Es wurde also versucht, einen Wert näher an 0 zu finden. Nach mehreren Testrechnungen hat sich den empirisch gewählten Wert von 0.00525 als gut herausgestellt.

Anmerkung: Bei Variation des E-Moduls auf $E_2 = 800 \text{ MPa}$ stellt sich heraus, dass erst mit Hilfe der Dämpfung und einem Zeitschritt $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ auch eine stabile Rechnung möglich ist.

Abbildung 4.9 zeigt die Auslenkungen des freien Zylinders. Die Schwingungsamplitude bleibt sowohl in y-Richtung als auch in x-Richtung zeitlich unveränderlich. Es hat sich eine stabile aber instationäre Lösung eingestellt. Sowohl die y- als auch die x-Schwingung wiederholt sich im Zeitverlauf regelmäßig mit ein- und derselben Zeitdauer sowie mit der selben Amplitude. Aus diesem Grund kann man die Schwingung des Stabes als periodisch bezeichnen. Der Absolutwert der max. positiven bzw. negativen Auslenkung beträgt ca. 2.4 mm in x-Richtung und 1.76 mm in y-Richtung.



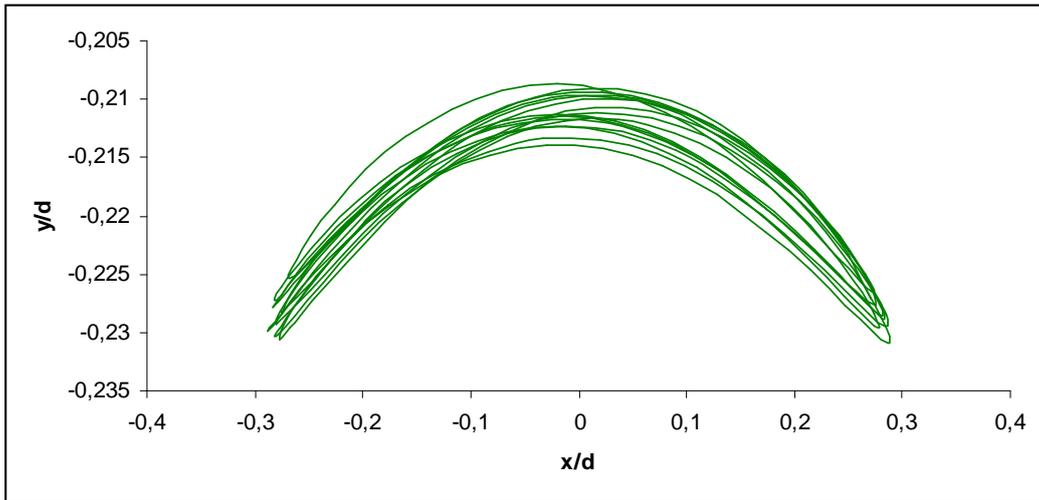
(a) Amplitudenverlauf in y-Richtung



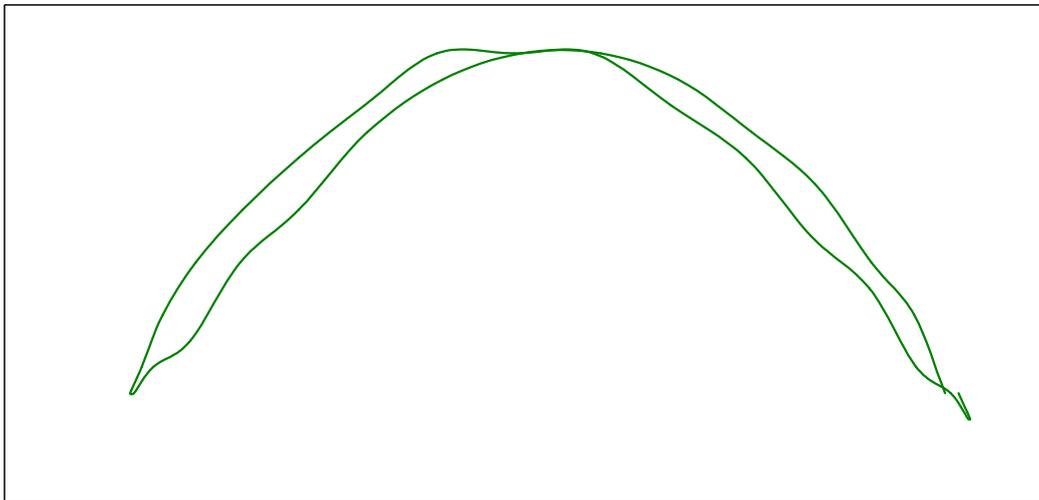
(b) Amplitudenverlauf in x-Richtung

Abbildung 4.9: Dimensionslose Auslenkungen des freien Ende vom Stab

Abbildung 4.10 zeigt die Trajektorie, welche der Zylinder unternimmt bzw. durchläuft während seiner Schwingungen. y ist die Richtung der Strömungsgeschwindigkeit und x senkrecht dazu. Auf dem diagramm in Abbildung 4.10 (a) sind 8 Perioden dargestellt. Es kann beobachtet werden, dass der Zylinder besonders stark in der quer Strömrichtung schwingt. Abbildung 4.10 (b) zeigt die Trajektorie des Zylinders während einer Periode $T = 0.03$ s.



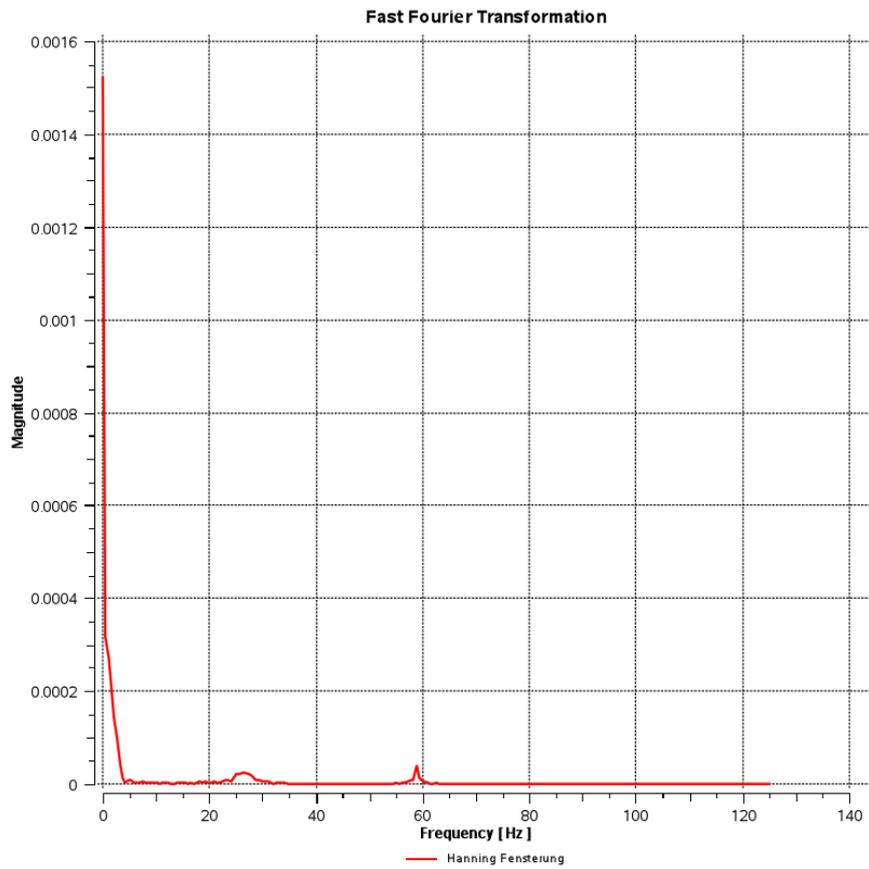
(a) Zylindertrajektorie während 8 Perioden



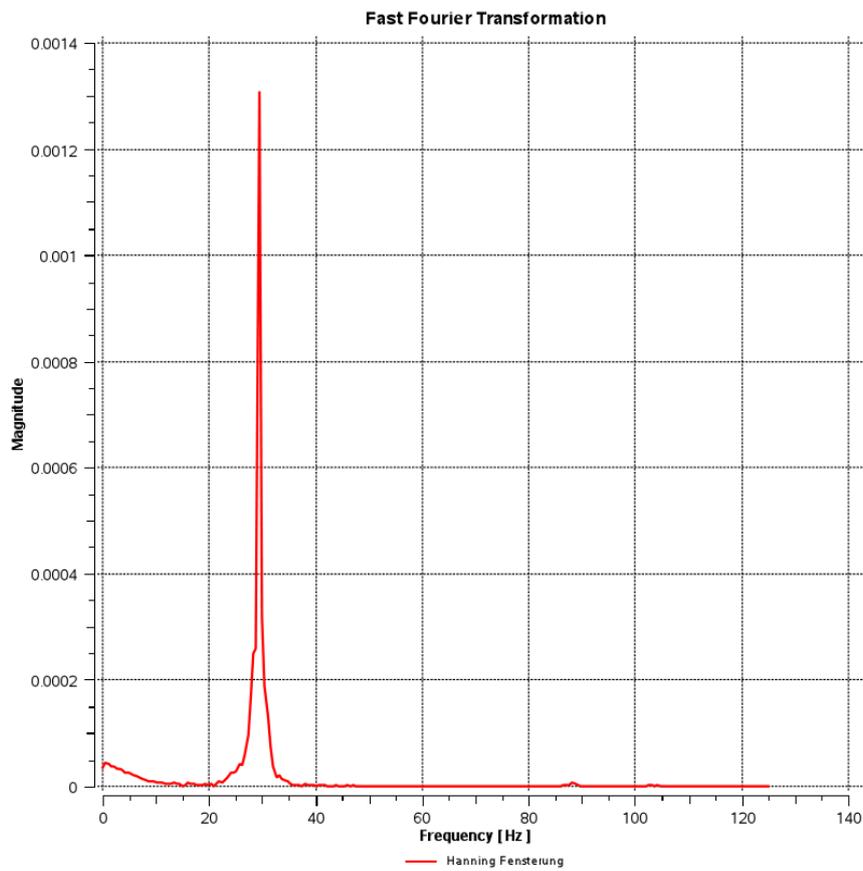
(b) Zylindertrajektorie während einer Periode

Abbildung 4.10: Schwingungsfigur des freien Zylinders

Die Darstellung des Signals im Frequenzbereich ist in Abbildung 4.11 mit Hilfe der Fast Fourier-Transformation dargestellt. Die Frequenz der Schwingung in y -Richtung beträgt $f_y = 59 \text{ Hz}$ und ist doppelt so groß wie $f_x = 30 \text{ Hz}$. Die Amplitude der Resonanzfrequenz f_y ist jedoch sehr klein und erfolgt bei einer sehr schwachen Anregung.



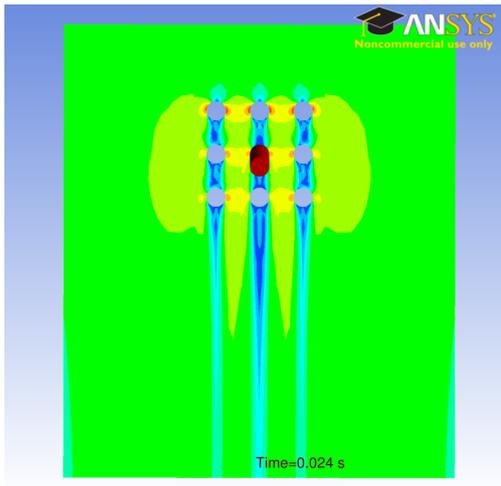
(a) FFT: y-Richtung



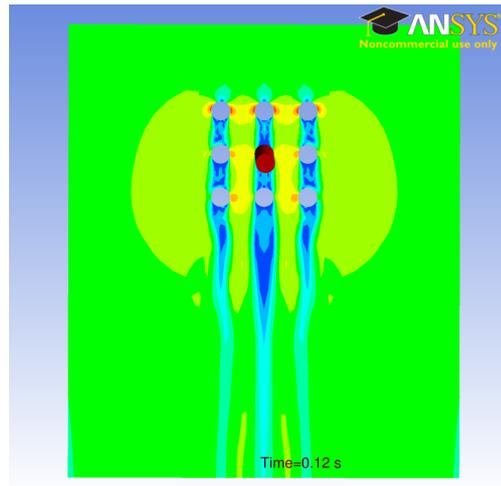
(b) FFT: x-Richtung

Abbildung 4.11: Frequenzspektrum

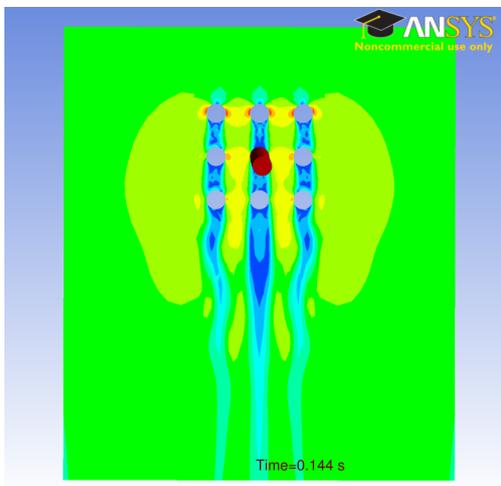
Folgende Momentaufnahmen visualisieren die instationären Auslenkungen des Stabes:



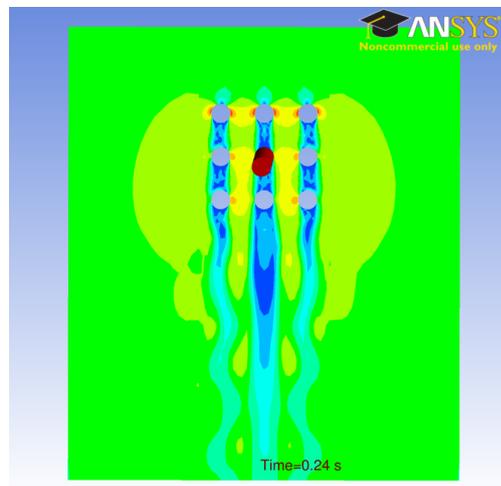
(a) $t = 0.024$ s



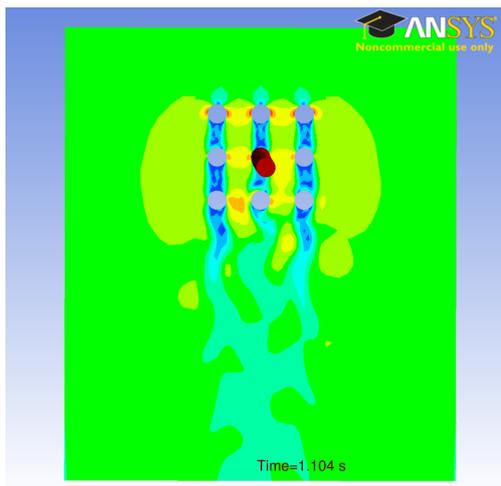
(b) $t = 0.12$ s



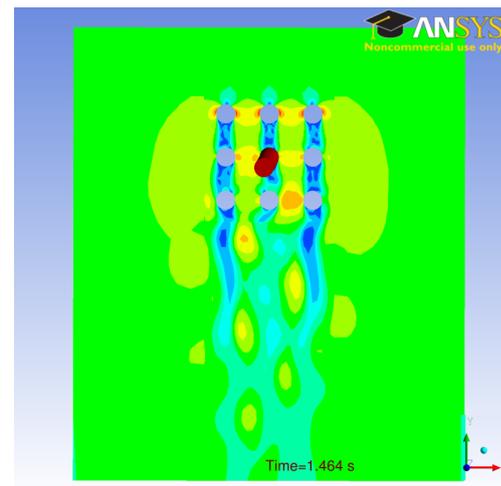
(c) $t = 0.144$ s



(d) $t = 0.24$ s



(e) $t = 1.104$ s



(f) $t = 1.464$ s

Abbildung 4.12: Zylinderbewegung: Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes v_y

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

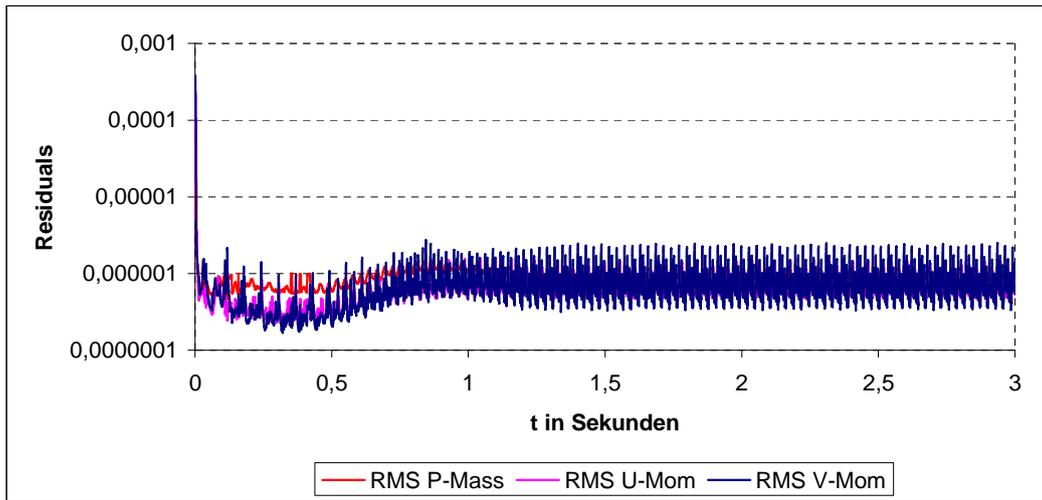
5.1 Beurteilung des Konvergenzverhaltens unterschiedlicher Turbulenzmodelle

Die Konvergenz dient dazu, zu zeigen, ob und wie schnell die iterative Lösung der Gleichungssysteme für Masse und Impuls in Richtung einer Näherungslösung konvergiert ist. In der CFD-Rechnung wird die Konvergenz über die Residuen kontrolliert.

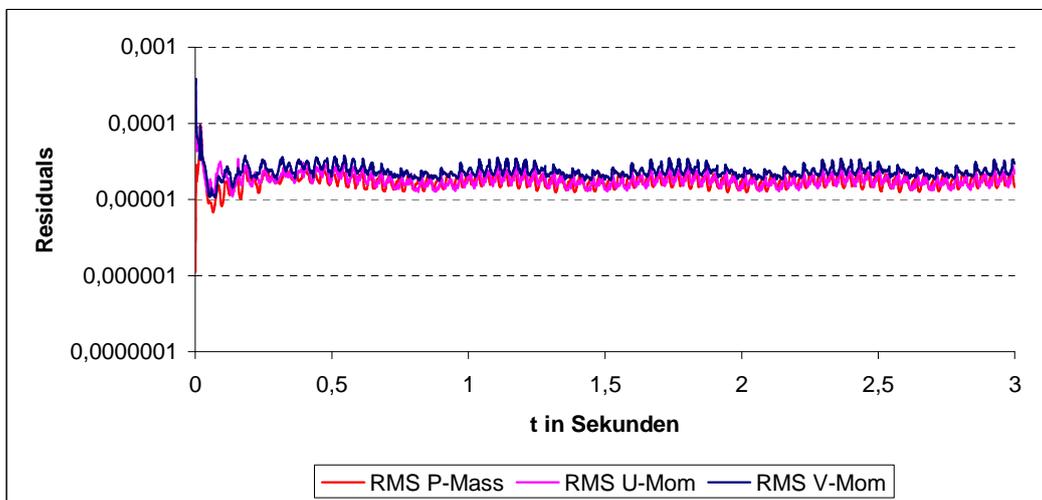
Abbildung 5.1 zeigt, für die unterschiedlichen Turbulenzmodelle, wie weit die Lösung der Differentialgleichung fortgeschritten ist. Dies lässt sich durch die *Root Mean Square-Residuen*¹ (RMS-Residuen) ausdrücken. Strebt das Residuum gegen null, so ändert sich der Lösungsvektor in den Iterationen nur noch wenig. Das Gleichungssystem ist dann gegen eine Näherungslösung konvergiert.

Bei den durchgeführten Simulationen ist das Abbruchkriterium (RMS-Wert des Residuums) auf 10^{-6} gesetzt worden. Zwischen den Zeitschritten wurden bis zu 10 Iterationen durchgeführt. Es werden nur die pro äußerer Iteration erreichten Residuen angezeigt. Die Spitze im Konvergenzverlauf markiert den Beginn eines neuen Zeitschrittes. Für eine genügend konvergierte Lösung sollte das Residuum mindestens im Bereich 10^{-3} liegen. Der Wert des Residuums, von der Masse- und Impulsgleichungen hat, bei $k - \varepsilon$ und SST-Simulationen (Abb. 5.1 (a) und (b)) den Wert von 10^{-5} und 10^{-6} erreicht. Die Lösung gilt als konvergiert. Bei dem $k - \omega$ -Modell (Abb. 5.1 (c)) dagegen, ist eine Divergenz aufgetreten. Die RMS-Werte sinken immer weiter und erreichen keinen Grenzwert. Grund für die Divergenz könnte das Netz sein. Vermutlich benötigt das $k - \omega$ -Modell ein sehr feineres als das, in dieser Simulation, benutzte Netz.

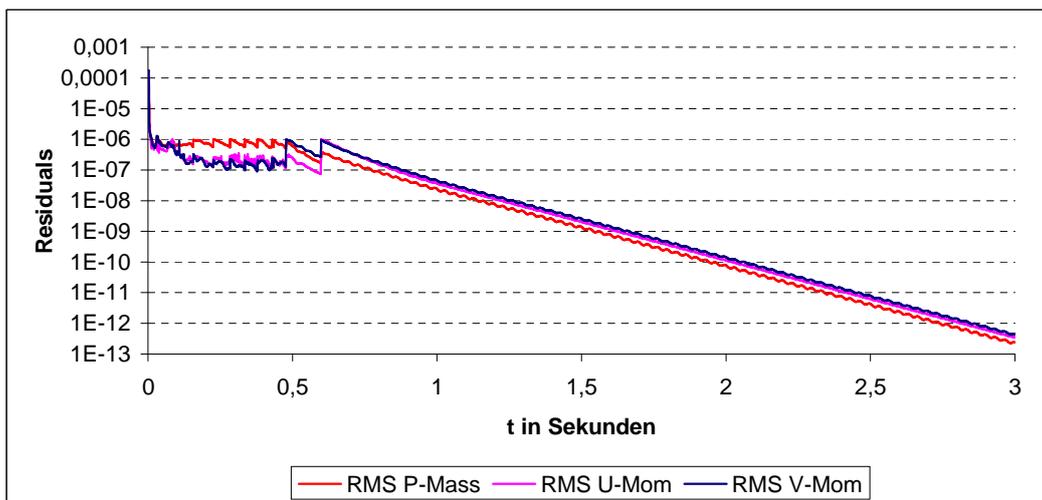
¹Mass für den numerischen Fehler.



(a) $k - \varepsilon$



(b) SST



(c) $k - \omega$

Abbildung 5.1: Vergleich der Residuen für Masse und Impuls bei den instationären Simulationen mit den unterschiedlichen Turbulenzmodellen

5.2 Konvergenzverhalten der dreidimensionalen Simulation

Die Ergebnisse der dreidimensionalen Simulation wurden im Abschnitt 3.2.3 vorgestellt. Dort findet auch einen Vergleich zu der zweidimensionalen Simulation statt.

Abbildung 5.2 zeigt, dass es sich mit dem SST-Modell für die 3D-Simulation, stabile Verläufe für die Residuen ergeben. Sie liegen im Bereich zwischen 10^{-4} und 10^{-5} . Die Lösung der Gleichungssysteme für Masse und Impuls ist damit konvergiert.

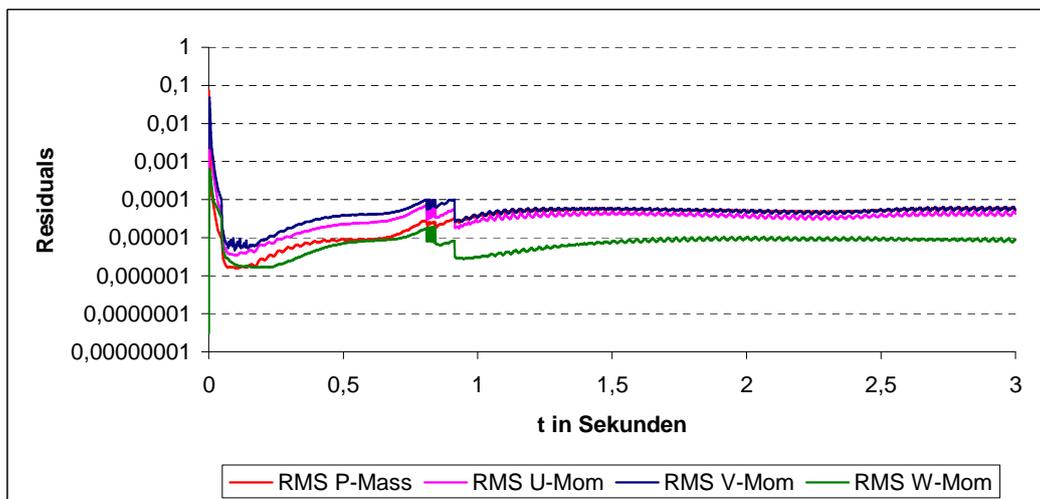


Abbildung 5.2: Residuen für Masse und Impuls der 3D-Simulation mit dem SST-Modell

5.3 Ergebnisvergleich der FSI-Rechnungen

Anhand der numerischen Berechnungen des instationär gekoppelten Falls, konnten einzelne Aspekte des dynamischen Verhalten des Stabes untersucht werden. In Abbildung 5.3 sind die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des mittleren Stabes für die Simulation ohne Dämpfung dargestellt.

Für diesen Fall, hat sich ein dynamisches System mit wachsenden widerstands- und Auftriebskräften aufgebaut. Es konnte dadurch kein bestimmten Beiwert für den Auftrieb und den Widerstand bestimmt werden. Der Sprung bei $t = 0,6$ s im Verlauf des Widerstandsbeiwerts ist, wie oben im Abschnitt 4.3 erklärt wurde, auf den *Restart* der Rechnung zurückzuführen.

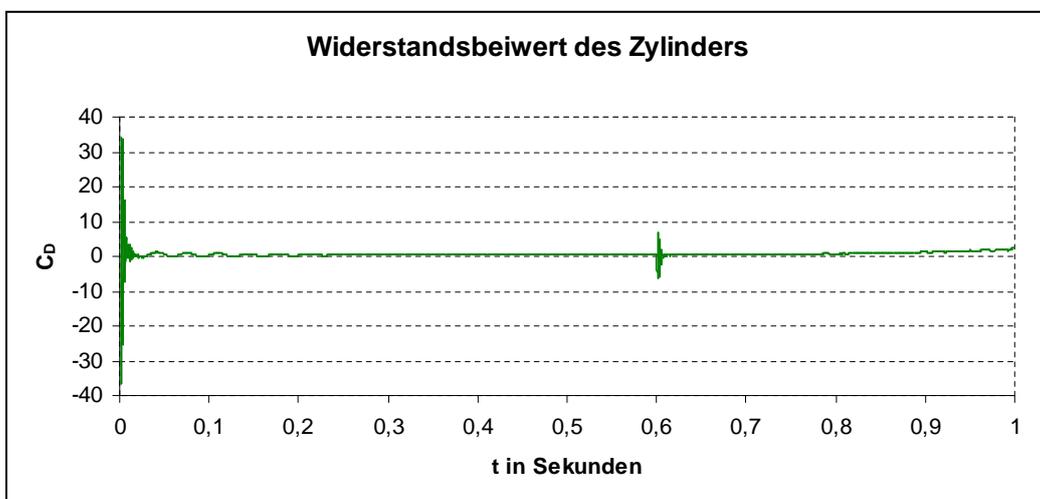
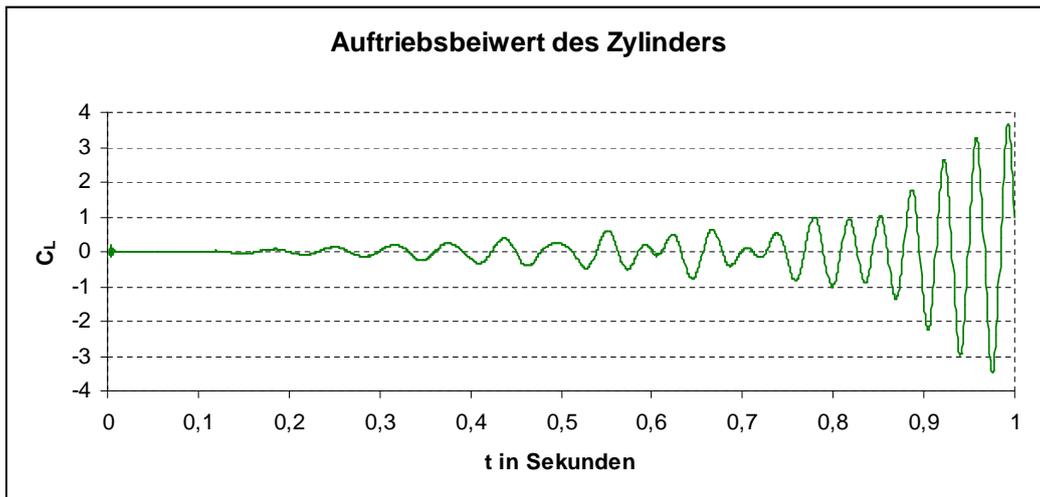


Abbildung 5.3: Widerstands- und Auftriebsbeiwert ohne Dämpfung

In Abbildung 5.4 ist der Verlauf des Auftriebs- und Widerstandsbeiwert für die Simulation ohne Dämpfung dargestellt.

Es stellt sich für den Auftrieb ein Beiwert C_L von ± 0.6 ein. Für den Widerstand ist ein Beiwert von $C_D = 0.5$ bestimmt worden.

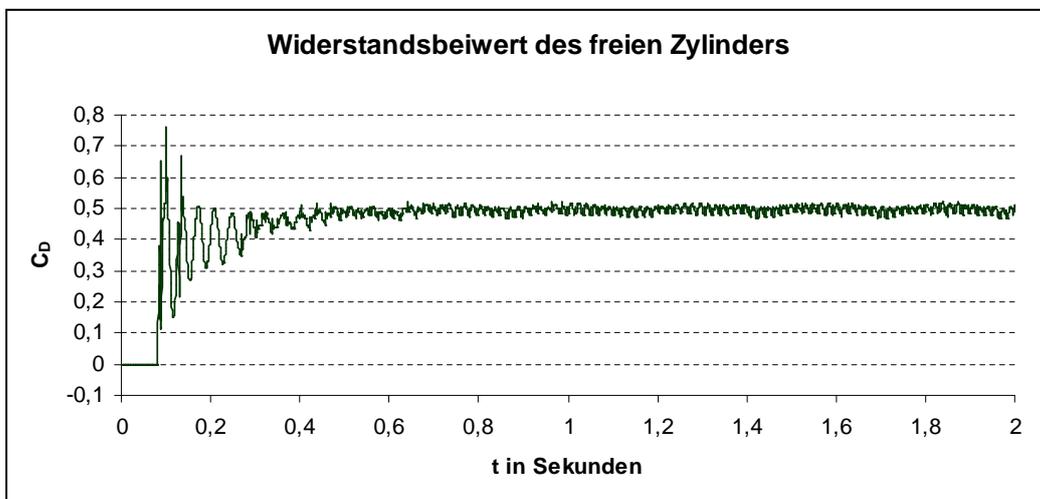
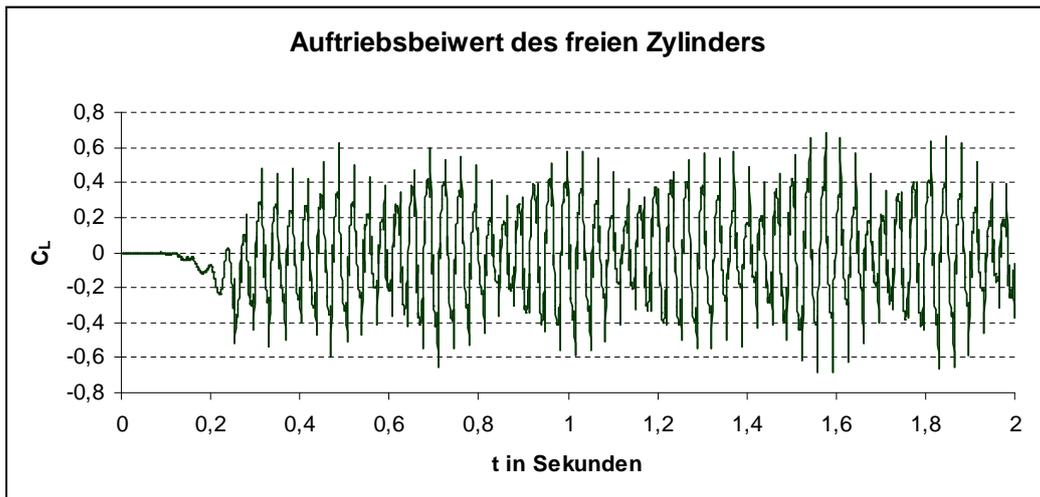


Abbildung 5.4: Widerstands- und Auftriebsbeiwert mit Dämpfung

Nachfolgend sind in der Tabelle 5.1 die Ergebnisse der FSI-Simulation zusammengefasst.

	y-Richtung		x-Richtung	
	f [Hz]	St	f [Hz]	St
FSI ohne Dämpfung	29	0.33	29	0.33
FSI mit Dämpfung	59	0.472	30	0.24

Tabelle 5.1: FSI-Ergebnisvergleich

Der Unterschied der Frequenz in y-Richtung ist auf die Variation der Anströmgeschwindigkeit und des E-Moduls zurückzuführen. Bei der Simulation mit Dämpfung wurde mit einer Anströmgeschwindigkeit $v_y = 1$ m/s gerechnet.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Wesentliche Erkenntnisse

In dieser Arbeit ist die Strömung in einem Rohrbündel bestehend aus neun Zylindern in drei Reihen mit einem Querteilungs- und Längsteilungsverhältnis von 2.25 und einer Reynoldszahl von 5600 untersucht worden. Beginnend mit einer instationär zweidimensionalen CFD-Rechnung ist das Strömungsmuster unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle untersucht worden. Um die Eigenschaften der Strömung besser zu untersuchen, folgte danach eine dreidimensionale CFD-Rechnung. Die Ergebnisse dieser Simulation zeigten einen Unterschied zu der vorherigen zweidimensionalen Rechnung. Mit Hilfe einer Modal-Analyse konnte das eigendynamische Verhalten des Stabes beschrieben werden. Dadurch konnte die Resonanzschwingung in der FSI-Simulation vermieden werden. Abschließend sind in dieser Arbeit gekoppelte numerische Simulationen der Fluid-Struktur Interaktion, bei denen die gegenseitige Beeinflussung und das vollständige Verhalten des Strömungsfelds und einer Stabstruktur beschrieben wird, erfolgreich umgesetzt worden. Die auftretenden Wechselwirkungen wurden hinreichend und realitätsnah untersucht. Trotz aller Schwierigkeiten der CFD-Rechengitterbewegung hat sich die Software ANSYS CFX als ein effizientes Werkzeug zur zweiseitig gekoppelten Fluid-Struktur Interaktion dargestellt. Unter Anderem ist es gelungen zu zeigen, dass FSI-Probleme keine anfängliche Auslenkung verlangen, d.h. eine bewegungsinduzierte Anregung ist keine notwendige Bedingung, um solche Art von Problemen zu untersuchen. Mit einem sehr niedrigen Zeitschritt ist eine numerische Instabilitätsentwicklung beobachtet worden. Der Zeitschritt wurde schrittweise geändert und man konnte dessen Einflüsse auf die Dynamik der Struktur deutlich erkennen. Die Instabilität wurde verhindert. Die Schwingungsamplituden in x-Richtung haben sich jedoch erhöht, was sich auf eine weitere numerische Instabilität zurückführen lässt. Bei der Einführung der Dämpfung ist der Anstieg der Amplitude in x-Richtung stabil geworden und hat einen konstanten Wert angenommen. Die Wirbelablösung wirkt sich direkt auf Parameter wie Auftriebs- und Widerstandskräfte

te. Aufgrund der Wirbelablösung führen Druckänderungen zu schwankenden Auftriebs- und Widerstandskräfte. Diese verursachen Vibrationen des Stabes. Die höchsten Auftriebsbeiwerte sind bei den Stäben der zweiten und dritten Reihen vorhanden gewesen. Besonders die beiden Zylinder 5 und 8 sind daran stark betroffen. Dort treten die höchsten turbulenzbedingten Schwankungsgeschwindigkeiten auf.

6.2 Ausblick

Diese numerischen Simulationen der turbulenten Strömung in Rohrbündel-Wärmetauscher wurden mit RANS-Modellen durchgeführt. Als zukünftige Aufgabe könnte diese Einschränkung entfernt und eine volle dreidimensionale LES-Berechnung durchgeführt werden. Darauf aufbauend wären verschiedene FSI-Berechnung mit unterschiedlichen Anordnungen möglich. Ebenso interessant im Wärmetauscher-Bereich wäre die zusätzliche thermodynamische Kopplung.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Lippold. *Zur Simulation von Fluid-Struktur Wechselwirkungen mit flexiblen Kopplungsverfahren*. PhD thesis, Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik der Universität Stuttgart, 2009.
- [2] A. Kühhorn, S. Schrape, and M. Knöpke. Simulation fluidgedämpfter Strukturschwingungen mittels partitionierter Fluid-Struktur-Kopplung. *Forum der Forschung, BTU Cottbus*, 18:79–86, 2005.
- [3] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor. *The Finite Element Method. Bd. 1: The Basis. 5th Edition*. Butterworth-Heinemann Oxford Auckland Boston, 2000.
- [4] D. P. Mok. *Partitionierte Lösungsansätze in der Strukturdynamik und der Fluid-Struktur-Interaktion*. PhD thesis, Institut für Baustatik der Universität Stuttgart, 2001.
- [5] C. Koschel, D. Pieper, and M. Teschner. FSI-Simulation eines LKW-Kühlrohrs. Master's thesis, HAW Hamburg, 2010.
- [6] F. K. Benra and H. J. Dohmen. Comparison of pump impeller orbit curves obtained by measurement and FSI simulation. *ASME Paper*, PVP2007-26149, 2007.
- [7] P. Diwakar and L. Lin. Study of dynamic stresses in pipe networks and pressure vessels using fluid-solid interaction models. *ASME Paper*, PVP2007-26009, 2007.
- [8] R. Gorla, S. Pai, and J. Rusick. Probabilistic study of fluid-structure interaction. *ASME Paper*, GT-2002-30308, 2002.
- [9] R. Gorla, S. Pai, I. Blankson, S. Tadepalli, and S. Gorla. Unsteady fluid-structure interaction in a turbine blade. *ASME Paper*, GT2005-68157, 2005.
- [10] H. Ito and Y. Suh. A direct assessment approach for structural strength evaluation of cargo containment system under sloshing inside tanks based on fluid-structure interaction. *ASME Paper*, OMAE2008-57572, 2008.

- [11] M. Kuntz and F. R. Menter. Simulation of fluid-structure interactions in aeronautical applications. *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS)*, 2004.
- [12] I. Pericevic, M. Moatamedi, and M. Souli. Numerical modelling of fluid-structure interaction in blood vessels. *ASME Paper*, PVP2005-71456, 2005.
- [13] M. Souli, Y. Sofiane, and L. Olovsson. ALE and fluid-structure interaction in LS-DYNA. *ASME Paper*, PVP2004-2870, 2004.
- [14] A. Timperi and T. Pättikangas. Validation of fluid-structure interaction calculations in a large-break loss of coolant accident. *ASM*, ICONE16-48206, 2008.
- [15] S. Zhang. A flexible, yet robust coupled method for fluid-structure interaction. *ASME Paper*, FEDSM2007-37123, 2007.
- [16] M. Bischoff. *Simulation von Gasströmungen mit Temperatur- und Geschwindigkeits-schieflagen durch Rohrbündel*. PhD thesis, TU Hamburg-Harburg, 1993.
- [17] T.P. Kaam. Konstruktive Auslegung von Rohrbündelkonstruktionen durch numerische Bestimmung der instationär wirkenden Strömungskräfte. Master's thesis, Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2000.
- [18] M. Kretschmar. Numerische Modellierung des Glasmodells eines Rohrbündelwärmehaushalters. Master's thesis, Lehrstuhl für Apparate- und Anlagenbau, TU München, 2000.
- [19] R.-Q. Hamid. *Simulation von stationären dreidimensionalen Strömungs- und Temperaturfeldern in einem Rohrbündelwärmeübertrager*. PhD thesis, Universität der Bundeswehr Hamburg, 1997.
- [20] S. Ziada and A. Oengören. Vorticity shedding and acoustic resonance in an inline tube bundle. part I: vorticity shedding. *Journal of Fluids and Structures*, 6:271–292, 1992.
- [21] S. Ziada and A. Oengören. Vortex shedding in an inline tube bundle with large tube spacings. *Journal of Fluids and Structures*, 7:661–687, 1993.
- [22] E. Konstantinidis, D. Castiglia, and S. Balabani. On the flow and vortex shedding characteristics of an inline tube bundle in steady and pulsating crossflow. *Transactions of IChemE, Part A, Chemical Engineering Research and Design*, 78-8:1129–1138, 2000.
- [23] D. Sumner, S.J. Price, and M.P. Paidoussis. Flow-pattern identification for 2 staggered circular cylinders in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 411:263–303, 2000.

- [24] J. Donea, A. Huerta, J.-Ph. Ponthot, and et al. Arbitrary Lagrangian-Eulerian methods. *Encyclopedia of Computational Mechanics*, pages 1–38, 2004.
- [25] H. Oertel jr. and E. Laurien. *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg, Braunschweig/ Wiesbaden, 2003.
- [26] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [27] M. von Scheven. *Effiziente Algorithmen für die Fluid-Struktur-Wechselwirkung*. PhD thesis, Fakultät Bau- und Umweltingenieurwissenschaften der Universität Stuttgart, 2009.
- [28] L. Zürcher. *Simulation der Strömung in der menschlichen Aorta*. PhD thesis, Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe, 2003.
- [29] Ch. Förster. *Robust methods for fluid-structure interaction with stabilised finite elements*. PhD thesis, Institut für Baustatik und Baudynamik der Universität Stuttgart, 2007.
- [30] *ANSYS: CFX-Solver Modeling Guide Release 13.0 Dokumentation 2010*.
- [31] *ANSYS: Coupled-Field Analysis Guide Release 13.0 Dokumentation 2010*.
- [32] K.J.Bathe. *Finite-Elemente-Methoden*. Springer, 2002.
- [33] *ANSYS: CFX-Solver Theory Guide Release 13.0 Dokumentation 2010*.
- [34] *ANSYS: Structural Analysis Guide Release 13.0 Dokumentation 2010*.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Abmessungen und Anordnung der Zylinder im Modell des Rohrbündelwärmetauschers	12
2.1	Lagrange, Euler und Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Formulierungen: Netz- und Materiebewegung [24]	15
2.2	Gebiete im Rahmen einer ALE-Betrachtungsweise [24]	16
2.3	Beschleunigter Einmassenschwinger in einem Strömungsfeld	24
2.4	ANSYS FSI-Lösungsansatz	28
2.5	FSI-Lasttransfer [31]	29
2.6	Interpolation der Gitterknotenvektoren [31]	30
2.7	Warnung für nicht ausreichende Iterationen	32
3.1	CFX-Einstellung der Randbedingungen	34
3.2	Unstrukturiertes Gitter und feine Vernetzung der Grenzschicht	35
3.3	Geschwindigkeitsfeld für das SST-Modell des Komponenten v_y	37
3.4	Instationäre Druckverteilung für das SST-Modell	38
3.5	Position der Stäbe bei dem Modell des Rohrbündels	39
3.6	Widerstands- und Auftriebsbeiwert der unterschiedlichen Stäbe (SST-Modell) 43	
3.7	Widerstands- und Auftriebsbeiwert des mittleren Zylinders mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen	44
3.8	Dreidimensionale Darstellung der Geometrie und des CFX-Setups	46
3.9	Hexa-Blocking in ANSYS ICEM CFD	47
3.10	Instationäre Geschwindigkeitsverteilung des Komponenten v_y	49
3.11	Darstellung von simulierten Auftriebs- und Widerstandsbeiwerten des mittleren Stabes	50
3.12	Eigenfrequenzen und Eigenformen des Stabes	51
4.1	Geometrien für das Solid (Hexaedernetz Solid)	52
4.2	Gescheiterte Gitterbewegung aufgrund großer Verformungen	54
4.3	Monitorausgabe der Interface-Konvergenz für Kraft- und Verschiebungskomponenten	56

4.4	Zeitliche Entwicklung der unphysikalischen Strukturverformung (YZ-Schnitt)	58
4.5	Dimensionslose Auslenkungen des freien Ende vom Stab	60
4.6	Amplituden-Frequenzdiagramm	62
4.7	Zylinderbewegung: Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes v_y	63
4.8	Absolute Gitterverschiebung bei der maximalen Strukturauslenkung in x- Richtung	64
4.9	Dimensionslose Auslenkungen des freien Ende vom Stab	66
4.10	Schwingungsfigur des freien Zylinders	67
4.11	Frequenzspektrum	68
4.12	Zylinderbewegung: Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes v_y	70
5.1	Vergleich der Residuen für Masse und Impuls bei den instationären Simu- lationen mit den unterschiedlichen Turbulenzmodellen	72
5.2	Residuen für Masse und Impuls der 3D-Simulation mit dem SST-Modell .	73
5.3	Widerstands- und Auftriebsbeiwert ohne Dämpfung	74
5.4	Widerstands- und Auftriebsbeiwert mit Dämpfung	75

Tabellenverzeichnis

- 1.1 Industrielle Beispiele von partitionierten numerischen FSI-Simulationen . . . 10
- 3.1 Turbulenzmodelle: Ergebnisvergleich 45
- 3.2 Ermittelte Strouhal-Zahl (St) der 2D-Rechnung 45
- 3.3 Ergebnisvergleich der 2D und 3D-Simulation 50
- 3.4 Erste Eigenfrequenzen aus der Modalanalyse 51
- 4.1 Zusammenfassung der FSI-Simulationen mit den unterschiedlichen Zeitschritten 59
- 5.1 FSI-Ergebnisvergleich 75



Formblatt Erklärung zur selbständigen Bearbeitung einer ausgeführten Diplomarbeit

Zur Erläuterung des Zwecks dieses Blattes:

§ 27 Abs. 5 der Prüfungs- und Studienordnung M/P vom 13. November 2001 lautet:

„Zusammen mit der Diplomarbeit ist eine schriftliche Erklärung abzugeben, dass die Arbeit - bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit - ohne fremde Hilfe selbständig verfaßt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich zu machen.“

Dieses Blatt mit der folgenden Erklärung ist nach Fertigstellung der Arbeit durch jede/n Kandidat/en/in auszufüllen und jeweils mit **Originalunterschrift** (keine Ablichtungen !) **als letztes Blatt des als Prüfungsexemplar der Diplomarbeit gekennzeichneten Exemplars einzubinden**.

Eine unrichtig abgegebene Erklärung kann - auch nachträglich - zur Ungültigkeit der Diplomprüfung führen.

Erklärung

Hiermit versichere ich,

Name: _____ Vorname: _____

daß ich die vorliegende Diplomarbeit – bzw. bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit – mit dem Thema

ohne fremde Hilfe selbständig verfaßt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

- die folgende Aussage ist bei Gruppenarbeiten auszufüllen und entfällt bei Einzelarbeiten -

Die Kennzeichnung der von mir erstellten und verantworteten Teile der Diplomarbeit ist erfolgt durch

_____ Ort

_____ Datum

_____ Unterschrift im Original