

Untersuchung des strömungs- und strukturdynamischen Verhaltens von Dampfturbineneinlassventilen im Teillastbetrieb

*Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Universität Duisburg – Essen
zur Erlangung des akademischen Grades*

DOKTOR-INGENIEUR

genehmigte Dissertation

von

Clemens Bernhard Domnick

aus

Oberhausen

Referent: Prof. Dr.-Ing. F.-K. Benra

Korreferent: Prof. Dr.-Ing M. Böhle

Tag der mündlichen Prüfung: 14.12.2016

Kurzfassung

Die hier vorliegende Arbeit thematisiert das strömungs- und das strukturdynamische Verhalten von Hochdruckventilen, die in Großkraftwerken zur Regelung von Dampfturbinenanlagen genutzt werden.

Der Fokus der Arbeit liegt auf der Untersuchung der Strömungszustände und des daraus resultierenden Schwingungsverhaltens des Ventilkegels im Teillastbetrieb der Anlage. Bei Teillastbetrieb herrscht eine hohe Druckdifferenz zwischen dem Ein- und Austritt des Ventils, die dazu führt, dass im Bereich der Drosselstelle die Strömung extrem stark beschleunigt wird und als Strahl in den Ventildiffusor eintritt. Bei der anschließenden Dissipation des Strahls treten verschiedene Strömungsinstabilitäten auf. Diese rufen in bestimmten Betriebspunkten starke Druckfluktuationen hervor, die letztendlich den Ventilkegel zum Schwingen anregen.

Durch die aktuell zunehmende Nutzung volatil verfügbarer regenerativer Energieträger ist die Betriebsweise von Dampfkraftwerken signifikanten Änderungen unterworfen. An die Stelle des Volllastbetriebs mit wenigen Anfahrvorgängen tritt eine Betriebsweise mit häufigem Teillastbetrieb, stark variabler Lastabgabe und häufigen Anfahrvorgängen.

Da der zuvor wenig beachtete Teillastbetrieb von Dampfventilen aufgrund dieser Änderungen zunehmend an Bedeutung gewinnt, herrscht in diesem Bereich vermehrt

Forschungsbedarf. Die aerodynamischen und strukturdynamischen Untersuchungen werden mit numerischen Methoden durchgeführt.

Voruntersuchungen an Validierungsfällen ergeben, dass zur Modellierung von typischen Strömungsinstabilitäten zeitabhängige CFD-Berechnungen mit klassischen Zweigleichungsturbulenzmodellen (RANS) nicht ausreichend sind. Stattdessen werden hybride Turbulenzmodelle, die eine Zwischenstellung zwischen den Zweigleichungsmodellen und den Large Eddy Simulationen einnehmen, genutzt.

Die CFD Untersuchungen zeigen, dass Wandstrahlablösungen, die bei bestimmten Betriebsbedingungen im Ventildiffusor auftreten, einen maßgeblichen Einfluss auf das Strömungsverhalten haben sowie die Intensität der dynamischen und statischen Lateralkräfte signifikant erhöhen.

Aus der Analyse der Berechnungsergebnisse geht hervor, dass das Auftreten der ungünstigen Wandstrahlablösungen direkt mit dem Versagen des Coandă-Effekts in unterexpandierten Wandstrahlen korreliert.

Weitere Untersuchungen zeigen, dass bei einem angelegten Strahl ein wesentlicher Teil der dynamischen Axialkraft durch einen akustischen Raummode auf den Ventilkegel aufgeprägt wird. Der Raummode wird durch eine Scherschicht im Ventildiffusor angeregt. Störungen dieser Scherschicht, die durch Einbauten oder Schwingungen des Kegels hervorgerufen werden können, führen zu einer Verminderung der Anregung.

Ist der Strahl abgelöst, treten im Ventil durch instationäre Wiederanlagevorgänge des Strahls sowie durch die Oszillation von schrägen Verdichtungsstößen hohe Druckfluktuationen und damit eine hohe dynamische Kraft, die auf den Kegel wirkt, auf.

Generell ist unter strömungsmechanischen Gesichtspunkten die angelegte Strömung als günstiger zu bewerten als die abgelöste Strömung. Die strukturdynamischen Analysen, die zum Teil gekoppelt mit den aerodynamischen Untersuchungen durchgeführt werden, zeigen, dass im Fall der abgelösten Strömung intensivere Schwingungen des Ventilkegels auftreten als im Fall der angelegten Strömung.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Strömungsmaschinen der Universität Duisburg-Essen. Die Untersuchungen wurden im Rahmen des Verbundvorhabens COOREFLEX Turbo des Forschungsverbunds AG Turbo durchgeführt und mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie unter dem Förderkennzeichen 03ET7020A gefördert. Ich danke der Siemens AG und der AG-Turbo für die Unterstützung, und die Erlaubnis zur Veröffentlichung.

Herrn Prof. Dr.-Ing Friedrich-Karl Benra und Herrn Prof. Dr.-Ing Dieter Brillert, die den Lehrstuhl für Strömungsmaschinen leiten, möchte ich für das Vertrauen in meine Person, das die Durchführung der hier vorliegenden Arbeit ermöglicht hat, die fachliche Unterstützung sowie die gewährten Freiräume danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle, Inhaber des Lehrstuhls für Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen der Technischen Universität Kaiserslautern danke ich für die Übernahme des Korreferats und das damit gezeigte Interesse an meiner Arbeit.

Herrn Dr.-Ing. Christian Musch, Herrn Dr.-Ing. Frank Deister, und Herrn Dipl.-Ing. Dirk Weltersbach danke ich für die Unterstützung seitens der Siemens AG die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Insbesondere sind dabei die vielen fachlichen Gespräche und die enge Zusammenarbeit mit Herrn Dr.-Ing. Musch hervorzuheben. Ebenfalls gilt Herrn Dipl.-Ing. Carsten Büscher, der die Messdaten zur Druckverteilung an den Kolbenringen bereitgestellt hat, mein Dank.

Für eine sehr kollegiale und freundliche Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei den vielen Arbeitskollegen, die ich während meiner Zeit am Lehrstuhl für Strömungsmaschinen kennengelernt habe, bedanken. Stellvertretend für viele möchte ich Herrn Dr.-Ing. Hans Josef Dohmen, der viele Fragestellungen im Bereich der CFD-Simulation und der Administration des Linux-Rechenclusters klären konnte, Frau M. Sc. Caroline Quinting und Frau Motz, die bei Verwaltungsangelegenheiten eine wichtige Hilfeleistung geleistet hat, danken.

Nicht zuletzt und mit besonderem Nachdruck bedanke ich mich bei meiner Familie für die Förderung und die Unterstützung auf meinem Weg.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|----|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Hintergrund für die Durchführung der Arbeit | 1 |
| 1.2 | Die untersuchte Ventilgeometrie | 3 |
| 1.3 | Kennfeld und Betriebsweise eines Dampfventils | 4 |
| 1.3.1 | Grenzen des Kennfelds | 5 |
| 1.3.2 | Betrieb in der Anlage | 5 |
| 1.3.3 | Thermodynamische Zustandsänderung | 6 |
| 1.4 | Zielsetzung der Arbeit | 7 |
| 2 | Stand der Forschung | 8 |
| 2.1 | Entwicklung der Analysemethoden | 8 |
| 2.2 | Bauweisen von Dampfventilen | 10 |
| 2.3 | Bekannte Anregungsmechanismen | 11 |
| 2.3.1 | Strömungsablösungen | 11 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.3.2 | Strömungsablösung an sphärischen Kegeln | 12 |
| 2.3.3 | Oszillierende Verdichtungsstöße | 13 |
| 2.3.4 | Strahl- und Scherschichtinstabilitäten | 15 |
| 2.3.5 | Akustische Raummoden | 18 |
| 2.3.6 | Fluid-Struktur-Interaktion | 18 |
| 2.3.7 | Ungünstige Anströmung des Ventilkegels | 19 |
| 3 | Grundlagen der angewendeten numerischen Verfahren | 20 |
| 3.1 | Numerische Strömungsmechanik (CFD) | 20 |
| 3.1.1 | Erhaltungsgleichungen | 21 |
| 3.1.2 | Berücksichtigung der Turbulenz der Strömung | 22 |
| 3.1.3 | Stoffmodell | 32 |
| 3.2 | Strukturdynamische Berechnung | 32 |
| 3.2.1 | Bewegungsgleichung | 33 |
| 3.2.2 | Zeitintegration | 36 |
| 3.2.3 | Kontaktmodellierung | 36 |
| 3.3 | Akustische Raummodenanalyse | 37 |
| 4 | Validierung, Modellaufbau und Auswahl der numerischen Methoden | 38 |
| 4.1 | CFD | 38 |
| 4.1.1 | Validierungsfall 1: Modellventilmessungen | 38 |
| 4.1.2 | Validierungsfall 2: Raummoden - Strahlinstabilität | 40 |
| 4.1.3 | Validierungsfall 3: Druckspektrum eines instabilen Überschallstrahls ... | 43 |
| 4.1.4 | Bestimmung der räumlichen Diskretisierung im Bereich des Strahls..... | 44 |
| 4.2 | Identifizierung des relevanten Strömungsgebiets | 45 |
| 4.2.1 | Nichtberücksichtigung des Schnellschlussteils bei gesperrter Strömung | 46 |
| 4.2.2 | Verwendung von 90°-Segmenten für stationäre Berechnungen | 47 |
| 4.2.3 | Einfluss der räumlichen Diskretisierung | 48 |
| 4.2.4 | Einfluss der zeitlichen Diskretisierung | 50 |
| 4.3 | Modellaufbau der CFD-Berechnungen | 51 |
| 4.3.1 | Randbedingungen | 51 |
| 4.3.2 | Stationäre Berechnungen | 51 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.3.3 | Instationäre Berechnungen | 52 |
| 4.4 | Raummodenanalyse..... | 52 |
| 4.5 | Strukturdynamische Berechnungen..... | 53 |
| 4.5.1 | Einspannbedingungen und Kontaktbereiche | 54 |
| 4.5.2 | Temperaturverteilung | 54 |
| 4.5.3 | Einfluss der räumlichen Diskretisierung | 55 |
| 4.5.4 | Einfluss der zeitlichen Diskretisierung..... | 56 |
| 4.5.5 | Einfluss von Randbedingungen und Modellparametern | 56 |
| 5 | Untersuchung der Strömung | 61 |
| 5.1 | Einflussgrößen auf die Wandstrahlablösung..... | 62 |
| 5.1.1 | CFD-Parameterstudie | 62 |
| 5.1.2 | Physikalischen Ursachen für das Verhalten des Strahls..... | 65 |
| 5.2 | Instationäres Verhalten der Strömung..... | 69 |
| 5.2.1 | Voll durchströmter Diffusor | 69 |
| 5.2.2 | Vollständig angelegter Strahl | 72 |
| 5.2.3 | Angelegter Strahl mit Ablöseblase | 77 |
| 5.2.4 | Asymmetrisch abgelöster Strahl..... | 79 |
| 5.2.5 | Symmetrisch abgelöster Strahl | 82 |
| 5.3 | Abhängigkeit der dynamischen Kraft von den Betriebsbedingungen..... | 83 |
| 5.3.1 | Einfluss von Druckverhältnis, Massenstrom und Strömungstopologie ... | 84 |
| 5.3.2 | Entwicklung von Ähnlichkeitsparametern | 85 |
| 5.3.3 | Anwendung auf die dynamischen Kraft | 86 |
| 5.4 | Statische Kraft | 87 |
| 6 | Das strukturdynamische Verhalten des Ventils | 89 |
| 6.1 | Bestimmung der Reibkraft | 89 |
| 6.2 | Frequenzgang des Ventiltriebs | 91 |
| 6.3 | Antwort auf die strömungsmechanische Anregung | 92 |
| 6.3.1 | Lateralauslenkung der Kegelspitze..... | 93 |
| 6.3.2 | Anschlagsverhalten des Ventilkegels | 95 |
| 6.3.3 | Dynamische Axialauslenkung der Kegelspitze | 96 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.3.4 | Spektrum der dynamischen Kegelauslenkung..... | 97 |
| 7 | Rückwirkungen der Strukturschwingungen auf die Strömung | 99 |
| 7.1 | Vollständig angelegter Strahl (BP5) | 99 |
| 7.2 | Angelegter Strahl mit Ablöseblase (BP6) | 101 |
| 7.3 | Asymmetrisch abgelöster Strahl (BP8) | 102 |
| 7.4 | Symmetrisch abgelöster Strahl (BP9) | 104 |
| 8 | Fluid-Struktur-Interaktion..... | 107 |
| 8.1 | Vollständig angelegter Strahl (BP5) | 107 |
| 8.2 | Angelegter Strahl mit Ablöseblase (BP6) | 110 |
| 8.3 | Asymmetrisch abgelöster Strahl (BP8) | 112 |
| 8.4 | Symmetrisch abgelöster Strahl (BP9) | 116 |
| 9 | Schlussfolgerungen und Ausblick | 120 |
| 9.1 | Resümee der durchgeführten Untersuchungen | 120 |
| 9.2 | Schlussfolgerungen | 122 |
| 9.3 | Ansätze zur Verbesserung des Ventildesigns..... | 123 |
| 9.4 | Ausblick zu weitergehenden Forschungsthemen | 124 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|--|----|
| Abbildung 1-1: Die strömungsführende Geometrie des Ventils | 3 |
| Abbildung 1-2: Darstellung des Ventilantriebs und der Ventilspindel | 4 |
| Abbildung 1-3: Kennfeld eines Turbineneinlassventils..... | 5 |
| Abbildung 1-4: Spezifische Dissipation und entdimensionierter Massenstrom bei Kennlinienbetrieb | 7 |
| Abbildung 1-5: Dissipationsleistung bei Kennlinienbetrieb..... | 7 |
| Abbildung 2-1: Generelle Bauweise von Dampfventilen..... | 10 |
| Abbildung 2-2: Typische Bauformen des Ventilkegels im Halbschnitt..... | 10 |
| Abbildung 2-3: Strömungsablösung an sphärischen Ventilkegeln..... | 12 |
| Abbildung 2-4: Stoßoszillationen an einem pilzförmigen Ventilkegel | 13 |
| Abbildung 2-5: Skizzen der von Stastny untersuchten Ventilgeometrien..... | 14 |
| Abbildung 2-6: Skizze der von Pluviose untersuchten Ventilvariante..... | 15 |
| Abbildung 2-7: Auftreffende Freistrahle in einem Dampfventil..... | 16 |
| Abbildung 2-8: Darstellung der angelegten und abgelösten Strömungstopologie..... | 17 |
| Abbildung 2-9: Strömungstopologie nach Schramm et al. [74] | 17 |

| | |
|---|----|
| Abbildung 3-1: Spannungszustand an einem infinitesimalen Volumenelement. | 34 |
| Abbildung 4-1: Vergleich der Sperrmassenströme..... | 40 |
| Abbildung 4-2: Aufbau des Experiments von Nakano et al. [63] | 40 |
| Abbildung 4-3: Variation des Turbulenzmodells | 41 |
| Abbildung 4-4: Einfluss des Gitters auf das Kraftspektrum im Validierungsfall Nakano..... | 42 |
| Abbildung 4-5: Darstellung der Kraftspektren bei verschiedenen Zeitschritten | 43 |
| Abbildung 4-6: Aufbau des Experiments von Krothapalli | 43 |
| Abbildung 4-7: Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den experimentellen Messdaten von Krothapalli et al. [43] | 44 |
| Abbildung 4-8: Verteilung des lokalen Druckverhältnisses im Ventildiffusor für den Fall 20 % Hub..... | 45 |
| Abbildung 4-9: Verteilung des Effektivwerts der Druckfluktuationen im Ventil..... | 46 |
| Abbildung 4-10: Vollständiges und verkürztes Rechengebiet für gesperrte Strömung | 47 |
| Abbildung 4-11: Darstellung des 90°-Segments | 47 |
| Abbildung 4-12: Einfluss der Geometrievereinfachungen auf die Machzahlverteilung | 48 |
| Abbildung 4-13: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Axialkraftspektrum..... | 50 |
| Abbildung 4-14: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Lateralkraftspektrum | 50 |
| Abbildung 4-15: Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf das Axialkraftspektrum | 51 |
| Abbildung 4-16: Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf das Lateralkraftspektrum | 51 |
| Abbildung 4-17: Gitterstudie zur Raummodenberechnung..... | 53 |
| Abbildung 4-18: Umfang des FEM-Modells..... | 53 |
| Abbildung 4-19: Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls..... | 54 |
| Abbildung 4-20: Therm. Randbedingungen und Temperaturverteilung am Ventilkegel | 54 |
| Abbildung 4-21: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die Lateralschwingungen..... | 55 |
| Abbildung 4-22: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf weitere Größen | 55 |

| | |
|--|----|
| Abbildung 4-23: Einfluss des Zeitschritts auf das Berechnungsergebnis | 56 |
| Abbildung 4-24: Einfluss des Zeitschritts auf weitere Größen | 56 |
| Abbildung 4-25: Effektivwert der Kegelschwingungen bei verschiedenen Reibkoeffizienten | 57 |
| Abbildung 4-26: Spektren der Lateralschwingungen bei verschiedenen Reibkoeffizienten | 57 |
| Abbildung 4-27: Kontaktfrequenz bei verschiedenen Reibkoeffizienten | 57 |
| Abbildung 4-28: Einfluss der Materialdämpfung auf das Spektrum der Lateralschwingungen..... | 59 |
| Abbildung 4-29: Einfluss der Materialdämpfung auf verschiedene Größen..... | 59 |
| Abbildung 4-30: Einfluss der ÖlkompRESSIBILITÄT auf das Spektrum der Lateralschwingungen..... | 60 |
| Abbildung 4-31: Einfluss der ÖlkompRESSIBILITÄT auf verschiedene Größen..... | 60 |
| Abbildung 5-1: Machzahlverteilung und Druckverteilung..... | 62 |
| Abbildung 5-2: Machzahlverteilung und Druckverteilung..... | 62 |
| Abbildung 5-3: Parameterstudie zum Anlegen des Strahls bei 14 % Hub. | 63 |
| Abbildung 5-4: Anlege- und Ablösedruckverhältnis gegenüber dem Hub | 64 |
| Abbildung 5-5: Parameterstudie zum Ablösen des Strahls bei 14 % Hub. | 64 |
| Abbildung 5-6: Hauptgrößen eines Coandä-Strahls | 65 |
| Abbildung 5-7: Lokales Druckverhältnis im Strahl..... | 67 |
| Abbildung 5-8: Vergleich des CFD-Anlegedruckverhältnisses mit Messdaten..... | 68 |
| Abbildung 5-9: Vergleich des CFD-Ablösedruckverhältnisses mit Messdaten | 68 |
| Abbildung 5-10: Lage der untersuchten Betriebspunkte im Kennfeld des Ventils | 69 |
| Abbildung 5-11: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP1 | 70 |
| Abbildung 5-12: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP1 | 70 |
| Abbildung 5-13: Ausschnitt der diskreten Fourier-Transformation der Druckverteilung..... | 71 |
| Abbildung 5-14: Akustische Eigenschwingform im Rückraum..... | 71 |
| Abbildung 5-15: Spektren der Axial- und der Lateralkraft im BP1 | 71 |
| Abbildung 5-16: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP5 | 72 |
| Abbildung 5-17: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP5 | 72 |

| | |
|---|----|
| Abbildung 5-18: Fourier-Transformation der Druckfluktuationen bei $St = 0,08$ | 73 |
| Abbildung 5-19: Hubabhängigkeit des Raummoden im Rückraum | 73 |
| Abbildung 5-20: Axialkraftspektren im Falle des vollständig angelegten Strahls | 73 |
| Abbildung 5-21: Einfluss des Strömungsgleichrichters auf die Scherschicht | 74 |
| Abbildung 5-22: Einfluss des Strömungsgleichrichters (Gl.) auf das zeit- und umfangsgemittelte Profil der Axialgeschwindigkeit | 75 |
| Abbildung 5-23: Spektrum der Axialkraft für die Variante mit Gleichrichter und die Variante ohne Gleichrichter im BP5 | 75 |
| Abbildung 5-24: Spektren der Lateralkraft bei dem Auftreten von Überschallstrahlen | 76 |
| Abbildung 5-25: Spektren der Lateralkraft bei reiner Unterschallströmung | 76 |
| Abbildung 5-26: Diskrete Fourier-Transformation des Druckfeldes bei $St = 0,617$ | 77 |
| Abbildung 5-27: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP6 | 77 |
| Abbildung 5-28: Instationäre Bewegung der Ablöseblase | 78 |
| Abbildung 5-29: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP6 | 78 |
| Abbildung 5-30: Axialkraftspektrum im Fall des angelegten Strahls mit Ablöseblase | 79 |
| Abbildung 5-31: Lateralkraftspektrum im Fall des angelegten Strahls mit Ablöseblase | 79 |
| Abbildung 5-32: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP8 | 79 |
| Abbildung 5-33: Zeitlicher Verlauf des instationären Wiederanlegevorgangs | 80 |
| Abbildung 5-34: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP8 | 80 |
| Abbildung 5-35: Zeitgemittelte Druckverteilung unterhalb des Ventilkegels im BP8 | 81 |
| Abbildung 5-36: Axialkraftspektren bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl | 82 |
| Abbildung 5-37: Lateralkraftspektren bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl | 82 |
| Abbildung 5-38: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP9 | 82 |
| Abbildung 5-39: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP9 | 83 |
| Abbildung 5-40: Axialkraftspektren bei dem symmetrisch abgelösten Strahl | 83 |
| Abbildung 5-41: Lateralkraftspektren bei dem symmetrisch abgelösten Strahl | 83 |
| Abbildung 5-42: Effektivwert der dynamischen Axialkraft bei verschiedenen Betriebspunkten | 84 |

| | |
|---|-----|
| Abbildung 5-43: Effektivwert der dynamischen Lateralkraft bei verschiedenen Betriebspunkten..... | 85 |
| Abbildung 5-44: Entdimensionierung der dynamischen Axialkraft..... | 86 |
| Abbildung 5-45: Entdimensionierung der dynamischen Lateralkraft | 86 |
| Abbildung 5-46: x- und y-Anteil der statischen Kraft, die auf den Kegel wirkt..... | 87 |
| Abbildung 5-47: Verteilung der zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeit unterhalb des Ventilkegels | 88 |
| Abbildung 6-1: Druckverteilung an dem Kolbenring..... | 90 |
| Abbildung 6-2: Axial- und Lateralanteil der Reibkraft bei unterschiedlichen Betriebspunkten..... | 91 |
| Abbildung 6-3: RMS Kegelauslenkung bei harmonischer Anregung in Axialrichtung..... | 92 |
| Abbildung 6-4: RMS Kegelauslenkung bei harmonischer Anregung in Lateralrichtung | 92 |
| Abbildung 6-5: Kontaktrate bei harmonischer Anregung in Lateralrichtung | 92 |
| Abbildung 6-6: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem vollständig angelegten Strahl | 93 |
| Abbildung 6-7: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase..... | 94 |
| Abbildung 6-8: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl | 94 |
| Abbildung 6-9: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem symmetrisch abgelösten Strahl..... | 95 |
| Abbildung 6-10: Durchschnittliche Anschlagsrate des Ventilkegels | 96 |
| Abbildung 6-11: Effektivwert der dynamischen Axialauslenkung | 96 |
| Abbildung 6-12: Spektren der dynamischen Axialauslenkung | 98 |
| Abbildung 6-13: Spektren der dynamischen Lateralauslenkung..... | 98 |
| Abbildung 7-1: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP5..... | 100 |
| Abbildung 7-2: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP5..... | 100 |
| Abbildung 7-3: Einfluss der Kegelbewegung auf die Dissipation des Wandstrahls (BP5)..... | 101 |
| Abbildung 7-4: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP6..... | 102 |

| | |
|--|-----|
| Abbildung 7-5: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP6..... | 102 |
| Abbildung 7-6: Einfluss der Kegelbewegung auf die Dissipation des Wandstrahls (BP6)..... | 102 |
| Abbildung 7-7: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP8..... | 103 |
| Abbildung 7-8: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP8..... | 103 |
| Abbildung 7-9: Vergleich der zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilung | 103 |
| Abbildung 7-10: Umfangsverteilung des Drucks an der der Kegelinnenflanke..... | 104 |
| Abbildung 7-11: Vektor der zeitgemittelten Lateralkraft, Richtungsvektor der statischen Auslenkung..... | 104 |
| Abbildung 7-12: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP9..... | 105 |
| Abbildung 7-13: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP9..... | 105 |
| Abbildung 7-14: Umfangsgemitteltes Profil der Geschwindigkeitsfluktuationen und der zeitgemittelten Geschwindigkeit | 106 |
| Abbildung 8-1: Axialkraftspektren im BP5 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 108 |
| Abbildung 8-2: Lateralkraftspektren im BP5 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 108 |
| Abbildung 8-3: Zeit- und umfangsgemittelte Geschwindigkeitsprofile im Ventildiffusor | 108 |
| Abbildung 8-4: Auslenkung des Kegels in der Lateralebene | 109 |
| Abbildung 8-5: Effektivwert der dynamischen Kraft im BP5 | 110 |
| Abbildung 8-6: Effektivwert der dynamischen Kegelauslenkung im BP5 | 110 |
| Abbildung 8-7: Axialkraftspektren im BP6 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 110 |
| Abbildung 8-8: Lateralkraftspektren im BP6 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 110 |
| Abbildung 8-9: Auslenkung des Kegels in der Lateralebene | 111 |
| Abbildung 8-10: Effektivwert der dynamischen Kraft im BP6..... | 111 |
| Abbildung 8-11: Effektivwert der dynamischen Kegelauslenkung im BP6 | 111 |
| Abbildung 8-12: Axialkraftspektren im BP8 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 112 |
| Abbildung 8-13: Lateralkraftspektren im BP8 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 112 |
| Abbildung 8-14: Momentane Geschwindigkeitsverteilung unterhalb des Kegels | 113 |

| | |
|--|-----|
| Abbildung 8-15: Spektrum der Geschwindigkeitskomponente u in dem Punkt P | 113 |
| Abbildung 8-16: Ortskurve des Kraftvektors | 114 |
| Abbildung 8-17: Momentane Geschwindigkeitsverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten | 114 |
| Abbildung 8-18: Auslenkung der Kegelspitze in der Lateralebene | 115 |
| Abbildung 8-19: Bewegungsrichtung des Wiederanlegepunkts und des Kegels | 115 |
| Abbildung 8-20: Effektivwert der dynamischen Kraft im BP8 | 116 |
| Abbildung 8-21: Effektivwert der dynamischen Kegelauslenkung im BP8 | 116 |
| Abbildung 8-22: Axialkraftspektren im BP9 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 116 |
| Abbildung 8-23: Lateralkraftspektren im BP9 bei verschiedenen Berechnungsansätzen | 116 |
| Abbildung 8-24: Verteilung der zeitgemittelten Geschwindigkeit im Ventildiffusor | 117 |
| Abbildung 8-25: Profil der Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitsfluktuation . | 117 |
| Abbildung 8-26: Spektren der Kegelauslenkung | 118 |
| Abbildung 8-27: Auslenkung des Ventilkegels in der Lateralebene | 118 |
| Abbildung 8-28: Effektivwert der dynamischen Kraft im BP9 | 119 |
| Abbildung 8-29: Effektivwert der dynamischen Kegelauslenkung im BP9 | 119 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|---|----|
| Tabelle 3-1: Konstanten des $k-\omega$ -SST- Turbulenzmodells | 26 |
| Tabelle 3-2: Konstanten des SAS-Turbulenzmodells..... | 31 |
| Tabelle 4-1: Gegenüberstellung der enddimensionierten Totaldruckverluste..... | 39 |
| Tabelle 4-2: Gittergrößen für den Validierungsfall Nakano..... | 42 |
| Tabelle 4-3: Vergleich der Gittergrößen..... | 49 |
| Tabelle 4-4: Knotenanzahl der Rechengitter | 49 |
| Tabelle 4-5: CFD Randbedingungen | 51 |
| Tabelle 4-6: Netzparameter des FEM-Modells | 55 |
| Tabelle 4-7: Dämpfungsgrade aus verschiedenen Quellen..... | 58 |
| Tabelle 5-1: Messung des Anlege und Ablösedruckverhältnisses | 68 |

Formelzeichen und Indizes

Die hier aufgeführte Auflistung von Formelzeichen und Indizes stellt die wichtigsten Größen dar und erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Die Dimension der Formelzeichen wird durch die Schreibweise gekennzeichnet. Skalare Größen sind in Normalschrift gehalten. Vektorielle Größen werden durch einen Überpfeil gekennzeichnet und Matrizen werden durch eine fette Schreibweise hervorgehoben.

Gemäß DIN 1338 sind Zahlensymbole und Einheitszeichen in Steilschrift gehalten, Variablen jedoch kursiv dargestellt. So bezeichnet π das Druckverhältnis und π die Kreiszahl.

Indizes, die für verschiedene Variablen genutzt werden, z. B. t für den Totalzustand sind gesondert unter Indizes aufgeführt. Indizes, die jedoch nur für eine Variable genutzt werden, sind zusammen mit dieser aufgeführt.

Lateinische Zeichen

| | | |
|-------|--|-----------------------------|
| a | Schallgeschwindigkeit | $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| a_1 | Modellierungskonstante des k - ω -SST-Modells | - |

| | | |
|------------------|---|---|
| b | Massenstromdichte | $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$ |
| A | Fläche | m^2 |
| \mathbf{B} | Spannungsverschiebungsmatrix | $\frac{1}{\text{m}}$ |
| c | Geschwindigkeit | $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| | Bei SAS-Modell: Modellierungskonstante | - |
| c_s | Modellierungskonstante des SAS-Modells | - |
| c_w | Modellierungskonstante des WALE-Modells | - |
| c_μ | Modellierungskoeffizient für Wirbelviskositätsmodelle | - |
| \mathbf{C} | Dämpfungsmatrix | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ |
| $CD_{k\omega}$ | Modellierungsfunktionen des k- ω -SST-Modell | - |
| d | Abstand, Spaltweite | m |
| d_i^n | Zufallsverteilte Größe des SAS-F-Modells | - |
| D | Durchmesser | m |
| | Dämpfungskonstante | - |
| \mathbf{D} | Nachgiebigkeitsmatrix | $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ |
| E | Elastizitätsmodul | $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ |
| \mathbf{E} | Matrix der Formfunktion | - |
| f | Frequenz | Hz |
| f_{dom} | Dominante Eigenfrequenz | Hz |
| F, \vec{F} | Kraft, Kraftvektor | N |
| F_{eg} | Vorspannkraft | N |
| F_f | Federkraft | N |
| F_h | Hydraulikkraft | N |
| F_K | Kontaktkraft | N |
| F_{lat} | Lateralkraft | N |

| | | |
|----------------------------|--|---|
| F_r | Reibkraft | N |
| \mathcal{F}_{imp} | Forcing-Quellterm | $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}^2}$ |
| \mathcal{F}_k | Forcing-Senkenterm | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^3}$ |
| $F_1; F_2$ | Modellierungsfunktionen des k- ω -SST-Modell | - |
| G | Schubmodul | $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ |
| $G()$ | Filterfunktion | - |
| h | Spezifische Enthalpie | $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$ |
| | Bei Coandă-Wandstrahlen: Höhe des strahlerzeugenden Spalts | m |
| h_t | Spezifische totale Enthalpie | $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$ |
| H | Hub | m |
| j | Spezifische Dissipation | $\frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ |
| J | Dissipationsleistung | W |
| k | Turbulente kinetische Energie | $\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ |
| k_s | Kontaktsteifigkeit | $\frac{\text{kg}}{\text{s}^2}$ |
| K | Kompressionsmodul | bar |
| \mathbf{K} | Steifigkeitsmatrix | $\frac{\text{kg}}{\text{s}^2}$ |
| \vec{K} | Kontaktvektor | $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ |
| l | Länge | m |
| l_{um} | Länge der finiten Volumina in Umfangsrichtung | m |
| l_{rad} | Länge der finiten Volumina in radialer Richtung | m |
| L_t | Charakteristische Länge der Turbulenz | m |

| | | |
|------------------|---|---|
| L_{vK} | Von-Kármán-Length-Scale | m |
| \dot{m} | Massenstrom | $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ |
| M | Machzahl | - |
| \mathbf{M} | Massenmatrix | kg |
| N_A | Flächenfaktor | - |
| p | Druck | Pa |
| p_{eff} | Effektiver Druck im Kolbenringspalt | - |
| p_1, p_2 | Druck vor und hinter dem Kolbenring | bar |
| p^* | Druckkorrektur der Turbulenzmodellierung | Pa |
| $p^\#$ | Entdimensionierter Differenzdruck | - |
| p_∞ | Umgebungsdruck | Pa |
| P | Normalkraft am Kontakt | N |
| P_{ac} | Schallleistung | W |
| Pr | Prandtlzahl | - |
| Pr_t | Turbulente Prandtlzahl | - |
| q | Entdimensionierter Massenstrom | - |
| Q_{SAS} | Quellterm im SAS-Modell | $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \cdot \text{s}^2}$ |
| R | Radius | m |
| Re | Reynoldszahl | - |
| Re_{Co} | Reynoldszahl des Coandä-Wandstrahls | - |
| s | Spezifische Enthalpie | $\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ |
| s_{ij}^d | Hilfsgröße zur Beschreibung des Geschwindigkeitstensors | $\frac{1}{\text{s}^2}$ |
| S_{ij} | Hilfsgröße zur Beschreibung des Geschwindigkeitstensors | $\frac{1}{\text{s}}$ |
| S | Invariante des Geschwindigkeitstensors | $\frac{1}{\text{s}}$ |
| Sp | Spaltweite in der Kegelführung | m |

| | | |
|-----------|---|--------------------------|
| St | Strouhalzahl | - |
| t | Zeit | s |
| t_t | Charakteristische Zeit der Turbulenz | s |
| T | Zeitintervall | s |
| u, v, w | Strömungsgeschwindigkeit | $\frac{m}{s}$ |
| \vec{u} | Fluidodynamik: Vektor der Strömungsgeschwindigkeit | $\frac{m}{s}$ |
| | Strukturmechanik: Verschiebungsvektor | m |
| u_c | Kontaktabstand | m |
| u_f | Synthetische Geschwindigkeitsfluktuation (SAS-F-Modell) | $\frac{m}{s}$ |
| \vec{U} | Verschiebungsvektor der Elementknoten | m |
| V | Volumen | m^3 |
| V_{CV} | Volumen des finiten Volumens | m^3 |
| x, y, z | Kartesische Koordinaten | m |
| y | Wandabstand | m |
| z | Akustische Impedanz | $\frac{kg}{m^2 \cdot s}$ |

Griechische Zeichen

| | | |
|--------------------------------|--|---------------|
| α | Fluidodynamik: Modellierungskonstante des SAS-Modells | - |
| | Strukturmechanik: Koeffizient der Raylieght-Dämpfung | $\frac{1}{s}$ |
| β | Fluidodynamik: Modellierungskonstante des k- ω -SST-Modells | - |
| | Strukturmechanik: Koeffizient der Raylieght-Dämpfung | s |
| γ | Modellierungskonstante des k- ω -SST-Modells | - |
| Δt | Zeitschritt | s |
| $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ | Auslenkung des Kegels | m |

| | | |
|--|--|---|
| ε | Fluiddynamik: Dissipationsrate pro turbulenter Energie | $\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$ |
| | Strukturmechanik: Dehnung/Scherung | - |
| $\vec{\varepsilon}$ | Verzerrungsvektor | - |
| $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ | Dehnung | - |
| $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{zy}$ | Scherung | - |
| ζ | Dimensionsloser Druckverlust | - |
| ζ_2 | Modellierungskonstante SAS-Modell | - |
| η_i^n | Zufallsverteilte Größe des SAS-F-Modells | - |
| η_{ac} | Acoustic efficiency | - |
| ϑ | Temperatur | K |
| κ | Von-Kármán-Konstante = 0,41 | - |
| λ | Wärmeleitfähigkeit | $\frac{\text{W}}{\text{K} \cdot \text{m}}$ |
| μ | Fluiddynamik: Dynamische Viskosität | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$ |
| | Strukturmechanik: Reibkoeffizient | - |
| μ_t | Turbulente Scheinviskosität | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$ |
| ν | Fluiddynamik: Kinematische Viskosität | $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ |
| | Strukturmechanik: Querkontraktionszahl | - |
| ν_i^n | Zufallsverteilte Größe des SAS-F-Modells | - |
| ν_{SG} | Sub-Grid-Viskosität | $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ |
| ξ | Entdimensionierte Länge | - |
| ξ_i^n | Zufallsverteilte Größe des SAS-F-Modells | - |
| π | Lokales Druckverhältnis | - |
| π_{an} | Anlegedruckverhältnis | - |
| π_{Co} | Druckverhältnis des Coandă-Strahls | - |

| | | |
|---|---|---|
| π_v | Druckverhältnis des Ventils | - |
| ρ | Dichte | $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ |
| $\vec{\sigma}$ | Spannungsvektor (Strukturmechanik) | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ |
| σ_k, σ_ω | Modellierungskonstanten des k- ω -SST-Modells | - |
| $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ | Normalspannung (Strukturmechanik) | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ |
| $\sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}$ | Schubspannung (Strukturmechanik) | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ |
| σ_ϕ | Modellierungskonstante des SAS-Modells | - |
| τ | Schubspannung | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ |
| $\boldsymbol{\tau}$ | Schubspannungstensor | $\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$ |
| τ_s | Subgridspannung | $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$ |
| φ | Erwartungswert | - |
| φ | Umfangswinkel | grad |
| φ_a | Bewegungsrichtung des Wiederanlegepunkts | grad |
| φ_k | Bewegungsrichtung des Kegels | grad |
| ψ | Standardabweichung | - |
| ω | Fluiddynamik: Dissipationsfrequenz | $\frac{1}{\text{s}}$ |
| Ω_{ij} | Hilfsgröße zur Beschreibung des Geschwindigkeitstensors | $\frac{1}{\text{s}}$ |
| Ω | Invariante des Vorticity-Tensors | $\frac{1}{\text{s}}$ |

Indizes

| | |
|-----|----------------------|
| aus | Austritt des Ventils |
| ax | In axialer Richtung |

| | |
|-----|--|
| ein | Eintritt des Ventils |
| ges | Bezogen auf das gesamte Ventil |
| max | Maximum, Maximalwert |
| n | Nenngröße (z.B. Nenndurchmesser) |
| ref | Referenzgröße Bezugsgröße |
| s | Tiefgestellt: Ventilsitz; Hochgestellt Sub-Grid-Model |
| t | Totale Zustandsgröße, Abweichende Definition bei Pr_t und μ_t |
| * | kritische Größe (im aerodynamischen Sinne, nicht auf den kritischen Punkt im thermodynamischen Zustandsmodell bezogen) |
| — | Reynolds-gemittelte Größe, gemittelte Größe |
| ' | Fluktuationsanteil einer Reynolds-gemittelten Größen |
| ~ | Favregemittelte Größe |
| " | Schwankungsteil einer favregemittelten Größe |
| ^ | Effektivwert der zeitlichen Schwankung (RMS-Wert) |
| | Bei Darstellung des Druckfelds im Frequenzbereich: Fouriertransformierte |

Operatoren

| | | |
|---|--|---|
| · | Skalarprodukt; bei Skalaren : Multiplikation | |
| × | Kreuzprodukt | |
| ⊗ | Tensorprodukt | $\vec{u} \otimes \vec{v} = \begin{pmatrix} u_x \cdot v_x & u_x \cdot v_y & u_x \cdot v_z \\ u_y \cdot v_x & u_y \cdot v_y & u_y \cdot v_z \\ u_z \cdot v_x & u_z \cdot v_y & u_z \cdot v_z \end{pmatrix}$ |
| ∇ | Nabla Operator | $\nabla u = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial z} \end{pmatrix}$ $\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$ |
| Δ | Laplace Operator | |

| | | |
|------------------|-------------------------------|---|
| δ_{ij} | Kroneker'scher Delta-Operator | $\delta_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ |
| ∂ | Partielles Differential | |
| ϵ_{ijk} | Levi-Civita-Symbol | $\epsilon_{ijk} = \frac{(i-j)(i-k)(i-l)(j-k)(j-l)(k-l)}{12}$ |
| T | Transponierung | |
| A | Differentialoperator | |
| $G()$ | Filterfunktion | |
| $\mathcal{N}()$ | Gauß'sche Normalverteilung | |

Abkürzungen

| | |
|-------|---|
| 3D | Dreidimensional |
| BP | Betriebspunkt |
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| CFX | Programm zur Strömungsberechnung der Firma ANSYS |
| DNS | Direkte Numerische Simulation |
| FEM | Finite Elemente Modell |
| IAPWS | International Association for the Properties of Water and Steam |
| LES | Large-Eddy-Simulation |
| NSG | Navier-Stokes-Gleichungen |
| RANS | Reynolds Averaged Navier Stokes-Ansatz |
| RSM | Reynolds-Spannungs-Modell |
| SAS | Scale-Adaptive-Simulation-Turbulenzmodell |
| SAS-F | Scale Adaptive Simulation mit zusätzlichem Forcing |
| SST | Shear-Stress-Transport-Turbulenzmodell |
| URANS | Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes Ansatz |
| WALE | Wall-Adapting-Large-Eddy-Modell |

1 Einleitung

1.1 Hintergrund für die Durchführung der Arbeit

Dampfturbinen stellen weltweit eine zentrale Komponente bei der Elektrizitätserzeugung dar. 2012 wurden gemäß der Weltbank [89] weltweit 40,3 % der elektrischen Energie aus Kohle und weitere 10,8 % aus Kernbrennstoffen gewonnen. Die Wandlung der Energie aus diesen beiden Energieträgern in elektrische Energie erfolgt praktisch ausschließlich in Dampfturbinenanlagen. Ferner werden weitere 22,4 % der elektrischen Energie aus gasförmigen Energieträgern gewonnen. Dazu werden neben reinen Gasturbinenkraftwerken häufig Gas-und-Dampf-Kombikraftwerke eingesetzt, in denen ebenfalls Dampfturbinen installiert sind.

Für die Anpassung der Leistungsabgabe sowie für die Durchführung von An- und Abfahrvorgängen ist eine Regelung der Dampfturbine erforderlich. Hierzu gibt es nach Zahoransky et al. [94] die Methoden der Drosselregelung, der Massenstromregelung und der Gleitdruckregelung. Die Gleitdruckregelung, bei der der Druck im Dampferzeuger angepasst wird, ist aus energetischer Sicht am günstigsten. Jedoch sind dieser Regelungsvariante in der Praxis Grenzen gesetzt. Wird die Leistung der Dampfturbinenanlage reduziert und der Druck im Dampferzeuger weit abgesenkt, kann dieser an einzelnen Stellen lokal überhitzen und beschädigt werden. Daher wird in modernen Kraftwerken die Gleitdruckregelung im oberen Lastbereich eingesetzt und in dem unteren Lastbereich wird die Drosselregelung durch Dampfventile vorgenommen. Bei

einem typischen modernen Dampfkraftwerk erfolgt nach Quinkertz et al. [71] der Übergang von der Drossel zu der Gleitdruckregelung bei ca. 40 % der elektrischen Nennleistung. Des Weiteren ermöglicht die Drosselregelung über Dampfventile einen direkten Eingriff, während die Gleitdruckregelung – bedingt durch das große Volumen der Dampferzeuger – eine hohe Trägheit aufweist. Die Massenstromregelung durch Teilbeaufschlagung findet vor allem im Bereich der Industriedampfturbinen Verwendung und wird hier nicht näher betrachtet.

Da in zunehmendem Maße Elektrizität aus regenerativen Energieträgern, die einer stark schwankenden Verfügbarkeit unterworfen sind, gewonnen wird, ergeben sich neue Herausforderungen für den Betrieb von Dampfturbinenanlagen. Während in der Vergangenheit lediglich die zeitlich schwankende Nachfrage eine Lastanpassung von Kraftwerken erforderte, führt die zeitlich schwankende Einspeisung aus regenerativen Energiequellen zu einem erhöhten Anpassungsbedarf. Bedingt wird dies dadurch, dass oftmals das Angebotsmaximum der regenerativen Energiequellen nicht mit dem Nachfragemaximum zeitlich zusammen fällt. Photovoltaikanlagen weisen ein Einspeisemaximum im Sommer zur Mittagszeit auf, während nach Lambertz et al. [44] die höchsten Verbrauchsspitzen (Deutschland 2012) an Werktagen im Winter gegen 18 Uhr auftreten.

Daher wird bei einer zunehmenden Nutzung der regenerativen Energieträger eine Änderung der Betriebsweise von Dampfturbinenkraftwerken und insbesondere von Gas- und Dampf-Kombikraftwerken festgestellt. Dies wird von Feldmüller und Zimmerer [25] am Beispiel einer deutschen Gas- und Dampf-Kombianlage dargestellt. Während im September 2008 ein Grundlastbetrieb mit einem Anfahrvorgang zu verzeichnen ist, ist im September 2011 und 2012 ein Spitzenlastbetrieb mit 21 bzw. 8 Anfahrvorgängen zu verzeichnen.

Daraus erwächst die Forderung nach hoch-flexibel einsetzbaren thermischen Kraftwerken. Nach Lamberts et al. [44] liegt die Mindestlast von Steinkohlekraftwerken zwischen 40 % und 25 %. Nach dem Stand der Technik kann durch eine optimierte Fahrweise bereits eine Mindestlast von 20 % erreicht werden. Bei solchen Lastpunkten ist mit einem starken Eingriff der Regelventile zu rechnen.

Langjährige Betriebserfahrungen zeigen, dass gerade bei starker Drosselung von Ventilen unerwünscht hohe Schwingungen auftreten. So berichtet Zaryankin [96], der eine Vielzahl an Ventilschäden einer Ventilbaureihe ausgewertet hat, dass die Schadenshäufigkeit bei dem Einsatz in Grundlastanlagen am niedrigsten ist. Im Vergleich zu diesen steigt die Schadenshäufigkeit in Ventilen, die in Heizkraftwerken eingesetzt werden um den Faktor 3 an. Bei Ventilen, die an Dampfturbinen von Chemie- und Hüttenwerken eingesetzt werden und häufig im Teillastbereich operieren, steigt die Schadenshäufigkeit laut Zaryankin um ein Vielfaches an. Ein stark belastetes Bauteil

von Dampfturbineneinlassventilen ist die Ventilspindel. So berichten Zhang [99] und Tecza [80] von Spindelbrüchen, die im Zusammenhang mit Teillastbetrieb stehen.

Um eine zukünftige Betriebsweise mit häufigem Einsatz bei niedriger Teillast sicherzustellen ist ein zuverlässiger Betrieb der Dampfventile unerlässlich. Die hier durchgeführte Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten.

1.2 Die untersuchte Ventilgeometrie

Das Ventil, das in dieser Arbeit untersucht wird, ist eine Ventilkombination, die einen Schnellschluss- und einen Stellkegel aufweist. Es wird in großen Dampfturbinenanlagen, die zur Stromerzeugung dienen, als Frischdampfventil eingesetzt. Dabei ist das Ventil direkt der Hochdruckturbinen vorgeschaltet. Der innere Aufbau ist in Abbildung 1-1 als 3D-Flächenmodell dargestellt.

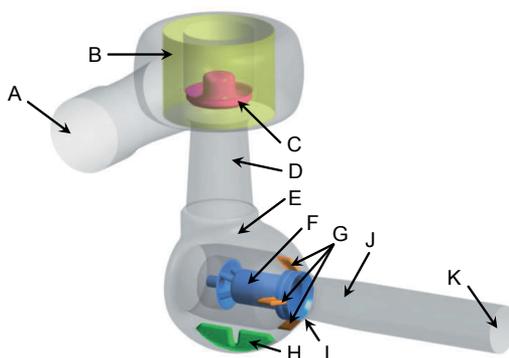


Abbildung 1-1: Die strömungsführende Geometrie des Ventils

Der Dampf wird durch die Frischdampfleitung, die mit dem Stutzen (A) verbunden ist, dem Ventil zugeführt. Danach verteilt sich der Dampf im Einströmgehäuse und strömt durch das Dampfsieb (B). Nachdem der Dampf den Schnellschlusskegel (C) passiert hat, strömt er durch einen Verbindungsdiffusor (D) in das Stellventilgehäuse (E). In diesem befinden sich ein großer Drallbrecher (H) und vier Strömungsgleichrichterelemente (G), welche die Bildung eines Senkenwirbels verhindern und die Strömung homogenisieren sollen. Danach passiert die Strömung den Stellventilkegel (F), der den Regeleingriff in dem Ventil vornimmt. Im Gegensatz dazu ist der Schnellschlusskegel, der aus Sicherheitsgründen dem Stellventilkegel vorgeschaltet ist, nicht für den Regeleingriff konzipiert. Er weist nur eine reine Absperrfunktion auf. Nachdem der Dampf den Ventilsitz (I) durchströmt hat, strömt er durch den Diffusor (J) zum Eintritt (K) in die Hochdruckturbinen.

Der Stellventilkegel wird durch einen elektrohydraulischen Antrieb verfahren, der in Abbildung 1-2 skizziert ist. Durch Federpakete in der Antriebseinheit (M) wird ge-

währleistet, dass der Kegel bei Ausfall der Elektrizitäts- oder der Hydraulikversorgung automatisch schließt.

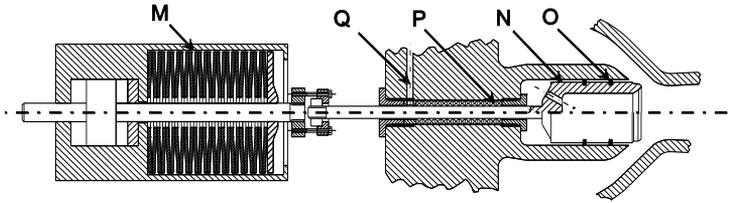


Abbildung 1-2: Darstellung des Ventilantriebs und der Ventilspindel

Der Spalt in der Kegelführung (N) wird durch zwei Kolbenringe (O) abgedichtet. Gegen die Umgebung ist der Kegel mit einer Stopfbuchspackung (P) abgedichtet, die mit einer zusätzlichen Leckdampfabsaugung (Q) versehen ist.

Im bisher freigegebenen Betriebsbereich arbeitet das Ventil zuverlässig und zeigt keine unzulässig hohen Schwingungen.

1.3 Kennfeld und Betriebsweise eines Dampfventils

Die drei wesentlichen Parameter, die das Betriebsverhalten eines Ventils charakterisieren, sind der Hub, das Druckverhältnis π und der Massenstrom \dot{m} . Die Ventilcharakteristik, die diese Größen zusammenfasst, zeigt Linien konstanten Hubs in einem Kennfeld mit dem Druckverhältnis auf der Ordinate und dem Massenstrom auf der Abszisse. Um das Kennfeld unabhängig vom Eintrittszustand darzustellen, werden entdimensionierte Größen verwendet, die in den Veröffentlichungen von Martin [50] und Liu [45] Verwendung finden. Das Druckverhältnis des Ventils π_v wird aus dem Eintrittstotaldruck und dem statischen Austrittsdruck gemäß Gleichung 1-1 gebildet. Der Massenstrom wird durch die Gleichung 1-2 entdimensioniert.

$$\pi_v = \frac{p_a}{p_{t,e}} \quad 1-1$$

$$q = \frac{\dot{m}}{b^* \cdot A_n} = \frac{\dot{m}}{a^* \cdot \rho^* \cdot D_n^2 \cdot \frac{\pi}{4}} \quad 1-2$$

Darin wird der Quotient aus dem Massenstrom und dem Produkt aus der Referenzquerschnittsfläche A_n des Ventilsitzes (D_n bezeichnet dessen Durchmesser, der gleichzeitig der Nennquerschnitt des Stellventils ist) und der kritischen Massenstromdichte

b^* gebildet. Die kritische Massenstromdichte wird aus der kritischen¹ Dichte ρ^* und der kritischen Geschwindigkeit, die der lokalen Schallgeschwindigkeit a^* entspricht, gebildet. Beide Größen sind Funktionen des totalen Eintrittszustands.

Da die isentrope kritische Massenstromdichte bei adiabater Strömung die maximal mögliche Massenstromdichte ist, kann q den Wert 1 nicht überschreiten. Ebenso bewegt sich das Druckverhältnis π_v zwischen Werten nahe 0 und 1. In Abbildung 1-3 ist ein Ventilkennfeld eines Regelventils dargestellt.

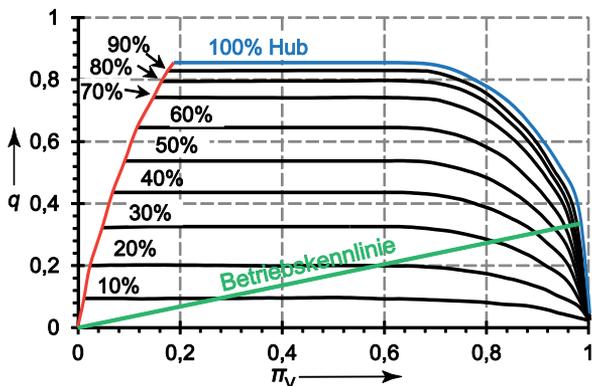


Abbildung 1-3: Kennfeld eines Turbineneinlassventils

1.3.1 Grenzen des Kennfelds

Der aerodynamisch mögliche Betriebsbereich des Kennfeldes wird zum einen durch den maximal möglichen Massenstrom bei voll geöffneter Stellung (100 % Hub, blaue Kurve) begrenzt. Zum anderen existiert ein minimal mögliches Druckverhältnis das nicht unterschritten werden kann (rote Kurve). Dieses Druckverhältnis wird erreicht, wenn der Ventildiffusor von der Drosselstelle (kleinster Querschnitt des Ventilsitzes) bis zu seinem Austritt vollständig supersonisch durchströmt wird. Der entdimensionierte Massenstrom q erreicht selbst bei voll geöffneter Stellung (100 % Hub) und entsprechendem Druckverhältnis nicht den Wert 1, da Totaldruckverluste, die vor der Drosselstelle auftreten, die kritische Massenstromdichte herabsetzen.

1.3.2 Betrieb in der Anlage

Wird das Ventil als alleinstehendes System, das durch das Druckverhältnis, den Hub und den dimensionslosen Massenstrom beschrieben wird, betrachtet, existieren zwei

¹ Hierbei bezieht sich „kritisch“ auf den gasdynamischen Zusammenhang und nicht auf den kritischen Punkt in dem thermodynamischen Zustandsmodell

Freiheitsgrade. Der entdimensionierte Massenstrom oder der Hub können somit aus den beiden restlichen Größen bestimmt werden.

Durch die Kombination des Ventils mit einer Turbine wird dem System durch die Massenstrom-Eintrittsdruck-Beziehung der Turbine ein Freiheitsgrad entzogen. Dadurch beschränkt sich der Betriebsbereich des Dampfventils auf die Betriebskennlinie. Bei Kondensationsturbinen ergibt sich gemäß des Dampfkegelgesetzes, das näher in Traupel [81] beschrieben ist, ein nahezu linearer Verlauf.

Bei Gegendruckturbinen, beispielsweise einer Hochdruckturbine, die zwischen dem Druckniveau des Frischdampfs und der Zwischenüberhitzung betrieben werden, weist die Kennlinie einen nichtlinearen Verlauf, der einer Quadratwurzelfunktion mit x-Achsenversatz entspricht.

Durch die Einschränkung des Betriebsbereichs auf die Kennlinie der jeweiligen Kombination aus Ventil und Turbine sind der Massenstrom und das Druckverhältnis eindeutig dem Hub zugeordnet.

1.3.3 Thermodynamische Zustandsänderung

Das Dampfventil dient in der Dampfturbinenanlage zur Reduzierung des Turbineneintrittsdrucks. Thermodynamisch kann dies nach Graf et al. [32] durch eine isenthalpe Expansion vom Eintritts- auf den Austrittszustand beschrieben werden. Die wesentliche Größe zur Beschreibung dieses Prozesses ist die spezifische Dissipation j , die gemäß Gleichung 1-3 anhand der Temperatur ϑ und der spezifischen Entropie s bestimmt wird.

$$j = \int_{\text{ein}}^{\text{aus}} \vartheta|_{h=\text{const.}} ds \quad 1-3$$

Durch Multiplikation mit dem Massenstrom kann eine Dissipationsleistung bestimmt werden, die gemäß des Konzepts der Acoustic Efficiency nach Graf et al. [32] ein Haupteinflussparameter für die Schallentstehung innerhalb von Dampfventilen ist.

Als Referenzkennlinie wird für die thermodynamische Zustandsänderung eine Kennlinie einer Kondensationsturbine gewählt, da diese erfahrungsgemäß zu hohen Belastungen führt. Diese Kennlinie ist in Abbildung 1-3 dargestellt. Der Massenstrom und die spezifische Dissipation, die sich auf Basis dieser Kennlinie ergeben, sind in Abbildung 1-4 dargestellt. Die daraus resultierende Dissipationsleistung in Abbildung 1-5 weist ein deutliches Maximum bei niedrigen Ventilhuben auf. Daher sind – bei einem typischen Kennlinienbetrieb – die stärksten Belastungen im unteren Teillastbereich zu erwarten.

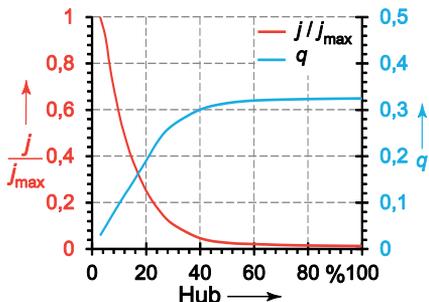


Abbildung 1-4: Spezifische Dissipation und endimensionierter Massenstrom bei Kennlinienbetrieb

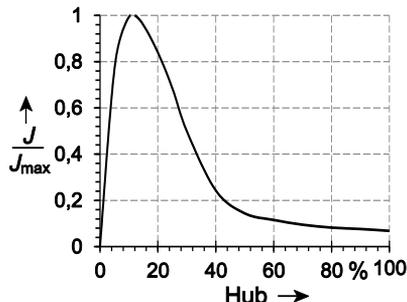


Abbildung 1-5: Dissipationsleistung bei Kennlinienbetrieb

1.4 Zielsetzung der Arbeit

Weil Dampfkraftwerke zukünftig häufiger länger im unteren Teillastbereich betrieben werden und mehr Anfahrvorgänge durchgeführt werden, wird ein häufigerer und länger andauernder Betrieb bei kleinen Hubstellungen mit ungünstigen thermodynamischen Randbedingungen erwartet. Für diesen Betriebsbereich sind zurzeit allerdings nur wenige Erfahrungen vorhanden.

Daher ist das Hauptziel der Arbeit die Analyse der aerodynamischen Vorgänge im Teillastbetrieb des Ventils und der dadurch hervorgerufenen Schwingungen des Ventilkegels. Durch die bessere Kenntnis der Vorgänge wird mit dieser Arbeit ein Beitrag zur Gewährleistung eines zuverlässigen Betriebs geleistet. Dabei sollen die Wirkmechanismen, die Ventilschwingungen hervorrufen, verstanden werden, um eine Wissensbasis zu schaffen, die zur Entwicklung schwingungsärmerer Ventile beitragen soll.

2 Stand der Forschung

2.1 Entwicklung der Analysemethoden

Laut Zhang et al. [98] ist die Thematik der strömungsinduzierten Ventilschwingungen seit den 1960er-Jahren für die Hersteller großer Dampfturbinen relevant. Demnach korreliert der damalige Trend zu leistungsstärkeren Dampfturbinen mit einem Anstieg der Ventilschwingungen.

Zu den ältesten verfügbaren Veröffentlichungen zählt die experimentelle Untersuchung von Heymann und Statiano [36] aus dem Jahr 1973. Diese Studie hat die aerodynamische Entstehung von Lärm zum Thema, die mit der Schwingungsanregung eng verwandt ist. Darin wird nachgewiesen, dass in Abhängigkeit von dem Strömungszustand in dem Ventildiffusor eine ringförmige Strömung oder eine Kernströmung auftritt. Die Kernströmung ruft dabei höhere Schallemissionen hervor als die ringförmige Strömung. Die Ursache für diesen Unterschied, sowie der Entstehungsmechanismus der unterschiedlichen Strömungsregime wird aber aufgrund der eingeschränkten Untersuchungsmethoden der damaligen Zeit nicht näher erklärt.

Aus diesem Zeitraum und den folgenden Jahren ist eine empirische Herangehensweise mit Versuchen an Modellventilen von den Ventilherstellern bekannt. Die mit den Modellen ermittelten Größen können durch geeignete Skalierungsregeln auf die Großausführung übertragen werden. Ein wichtiger Beitrag aus dieser Zeit ist die Untersuchung von Graf et al. [32] in der die Gültigkeit von Skalierungsregeln für die Schallintensität

innerhalb des Ventils durch Messungen in verschiedenen Arbeitsmedien und unterschiedlich großen Modellen nachgewiesen wird.

Aus der gemeinsamen Betrachtung von Modellventiluntersuchungen und Anlagenmessungen geht hervor, dass es nicht einen einzigen Mechanismus gibt, der Ventile zum Schwingen anregen kann, sondern, dass viele verschiedene Mechanismen existieren, die in dem Abschnitt 2.3 näher betrachtet werden. Verschiedene experimentelle Untersuchungen zeigen, dass bei Ventilschwingungen häufig eine Kombination zweier Mechanismen vorliegt, die sich gegenseitig anfachen. So zeigen die Messungen von Darwish und Bates [17] an einer Ventilklappe eine Kopplung zwischen Struktureigen-schwingungen und der Wirbelablösung. Die Experimente von Morita et al. [59] weisen die Kopplung zwischen Strömungsablösungen und Schwingungsbewegungen des Ventilkügels nach. Neben der eben genannten Fluid-Struktur-Kopplung sind von Ziada et al. [101] und Nakano et al. [63] Kopplungen zwischen akustischen Raummoden und Strahlinstabilitäten bzw. Verdichtungsstößen bekannt. Ebenfalls relevant ist die Interaktion zwischen der Strömung und dem Ventiltrieb. Mit diesem Anregungsmechanismus befassen sich die experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Weaver et al. [87], D'Netto et al. [20] und Mutul et al. [62].

Seit der ersten Dekade des 21. Jahrhunderts sind CFD-Programme und die Computer-Hardware so leistungsfähig, dass mittels numerischer Methoden die Ventilströmung systematisch untersucht werden kann. Die CFD-Studien von Zhang und Engeda [98], Stastný et al. [79], und Clari et al. [15], bei denen Turbulenzeffekte über klassische Zweigleichungsmodelle abgebildet werden, zeigen, dass Verdichtungsstöße oder Strömungsablösungen die Quelle von Ventilschwingungen sind. Tiefergehende Einblicke in das dynamische Strömungsfeld werden seit ca. 2010 durch hybride Turbulenzmodelle ermöglicht, die in den Arbeiten von Zanazzi et al. [95], Bianchini et al. [8] und Musch et al. [61] verwendet werden. Akustische Modalanalysen, die in den Untersuchungen von Bianchini et al. [9] [7] und Musch et al. [61] beschrieben sind, erweitern das Spektrum der Analysemethoden seit 2014.

Durch die stetige Weiterentwicklung der Simulationssoftware werden die Analysetechniken weiter verfeinert. Daher werden in jüngsten Untersuchungen gekoppelte Berechnungsmethoden verwendet. Bei diesen wird die wechselseitige Beeinflussung von Strukturschwingungen und der Strömung bzw. des akustischen Feldes innerhalb des Ventils betrachtet. So weist die CFD-Berechnung von Tecza et al. [80] einen Ventilkügel mit einer vorgegebenen Bewegung auf. Von Chakrabarti et al. [14] sind Berechnungen bekannt, bei denen die Interaktion zwischen Strukturschwingungen und dem akustischen Feld im Innenraum des Ventils betrachtet wird.

2.2 Bauweisen von Dampfventilen

Im Laufe der Entwicklungsgeschichte sind verschiedene Bauweisen für Dampfurbineinlassventile entstanden. Die im nachfolgenden Abschnitt 2.3 aufgeführten Untersuchungen zeigen, dass die Bauweise einen wesentlichen Einfluss auf das Schwingungsverhalten besitzt. Daher werden die Ventilbauweisen hier kurz klassifiziert.

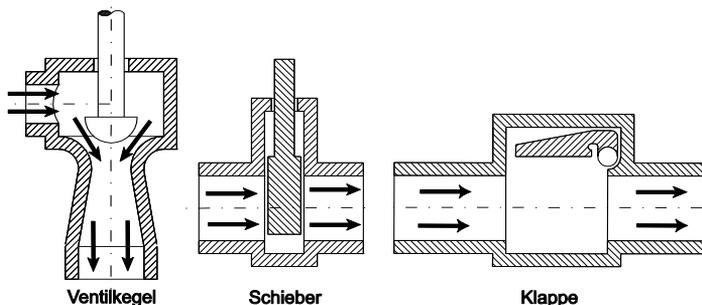


Abbildung 2-1: Generelle Bauweise von Dampfventilen

Ein wesentliches Kriterium ist dabei die konstruktive Ausführung der Drosselelemente. Die Analyse von Fachveröffentlichungen zu Dampfventilen ergibt, dass drei übergeordnete Bauweisen existieren. Diese Bauweisen, die in Abbildung 2-1 skizziert sind, besitzen entweder einen Kegel, einen Schieber oder eine Klappe als Drossel- oder Absperrerelement. Im Bereich der Regelventile sind Konstruktionen mit der Kegelbauweise am häufigsten vertreten.

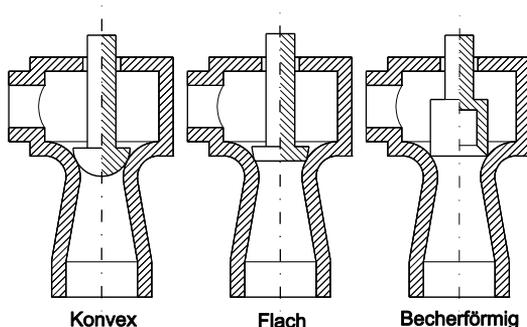


Abbildung 2-2: Typische Bauformen des Ventilkegels im Halbschnitt

Ventilkegel können nach Abbildung 2-2 in konvexe, flache und becherförmige Ventilkegel unterteilt werden. Nachfolgend wird gezeigt, dass die Kegelform einen wesentlichen Einfluss auf die dynamische Kraft und das Schwingungsverhalten ausübt.

2.3 Bekannte Anregungsmechanismen

Der erste Abschnitt dieses Kapitels zeigt, dass verschiedene Mechanismen existieren, die Ventilschwingungen hervorrufen können. Im Folgenden werden die physikalischen Zusammenhänge, die den wichtigsten Mechanismen zugrunde liegen auf der Basis des bekannten Stands der Forschung kurz zusammengefasst. Eine einheitliche Theorie zur Vorhersage von Strömungsinstabilitäten existiert somit nicht. Jedoch zeigen theoretische Überlegungen von Pluviose [69] und Skalierungsmethoden wie das Konzept der Acoustic efficiency von Graf et al. [32], dass eine Betriebsweise, bei der ein hoher Massenstrom und eine hohe spezifische Dissipation innerhalb des Ventils auftreten, ein hohes Potential für Schwingungen besitzt. Dies ist nach Pluviose darauf zurückzuführen, dass bei vielen Ventilbauweisen das Fluid durch den Drosselvorgang eine hohe kinetische Energie erhält und diese im Anschluss aufgrund der thermodynamischen Randbedingungen durch *dissipative Strukturen* dissipiert wird. Je nach Art dieser Strukturen können unerwünschte Strömungsinstabilitäten auftreten, die zu einer Belastung der Bauteile führen. Unter den dissipativen Strukturen können beispielsweise Wirbel, Verdichtungsstöße, Scher- und Grenzschichten verstanden werden. Obwohl diese theoretische Überlegung für viele Fälle bei denen Ventilschwingungen auftreten eine Erklärung liefern, existieren auch Ventilschwingungen (Darwish und Bates [17], Michaud et al. [57]) in Betriebspunkten, bei denen die dissipierte Energie tendenziell gering ist.

2.3.1 Strömungsablösungen

An Drosselementen können durch verschiedene Mechanismen Wirbel periodisch ablösen (engl.: Vortex shedding) und dadurch Schall und unerwünschte Schwingungen hervorrufen. Dieser Effekt ist von Darwish und Bates [17] an einer Klappe und von Janzen et al. [37] an einem Schieber nachgewiesen. Die Bildung von Ablösewirbeln führt zu zeitlich veränderlichen Druckfeldern in der Strömung, die eine dynamische Kraft auf das Drosselement ausüben. Allerdings ist nach Weaver et al. [88] die Wirbelablösung häufig nicht die alleinige Ursache von strömungsinduzierten Schwingungen. Oftmals wird eine Kopplung mit einem akustischen Raummode oder mit Eigenschwingungen von Festkörpern beobachtet.

Für die Entstehung von periodischen Strömungsablösungen sind die Impuls- und Reibkräfte in der Strömung wesentliche Faktoren. Das Verhältnis dieser Kräfte wird durch die Reynoldszahl (2-1) ausgedrückt. Diese wird aus der mittleren Strömungsgeschwindigkeit c , der charakteristischen Länge des betrachteten Objekts l und der kinematischen Viskosität ν gebildet.

$$Re = \frac{c \cdot l}{\nu}$$

Bei sehr kleinen Re-Zahlen dominieren die Reibungseffekte und die periodischen Strömungseffekte werden unterbunden. In dem darüber liegenden mittleren Reynoldszahlbereich, dessen Intervall von der Geometrie abhängt, findet eine periodische Strömungsablösung statt. Oberhalb dieses Bereichs findet in Abwesenheit externer Einflüsse eine unregelmäßige Strömungsablösung statt. Existiert jedoch eine externe Beeinflussung, kann laut Naudascher [64] auch in dem oberen Bereich eine periodische Ablösung auftreten. In Turbineneinlassventilen liegt die Re-Zahl der umströmten Körper typischerweise in dem oberen Bereich. Dies erklärt, dass nach den Beobachtungen von Weaver et al. [88] in Kraftwerkskomponenten periodische Strömungsablösungen in der Regel immer in Kombination mit anderen Anregungsmechanismen auftreten. So ist in der von Darwish und Bates [17] untersuchten Absperrklappe die Wirbelfrequenz mit den strukturdynamischen Schwingungen des Klappenantriebs gekoppelt.

2.3.2 Strömungsablösung an sphärischen Kegeln

Während klassische Wirbelablösungen vornehmlich an Klappen und Schiebern auftreten, existiert bei konvexen Ventilkegeln häufig ein ähnlicher Effekt, der jedoch nicht der klassischen Wirbelablösung entspricht. Die Untersuchungen von Morita et al. [60] sowie Zhang und Engeda [98] zeigen, dass bei mittleren Druckverhältnissen an sphärischen Ventilkegeln Strömungsablösungen auftreten, die eine hohe dynamische Kraft an diesen hervorrufen. Dabei legt sich die im Ventilspalt beschleunigte Strömung gemäß Abbildung 2-3 an den konvexen Ventilkegel an. Da die an den Kegel angelegte Strömung in Richtung der Kegelspitze fließt, bildet sich zwangsweise ein Punkt heraus, an dem die aus unterschiedlichen Umfangspositionen kommende Strömung zusammentrifft und schließlich ablöst. Aufgrund von Strömungsinstabilitäten liegt dieser Punkt nicht im Zentrum der Ventilkuppe sondern an einer Seite. Dort befindet sich nach Zhang und Engeda [98] eine Zone lokal erhöhten Drucks.

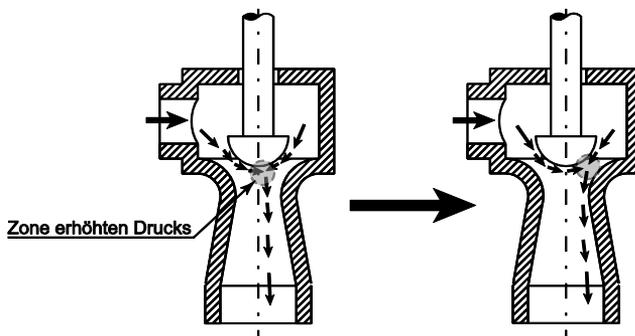


Abbildung 2-3: Strömungsablösung an sphärischen Ventilkegeln

Nach Zhang und Engeda entsteht die Strömungsasymmetrie durch einen sich selbst verstärkenden Effekt. Verschiebt eine leichte Störung das Feld höheren Drucks zu

einer Seite, so ist das Druckgefälle über den Ventilspalt an dieser Stelle niedriger als an den übrigen Umfangspositionen. In Folge dessen ist der Impuls der Strömung, die an dieser Umfangsposition den Spalt durchströmt, niedriger als der Impuls der restlichen Strömung und die Ablösezone wird weiter zu der entsprechenden Umfangsposition hin verschoben. Bei einer starken Ausprägung der Asymmetrie legt sich der Strahl schließlich einseitig an den Diffusor an.

Aus Experimenten von Morita et al. [59] geht hervor, dass das Feld lokal erhöhten Drucks in einer rotierenden Bewegung den Kegel umläuft und dadurch wechselnde Biegemomente auf die Spindel aufprägt.

Gemäß beiden Untersuchungen sind dieses Strömungsphänomen und die damit verbundenen Ventilschwingungen auf mittlere Hubstellungen beschränkt. Bei weiten Ventilöffnungen und den damit verbundenen hohen Druckverhältnissen bildet sich kein Strahl aus, der an den Kegel angelegt ist. Stattdessen wird das Ventil voll durchströmt. Bei sehr kleinen Hubstellungen und den dabei typischerweise kleinen Druckverhältnissen entsteht im Ventilspalt ein sehr schneller, ringförmiger Strahl, der weder an den Kegel noch an den Diffusor angelegt ist. Da diese Strömungstopologie nach den Untersuchungen von Zhang und Engeda [98] und Morita et al. [59] relativ stabil ist, sind in diesem Bereich die Druckfluktuationen und die dynamische Kraft entsprechend niedriger.

2.3.3 Oszillierende Verdichtungsstöße

Einige Dampfturbineneinlassventile weisen einen konvergent-divergenten Querschnittsverlauf im Ventilspalt zwischen Ventilkegel (A in Abbildung 2-4) und Ventilsitz (B) auf. In dem divergenten Teil des Spalts (C) bildet sich bei ungünstigen Druckverhältnissen analog zu einer überexpandierten Laval-Düse ein gerader Verdichtungsstoß.

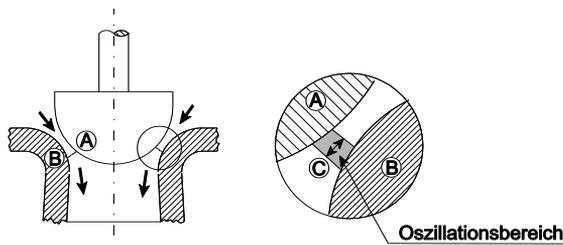


Abbildung 2-4: Stoßoszillationen an einem pilzförmigen Ventilkegel

Dieser Verdichtungsstoß kann durch Selbstanregung (vergleiche Hanada et al. [34]) oder durch Fremdanregung (vergleiche Bruce et al. [12]) eine Oszillationsbewegung vollführen. Dabei kann eine sehr große dynamische Kraft dem Ventilkegel aufgeprägt werden, die zu unerwünschten Schwingungen führt.

Dies zeigen die Untersuchungen von Stástny et al. [79] und Pluviose [70]. In beiden Arbeiten ist die Verbesserung der Kegelgeometrie ausgehend von einem konvexen Ventilkegel, bei dem Stöße und die in 2.3.2 erwähnten instationären Strömungsablösungen auftreten, dokumentiert. Die dabei gefundenen Geometrien unterscheiden sich jedoch signifikant.

Die erste verbesserte Geometrie von Stástny et al. ist ein konvexer Kegel, der an dem Berührungspunkt zum Sitz abgesetzt ist (Abbildung 2-5). Dadurch ergibt sich ein rein konvergenter Spalt, in dem kein Stoß gebildet werden kann. Die instationär ablösende Strömung ist jedoch weiterhin aufgrund der Kegelkontur vorhanden. Da diese erste Verbesserung bereits signifikant niedrigere Druckschwankungen zeigt, ist die Stoßoszillation eine schwerwiegendere Strömungsinstabilität als das instationäre Ablösen.

Die zweite verbesserte Geometrie weist einen flachen Ventilkegel auf, der weder Stöße noch das instationäre Ablösen zulässt. Bei dieser Geometrie sind die Druckschwankungen innerhalb des Ventils niedriger als bei der ersten verbesserten Geometrie.

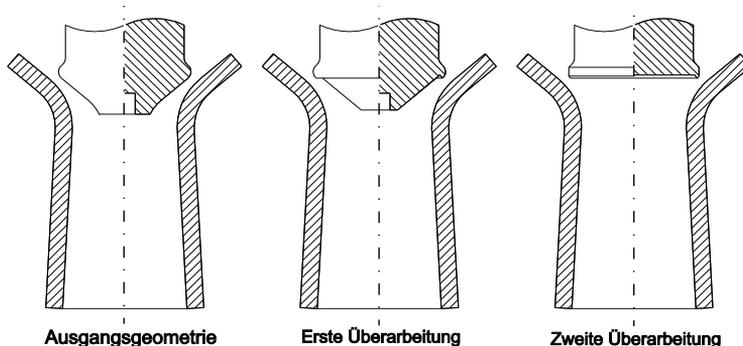


Abbildung 2-5: Skizzen der von Stástny untersuchten Ventilgeometrien.

(Skizze des Autors nach Stástny [79])

Pluviose [70] stellt eine andere Modifikation zur Vermeidung der instationären Verdichtungsstöße vor. Durch Einfürungen in den Ventilsitz, die bis an die Berührstelle zwischen Kegel und Sitz reichen, werden in der optimierten Geometrie, die in Abbildung 2-6 skizziert ist, oszillierende Verdichtungsstöße weitestgehend vermieden. Die Messung mit der verbesserten Kegelgeometrie zeigt eine deutliche Reduktion der dynamischen Kraft an dem Ventilkegel obwohl die Strömung weiterhin von diesem ablöst.

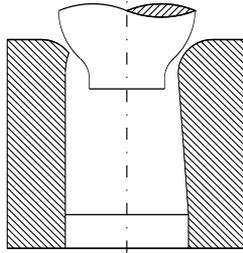


Abbildung 2-6: Skizze der von Pluviose untersuchten Ventilvariante
(Skizze des Autors nach Pluviose [70])

Diese beiden Untersuchungen lassen den Schluss zu, dass oszillierende Verdichtungsstöße zu einer deutlich höheren dynamischen Kraft führen als das periodische Ablösen der Strömung.

Während aus den beiden vorhergenannten Studien nicht ersichtlich ist, ob die Stoßoszillation, die zu hohen Druckfluktuationen bzw. einer hohen dynamischen Kraft führt, selbst- oder fremderregt sind, zeigt die experimentelle Untersuchung von Nakano et al. [63] eine Kopplung zwischen einem akustischen Raummode und einer Stoßoszillation. In der untersuchten Ventilgeometrie ruft ein schräger Verdichtungsstoß, der direkt an dem Ventilkegel auftritt, eine hohe dynamische Kraft an dem selbigen hervor. Die Hauptfrequenz des Kraftspektrums entspricht dabei der des Raummoderes erster radialer Ordnung. Da dieser Zusammenhang auch dann bestehen bleibt, wenn die Frequenz des Raummoderes durch eine Vergrößerung des Gehäusedurchmessers geändert wird, ist die vorhandene Kopplung zwischen Raummode und Verdichtungsstoß als sicher anzusehen.

2.3.4 Strahl- und Scherschichtinstabilitäten

In Ventilen wird zur Drosselung der Strömung der freie Strömungsquerschnitt durch das Schließen des Ventilkegels stark verringert. Diese starke Querschnittsverengung führt zu einer starken Beschleunigung des Fluids, sodass ein Strahl aus dem Spalt austritt. Zwischen dem umgebenden Fluid und dem Strahl existiert eine Scherschicht, die unter gewissen Voraussetzungen instabil ist. Die Instabilität einer Scherschicht wird dadurch charakterisiert, dass diese nach einer kleinen Störung nicht wieder in ihre Ausgangslage zurückkehrt sondern ausgelenkt wird, und die Auslenkung zeitlich oder räumlich anwächst. Gewöhnliche Strahlen können nach Naudascher und Rockwell [64] oberhalb einer Reynoldszahl von 10 instabil werden, dabei besteht zusätzlich noch eine Abhängigkeit von der Frequenz der Störung. Diese Reynoldszahl, basierend auf der Strahldicke und der mittleren Strahlgeschwindigkeit, wird in typischen Ventilströmungen um mehrere Größenordnungen überschritten.

2.3.4.1 Auftreffende Strahlen

Ein Fall bei dem starke Strahlinstabilitäten auftreten ist ein Strahl, der auf eine feste Wand auftrifft. Aufgrund der hohen kinetischen Energie des Strahls erzeugt dieser beim Auftreffen starke Druckschwankungen. Ziada et al. [101] berichten von dem Auftreten dieses Phänomens in einem Dampfventil, das in Abbildung 2-7 schematisch skizziert ist. Die dabei auftretenden Druckschwankungen weisen schmalbandige Frequenzspitzen (Peaks) im Spektralbereich auf, die charakteristisch für auftreffende Strahlen sind.

Ursachen für die Bildung der schmalbandigen Peaks bei auftreffenden Strahlen sind nach der Arbeit von Rockwell und Naudascher [72] hydrodynamische oder akustische Rückkopplungsmechanismen. Diese bewirken, dass Druckschwankungen, die bei dem Auftreffen des Strahls auf eine Wand entstehen, die Scherschicht im Entstehungsbereich des Strahls beeinflussen. Akustische Rückkopplungen treten laut Rockwell und Naudascher [72] tendenziell bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten auf, während die hydrodynamischen Scherschichtinstabilitäten auch bei geringeren Geschwindigkeiten auftreten. Dies erklärt, dass in dem von Ziada et al. [101] beschriebenen Fall, bei dem der Strahl supersonisch ist, eine Kopplung mit einem akustischen Raummode vorliegt.

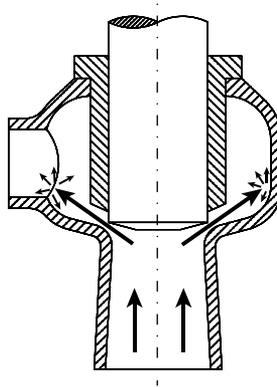


Abbildung 2-7: Auftreffende Freistrahle in einem Dampfventil.

(Skizze des Autors nach Ziada [101])

2.3.4.2 Zusammentreffende Strahlen

Des Weiteren können erhöhte Druckpulsationen durch das Zusammentreffen von Strahlen hervorgerufen werden. So beschreibt Heymann [36] ein Ventil, in dem sich unterhalb des Ventilkegels ein ringförmiger Strahl bildet. Dieser kann zwei Topologien, die in Abbildung 2-8 gezeigt sind, annehmen. Die angelegte Strömungstopologie, bei der der Strahl an der Diffusorwand anliegt und die abgelöste Strömungstopologie.

Der abgelöste ringförmige Strahl wird dabei durch einen Ablösevorgang in das Zentrum des Ventilkegels abgelenkt. Dabei prallt die Strömung, die von unterschiedlichen Umfangspositionen kommt, im Zentrum des Diffusors zusammen und der ringförmige Strahl wird zu einem einzelnen Strahl zusammengeführt.

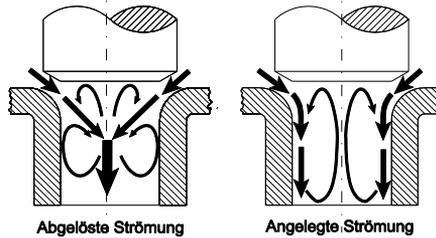


Abbildung 2-8: Darstellung der angelegten und abgelösten Strömungstopologie.

(Skizze des Autors nach Heymann [36])

Die Schallmessung von Heymann, bei der der abgelöste Strahl einen höheren Geräuschpegel als der angelegte Strahl hervorruft, zeigt, dass die aufeinander prallende Strömung mit Instabilitäten verbunden ist. Numerische Arbeiten von Matas et al. [51] und Schramm et al. [74], die ähnliche Ventilgeometrien behandeln, bestätigen diese Schlussfolgerung. Bei Matas zeigt die abgelöste Strömung ein instabiles pulsierendes Verhalten und es treten Druckpulsationen auf, die höher als im Fall der angelegten Strömung sind. In der Untersuchung von Schramm et al. wird eine feinere Klassifizierung der Strömungstopologie vorgenommen.

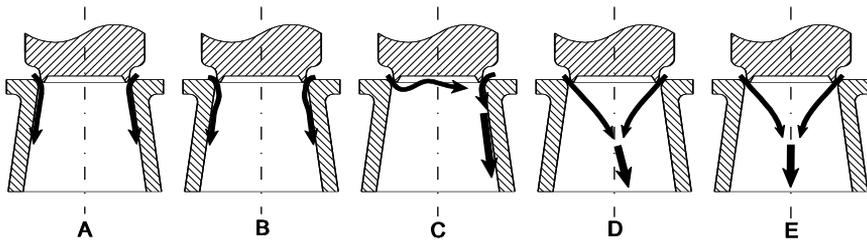


Abbildung 2-9: Strömungstopologie nach Schramm et al. [74]

Die angelegte Strömung wird in zwei Unterkategorien (A und B) unterteilt und die abgelöste Strömung wird in drei Unterkategorien (C bis E) aufgeteilt, die in Abbildung 2-9 dargestellt sind. Dabei ruft die Strömungstopologie „C“ die intensivste dynamische Kraft hervor. Aus einer numerischen Untersuchung von Clari et al. [15] geht hervor, dass die Strahlablösung durch einen Verdichtungsstoß induziert wird. Die numerisch und experimentell durchgeführte Studie von Zeng et al. [97] zeigt, dass das Anlegen und Ablösen des Strahls einem Hystereseeffekt unterworfen ist.

2.3.5 Akustische Raummoden

Aus mehreren Veröffentlichungen ist bekannt, dass Ventilschwingungen durch akustische Raummoden hervorgerufen werden können. So berichten Kasilov et al. [38], Michaud et al. [57], Musch et al. [61], Nakano et al. [63] und Ziada et al. [101] von Raummoden in Ventilen. Raummoden sind allerdings keine Strömungsinstabilitäten, sondern akustische Eigenschwingformen des Gasvolumens im Ventil. Folglich kann ein Raummode nicht selbstständig auftreten, sondern er wird nach Weaver et al. [88] und Nakano et al. [63] durch eine Strömungsinstabilität angeregt.

Die Frequenz dieser Eigenschwingformen hängt von der Geometrie des Gasvolumens und der Schallgeschwindigkeit ab. Obwohl in einem Gasvolumen mathematisch betrachtet unendlich viele mögliche Eigenschwingformen existieren, wird in den oben genannten Untersuchungen nur von Eigenschwingformen niedriger Ordnung und folglich niedriger Frequenz berichtet.

2.3.6 Fluid-Struktur-Interaktion

Neben den aerodynamischen Instabilitäten, die in den vorherigen Unterabschnitten behandelt wurden, existieren Instabilitäten, die aus dem Wechselspiel zwischen der Strömung und der Bewegung des Ventilkegels herrühren. Zum einen sind dies Fälle, in denen Strukturschwingungen eine vorhandene strömungsmechanische Instabilität verstärken oder in ihrem Frequenzverhalten beeinflussen. Beispiele hierfür sind die Kopplung zwischen der instationären Strömungsablösung und der ersten Biegeeigenform der Ventilkegelspindel, die von Morita et al. [59] experimentell nachgewiesen ist, oder die Kopplung der Wirbelablösung an der Ventilklappe, mit der Torsionseigenfrequenz des zugehörigen Klappenantriebs, die von Darwish und Bates [17] beschrieben ist.

Zum anderen existieren Fälle, bei denen die Wechselwirkung zwischen Strömung und Festkörpern die Ursache der Instabilität ist. Dabei beeinflussen Schwingungen des Ventilkegels den Durchfluss durch das Ventil und die Durchflussänderung ruft eine dynamische Kraft hervor, welche die Schwingungen anfacht. Beispiele hierfür werden in den Untersuchungen von Widell [90] und Alison und Brunn [1] beschrieben. Die Modellierung und Berechnung solcher Phänomene ist mit CFD und FEM sehr aufwändig. Daher sind zurzeit nur vereinfachte Betrachtungsweisen bekannt, bei denen Stabilitätsanalysen durchgeführt werden. Von Mutul et al. [62] ist ein Rechenverfahren bekannt, welches das Auftreten dieser Instabilität in einem Dampfventil über eine energetische Betrachtungsweise bestimmt. Dabei wird der Energieeintrag durch die anregende Kraft und die Dissipation durch nichtlineare Reibungseffekte verglichen.

Aus den Arbeiten von Weaver [86] und D'Netto und Weaver [20] sind weitere Berechnungsmethoden bekannt, die zur Vorhersage von Instabilitäten durch Fluid-Struktur-Interaktion in Ventilen genutzt werden können. Allerdings basieren diese Me-

thoden auf der Annahme eines inkompressiblen Fluids und berücksichtigen somit nicht gasdynamische Effekte. Auch die Methodik von Mutul et al. [62] besitzt Einschränkungen. Unter anderem können akustische Effekte nicht berücksichtigt werden. Daher zeigen zurzeit nur numerische Methoden, die sich der FEM- und der CFD-Methodik bedienen, einen Lösungsweg, der alle physikalischen Effekte berücksichtigt, auf.

2.3.7 Ungünstige Anströmung des Ventilkegels

Eine stark ungleichförmige Anströmung des Ventilkegels, die durch verschiedene Effekte stromaufwärts des Ventilkegels hervorgerufen wird, ist in einigen Fällen die Ursache für Ventilschwingungen. So führt in einer neuartigen Ventilgeometrie von Michaud et al. [57] eine stark wirbelbehaftete Zuströmung zu einer hohen dynamischen Kraft, die auf den Kegel wirkt.

Ein anderes Beispiel sind Probleme durch eine inhomogene Zuströmung, die in der experimentell und numerisch durchgeführten Arbeit von Liu et al. [45] beschrieben werden. Diese zeigt, dass ein zu schmal ausgeführtes Zuströmgehäuse zu einer inhomogenen Durchströmung der Ventilöffnung führt, die ihrerseits eine starke Querströmung unterhalb des Kegels erzeugt. Als Folge der Querströmung treten an dem Kegel eine hohe dynamische Kraft und Schwingungen auf. Ein anschließend untersuchtes Ventil mit vergrößertem Zuströmgehäuse besitzt ein deutlich kleineres Schwingungsniveau.

Ebenfalls hat die Gestaltung des Kanals vor dem Ventilsitz einen Einfluss auf das Schwingungsverhalten. So stellen Simonov et al. [76] bei dem Vergleich zweier Ventilkonstruktionen fest, dass eine sehr starke Beschleunigung der Strömung vor dem Ventilsitz zu höheren Schwingungen führt.

3 Grundlagen der angewendeten numerischen Verfahren

In dem folgenden Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendeten numerischen Methoden vorgestellt. Die strömungsdynamischen Berechnungen werden mit einem finite Volumen basierten CFD Verfahren durchgeführt. Das dazu verwendete Lösungsverfahren ist CFX14 der Firma Ansys [2]. Für die strukturdynamischen Berechnungen wird das finite Elemente Verfahren (FEM) genutzt. Das dazu eingesetzte Programm ist Ansys Mechanical 14. Die Berechnung der akustischen Eigenschwingformen wird ebenfalls mit dem Berechnungsprogramm Ansys Mechanical durchgeführt. Im Folgenden wird auf die Grundlagen der unterschiedlichen Berechnungsmethoden eingegangen.

3.1 Numerische Strömungsmechanik (CFD)

Das Ziel der numerischen Strömungsberechnungen im Rahmen dieser Arbeit ist die Bestimmung der instationären (zeitabhängigen) Geschwindigkeits- und Druckfelder sowie der daraus resultierenden dynamischen Kraft. In diesen CFD-Berechnungen wird das Fluid in der Eulerschen Beschreibungsweise betrachtet. Dies heißt, dass die Änderung der physikalischen Größen an einem raumfesten Ort oder Gebiet betrachtet wird. Dazu wird das gesamte Berechnungsgebiet in Volumenelemente aufgeteilt. In

jedem dieser Volumina werden die Erhaltungsgrößen gelöst. Neben der Lösung der Grundgleichung trägt besonders im Fall von instationären Berechnungen die Modellierung der Turbulenzeffekte entscheidend zum Gesamtergebnis bei, weshalb der sogenannten Turbulenzmodellierung im Folgenden ein besonderes Augenmerk gewidmet wird.

3.1.1 Erhaltungsgleichungen

Die Grundgleichungen der numerischen Strömungsberechnung sind die Navier-Stokes-Gleichung, die Kontinuitätsgleichung und die Energiegleichung. Mit diesem Gleichungssatz können kompressible, reibungsbehaftete und zeitveränderliche Strömungen, die der Kontinuumsannahme genügen, im dreidimensionalen Raum beschrieben werden.

Zusätzlich sind thermodynamische Zustandsgleichungen und Materialgesetze zur Beschreibung der Stoffeigenschaften erforderlich. Die Kontinuumsannahme ist laut Oertel [67] gegeben, wenn die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle um mindestens zwei Größenordnungen kleiner ist als die charakteristischen Abmessungen des durchströmten Körpers. Bei der Dampfventilströmung reicht die überschlagsmäßig bestimmte freie Weglänge von 2nm bis 30nm. Die Kontinuumsbedingung ist damit sicher erfüllt.

Im Rahmen der Erhaltungsgleichungen wird ein Volumenelement dV betrachtet, über welches die Erhaltungsgrößen bilanziert werden. In der Kontinuitätsgleichung 3-1 wird die Masseänderung in einem Volumenelement betrachtet. Dabei repräsentiert $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ die zeitliche Änderung der Masse im Volumenelement und der Ausdruck $\nabla \cdot (\vec{u} \cdot \rho)$ gibt die Masse an, welche die Grenzen des Kontrollvolumens passiert.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \cdot \rho) = 0 \quad 3-1$$

Dampf ist ein newtonsches Fluid, dessen Schubspannung τ_{xy} proportional zu dem entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten ist. Somit gilt Gleichung 3-2. Die Variable μ bezeichnet darin die dynamische Viskosität.

$$\tau_{xy} = \mu \cdot \frac{du}{dy} \quad 3-2$$

Dadurch kann das Materialgesetz für newtonsche Fluide in die allgemeine Impulserhaltungsgleichung eingefügt werden und man erhält nach Oertel [67] die Navier-Stokes-Gleichung für kompressible, newtonsche Fluide (3-3). In dieser Gleichung werden die zeitliche Impulsänderung, der konvektive Impulstransport, sowie Druck und Reibkräfte berücksichtigt. Volumenkräfte werden darin nicht aufgeführt, da diese für die hier vorliegende Aufgabenstellung nicht relevant sind.

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \cdot \vec{u})}{\partial t}}_{\text{Zeitliche Impulsänderung}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \cdot \vec{u} \otimes \vec{u})}_{\text{Impulstransport}} = \underbrace{-\nabla p}_{\text{Druckkräfte}} + \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}}_{\text{Reibungskräfte}} \quad 3-3$$

$$\text{mit } \boldsymbol{\tau} = \mu \cdot \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \vec{u} \right)$$

Zudem wird die Energiebilanz im Volumelement berücksichtigt. Diese wird durch die Energiegleichung 3-4 beschrieben. In dieser Gleichung werden der konvektive und der konduktive Wärmetransport sowie der Wärmeeintrag durch Fluidreibung bilanziert. Wärmeströme aus externen Quellen und Energiepotentialen in Kraftfeldern sowie der Einfluss von Strahlung werden hier nicht berücksichtigt, da sie für den Fall des Ventils vernachlässigbar sind. Die Variable h_t bezeichnet die totale Enthalpie des Fluids, λ gibt dessen Wärmeleitfähigkeit an.

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \cdot h_t)}{\partial t}}_{\text{Zeitliche Energieänderung}} - \frac{\partial p}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \cdot \vec{u} \cdot h_t)}_{\text{Konvektiver Wärmetransport}} = \underbrace{\nabla \cdot (\lambda \nabla \vartheta)}_{\text{Konduktiver Wärmetransport}} + \underbrace{\nabla \cdot (\vec{u} \cdot \boldsymbol{\tau})}_{\text{Wärmeeintrag durch Dissipation}} \quad 3-4$$

Mit diesem Gleichungssatz kann prinzipiell, unter Verwendung eines entsprechenden numerischen Schemas, die Strömung direkt berechnet werden. Allerdings ist in Kraftwerkskomponenten die Strömung turbulent. Zu der Auflösung der daraus resultierenden turbulenten Schwankungsbewegung sind eine extrem hohe räumliche und zeitliche Diskretisierung erforderlich. Da diese eine Rechenleistung erfordern, die mit der heutigen Computertechnologie nicht realisierbar ist, können direkte numerische Simulationen (DNS) für technisch relevante Anwendungsfälle noch nicht durchgeführt werden.

Ein Ausweg aus dieser Problematik ist die Verwendung von Turbulenzmodellen. Dabei wird – je nach Modellierungsansatz – ein Teil der Turbulenz oder die vollständige Turbulenz von der direkten Berechnung ausgenommen. Die Auswirkungen der nicht direkt berechneten Turbulenz auf die Hauptströmung werden durch ein Modell erfasst.

3.1.2 Berücksichtigung der Turbulenz der Strömung

In dieser Arbeit werden Turbulenzmodelle verwendet, die entweder auf dem sogenannten Reynoldsansatz basieren oder die Filterfunktion der Large-Eddy-Simulation (LES) nutzen. Der wesentliche Unterschied zwischen der LES-Methode und der Reynoldsmittelung ist, dass bei der letzteren Methode sämtliche Turbulenzeffekte durch eine Modellierung ersetzt werden, während bei der LES-Methode die großskaligen Strukturen der Turbulenz abgebildet werden und die Effekte der kleinskaligen Strukturen modelliert werden.

3.1.2.1 Reynoldsmittelung

Bei dem Reynolds-Ansatz 3-5 wird eine Strömungsgröße (hier exemplarisch der Druck p) in einen zeitlich gemittelten Teil \bar{p} und einen Schwankungsanteil p' aufgeteilt. Um Kompressibilitätseffekte zu berücksichtigen, werden die Geschwindigkeitskomponenten, die innere Energie und die Temperatur mittels der sogenannten Favre-Mittelung (3-6) gemittelt, bei der eine zusätzliche Massenmittelung stattfindet.

$$p = \bar{p} + p' \quad \text{mit} \quad \bar{p} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T p(t) dt \quad 3-5$$

$$u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \quad \text{mit} \quad \tilde{u}_i = \frac{\bar{\rho} u_i}{\bar{\rho}} \quad \text{und} \quad \bar{\rho} \cdot \tilde{u}_i = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u_i \cdot \rho dt \quad 3-6$$

Ist die Strömung nicht statisch stationär, findet die sogenannte Ensemblemittelung (3-7) Anwendung, die von Ferziger und Peric [27] näher beschrieben wird.

$$\bar{u}(x, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_n^N u(x_i, t) \quad 3-7$$

Eine Vereinfachung bei kompressiblen Strömungen ergibt sich aus der Morkovin-Hypothese, nach der die Dichteschwankungen vernachlässigt werden können, sodass $\rho = \bar{\rho}$ gilt. Nach Bradshaw [11] ist diese Vernachlässigung bei Grenzschichtströmungen und Nachläufen bis $Ma = 5$ und im Falle freier Scherschichten bis $Ma = 1,5$ zulässig. Mittels der Rechenregeln für Schwankungsgrößen, die in Oertel [67] beschrieben sind, kann eine Zeitmittelung der Kontinuitätsgleichung, der Navier-Stokes-Gleichung und der Energiegleichung vorgenommen werden. Durch einige Umformungen² ergeben sich die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (engl. *Reynolds averaged Navier Stokes equations*, kurz: RANS). Die gemittelte Kontinuitätsgleichung 3-8 entspricht in ihrer Struktur der Kontinuitätsgleichung 3-1, wobei die natürlichen Strömungsgrößen durch die gemittelten ersetzt sind.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad 3-8$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}_i \cdot \tilde{u}_j)}{\partial x_i} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial(\tau_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''})}{\partial x_i} \quad 3-9$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h}_t)}{\partial t} - \frac{p}{t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}_i \cdot \tilde{h}_t)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j'' h''} + u_i (\tilde{u}_j \tau_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) \right) \quad 3-10$$

$$\text{mit} \quad \tilde{h}_t = \tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} + \frac{u_i'' \cdot u_i''}{2}$$

²Eine umfangreiche Herleitung kann Oertel [67] oder Spurk [78] entnommen werden

In der Impulsgleichung 3-9 und der Energiegleichung 3-10 treten zusätzliche Terme auf (blau gekennzeichnet), in denen die Schwankungsgrößen enthalten sind. Der Term $\partial(\overline{\rho u_i'' u_j''})/\partial x_i$, der die Form einer zusätzlichen Spannung hat, wird als Reynoldsspannung bezeichnet. Die Größe $\overline{\rho u_j'' h''}$ in der Energiegleichung 3-10 gibt den Wärmetransport durch Turbulenzeffekte an. Der Term $u_i'' \cdot u_i''/2$ stellt die kinetische Energie der Turbulenz dar, die durch die Variable k bezeichnet wird.

Da zurzeit kein analytischer Ansatz zur Bestimmung der Reynoldsspannungen bekannt ist, werden diese Größen durch ein geeignetes Turbulenzmodell modelliert. Hierzu bestehen verschiedene Ansätze, die sich hinsichtlich des Rechenaufwands und der Genauigkeit unterscheiden. Zwei wichtige Gruppen unter den Turbulenzmodellen sind die Wirbelviskositätsmodelle und die Reynolds-Stress-Modelle (RSM). Bei den RSM werden die einzelnen Komponenten des Reynoldsspannungstensors $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ separat über Modellgleichungen bestimmt. Dies ermöglicht die Erfassung anisotroper Effekte der Turbulenz. Allerdings ist der numerische Aufwand dafür relativ groß.

Den Wirbelviskositätsmodellen liegt der Bussinesq-Ansatz (3-11) zugrunde, der auf der Annahme einer isotropen Turbulenz basiert. In diesem wird die turbulente Scheinviskosität μ_t eingeführt.

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_t \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot \rho \cdot k \cdot \delta_{ij} \quad 3-11$$

Analog dazu wird der turbulente Wärmetransport mit der Gleichung 3-12 bestimmt. Pr_t bezeichnet die turbulente Prandtl-Zahl. Nach Oertel [67] wird für Fluide geringer Wärmeleitfähigkeit³, deren Prandtl-Zahl in der Nähe von 1 liegt, $Pr_t = 0,9$ gewählt.

$$-\overline{\rho u_j'' h''} = \frac{Pr_t}{\mu_t} \cdot \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \quad 3-12$$

Werden diese Größen in die RANS-Gleichungen und die Energiegleichung eingefügt, erhält man die Gleichungen 3-13 und 3-14. Dabei ist zu erkennen, dass die in 3-9 und 3-10 vorhandenen Unbekannten durch die turbulente Scheinviskosität ersetzt sind. Der Druck wird dabei noch mit Gleichung 3-15 um die Anteile der Scheinviskosität korrigiert.

$$\frac{\partial(\overline{\rho \cdot \tilde{u}_i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho \cdot \tilde{u}_i \cdot \tilde{u}_j}) = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i} \left((\mu + \mu_t) \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad 3-13$$

³ Eine Ausnahme bilden flüssige Metalle, deren Pr-Zahl bei 0,01 liegt, hier ist $Pr_t = 3$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h}_t)}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \cdot \tilde{h}_t \cdot \tilde{u}_j) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \cdot \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(u_i (\tau_{ij} - \overline{\rho u_j' h''}) \right) \end{aligned} \quad 3-14$$

$$p^* = \bar{p} + \frac{2}{3} \varrho \cdot k + \frac{2}{3} \cdot (\mu + \mu_t) \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad 3-15$$

Zur Bestimmung der Scheinviskosität existieren verschiedene Ansätze. Im Folgenden wird auf das k- ω -SST-Modell von Menter [53] eingegangen. Es stellt eine Weiterentwicklung des k- ε -Turbulenzmodells und des k- ω -Turbulenzmodells dar, deren genaue Beschreibungen in Oertel [67], dem Ansys Theory Guide [2] und Wilcox [91] zu finden sind.

Die turbulente Scheinviskosität μ_t , die zum Lösen der Reynolds-gemittelten Differentialgleichungen erforderlich ist, wird in diesem Modell mit Gleichung 3-16 bestimmt. Dabei ist a_1 eine Modellierungskonstante. Die kinetische Energie der Turbulenz k und die Dissipation pro Einheit turbulenter kinetischer Energie ω werden in 3-20 und 3-21 bestimmt. Ω gibt gemäß 3-18 den Betrag des Vorticityvektors an. F_2 ist eine Modellierungsfunktion (3-19), die den Abstand zur nächsten Wand berücksichtigt. Für große Wandabstände wird sie zu 0 und berücksichtigt damit, dass der Einfluss der Vortizität Ω nur in der Nähe von Wänden zum Tragen kommt.

$$\mu_t = \varrho \cdot \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega; \Omega \cdot F_2)} \quad 3-16$$

$$\omega = \frac{1}{c_\mu} \cdot \frac{\varepsilon}{k}, \quad \varepsilon = \nu \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \quad 3-17$$

$$\Omega = |\nabla \times \vec{u}| \quad 3-18$$

$$F_2 = \tanh \left(\left(\max \left(\frac{2 \cdot \sqrt{k}}{c_\mu \cdot \omega \cdot y}; \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega} \right) \right)^2 \right) \quad 3-19$$

Die Gleichungen 3-20 und 3-21 sind nach Menter [55] aus dem k- ε - und dem k- ω -Modell hergeleitet. Die dort vorhandenen Modellierungsfaktoren, die in Tabelle 3-1 aufgeführt sind, werden anhand des Wandabstandes y bestimmt. Dafür wird die Funktion F_1 (Gleichung 3-23 und 3-24) genutzt, die im Falle großer Wandabstände gegen 0 tendiert. Mit Gleichung 3-22 wird für jede der in Tabelle 3-1 aufgeführten Konstanten ein Wert zwischen der Konstante für den wandnahen Bereich, (z. B. σ_{k1}) und der Konstante für den wandfernen Bereich (z. B. σ_{k2}) gebildet.

$$\frac{\partial \rho \cdot k}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot k) = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - c_\mu \cdot \rho \cdot \omega \cdot k + \frac{\partial}{\partial x_j} ((\mu + \sigma_k \cdot \mu_t) \nabla k) \quad 3-20$$

$$\frac{\partial \rho \cdot \omega}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \omega) = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \cdot \rho \cdot \omega^2 + \quad 3-21$$

$$\nabla \left((\mu + \sigma_\omega \cdot \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + 2 \cdot (1 - F_1) \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \cdot \nabla k \cdot \nabla \omega \quad 3-22$$

$$\sigma_k = F_1 \cdot \sigma_{k1} + (1 - F_1) \cdot \sigma_{k2}$$

$$F_1 = \tanh \left(\min \left(\max \left(\frac{2 \cdot \sqrt{k}}{c_\mu \cdot \omega \cdot y}; \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega} \right); \frac{4 \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \cdot k}{CD_{k\omega} \cdot y^2} \right) \right)^4 \quad 3-23$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \cdot \rho \cdot \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \cdot \nabla k \cdot \nabla \omega; 10^{-20} \right) \quad 3-24$$

| Konstante | Wert für den wandnahen Bereich | Wert für den wandfernen Bereich |
|--------------------------------|--|--|
| σ_k | $\sigma_{k1} = 0,85$ | $\sigma_{k2} = 1$ |
| σ_ω | $\sigma_{\omega 1} = 0,5$ | $\sigma_{\omega 2} = 0,856$ |
| β | $\beta_1 = 0,075$ | $\beta_2 = 0,0828$ |
| γ | $\gamma_1 = \frac{\beta_1}{c_\mu} - \frac{\sigma_{\omega 1} \cdot \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$ | $\gamma_2 = \frac{\beta_2}{c_\mu} - \frac{\sigma_{\omega 2} \cdot \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$ |
| Bereichsunabhängige Konstanten | | |
| | $a_1 = 0,31$ | |
| | $c_\mu = 0,09$ | |
| | $\kappa = 0,41$ | |

Tabelle 3-1: Konstanten des k- ω -SST- Turbulenzmodells

Das k- ω -SST-Modell wird für die stationären Simulationen verwendet, da es eine effiziente Berechnung ermöglicht und gemäß Menter [55] eine gute Validierungsbasis für die Berechnung des stationären Strömungsfelds verzögerter Strömungen besitzt.

3.1.2.2 Grobstruktursimulation (LES)

Während die Berechnung des stationären, zeitgemittelten Strömungsfeldes einer turbulenten Strömung nur mit den im vorherigen Absatz vorgestellten RANS-Gleichungen möglich ist, können bei einer instationären Betrachtung der Strömung auch Grobstruktursimulationen oder Simulationen mit hybriden Turbulenzmodellen durchgeführt werden.

Grobstruktursimulationen zeichnen sich dadurch aus, dass die größere (grobe) Turbulenzstruktur direkt berechnet wird. Die englische Bezeichnung LES (kurz für *large eddy simulation*) bringt zum Ausdruck, dass dabei große Turbulenzwirbel abgebildet werden. Kleine Turbulenzwirbel werden weiterhin durch ein Modell erfasst. Anders als bei der Reynoldsmittelung werden daher nicht sämtliche Strömungsgrößen gemittelt sondern, es findet eine Filterung der Größen statt. Durch die Filterung werden nur räumliche und zeitliche Schwankungen, die eine bestimmte Größenordnung überschreiten, betrachtet. Daher wird zwischen abgebildeter, großskaliger und modellierter kleinskaliger Turbulenz unterschieden. Nach Fröhlich [29] werden mit diesem Konzept die wesentlichen Effekte der Turbulenz abgebildet weil die kleinskalige Turbulenz homogen, isotrop und energiearm ist und daher nur einen geringen Teil der Turbulenzeffekte hervorbringt. Mathematisch wird die Trennung in groß- und kleinskalige Größen durch die Faltung der entsprechenden Größe mit der Filterfunktion $G(x, x')$ beschrieben (3-25). Bei der hier verwendeten Finite-Volumen-Diskretisierung vereinfacht sich der Faltungsausdruck gemäß der Softwaredokumentation von Ansys CFX [2] zu Gleichung 3-27. Analog zur Favremittelung besteht die Favre-Filterung, die in Gleichung 3-26 exemplarisch für die Geschwindigkeitskomponente u_i gezeigt ist.

$$\bar{\varrho} = \int_{\mathbb{R}^3} G(x, x') * \varrho(x') dx' \quad 3-25$$

$$\tilde{u}_i = \frac{\overline{\varrho \cdot u_i}}{\varrho} \quad 3-26$$

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{V} & \text{wenn } x' \in V \\ \text{sonst } 0 & \frac{1}{\text{m}^3} \end{cases} \quad 3-27$$

Die Kontinuitätsgleichung, die Navier-Stokes Gleichung und die Energiegleichung können nach dem obigen Ansatz gefiltert werden. Die in Gleichung 3-28 bis 3-30 dargestellte Form orientiert sich an Geurts et al. [30]. Die mit einem Zirkumflex ($\hat{\quad}$) gekennzeichneten Größen basieren sowohl auf einfach gefilterten als auch auf Favre-gefilterten Größen und sind in Geurts et al. [30] näher beschrieben.

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{p} \cdot \tilde{u}_j)}{\partial x_i} = 0 \quad 3-28$$

$$\frac{\partial(\bar{p} \cdot \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{p} \cdot \tilde{u}_i \cdot \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial(\cdot \tau_{ij}^s)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} - \hat{\tau}_{ij})}{\partial x_j} \quad 3-29$$

$$\text{mit } \hat{\tau}_{ij} = \mu \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right) \quad 3-29$$

$$\text{und } \tau_{ij}^s = \bar{q} \cdot (\overline{u_i \cdot u_j} - \tilde{u}_i \cdot \tilde{u}_j)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q} \hat{h}_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j (\bar{q} \hat{h}_t - \bar{p})) &= \frac{\partial(\hat{\tau}_{ij} \cdot u_i)}{\partial x_j} + \lambda \frac{\partial(\partial t)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\overline{h \cdot u_j} - \bar{h} \cdot \bar{u}_j)}{\partial x_j} - \overline{p \frac{\partial u_k}{\partial x_k}} \\ &+ \bar{p} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} - \frac{\partial(\tau_{kj}^s \cdot \tilde{u}_k)}{\partial x_j} + \tau_{kj}^s \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_j} + \overline{\tau_{kj}^s \frac{\partial u_k}{\partial x_j}} - \overline{\tau_{kj} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_j}} + \frac{\overline{\tau_{ij} \cdot \tilde{u}_i} - \hat{\tau}_{ij} \cdot \tilde{u}_i}{\partial x_j} \\ &- \frac{\lambda \frac{\partial t}{\partial x_j} - \lambda \frac{\partial \bar{t}}{\partial x_j}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad 3-30$$

Die in den obigen Gleichungen schwarz dargestellten Terme, welche die gefilterten Größen beinhalten, gleichen den Termen der gewöhnlichen Gleichungen 3-1 bis 3-4. Die in blauer Farbe gehaltenen Terme werden gewöhnlich durch ein sogenanntes Sub-Grid-Modell modelliert. Die grün eingefärbten Terme werden üblicherweise vernachlässigt. Der Fehler, der durch diese Vernachlässigung hervorgerufen wird, ist nach Geurts et al. [30] als gering einzustufen, da diese Terme drei bis vier Größenordnungen kleiner sind als die Hauptterme.

Das Subgridmodell, das hier zur Beschreibung der Subgridspannung τ_{ij}^s dient, wird über die Scheinviskosität ν_{SG} (siehe Gleichung 3-31) eingeführt. Anders als die Scheinviskosität, die bei der Reynoldsmittelung Anwendung findet, repräsentiert hier die Scheinviskosität nicht die Effekte aller turbulenter Schwankungen, sondern nur derer, die aufgrund der Gitterweite nicht aufgelöst werden.

$$\frac{\tau_{ij}^s}{\bar{q}} = \nu_{SG} \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{3} \frac{\tau_{kk}}{\bar{q}} \cdot \delta_{ij} \quad 3-31$$

Zur Bestimmung der turbulenten Scheinviskosität existieren verschiedene Ansätze. Die bekanntesten sind das Smagorinski-Modell und das WALE-Modell, das von Nicoud und Ducros [66] beschrieben wird. Bei dem WALE-Modell wird die Scheinviskosität anhand der Gleichung 3-33 gebildet. Die Größe s_{ij}^d ist Teil des Tensors aus quadrierten Geschwindigkeitsgradienten und wird mit Gleichung 3-33 bestimmt. Die Modellierungskonstante c_w hat den Wert 0,5. V_{cv} ist das Volumen des finiten Kontrollvolumens.

$$v_{SG} = (c_w \cdot \sqrt[3]{V_{cv}})^2 \frac{(\mathcal{S}_{ij}^d \mathcal{S}_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(S^2)^{\frac{5}{2}} + (\mathcal{S}_{ij}^d \mathcal{S}_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}} \quad 3-32$$

$$\mathcal{S}_{ij}^d \mathcal{S}_{ij}^d = \frac{1}{6} (S^2 S^2 + \Omega^2 \Omega^2) + \frac{2}{3} S^2 \Omega^2 + 2 S_{ik} S_{kj} \Omega_{il} \Omega_{li} \quad 3-33$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad S^2 = S_{ij} \cdot S_{ij} \quad 3-34$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \Omega^2 = \Omega_{ij} \Omega_{ij} \quad 3-35$$

3.1.2.3 Hybride Modelle

In LES-Simulationen ist für die Abbildung der Grenzschichten eine hohe räumliche Diskretisierung erforderlich. Daher werden bereits bei moderaten Reynoldszahlen und einfachen Strömungsgeometrien Großrechner zur Durchführung solcher Berechnungen benötigt. Eine LES-Simulation von geometrisch komplexen Kraftwerkskomponenten, die hohe Re-Zahlen aufweisen und somit eine sehr feine Auflösung erfordern, ist aufgrund des hohen Bedarfs an Rechenleistung in der Regel nicht praktikabel. Eine wesentlich effizientere Alternative zu der klassischen LES-Berechnung sind Berechnungen mit hybriden Turbulenzmodellen, die in der Grenzschicht ein RANS-ähnliches Verhalten aufweisen und in der Kernströmung ein LES-ähnliches Verhalten besitzen.

Das hier verwendete hybride Turbulenzmodell ist das SAS-Turbulenzmodell (Scale adaptive Simulation), das auf der Formulierung des k - ω -SST-Turbulenzmodells basiert. Die aktuelle Formulierung des Modells stammt von Egorov und Menter [24]. Die beiden Hauptgleichungen 3-36 und 3-37, die zur Berechnung der Dissipationsrate pro turbulenter kinetische Energie ω und der kinetischen Energie der Turbulenz k dienen, sind gegenüber dem k - ω -SST-Modell modifiziert. Aus diesen Gleichungen wird analog zu dem gewöhnlichen k - ω -SST-Modell mit Formel 3-16 die turbulente Scheinviskosität bestimmt.

$$\frac{\partial(\varrho \cdot k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho \cdot \vec{u} \cdot k) = \mu_t \cdot S^2 - \varrho \cdot c_\mu \cdot k \cdot \omega + \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \cdot \mu_t) \nabla k) \quad 3-36$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\varrho \cdot \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho \cdot \vec{u} \cdot \omega) &= \alpha \frac{\omega}{k} \cdot \mu_t \cdot S^2 - \varrho \cdot \beta \cdot \omega^2 + Q_{SAS} \\ &+ \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \cdot \mu_t) \nabla \omega) + (1 - F_1) \frac{2 \cdot \varrho \cdot \sigma_{2\omega}}{\omega} \cdot \nabla k \cdot \nabla \omega \end{aligned} \quad 3-37$$

Die wichtigste Modifikation gegenüber dem standardmäßigen k - ω -SST-Modell ist die Einführung des zusätzlichen Quellterms Q_{SAS} in der Gleichung für die Dissipationsrate ω (3-37). Zentrales Element ist darin die von-Kármán-Length-Scale (Formel 3-39).

Diese Länge lehnt sich an die Definition der Mischungsweglänge in der Grenzschicht nach von Kármán [82] an. Die von-Kármán-Length-Scale wird mit der charakteristischen Länge L , die anhand von k und ω bestimmt wird, ins Verhältnis gesetzt. Anhand dieses Verhältnisses wird der Korrekturterm Q_{SAS} in 3-38 bestimmt.

Nach Egorov und Menter [56] und Menter und Egorov [24] bestimmt das klassische k - ω -SST-Modell, das diesen Korrekturterm nicht besitzt, die turbulente Scheinviskosität über Geschwindigkeitsableitungen erster Ordnung. Mit diesen werden Turbulenzeffekte in Scherschichten korrekt berücksichtigt, Effekte, die durch Wirbel hervorgerufen werden, werden jedoch nicht richtig erfasst. Dies führt zu einem stark dissipativen Verhalten, das die Abbildung von Wirbeln im Simulationsmodell behindert oder vermeidet.

$$Q_{SAS} = \max \left(\rho \cdot \zeta_2 \cdot \kappa \cdot S^2 \cdot \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - \frac{c \cdot 2 \cdot k}{\sigma_\Phi} \cdot \max \left(\frac{|\nabla \omega|^2}{\omega^2}, \frac{|\nabla k|^2}{k^2} \right), 0 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \cdot \text{s}^2} \right) \quad 3-38$$

$$L_{vK} = \max \left(\underbrace{\frac{\kappa \cdot S}{|\nabla^2 \bar{u}|}}_{\substack{\text{Dreidimensionale} \\ \text{Formulierung der} \\ \text{Mischungsweglänge}}}, \underbrace{C_s \cdot \sqrt{\frac{\kappa \cdot \zeta_2}{\beta - \alpha}} \cdot \sqrt[3]{V_{cv}}}_{\text{Begrenzung anhand der FV-Größe}} \right) \quad 3-39$$

$$L = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{0,25} \cdot c} \quad 3-40$$

Das SAS-Modell, das den zusätzlichen Quellterm beinhaltet, berücksichtigt hingegen bei der Bestimmung der Scheinviskosität auch Geschwindigkeitsgradienten zweiter Ordnung, die in der Definition der von-Kármán-Length-Scale auftreten. Damit werden nicht nur die Effekte die aus Scherschichten resultieren, sondern auch Effekte die von großen Turbulenzwirbeln hervorgerufen werden, berücksichtigt. Hierdurch wird in den Bereichen, die zur Bildung von großen Turbulenzwirbeln neigen, die Scheinviskosität auf das Niveau eines Subgrid-Modells herabgesetzt. In Bereichen (z. B. Grenzschichten mit langgestreckten finiten Volumina), in denen die Wirbel nicht auflösbar sind, wird durch die Limiter-Funktion in 3-39 die Scheinviskosität bis auf das Niveau des SST-Modells heraufgesetzt. Somit werden numerische Instabilitäten, die bei klassischen LES-Verfahren in der Grenzschicht auftreten, vermieden.

$$S = \sqrt{2 \cdot S_{ij} \cdot S_{ji}} \quad 3-41$$

Eine weitere wichtige Änderung ist die Einführung der Invariante des Spannungstensors S in die beiden Gleichungen 3-36 und 3-37. Dabei ist zu beachten, dass deren De-

definition in 3-41 von der Definition in 3-34 leicht abweicht. Die Modellierungskonstanten des SAS Modells sind in Tabelle 3-2 angegeben.

| Konstante | Wert | Konstante | Wert |
|-----------|----------------------|---------------|----------------------|
| c | 2 | ζ_2 | 3,51 |
| c_s | 0,215 | κ | 0,41 |
| c_μ | analog zu SST-Modell | σ_{w2} | analog zu SST-Modell |
| α | 0,44 | | |
| β | analog zu SST-Modell | σ_Φ | 2/3 |

Tabelle 3-2: Konstanten des SAS-Turbulenzmodells

3.1.2.4 SAS-F-Modell

Da das standardmäßige SAS-Turbulenzmodell die Scheinviskosität nur in Bereichen, in denen bereits ausreichend Turbulenzwirbel vorhanden sind, dynamisch anpasst, besteht die Problematik, dass diese Anpassung bei langsam anwachsenden Instabilitäten nicht stattfindet. Daher wird in diesen Fällen, bei der Verwendung des standardmäßigen SAS-Modells, eine zu hohe Scheinviskosität bestimmt und die berechneten Strömungsfuktuationen sind zu klein. Ein Beispiel hierfür ist die Strömungsinstabilität in Diffusoren, die laut Davidson [18] aufgrund zu hoher Scheinviskosität mit dem klassischen SAS-Modell nicht richtig abgebildet wird.

Zur Lösung dieser Problematik schlagen Menter et al. [54] eine Methode vor, bei der schwache Instabilitäten durch künstliche, stochastische Geschwindigkeitsfluktuationen angeregt werden. Die Fluktuationen $u_{f,i}$ werden mittels des Quellterms $F_{imp,i}$ (3-42) in die Impulsgleichung eingeführt. Um die Konsistenz zu gewährleisten, wird der Senkenterm F_k (3-43) in die Bilanz der kinetischen Energie der Turbulenz eingeführt.

$$F_{imp,i} = \frac{\varrho \cdot u_{f,i}}{\Delta t} \quad 3-42$$

$$F_k = -0,5 \frac{\varrho \cdot u_{f,i}^2}{\Delta t} \quad 3-43$$

Der Ansatz zur Berechnung der Schwankungen stammt von Batten et al. [5]. Hierbei werden aus der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipationsrate pro kinetischer Energie ω Geschwindigkeitsfluktuationen mit dem Ansatz 3-44 bestimmt. Die Variablen η_i^n , ξ_i^n , d_i^n und v_i^n sind normal verteilte Zufallsgrößen, die zur stochastischen Erzeugung der Turbulenzfluktuationen dienen. Diese werden anhand der Normalverteilung $\mathcal{N}(\varphi; \psi)$ mit dem Erwartungswert φ und der Standardabweichung ψ bestimmt. $\epsilon_{i,j,k}$ ist das Levi-Civita-Symbol, das in Abschnitt Formelzeichen und Indizes

erläutert ist. Mittels der Länge L_t und der charakteristischen Zeit t_t , die in 3-47 definiert sind, wird in 3-45 der räumliche und der zeitliche Verlauf der Fluktuationswerte bestimmt. Wenn das SAS-Turbulenzmodell aufgelöste Turbulenzstrukturen erkennt und somit die kinetische Energie der Turbulenz herabsetzt, wird ebenfalls die Länge L_t kleiner und die synthetische Turbulenzanfachung wird entsprechend automatisch reduziert. Durch die Grenzen, die in 3-48 angegeben sind, werden die zeitliche und die räumliche Größenordnung der Fluktuationen nach unten hin begrenzt.

$$u_{i,i} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \sqrt{\frac{2}{N}} \cdot \sum_{n=1}^N \left(\epsilon_{i,j,k} \cdot \eta_j^n \cdot d_k^n \cdot \cos(\text{arg}^n) + \epsilon_{i,j,k} \cdot \xi_j^n \cdot d_k^n \cdot \sin(\text{arg}^n) \right) \quad 3-44$$

$$\text{arg}^n = 2\pi \cdot \left(\frac{d_i^n \cdot x_i}{L_t} + \frac{v^n \cdot t}{t_t} \right) \quad 3-45$$

$$\eta_j^n = \mathcal{N}(0; 1); \quad \xi_j^n = \mathcal{N}(0; 1); \quad d_k^n = \mathcal{N}(0; 0,5); \quad v^n = \mathcal{N}(1; 1) \quad 3-46$$

$$L_t = 0,5 \cdot \frac{\sqrt{k}}{c_\mu \cdot \omega} \quad t_t = \frac{L_t}{\sqrt{k}} \quad 3-47$$

$$\frac{L_t}{|d^n|} \geq 2 \cdot \Delta x; \quad \frac{t_t}{v^n} \geq 2 \cdot \Delta t \quad 3-48$$

3.1.3 Stoffmodell

Um Effekte der Kompressibilität voll zu betrachten, muss die Energiegleichung mit den Navier-Stokes-Gleichungen und der Kontinuitätsgleichung gekoppelt werden indem die Dichte ρ eine von der Enthalpie und dem Druck abhängige Größe ist. Diese Abhängigkeit wird durch ein thermodynamisches Zustandsmodell beschrieben. Da Dampf bei typischen Turbineneintrittsdrücken und -temperaturen ein signifikantes Realgasverhalten aufweist, wird hier das IAPWS-IF97-Modell für Dampf, das ausführlich von Wagner et al. [84] beschrieben wird, verwendet.

3.2 Strukturdynamische Berechnung

Neben den CFD-Methoden wird ebenfalls die Methode der Finiten Elemente (FEM) im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt. Ziel dieses Berechnungsverfahrens ist die Bestimmung der Kegelschwingungen. Anders als bei der CFD-Berechnung wird bei der FEM-Berechnung nicht die Euler'sche Beschreibungsweise verwendet, sondern es wird die Lagrange'sche Beschreibungsweise genutzt. Bei der Lagrange'schen Beschreibungsweise wird ein materieller Punkt bzw. ein materielles Volumen, das nicht ortsfest ist, sondern eine Bewegung vollführt, betrachtet. Über eine Kraftbilanz wird die Bewegungsgleichung gelöst und die Verschiebung der einzelnen materiellen Punkte bestimmt.

3.2.1 Bewegungsgleichung

Die Bewegung eines finiten Strukturelements kann durch die Bewegungsgleichung 3-49 beschrieben werden. In diesem Ansatz wird davon ausgegangen, dass die Verformungen in Relation zu dem unverformten Zustand gering sind und somit die geometriebedingten nichtlinearen Effekte vernachlässigbar klein sind. Laut Kohnke [42] ist bei Verformungen von weniger als 1 % eine nichtlineare Betrachtungsweise der Geometrie zulässig.

Die lokale Verschiebung innerhalb des finiten Elements wird über den Verschiebungsvektor \vec{u} ausgedrückt. $\dot{\vec{u}}$ und $\ddot{\vec{u}}$ sind die Geschwindigkeit und respektive die Beschleunigung. Die Verschiebung der Knotenpunkte des Elements werden über den Verschiebungsvektor \vec{U} ausgedrückt. \mathbf{M} gibt in dem Gleichungssystem 3-49 die Massenmatrix an, welche die Trägheitseffekte des Elements abbildet. \mathbf{C} ist die Dämpfungsmatrix, die die Dämpfungseigenschaften des Werkstoffs berücksichtigt. Das Steifigkeitsverhalten des Strukturelements wird über die Steifigkeitsmatrix \mathbf{K} angegeben. \vec{F} gibt den Kraftvektor an, der auf das entsprechende Element einwirkt.

$$\mathbf{M} \cdot \ddot{\vec{U}} + \mathbf{C} \dot{\vec{U}} + \mathbf{K} \vec{U} = \vec{F} \quad 3-49$$

3.2.1.1 Steifigkeitsmatrix

Der mathematische Zusammenhang zwischen Spannungen und Verformung kann bei metallischen Werkstoffen durch das hooksche Gesetz beschrieben werden. Für den einachsigen Fall (hier Belastung in x-Richtung) gilt der Ausdruck 3-50 bei dem die Dehnung ε_x proportional zu der mechanischen Spannung σ_x ist. E ist darin der Elastizitätsmodul.

$$\sigma_x = E \cdot \varepsilon_x \quad 3-50$$

Der dreidimensionale Spannungszustand, innerhalb eines finiten Volumens wird über den Spannungsvektor $\vec{\sigma}$ und den Verzerrungsvektor $\vec{\varepsilon}$ beschrieben. Der aus Normal- (σ_x) und Schubspannungen (σ_{xy}) bestehende Vektor ist in 3-51 angegeben. Aufgrund des Momentengeleichgewichts gilt $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$, $\sigma_{xz} = \sigma_{zx}$ und $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$.

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \end{pmatrix} \quad \vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} \end{pmatrix} \quad 3-51$$

Die geometrische Definition der Schub- und Normalspannungen ist in Abbildung 3-1 dargestellt.

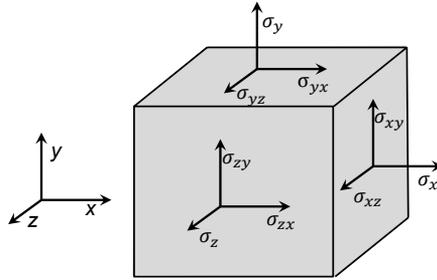


Abbildung 3-1: Spannungszustand an einem infinitesimalen Volumenelement.

Der Zusammenhang zwischen dem Dehnungs- und dem Spannungsvektor wird über die Nachgiebigkeitsmatrix \mathbf{D} in Gleichung 3-52 bestimmt. Ausgehend von isotropen Materialeigenschaften ergibt sich die Nachgiebigkeitsmatrix \mathbf{D} gemäß Gleichung 3-53. Neben dem Elastizitätsmodul bestimmt die Querkontraktionszahl ν das Materialverhalten. Aus dieser wird mit 3-54 der Schubmodul G , der in die Berechnung der Nachgiebigkeitsmatrix eingeht, bestimmt.

$$\vec{\sigma} = \mathbf{D}\vec{\epsilon} \quad 3-52$$

$$\mathbf{D}^{-1} = \begin{pmatrix} 1/E & -\nu/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & 1/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & -\nu/E & 1/E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/G \end{pmatrix} \quad 3-53$$

$$G = \frac{E}{2 + 2 \cdot \nu} \quad 3-54$$

Die Relation zwischen der lokal aufgeprägten Verschiebung und dem Verzerrungsvektor innerhalb des finiten Volumens wird über den Zusammenhang 3-55 beschrieben. Der in Matrixform dargestellte Differentialoperator wird mit \mathbf{A} bezeichnet.

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial y & 0 \\ 0 & 0 & \partial/\partial z \\ \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \\ 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \end{pmatrix} \vec{u} \quad 3-55$$

$$\vec{\epsilon} = \mathbf{A}\vec{u}$$

Um die von außen an den Knotenpunkten des finiten Elements aufgeprägten Verschiebungen in lokale Verschiebungen zu überführen, sind Formfunktionen erforderlich. Diese Funktionen geben die lokale Verschiebung \vec{u} an einer beliebigen Position innerhalb eines finiten Elements, basierend auf der Verschiebung an den Knotenpunkten \vec{U}

des finiten Elements, an. Zusammengefasst werden die Formfunktionen in der Matrix \mathbf{E} . Da diese Matrix für unterschiedliche Elementtypen unterschiedlich aufgebaut ist, wird hier auf Kohnke [42] und Dhond [19] verwiesen. Durch Einsetzen der Knotenverschiebungen und der Formfunktionen in 3-55 erhält man Gleichung 3-56. Dabei kann das Produkt aus den Formfunktionen \mathbf{E} und dem Differentialoperator \mathbf{A} zu der Matrix \mathbf{B} , die als Spannungs-Verschiebungsmatrix bezeichnet wird, zusammengefasst werden.

$$\begin{aligned}\vec{\varepsilon} &= \mathbf{AE}\vec{U} \\ \vec{\varepsilon} &= \mathbf{B}\vec{U}\end{aligned}\tag{3-56}$$

Ausgehend von der Nachgiebigkeitsmatrix kann mit der Spannungs-Verschiebungsmatrix die Steifigkeitsmatrix bestimmt werden. Mathematisch wird die Steifigkeitsmatrix \mathbf{K} des finiten Elements über den Ausdruck 3-57 bestimmt.

$$\mathbf{K} = \int \mathbf{B}^T \mathbf{DB} \, dv \tag{3-57}$$

3.2.1.2 Massenmatrix

Die Massenmatrix beschreibt die Trägheitseffekte des finiten Elements. Sie wird anhand der Formfunktionen mittels Gleichung 3-58 gebildet.

$$\mathbf{M} = \rho \cdot \int \mathbf{E}^T \mathbf{E} \, dv \tag{3-58}$$

3.2.1.3 Dämpfungsmatrix

Neben dem Elastizitätsmodul und der Querkontraktionszahl eines Werkstoffs stellt die Dämpfung des Werkstoffs eine wichtige Größe für das transient mechanische Verhalten dar. Zur Beschreibung der Dämpfungseigenschaften wird das Modell der Rayleigh-Dämpfung verwendet. Dieses ermöglicht nach Paultre [68] eine effiziente numerische Berechnung. Gemäß 3-59 ist die Dämpfungsmatrix \mathbf{C} dabei eine Linearkombination aus der Massenmatrix \mathbf{M} und der Steifigkeitsmatrix \mathbf{K} . Über die Koeffizienten α und β wird der Grad der Dämpfung beschrieben. Nach Paultre [68] werden mit dem Faktor α die niederfrequenten Dämpfungseigenschaften und mit dem Faktor β die hochfrequenten Dämpfungseigenschaften beschrieben.

$$\mathbf{C} = \alpha \cdot \mathbf{M} + \beta \cdot \mathbf{K} \tag{3-59}$$

Nach Kohnke [42] kann in praktischen Problemstellungen α gleich Null gesetzt werden. Der Koeffizient β wird dann aus der Materialdämpfungskonstante D und der dominanten Eigenfrequenz der Struktur f_{dom} , mit Gleichung 3-60 bestimmt.

$$\beta = \frac{D}{\pi \cdot f_{\text{dom}}} \tag{3-60}$$

3.2.2 Zeitintegration

Um das dynamische Schwingungsverhalten des Kegels zu untersuchen, werden die Verschiebungen der Struktur zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt. Dazu wird das zu untersuchende Zeitintervall mittels des Zeitschritts Δt diskretisiert und die Verschiebung durch die Zeitintegration der Geschwindigkeit und der Beschleunigung bestimmt. Hierzu wird das Newmark-Verfahren, das in Kohnke [42] detailliert beschrieben ist, eingesetzt. Durch die entsprechende Wahl von Integrationsparametern ist dieses implizite Berechnungsschema nach Willner [92] unbegrenzt stabil.

3.2.3 Kontaktmodellierung

Das Schwingungsverhalten des Ventilkegels wird maßgeblich durch das Anschlagen des Kegels in den Axialführungen sowie von Reibungseffekten an den Kolbenringen bestimmt. Die dabei auftretenden Kontaktpaarungen an dem Ventilkegel werden als ein unilateraler, reibungsbehafteter Kontakt betrachtet.

Der Kontakt wird hierzu mathematisch durch den Kontaktvektor \vec{K} und dem Kontaktabstand u_c beschrieben. Eine genaue umfangreiche Beschreibung zur Bestimmung des Kontaktabstandes ist in Armero und Petöcz [3] zu finden. Der Kontaktvektor \vec{K} setzt sich aus dem Kontaktdruck P , der senkrecht zur Oberfläche wirkt, und den Reibkraftkomponenten τ_i , die tangential zur Oberfläche wirken, zusammen.

$$\vec{K} = \begin{pmatrix} F_N \\ \tau_1 \\ \tau_2 \end{pmatrix} \quad 3-61$$

Eine häufig angewendete Methode zur Bestimmung der Kontakt- und der daraus resultierenden Reibkräfte ist die Penulty-Methode, welche die Verwendung numerisch effizienter impliziter Lösungsschemata zulässt. Bei dieser Methode wird die Normalkraft P mit Gleichung 3-62 anhand des Kontaktabstands bestimmt. Ist der Abstand positiv (es gibt keine Berührung) so ist der Kontaktdruck 0. Tritt hingegen eine Durchdringung der Kontaktflächen ($u < 0$) auf, so wird eine Normalkraft, die proportional zur Durchdringungstiefe ist, aufgeprägt. Damit die Durchdringung möglichst klein ist und nur marginale Abweichungen zu dem physikalisch exakten Verhalten auftreten, ist in Gleichung 3-62 eine geeignete Kontaktsteifigkeit k_s zu wählen.

$$P = \begin{cases} 0 & , u_c > 0 \\ u_c \cdot k_s & , u_c \leq 0 \end{cases} \quad 3-62$$

Im Falle eines geschlossenen Kontakts werden entsprechend des Colomby'schen Reibungsgesetzes die beiden Schubspannungskomponenten mit der Gleichung 3-63 ermittelt. Die Variable μ bezeichnet im strukturdynamischen Kontext den Reibungskoeffizienten.

$$\tau_i = \begin{cases} \tau_{i,t-\Delta t} + k_s \cdot (-u_{c,t-\Delta t} - u_{c,t}) & \text{für } \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2} < \mu \cdot P \\ \mu \cdot P \cdot \frac{u_i}{|\vec{u}|} & \text{für } \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2} = \mu \cdot P \end{cases} \quad 3-63$$

Durch die einfache Lösungsstruktur der Kontaktgleichungen ist die Penalty-Methode numerisch sehr effizient. Allerdings kann bei zu klein gewählten Kontaktsteifigkeiten ein starkes Abweichen von der physikalisch exakten Lösung auftreten. Bei zu groß gewählten Kontaktsteifigkeiten können numerische Stabilitätsprobleme auftreten.

Eine Lösung dieser Problematik bietet das Augmented-Lagrange-Verfahren. In diesem Verfahren wird eine maximale Durchdringung der Körper, die einen vernachlässigbar kleinen Modellierungsfehler darstellt, definiert. Entsprechend dieser Durchdringung wird in einem iterativen Verfahren die Kontaktsteifigkeit sukzessive erhöht, bis die Durchdringung der Körper innerhalb des akzeptablen Bereichs liegt.

Diese zusätzlichen Iterationsschritte erhöhen zwar den Rechenaufwand, lassen jedoch weiterhin die Nutzung von impliziten Lösungsschemata zu. Daher ist das Augmented-Lagrange-Verfahren in den meisten Anwendungsfällen rechenzeiteffizienter als das reine Lagrange-Verfahren, welches nur explizite Lösungsschemata zulässt, jedoch eine Kontaktbehandlung ohne Durchdringung ermöglicht. Im Rahmen dieser Arbeit wird aus den eben beschriebenen Gründen das Augmented-Lagrange-Verfahren für die Kontaktbehandlung eingesetzt.

3.3 Akustische Raummodenanalyse

Das hier verwendete Verfahren zur Berechnung akustischer Raummoden basiert auf der Lösung der Helmholtz-Gleichung 3-64, welche die verlustfreie Ausbreitung von Schall- bzw. Druckimpulsen in ruhenden Medien beschreibt. Diese Annahme ist nicht vollständig auf das Gasvolumen innerhalb des Ventils übertragbar. Jedoch zeigen die Untersuchungen von Nakano et al. [63] und Ziada und Bühlmann [101], dass Eigenfrequenzen, die mittels dieser Annahme berechnet sind, trotz lokaler Überschallstrahlen gut mit gemessenen Druckspektren und Kraftspektren in Ventilen übereinstimmen.

$$\frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0 \quad 3-64$$

Zur Lösung dieser Differentialgleichung wird in dem verwendeten Berechnungsprogramm Ansys Mechanical der Galerkin-Ansatz angewendet, dabei werden die Eigenschwingformen mit einem Block-Lanczos-Verfahren gelöst. Eine genaue Beschreibung des Lösungsverfahrens findet sich in Kohnke [42].

4 Validierung, Modellaufbau und Auswahl der numerischen Methoden

Die Genauigkeit numerischer Berechnungen hängt von diversen Einflüssen ab. Dies sind die räumliche und zeitliche Diskretisierung des Rechengebiets, die verwendeten numerischen Modelle, sowie der Umfang des Berechnungsgebiets. Eine feinere Diskretisierung des Rechengebiets und umfangreiche Modelle führen in der Regel zu genaueren Ergebnissen, erhöhen aber gleichzeitig den Rechenaufwand. Daher werden vor den eigentlichen Berechnungen Validierungs- und Diskretisierungsstudien durchgeführt, um eine Gesamtberechnungsmodell zu definieren, das die erforderliche Berechnungsgenauigkeit bei geringstmöglichem Berechnungsaufwand gestattet.

Dabei werden Validierungsstudien für die Berechnung der Strömung, der Strukturmechanik, und der Akustik durchgeführt. Weil nur in einem begrenzten Umfang Messungen an der untersuchten Ventilgeometrie verfügbar sind, wird hier auf Validierungsfälle, die in der Literatur veröffentlicht sind, zurückgegriffen.

4.1 CFD

4.1.1 Validierungsfall 1: Modellventilmessungen

Aus Modellversuchen der Siemens AG ist der Totaldruckverlustkoeffizient ζ des Dampfventils im voll geöffneten Zustand bekannt. Der Totaldruckverlustkoeffizient

wird gemäß Gleichung 4-1 gebildet. c ist darin die Nenngeschwindigkeit in dem Ventilsitz. ρ_{ein} ist die Dichte am Eintritt des Ventils.

$$\zeta = \frac{\Delta p_t}{\frac{\rho}{2} \cdot c^2} \quad 4-1$$

$$c = \frac{\dot{m}}{A_n \cdot \rho_{\text{ein}}} \quad 4-2$$

Der aus den CFD-Berechnungen bestimmte Verlust ist in Tabelle 4-1 für den Betrieb bei Auslegungsmassenstrom und voll geöffneter Hubstellung dem Totaldruckverlust aus der experimentell bestimmten Verlustkorrelation gegenübergestellt. Darin ist zu erkennen, dass der Totaldruckverlust bei der Durchführung einer stationären Berechnung mit dem $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Turbulenzmodell um 9,5 % von der messtechnisch bestimmten Korrelation abweicht. Bei der transienten Berechnung mit dem SAS-Modell (1,4 % Abweichung) und dem SAS-F-Modell (0,6 % Abweichung) wird eine deutlich höhere Genauigkeit erreicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei diesen Modellen große Turbulenzwirbel aufgelöst werden, während bei dem $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Modell der Einfluss dieser Wirbel durch eine erhöhte Scheinviskosität abgebildet wird, die zu einer erhöhten numerischen Dissipation und damit zu einem größeren rechnerischen Totaldruckverlust führt.

| Berechnungsvariante | $\Delta p_t / \Delta p_{t,\text{korr}}$ |
|--|---|
| Über experimentell bestimmte Verlustkorrelation | 1 |
| Stationär, $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Turbulenzmodell | 1,095 |
| Transient, SAS-Turbulenzmodell | 0,986 |
| Transient, SAS-F-Turbulenzmodell | 1,006 |

Tabelle 4-1: Gegenüberstellung der entdimensionierten Totaldruckverluste

Des Weiteren ist aus dem Modellversuch die Durchflusscharakteristik des Ventils bekannt. Gemäß der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Methode sind die in Abbildung 4-1 dargestellten Massenströme entdimensioniert dargestellt. Zwischen den CFD-Ergebnissen und den Messdaten herrscht eine gute Übereinstimmung.

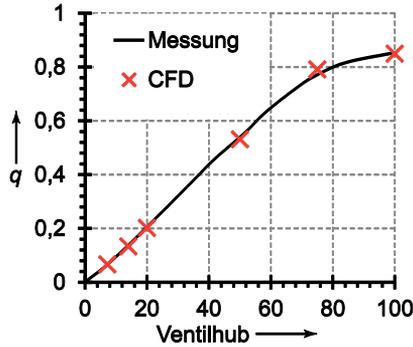


Abbildung 4-1: Vergleich der Sperrmassenströme

4.1.2 Validierungsfall 2: Raummoden - Strahlinstabilität

Da angeregte akustische Raummoden gemäß Abschnitt 2.3.5 häufig Ventilschwingungen hervorrufen, wird das CFD-Berechnungsverfahren auf die Abbildbarkeit dieses aero-akustischen Phänomens hin überprüft. Dazu wird die Studie von Nakano et al. [63] genutzt. Diese zeigt, dass in einem Modellventil ein akustischer Raummode durch einen Überschallstrahl angeregt wird und das Spektrum der aerodynamisch induzierten Axialkraft am Ventilkegel beeinflusst. Der experimentelle Aufbau Nakanos ist in Abbildung 4-2 dargestellt. Von diesem ist der innere, in Abbildung 4-2 rot gekennzeichnete Bereich, als 3D-Modell für die Validierungsstudie nachgebildet. Der untersuchte Betriebspunkt liegt bei dem Druckverhältnis $p_{\infty}/p_{\text{ein}} = 0,087$ und 1,79 mm Hub. In diesem Betriebspunkt ist experimentell eine deutliche Anregung des Raummodes nachgewiesen.

In der CFD-Studie werden das Turbulenzmodell, das Rechengitter und der Zeitschritt variiert und mit den experimentellen Daten verglichen.

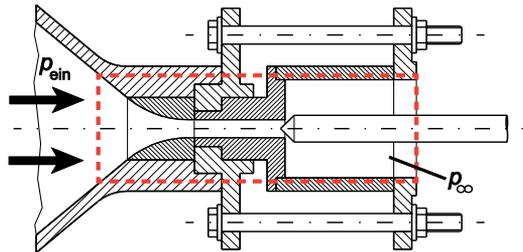


Abbildung 4-2: Aufbau des Experiments von Nakano et al. [63]

4.1.2.1 Variation des Turbulenzmodells

Die folgenden Turbulenzmodelle werden im Rahmen dieser Studie eingesetzt

- Das $k-\omega$ -SST-Modell für eine instationäre Berechnung (URANS)
- Das SAS-Modell
- Das SAS-Modell mit zusätzlichem Zonal-Forcing (SAS-F)
- Berechnung ohne Turbulenzmodell

Das gemessene Frequenzspektrum der Axialkraft und die mit verschiedenen Turbulenzmodellen berechneten Ergebnisse sind in Abbildung 4-3 gezeigt. Der dargestellte Frequenz- und Amplitudenbereich des Diagramms, sowie die logarithmische Darstellung sind analog zu der Untersuchung von Nakano et al. [63].

Abbildung 4-3 zeigt, dass bei der Verwendung des URANS-Methode extrem große Unterschiede zur Messung bestehen. Die Amplituden der Axialkraft liegen in einem weiten Bereich deutlich unterhalb der unteren Bereichsgrenze des Diagramms, die aus dem Messbereich von Nakano et al. [63] resultiert. Die beiden Peaks bei 8500 Hz und 17300 Hz finden sich nicht in dem dargestellten Bereich wieder. Daher ist dieses Turbulenzmodell nicht geeignet, die Anregung des Raummodes nachzubilden. Der Vergleich zu der Berechnung ohne Turbulenzmodell, bei der zumindest der erste Peak abgebildet ist, lässt den Schluss zu, dass die URANS-Methode für diesen Anwendungsfall eine zu hohe Scheinviskosität ausgibt. Die daraus resultierende numerische Dämpfung verhindert in dem Simulationsmodell die Entstehung der Druckfluktuationen und der dynamischen Kraft.

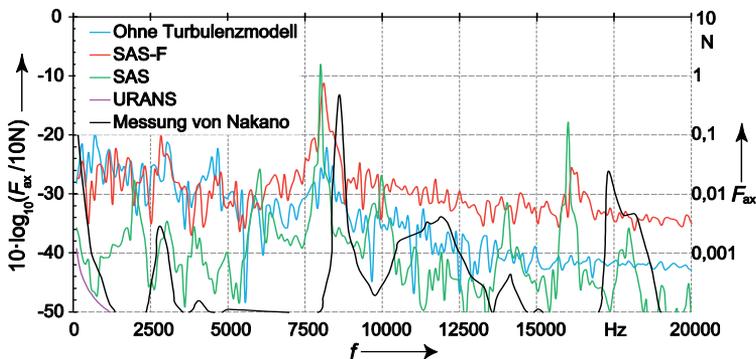


Abbildung 4-3: Variation des Turbulenzmodells

Bei den hybriden Turbulenzmodellen, dem SAS-Modell und dem SAS-F-Modell, besteht eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Messungen. Hier werden die beiden gemessenen Kraft-Peaks klar herausgebildet. Hinsichtlich der Amplitudenhöhe des Hauptpeaks reicht das mit der SAS-F-Methode bestimmte Ergebnis näher an das experimentell bestimmte Spektrum heran als das mit dem SAS-Modell bestimmte Ergebnis. Hinsichtlich der Frequenz der Peaks bestehen zwischen den beiden Modellen kaum Differenzen. Im Vergleich zu den experimentellen Werten existiert eine kleine

Abweichung bezüglich der Frequenz der Peaks, die aber durch die Wahl eines kleineren Zeitschritts (siehe Abschnitt 4.1.2.3) verringert werden kann.

4.1.2.2 Bestimmung der räumlichen Diskretisierung

Der Einfluss der Gitterauflösung auf das berechnete Kraftspektrum wird ebenfalls untersucht. Hierzu wird eine Gitterstudie mit dem SAS-F-Modell durchgeführt. Drei Gitter, deren Parameter in Tabelle 4-2 aufgelistet sind, werden miteinander verglichen.

| Bezeichnung | Knotenanzahl |
|-------------|--------------|
| Gitter 1 | 339.144 |
| Gitter 2 | 705.052 |
| Gitter 3 | 1.192.976 |

Tabelle 4-2: Gittergrößen für den Validierungsfall Nakano

Aus Abbildung 4-4 geht hervor, dass die Gitterauflösung in dem untersuchten Bereich keinen Einfluss auf die Frequenzen der beiden Hauptpeaks hat. Auf die Amplitudenhöhe hat die Gitterauflösung einen geringen Einfluss, sodass das Gitter 1 bereits eine ausreichend hohe Auflösung besitzt.

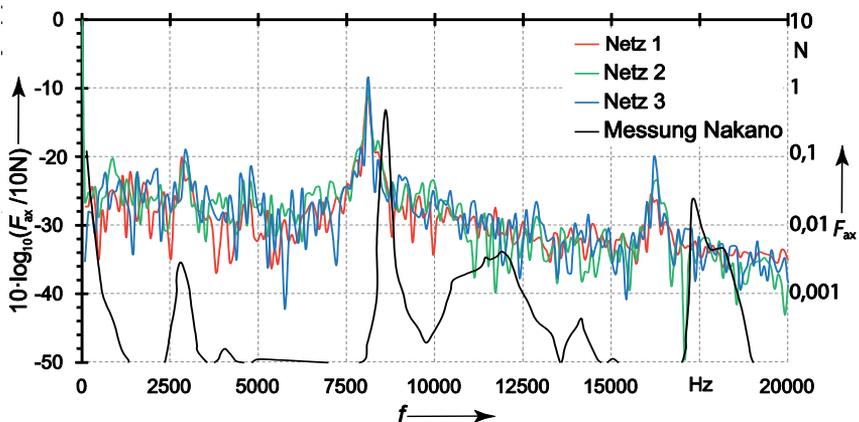


Abbildung 4-4: Einfluss des Gitters auf das Kraftspektrum im Validierungsfall Nakano

4.1.2.3 Bestimmung des erforderlichen Zeitschritts

Einen stärkeren Einfluss als die räumliche Auflösung des Strömungsgebiets hat die zeitliche Diskretisierung. In Abbildung 4-5 sind Kraftspektren dargestellt, die mit verschiedenen Zeitschrittweiten bestimmt sind. Der Zeitschritt $2,5 \cdot 10^{-5}$ s führt zu einem Ergebnis, das keine Übereinstimmung zu den Messwerten besitzt. Die beiden Haupt-

peaks werden nicht abgebildet. Bei dem Zeitschritt $1 \cdot 10^{-5}$ s treten die Hauptpeaks deutlich hervor. Hinsichtlich der Frequenz liegen sie in der Nähe der gemessenen Peaks. Bei einer weiteren Verkleinerung des Zeitschritts auf $5 \cdot 10^{-6}$ s stimmt die Frequenz der gemessenen Peaks und die der experimentell ermittelten Peaks praktisch überein. Eine weitere Reduktion auf $2,5 \cdot 10^{-6}$ s hat nur geringfügige Änderungen im Frequenzspektrum zur Folge. Somit kann ab einem Zeitschritt von $5 \cdot 10^{-6}$ s von Zeitschrittabhängigkeit ausgegangen werden.

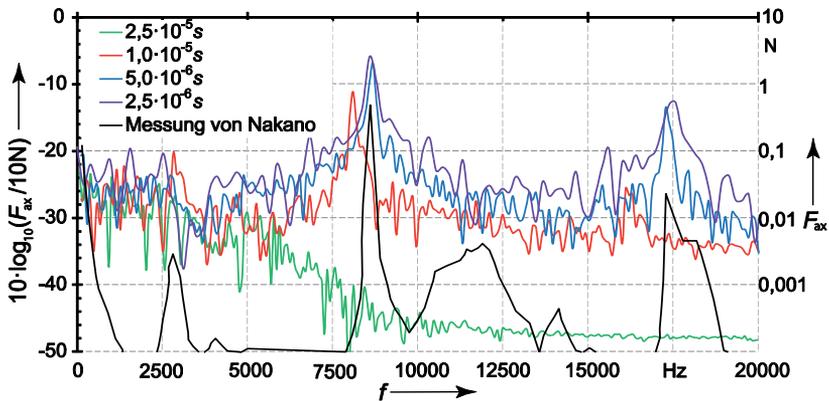


Abbildung 4-5: Darstellung der Kraftspektren bei verschiedenen Zeitschritten

4.1.3 Validierungsfall 3: Druckspektrum eines instabilen Überschallstrahls

Da instabile Strahlen eine Quelle für Druckpulsationen innerhalb von Ventilen darstellen (vergl. Heymann und Staiano [36] und Schramm et al. [74]), wird ebenfalls ein Validierungsfall, zu diesem Thema untersucht. Dies ist die experimentelle Untersuchung von Krothapalli et al. [43].

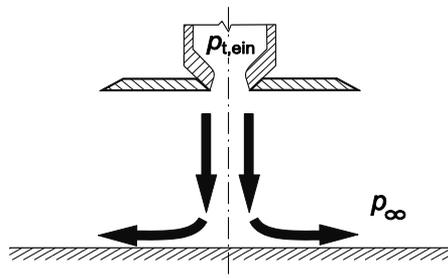


Abbildung 4-6: Aufbau des Experiments von Krothapalli

In dem Aufbau, der in Abbildung 4-6 skizziert ist, strömt ein Strahl mit einer Machzahl von 1,5 aus einer Lavaldüse aus und trifft nach einer kurzen Distanz senkrecht auf eine ebene Platte. Durch das Auftreffen auf die Platte werden Störungen induziert, die

zur Instabilität des Strahls führen. Die Validierungsgröße ist in diesem Fall das von Krothapalli et al. [43] bestimmte Schallspektrum.

Da der vorherige Validierungsfall zeigt, dass das SAS und das SAS-F Turbulenzmodell geeignet sind die Anregung des Raummoden abzubilden, werden nur diese beiden Modelle hier betrachtet. Bei einem Zeitschritt von $5 \cdot 10^{-6}$ s ist die zeitliche Diskretisierung ausreichend fein und das SAS-F Modell zeigt in Abbildung 4-7 eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Bei dem klassischen SAS-Modell sind die Amplituden des berechneten Schallspektrums erheblich kleiner als die Messwerte.

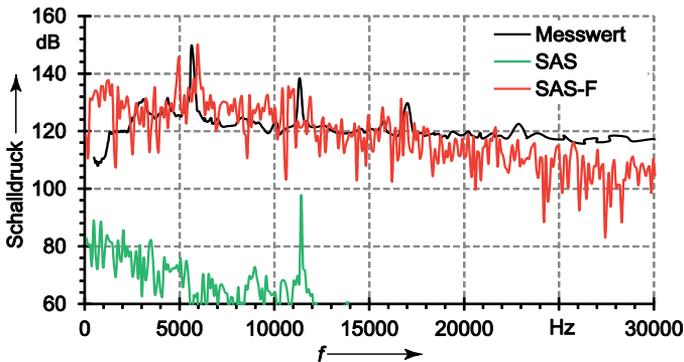


Abbildung 4-7: Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den experimentellen Messdaten von Krothapalli et al. [43]

4.1.4 Bestimmung der räumlichen Diskretisierung im Bereich des Strahls

Da das Ablösen von Wandstrahlen in Dampfventilen einen maßgeblichen Einfluss auf die Strömungstopologie hat (vergl. Schramm et al. [74] und Clari et al. [15]), liegt bei der Gittergenerierung, zusätzlich zu den Erkenntnissen aus den vorherigen Validierungsfällen, eine besonderer Fokus auf diesem Bereich. Durch eine Gitterunabhängigkeitsstudie bei dem Betriebspunkt 1,8 % Hub und Druckverhältnis 0,08, bei dem das kleinste untersuchte Druckverhältnis vorliegt und somit die stärkste Nachexpansion des Strahls stattfindet, wird die erforderliche räumliche Diskretisierung ermittelt.

Aufgrund der Überschallströmung des Wandstrahls entsteht im Bereich des Wandstrahls ein charakteristischer Druckverlauf, bestehend aus Expansions- und Rekompansionszonen, der in Abbildung 4-8 dargestellt ist. Dieser ist im hohen Maße von der Zelllänge in axialer Richtung l_{ax}/D_n abhängig.

Zur Bestimmung dieser Abhängigkeit wird entlang der Wandkontur (hervorgehoben durch die violette Kurve) der Verlauf des lokalen Druckverhältnisses $p/p_{t, \text{ein}}$ ausge-

lesen und im nebenstehenden Diagramm gegenüber der Axialkoordinate z / D_n aufgetragen.

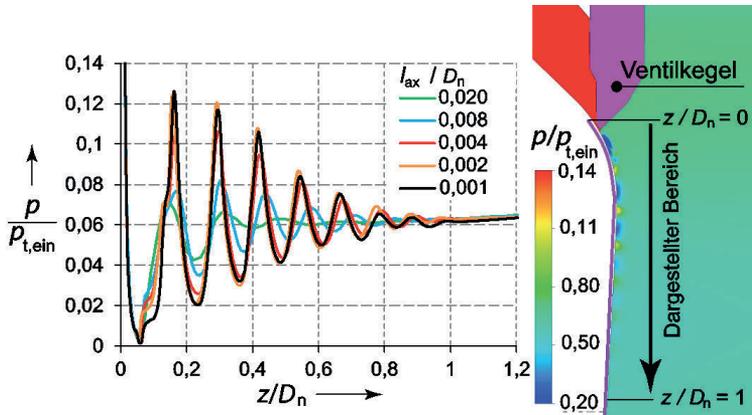


Abbildung 4-8: Verteilung des lokalen Druckverhältnisses im Ventildiffusor für den Fall 20 % Hub

Der Vergleich der in Abbildung 4-8 dargestellten Druckverläufe zeigt, dass bei Gitterabständen oberhalb von $l_{ax}/D_n = 0,004$ große Abweichungen auftreten. Zwischen der Gitterauflösung von $l_{ax}/D_n = 0,002$ und $l_{ax}/D_n = 0,001$ existieren geringfügige Unterschiede. Da sowohl die Druckverteilung als auch die Zellenlänge sehr ähnlich sind, wird von Gitterunabhängigkeit im Bereich des Ventilsitzes ausgegangen. Es wird eine Zellenlänge von $l_{ax}/D_n = 0,002$ genutzt.

4.2 Identifizierung des relevanten Strömungsgebiets

Bei der Untersuchung des Dampfventils führen bereits bei stationären Berechnungen die hohe räumliche Diskretisierung im Bereich des Wandstrahls und den Grenzschichten zu einem erheblichen Rechenaufwand. Abhängig von der Hubstellung besitzen die Rechengitter ca. 15 bis 20 Millionen Knoten.

Aufgrund der geringen Konvergenzgeschwindigkeit in Bereichen mit niedriger Strömungsgeschwindigkeit werden in stationären Berechnungen ca. 1500 Iterationsschritte bis zur Konvergenz benötigt. Solche Bereiche sind beispielsweise der Rückraum hinter den Stellventilkegel und im Fall kleiner Hubstellungen der Raum stromauf der Drosselstelle.

Zu einer effizienten Durchführung von Parameterstudien sind daher Modellvereinfachungen erforderlich. Dazu werden die Bereiche des Strömungsgebiets identifiziert, die für den zu untersuchenden Effekt relevant sind, um die Gebiete, die für die Berechnungsergebnisse irrelevant sind, zu vernachlässigen.

4.2.1 Nichtberücksichtigung des Schnellschlussteils bei gesperrter Strömung

In Abbildung 4-9 ist die Verteilung der Druckfluktuationen bei 24 % Hub und dem Druckverhältnis $\pi_v = 0,72$ dargestellt. Die darin dargestellte Größe ist der Quotient aus dem Effektivwert der Druckfluktuationen \hat{p} und dem zeitlichen Mittelwert des Drucks \bar{p} . In dem Bereich vor der Drosselstelle im Ventilspalt (A) treten nahezu keine Druckschwankungen auf. Nach der Drosselstelle im Ventildiffusor nimmt der Effektivwert der Druckschwankungen stark zu. Daher ist bei kleinen Hubstellungen der Bereich weit vor dem Ventilspalt hinsichtlich der Druckfluktuationen und somit der dynamischen Kraft, die auf den Kegel wirkt, irrelevant.

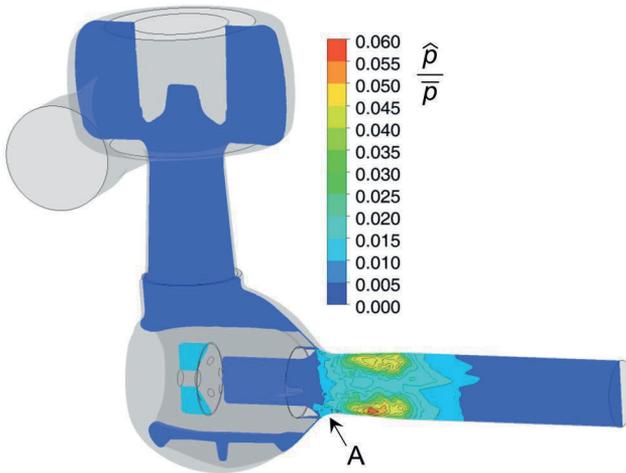


Abbildung 4-9: Verteilung des Effektivwerts der Druckfluktuationen im Ventil bei 24 % Hub und $\pi_v = 0,72$

Bei kritischer Strömung in der Drosselstelle (A) besteht zudem die Situation, dass keine Druckimpulse aus dem Schnellschlussdiffusor stromaufwärts getragen werden können. Somit ist bei den Betriebspunkten mit gesperrter Strömung auszuschließen, dass in dem Bereich vor dem Ventilspalt akustische Resonanzen durch die Strömung im Diffusor angeregt werden können. Deshalb entfallen in Betriebspunkten, in denen das Ventil kritisch durchströmt wird, der Schnellschlussenteil und der hintere Bereich des Stellventils. Das vollständige und das verkürzte Rechengebiet sind in Abbildung 4-10 gegenübergestellt.

Auch im Hinblick auf die Verteilung der Totaldruckverluste kann der ebengenannte Teil bei kleinen Hubstellungen vernachlässigt werden. Dies zeigt die Untersuchung der Ventilgeometrie bei 20 % Hub und einem Druckverhältnis von $\pi_v = 0,62$, bei dem aufgrund des Druckrückgewinns im Ventildiffusor, die Strömung gesperrt ist. Der Totaldruckverlust beträgt in dem Teil, der in den Simulationen mit gesperrter Strömung

entfällt, 0,23 % des Eintrittstotaldrucks. Der Totaldruckverlust des nachfolgenden Teils, der in dem verkürzten Modell abgebildet wird, liegt bei 37,2 %.

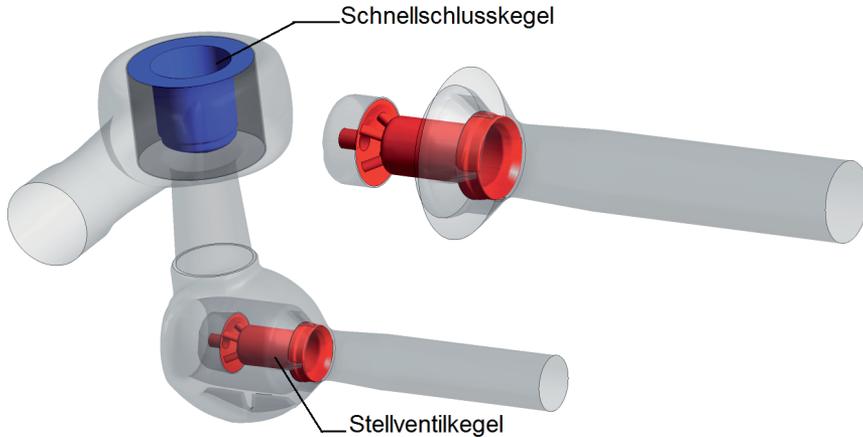


Abbildung 4-10: Vollständiges und verkürztes Rechengebiet für gesperrte Strömung

4.2.2 Verwendung von 90°-Segmenten für stationäre Berechnungen

Werden stationäre Berechnungen durchgeführt, können weitere Vereinfachungen getroffen werden. Die Ergebnisse der stationären CFD-Berechnungen zeigen in Betriebspunkten mit gesperrter Strömung ein über den Umfang symmetrisches Strömungsfeld. Da die Diffusorgeometrie eine 90°-Rotationssymmetrie hinsichtlich der Diffusorachse aufweist, ist die Verwendung von 90°-Segmenten der nächste Schritt bei der Geometrievereinfachung. Die beiden Schnittflächen der 90°-Segmente werden als periodisches Interface behandelt. Der Aufbau des 90°-Segments ist in Abbildung 4-11 gezeigt.

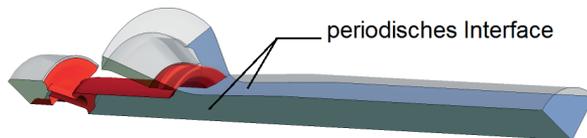


Abbildung 4-11: Darstellung des 90°-Segments

Für den Vergleich der stationären Machzahlverteilung werden in den Geometrievarianten (volles Modell, verkürztes Modell, 90°-Segment) drei Schnittflächen normal zur Diffusorachse definiert (Abbildung 4-12). In dem untersuchten Betriebspunkt 20 % Hub und $\pi_v = 0,61$ weist die volle Geometrie ein sehr symmetrisches Strömungsbild auf. Die beiden vereinfachten Varianten zeigen eine sehr ähnliche Verteilung.

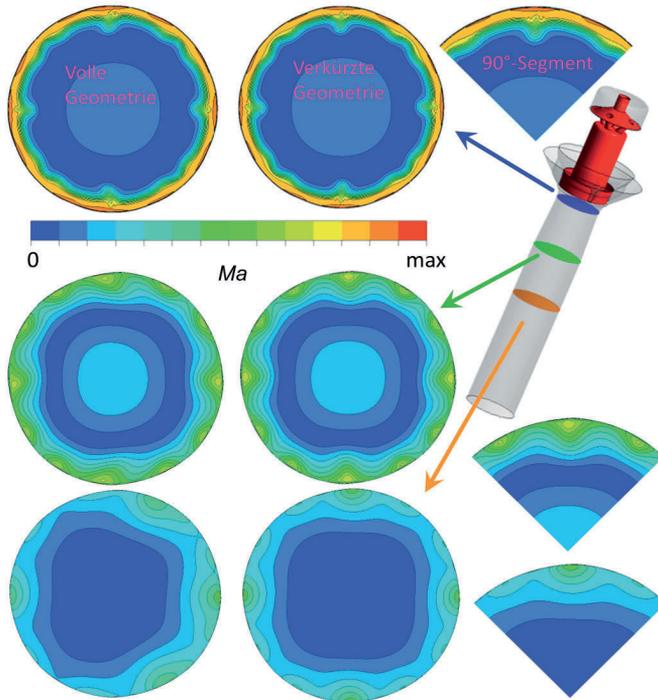


Abbildung 4-12: Einfluss der Geometrievereinfachungen auf die Machzahlverteilung

Die Übereinstimmung zwischen den drei Varianten ist darauf zurückzuführen, dass das Geschwindigkeitsfeld hinter dem Ventilspalt im Wesentlichen durch die starke Beschleunigung der Strömung in dem Spalt und den Einfluss des Strömungsgleichrichters bestimmt wird. Die Strömungsverteilung im Ringraum vor dem Stellventilkegel hat nur einen marginalen Einfluss.

Erst in der unteren Ebene, die in Abbildung 4-12 dargestellt ist (orange gefärbte Fläche), tritt in dem Vollmodell eine leichte Asymmetrie auf. Dieser Effekt ist in den beiden vereinfachten Modellen nicht wiederzufinden.

4.2.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Durch den Validierungsfall Nakano (siehe Abschnitt 4.1.2) sind die erforderlichen Gittergrößen zur Abbildung der Strömung in einem Fall ähnlich dem des Dampfventils bekannt. Der für die dynamischen Strömungseffekte besonders relevante Bereich stromab des Ventilspalts wird in dem Dampfventil feiner aufgelöst als der entsprechende Bereich in der Geometrie von Nakano et al. [63]. In Tabelle 4-3 sind die Knotenanzahlen und die relativen Gitterlängen aufgeführt. Die maximalen Zelllängen (l_{\max}) in der entsprechenden Dimension werden durch den Referenzdurchmesser entdimen-

sioniert. Dies ist im Fall des Dampfventil der Sitzdurchmesser D_n und bei dem Referenzventil von Nakano et al. [63] der Außendurchmesser. In der Geometrie des Dampfventils wird die Knotenanzahl des Validierungsfalls teilweise deutlich überschritten. Das ist zum einen darauf zurückzuführen, dass die Grenzschichten im Fall des Dampfventils aufgrund der höheren Reynoldszahl deutlich kleiner und dementsprechend feiner aufzulösen sind. Zum andern weist das Dampfventil mehr geometrische Details wie die Strömungsgleichrichter und den Rückraum mit seinen Verbindungsbohrungen auf, als die einfache Geometrie von Nakano et al. [63].

| Dimension | Vergleichsgröße | Nakano | Dampfventil |
|--------------|---|--------|-------------|
| Umfang | Knotenanzahl | 80 | 368 |
| | $l_{\max, \text{um}}/D$ | 0,017 | 0,009 |
| Radius | Knotenanzahl | 64 | 109 |
| | $l_{\max, \text{rad}}/D$ | 0,041 | 0,029 |
| Axial | Knotenanzahl | 68 | 240 |
| | $l_{\max, \text{ax}}/l_{\text{Diffusor}}$ | 0,05 | 0,02 |
| Drosselspalt | Knotenanzahl | 30 | 58 |

Tabelle 4-3: Vergleich der Gittergrößen

Um sicherzustellen, dass die gewählte räumliche Diskretisierung ausreichend fein ist, werden die Kraftspektren, die mit dem oben beschriebenen Gitter (Gitter 1) und einem verfeinerten Gitter (Gitter 2) bestimmt sind, gegenübergestellt. Die untersuchte Hubsstellung ist 20 % und das Druckverhältnis des Ventils π_V beträgt 0,62. Die Knotenanzahl des standardmäßigen und des verfeinerten Gitters wird in Tabelle 4-4 angegeben.

| Gitter | Knotenanzahl |
|--------|--------------|
| 1 | 17.584.600 |
| 2 | 37.086.736 |

Tabelle 4-4: Knotenanzahl der Rechengitter

In Abbildung 4-13 und Abbildung 4-14 sind die Spektren, die mit den unterschiedlichen Gittern berechnet sind, dargestellt. Darin wird die Frequenz f anhand der akustischen Strouhalzahl, die in Gleichung 4-3 definiert ist, angegeben. a_{ein} bezeichnet die Schallgeschwindigkeit am Eintritt des Dampfventils, f die Frequenz.

$$St = \frac{f \cdot D_n}{a_{\text{ein}}} \quad 4-3$$

Die Kraft wird über die Referenzkraft F_{ref} entdimensioniert. Diese entspricht der statischen Axialkraft, die bei der Hubstellung 20 % und dem Druckverhältnis $\pi_V = 0,62$ auftritt. Die beiden Spektren weichen nur mäßig voneinander ab, somit wird die Auflösung des Gitters 1 als ausreichend beurteilt.

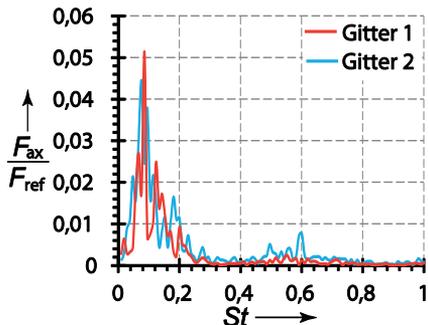


Abbildung 4-13: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Axialkraftspektrum

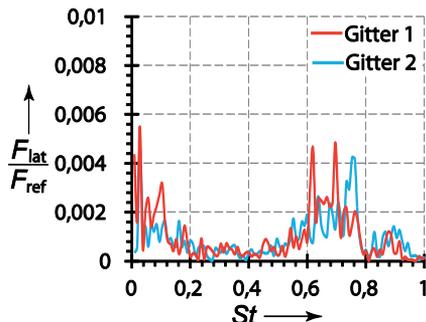


Abbildung 4-14: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Lateralkraftspektrum

4.2.4 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Der Zeitschritt wird durch die Referenzzeit t_{ref} , die in Gleichung 4-4 definiert ist, entdimensioniert. Für den Fall Nakano wird als Referenzdurchmesser D_n der Außendurchmesser gewählt, der geometrisch dem Sitzdurchmesser des Dampfventils entspricht.

$$t_{\text{ref}} = \frac{D_n}{a_{\text{ein}}} \quad 4-4$$

In dem Validierungsfall Nakano besteht die Zeitschrittabhängigkeit ab $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,03$. Für das Dampfventil wird standardmäßig ein Zeitschritt von $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,026$ verwendet. Bei der Verkleinerung des Zeitschritts um die Hälfte auf $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,013$ ändern sich die Spektren der Axial- und der Lateralkraft, die in Abbildung 4-15 und Abbildung 4-16 dargestellt sind, nur geringfügig. Daher kann der Zeitschritt $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,026$ als hinreichend klein betrachtet werden.

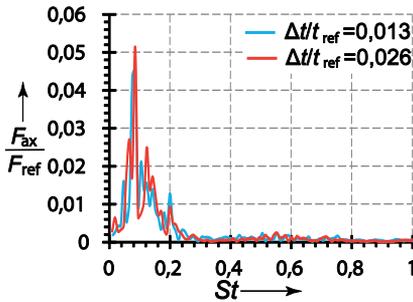


Abbildung 4-15: Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf das Axialkraftspektrum

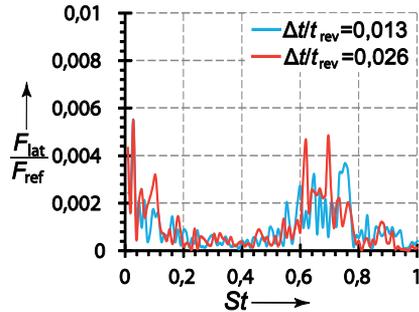


Abbildung 4-16: Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf das Lateralkraftspektrum

4.3 Modellaufbau der CFD-Berechnungen

4.3.1 Randbedingungen

Die verwendeten Randbedingungen der CFD-Berechnungen sind in Tabelle 4-3 dargestellt. Diese gelten sowohl für die stationären als auch für die instationären Berechnungen. In allen Berechnungen wird das IAPWS-Realgasmodell für Dampf verwendet. Alle Geometrien sind durch blockstrukturierte Gitter mit hexaedrischen Zellen vernetzt.

| Randbedingung | Definition |
|--------------------------------|--|
| Eintritt | Massenstrom und Totaltemperatur |
| Austritt | Statischer Druck |
| Ventilkegel, Gehäuse, Diffusor | Reibungsbehaftete, hydraulisch glatte, adiabate Wand |

Tabelle 4-5: CFD Randbedingungen

4.3.2 Stationäre Berechnungen

Bei stationären CFD-Rechnungen, mit denen effizient Parameterstudien zu dem Auftreten von Strömungsablösungen durchgeführt werden, wird das $k-\omega$ -SST-Turbulenzmodell verwendet, da dieses – anders als die hybriden Turbulenzmodelle – eine stationäre Berechnung zulässt und die Modellierung von Druckfluktuationen irrelevant ist.

4.3.3 Instationäre Berechnungen

Bei den instationären Berechnungen ist die strömungsinduzierte dynamische Kraft, die auf den Kegel wirkt, von zentralem Interesse. Aufgrund der Erkenntnisse aus Abschnitt 4.1.2 wird das SAS-F Turbulenzmodell für alle instationären Berechnungen verwendet.

4.4 Raummodenanalyse

Um sicherzustellen, dass die akustischen Raummoden des Gasvolumens präzise berechnet werden, wird der Einfluss der räumlichen Diskretisierung bestimmt. Anders als bei den CFD-Berechnungen, bei denen das Strömungsvolumen mit blockstrukturierten Hexaedern vernetzt ist, werden für die Raummodenanalysen tetraederförmige Gitterelemente verwendet, da eine erhöhte Auflösung im wandnahen Bereich nicht erforderlich ist. Im Rahmen dieser Validierungsstudie wird der Einfluss der Tetraedergröße auf die Genauigkeit der Lösung abgeschätzt.

Als Validierungsfall wird hierfür ein zylindrisches Gasvolumen genutzt, für das eine analytisch bestimmte Lösung existiert, die in Naudascher und Rockwell [64] aufgeführt ist. Der Zylinder, der einen Durchmesser von 400 mm und eine Länge von 500 mm aufweist, liegt in der Größenordnung, die typisch für Dampfventile ist. Die Schallgeschwindigkeit besitzt mit 640 m/s einen typischen Wert für Frischdampf. In Abbildung 4-17 sind die analytisch und numerisch berechneten Eigenfrequenzen verschiedener Moden dargestellt.

Aus der Gitterunabhängigkeitsanalyse ist erkennbar, dass bei gröberen Gittern die berechneten Eigenfrequenzen zu höheren Werten hin abweichen, wobei die Abweichung bei Moden mit einer hohen Frequenz stärker ausfällt. Hinreichend gut sind Tetraeder mit einer Kantenlänge von maximal 20 mm. Diese wird für die Berechnung der Raummoden gewählt. Bei Frequenzen unter 1 kHz liegt mit dieser räumlichen Auflösung die relative Abweichung unter 0,5 %, bei Frequenzen zwischen 1 kHz und 2 kHz liegt die maximale Abweichung bei 1,5 %.

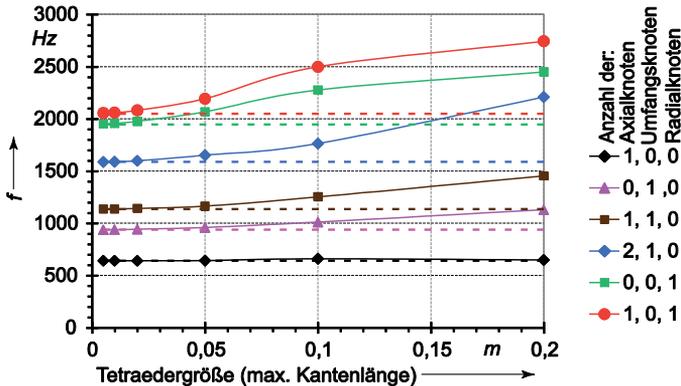


Abbildung 4-17: Gitterstudie zur Raummodenberechnung. Die gestrichelten Linien stellen die analytische Lösung dar.

4.5 Strukturdynamische Berechnungen

Ebenso wie bei den strömungsmechanischen Berechnungen werden auch bei den strukturdynamischen Berechnungen die Einflussparameter auf die Lösung analysiert. Das strukturdynamische Modell bildet den Ventilkegel mit integrierter Ventilspindel sowie den beweglichen Teil des Ventilantriebs ab. Diese sind in Abbildung 4-18 gelb hervorgehoben.

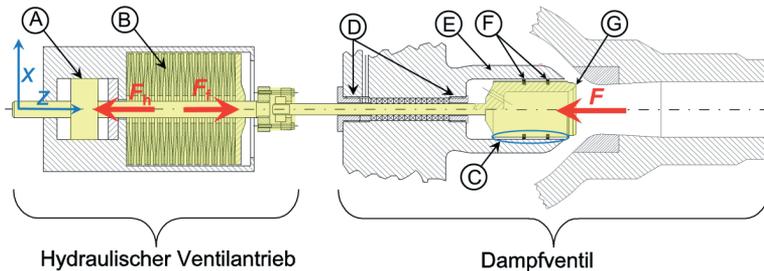


Abbildung 4-18: Umfang des FEM-Modells (nicht maßstabsgetreu)

Während bei der CFD-Berechnung genaue Werte für die Randbedingungen angegeben werden können und vor allem die Modellierung – im Besonderen die Turbulenzmodellierung – der Hauptunsicherheitsfaktor ist, unterliegen bei der FEM-Berechnung die Randbedingungen einer deutlichen Unsicherheit. Dies rührt daher, dass für den Reibungskoeffizienten und die Kompressibilität des Hydrauliköls keine exakten Werte angegeben werden können, sondern aufgrund einer natürlichen Streuung oder der veränderlichen Betriebsbedingungen nur Wertebereiche bekannt sind. Im Folgenden werden die Einflüsse der Diskretisierung sowie der Randbedingungen auf das Berechnungsergebnis untersucht.

4.5.1 Einspannbedingungen und Kontaktbereiche

Das Finite Elemente Modell (FEM) ist an dem Hydraulikzylinder (A) mit einer zylindrischen Lagerung versehen. Axial wird der Hydraulikzylinder durch eine Feder, deren Steifigkeit die Kompressibilität des Hydrauliköls nachbildet, geführt. Das Federpaket (B) wird durch einen Ersatzkörper mit identischen Steifigkeits- und Masseeigenschaften modelliert. An der Kegelführungsbuchse (C) und den Spindelführungsbuchsen (D) sind reibungsbehaftete Kontaktbereiche definiert. Die Führungsbuchsen sind wiederum fest eingespannt. Eine als Vorstudie durchgeführte statische FEM-Analyse zeigt, dass bei einer identischen Lateralbelastung die Spindel um den Faktor 8717 mehr ausgelenkt wird als die Kegelführung (E). Daher wird die in der Kegelführung befindliche Kegelführungsbuchse (C) als fest eingespannter Hohlzylinder modelliert. Die Reibkräfte an den Kolbenringen (F) werden durch symmetrisch angeordnete Ersatzkörper an der entsprechenden Position aufgeprägt. Die Federkraft F_f , die auf das FEM wirkt, ist gegen die Dampfkraft und die Hydraulikkraft gerichtet und wird anhand der Kompression des Federpakets berechnet. Die Hydraulikkraft F_h wird anhand der Dampfkraft F , der Axialkraft, die auf die Kolbenringe wirkt und der Federkraft bestimmt.

4.5.2 Temperaturverteilung

Der Elastizitätsmodul, der die Steifigkeitseigenschaften (vergl. Absatz 3.2.1.1) bestimmt, weist eine Temperaturabhängigkeit auf. Abbildung 4-19, in der der Elastizitätsmodul von ferritischen Stählen, nach Wagner [83] dargestellt ist, zeigt, dass dieser mit steigender Temperatur fällt.

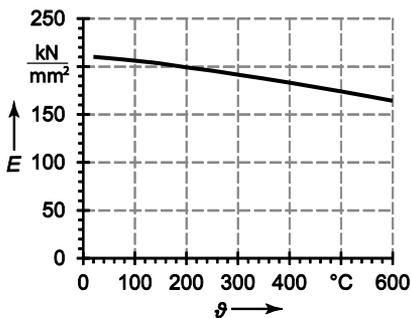


Abbildung 4-19: Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls

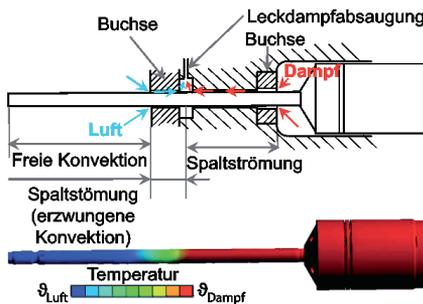


Abbildung 4-20: Therm. Randbedingungen und Temperaturverteilung am Ventilkegel

In der Ventilschneide, die an einer Seite in Kontakt mit dem heißen Frischdampf und an der anderen Seite in Kontakt mit der Umgebungsluft ist, liegt eine Temperaturverteilung vor. Diese wird durch das Strukturmechanikprogramm Ansys Mechanical berechnet. Die Wärmeübergangskoeffizienten, die als Randbedingung dienen, werden durch Korrelationen von Gnielinski [31] abgeschätzt. Abbildung 4-20 zeigt die

thermischen Randbedingungen, die aus der Spaltströmung an der Ventilspindel resultieren.

4.5.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Im Rahmen der Gitterunabhängigkeitsstudie werden die Berechnungsergebnisse, die von drei verschiedenen Gittern stammen, verglichen. Die Anzahl der Elemente ist in Tabelle 4-6 verzeichnet. Primär besteht das FEM aus Tetraeder-Elementen, es werden jedoch auch Hexaeder- und Prismenelemente verwendet.

| Netz | Anzahl der Elemente |
|----------|---------------------|
| Gitter 1 | 55.239 |
| Gitter 2 | 116.892 |
| Gitter 3 | 200.483 |

Tabelle 4-6: Netzparameter des FEM-Modells

Für die Netzstudie wird das FEM mit der dynamischen Kraft des Betriebspunkts 20 % Hub und $\pi_v = 0,62$ beaufschlagt. Als Vergleichsparameter ist in Abbildung 4-21 das Spektrum der Lateralauslenkung (x-Komponente) der Ventilkegelspitze (Pos. G in Abbildung 4-18) dargestellt. Die Auslenkung wird relativ zu der Spaltweite S_p zwischen dem Kegel und der Kegelbuchse angegeben. Die Spaltweite entspricht der Hälfte des Spiels.

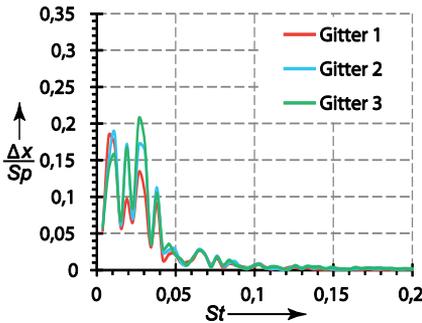


Abbildung 4-21: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die Lateralschwingungen

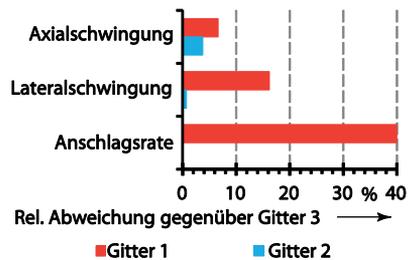


Abbildung 4-22: Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf weitere Größen

Die Spektren sind bei den verschiedenen Gittern nahezu identisch. Die Effektivwerte der Kegelbewegung in Abbildung 4-22, die mit dem Gitter 2 berechnet sind, weichen nur geringfügig von denen ab, die mit Gitter 3 berechnet sind. Die Anschlagrate ist bei den Gittern 2 und 3 identisch. Hinsichtlich der Kegelbewegung und der Anschlagrate wird daher das Gitter 3 als hinreichend genau angesehen.

4.5.4 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Neben dem Gitter hat der Zeitschritt Δt ebenfalls Einfluss auf das Berechnungsergebnis. Die drei Zeitschritte $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,065$, $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,13$ und $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,26$ werden hier verglichen. Der Einfluss des Zeitschritts auf die Kegelschwingungen, deren Spektrum in Abbildung 4-23 dargestellt ist, ist marginal. Die weiteren Größen, die in Abbildung 4-24 dargestellt sind, zeigen, dass Zeitschrittunabhängigkeit ebenfalls erreicht ist. Es wird für die FEM-Berechnungen der Zeitschritt $\Delta t/t_{\text{ref}} = 0,13$ gewählt.

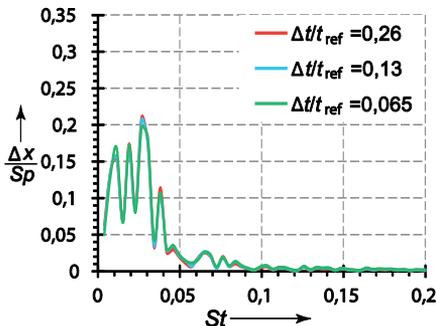


Abbildung 4-23: Einfluss des Zeitschritts auf das Berechnungsergebnis

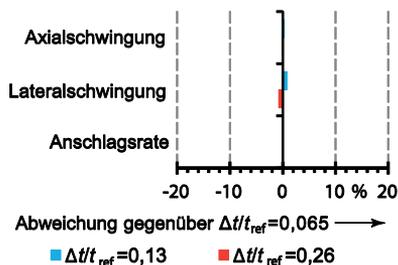


Abbildung 4-24: Einfluss des Zeitschritts auf weitere Größen

4.5.5 Einfluss von Randbedingungen und Modellparametern

Auf das FEM hat eine Reihe von Randbedingungen, die nicht exakt angegeben werden können, Einfluss. Im Folgenden wird der Einfluss dieser Parameter auf das Ergebnis bestimmt.

4.5.5.1 Reibkräfte

An den Kolbenringen (Pos. F in Abbildung 4-18), der Kegelführung (Pos. C) und den Stopfbuchspackungen (Pos. D) tritt Reibung auf. Diese hat einen dämpfenden Einfluss auf die strukturdynamischen Schwingungen. Gemäß Gleichung 3-63 bestimmt der Reibungskoeffizient μ den Betrag der axialen und radialen Reibkraft. Aus Watson und DeWall [85] wird für den Kolbenringwerkstoff der Reibungskoeffizient 0,2 entnommen. Allerdings können Abweichungen durch Korrosionseffekte, Abnutzungseffekte sowie durch ungleichmäßige Fertigungsprozesse auftreten. So kann nach Watson und DeWall beispielsweise der Koeffizient durch Alterungsprozesse um ca. 50 % ansteigen. Daher wird hier die Sensitivität der Berechnungsergebnisse gegenüber dem Reibkoeffizienten analysiert. Der untersuchte Betriebspunkt ist 20 % Hub und das Druckverhältnis beträgt $\pi_v = 0,62$. Der Effektivwert der dynamischen Auslenkung an der Spitze des Ventilkegels (Pos. C in Abbildung 4-18) ist in Abbildung 4-25 über dem Reibkoeffizienten dargestellt.

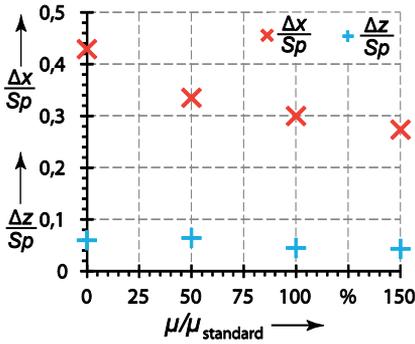


Abbildung 4-25: Effektivwert der Kegelschwingungen bei verschiedenen Reibkoeffizienten

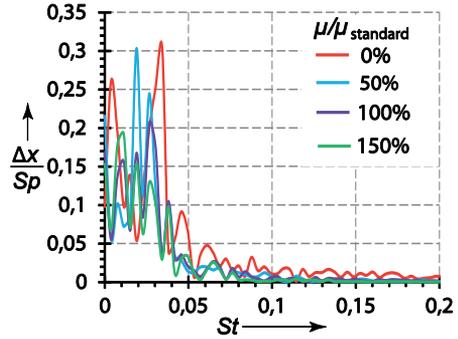


Abbildung 4-26: Spektren der Lateralschwingungen bei verschiedenen Reibkoeffizienten

Die Amplituden der Axialschwingungen (Δz) und der Lateralschwingungen (Δx), werden mit größer werdenden Reibkoeffizienten kleiner. Auf die Lateralschwingungen hat der Reibkoeffizient einen mäßigen Einfluss. Wird dieser um 50 % geändert, ändern sich die Kegelschwingungen im Mittel um 10 %. Gleichzeitig wird das Spektrum der Lateralschwingungen, das in Abbildung 4-26 dargestellt ist, relativ stark beeinflusst. Insbesondere werden die höherfrequenten Anteile durch die erhöhte Dämpfung reduziert.

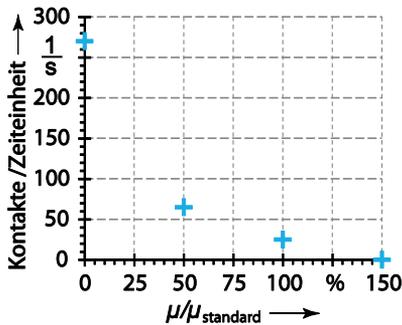


Abbildung 4-27: Kontaktfrequenz bei verschiedenen Reibkoeffizienten

Einen sehr großen Einfluss hat der Reibkoeffizient auf das Anschlagen des Ventilkegels in der Ventilkegelbuchse (Pos. C in Abbildung 4-18). Dieses wird durch die Kontaktrate, die in Abbildung 4-27 dargestellt ist, charakterisiert. Bei einer Erhöhung der Reibkraft um 50 %, die beispielsweise durch Korrosionseffekte hervorgerufen werden kann, schlägt der Ventilkegel nicht mehr in der Buchse an. Die Reduktion der Reibkraft hat im Gegenzug einen starken Anstieg dieser Größe zur Folge.

4.5.5.2 Materialdämpfung

Während der Elastizitätsmodul die Steifigkeitseigenschaften des Werkstoffs angibt, beschreibt der Dämpfungsgrad die Dämpfungseigenschaften des Materials. Anders als im Fall des Elastizitätsmoduls zeigen Literaturangaben für die Materialdämpfung eine relativ breite Streuung, die in Tabelle 4-7 aufgeführt ist. Aus den Literaturquellen ist zu entnehmen, dass der Dämpfungsgrad 0,0007 die untere Grenze des Bereichs darstellt und die obere Grenze häufig im Bereich von 0,002 liegt. Allerdings ist auch ein größerer Wert von Burton et al. [13] mit 0,003 bekannt. Eine exakte Angabe der Materialdämpfung ist somit nicht möglich, da diese ferner durch Alterungsprozesse (Klesnil und Lukas [40]) beeinflusst wird, und von der Belastung abhängt (Dresig und Holzweilig [23]).

| Autor | Jahr | Dämpfungsgrad |
|----------------------------|------|---------------|
| Lozinskii [47] | 1961 | 0,0006-0,0014 |
| Makult [49] | 1970 | 0,0007-0,0014 |
| Klingmüller et al. [41] | 1983 | 0,00075 |
| Klesnil und Lukas [40] | 1993 | 0,0008-0,0019 |
| Bachmann et al. [4] | 1995 | 0,001-0,002 |
| Burton et al. [13] | 2001 | 0,0031 |
| Schlaich et al. [73] | 2005 | 0,0008 |
| Dresig und Holzweilig [23] | 2010 | 0,0008 |

Tabelle 4-7: Dämpfungsgrade aus verschiedenen Quellen

Für das FEM wird auf Basis der Literaturwerte der untere Grenzwert von 0,0007 angenommen, da dieser zu den größten Schwingungen führt. Um den Einfluss des Dämpfungskoeffizienten auf das Gesamtergebnis abzuschätzen, wird eine Berechnung mit dem Standardwert 0,0007 und eine Berechnung mit dem Maximalwert aus der Literatur 0,003 durchgeführt.

Auf die Kegelschwingungen hat diese starke Änderung der Materialdämpfung nur einen geringen Einfluss. Sowohl das Spektrum der Lateralschwingungen in Abbildung 4-28 als auch die Effektivwerte in Abbildung 4-29 werden nur gering beeinflusst. Der Einfluss auf das Anschlagsverhalten des Kegels ist ebenfalls zu vernachlässigen.

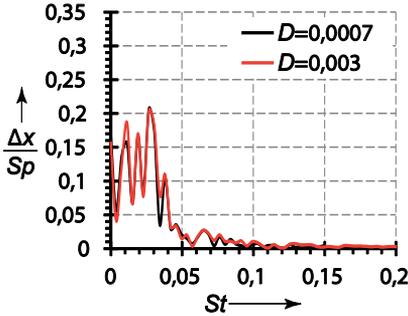


Abbildung 4-28: Einfluss der Materialdämpfung auf das Spektrum der Lateralschwingungen

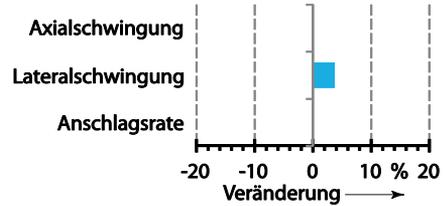


Abbildung 4-29: Einfluss der Materialdämpfung auf verschiedene Größen

4.5.5.3 Kompressibilität des Hydrauliköls

Eine weitere Größe, die nicht exakt quantifizierbar ist, ist die Kompressibilität des Hydrauliköls. Die Unsicherheit bezüglich des Kompressionsmoduls K von reinem mineralischen Hydrauliköl ist relativ gering. Möller und Nassar [58] geben den Wert $1,43 \cdot 10^4$ bar, Herschel [35] den Wertebereich mit $1,4 \dots 1,6 \cdot 10^4$ bar und Findeisen [28] den Wert $1,7 \cdot 10^4$ bar an.

Jedoch kann gelöste Luft in dem Hydrauliköl den Kompressionsmodul reduzieren. Der Wertebereich den Herschel [35] für lufthaltige Mineralöle angibt ist um $0,4 \cdot 10^4$ bar niedriger als der Wertebereich für luftfreies Öl.

Zudem besteht durch die Temperaturabhängigkeit des Kompressionsmoduls, die von Findeisen [28] angegeben wird, eine weitere Unsicherheit. Bei der unteren Betriebstemperaturgrenze des Ventilantriebs ist der Kompressionsmodul um $0,35 \cdot 10^4$ bar höher als bei der Standardtemperatur. Bei der oberen zulässigen Betriebstemperatur ist der Kompressionsmodul um $0,3 \cdot 10^4$ bar kleiner als der bei der Standardtemperatur.

Durch Kombination aller Unsicherheiten ergibt sich ein maximaler Bereich von $0,7 \cdot 10^4$ bar (maximale Temperatur, lufthaltiges Öl) bis $2,1 \cdot 10^4$ bar (tiefste Temperatur, luftfreies Öl). Diese beiden Extrema werden mit dem Mittel, das für die Berechnung verwendet wird, verglichen.

Sowohl das Spektrum der dynamischen Lateralauslenkung in Abbildung 4-30 als auch die weiteren Größen in Abbildung 4-31 werden durch eine veränderte Ölkompressibilität verändert. Bei einer hohen Kompressibilität des Öls verschiebt sich das Spektrum zu niedrigeren Werten. Bei einer niedrigen Kompressibilität verändert sich vor allem das Anschlagverhalten. Für die folgenden Berechnungen wird der mittlere Wert von $1,4 \cdot 10^4$ bar angenommen.

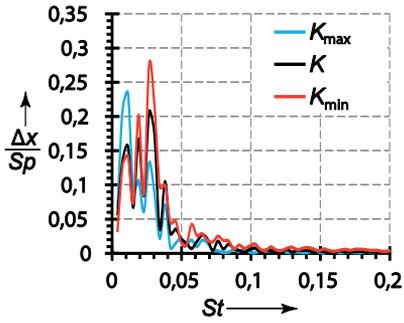


Abbildung 4-30: Einfluss der Ölkompressibilität auf das Spektrum der Lateralschwingungen

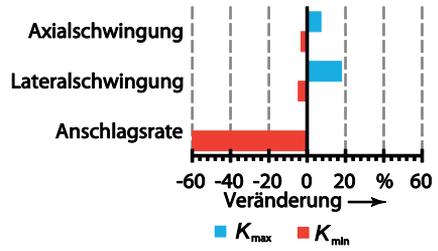


Abbildung 4-31: Einfluss der Ölkompressibilität auf verschiedene Größen

5 Untersuchung der Strömung

In dem untersuchten Dampfventil treten stark unterschiedliche Strömungstopologien auf, da der Hub und das Druckverhältnis über einen weiten Bereich variieren. Von zentraler Bedeutung ist dabei die Strömung im Ventildiffusor, da diese wesentlich die strömungsinduzierte Kraft, die auf den Ventilkegel wirkt, beeinflusst. Die Strömungstopologien, die im Ventildiffusor auftreten, reichen von der vollen Durchströmung mit niedrigen Geschwindigkeiten bei großen Hubstellungen und hohen Druckverhältnissen bis zu komplexen Strömungstopologien, mit Überschallstrahlen, Verdichtungsstößen und Rückströmgebieten, die bei kleinen Hubstellungen und kleinen Druckverhältnissen auftreten.

Die CFD-Untersuchungen zeigen, dass der Strahl, der zwischen dem Ventilkegel und dem Ventilsitz im Teillastbetrieb gebildet wird, einen zentralen Einfluss auf die Strömungstopologie und die dynamische Kraft, die auf den Kegel wirkt, besitzt. Dieser ist in Abhängigkeit von Hub und Druckverhältnis entweder abgelöst oder an den Ventildiffusor angelegt. Daher werden in dem ersten Teil die Einflussparameter auf die Wandstrahlablösungen mit stationären CFD-Berechnungen analysiert und die physikalische Ursache für die Strömungstransition geklärt. Nachfolgend wird das dynamische Verhalten der Strömung und die daraus resultierende aerodynamische Kraft untersucht. Im letzten Teil wird der Einfluss der thermodynamischen Randbedingungen auf die dynamische Kraft betrachtet.

5.1 Einflussgrößen auf die Wandstrahlablösung

Bei kleinen Hubstellungen formt der Spalt zwischen dem Ventil Sitz (Pos. A in Abbildung 5-1) und dem Ventilkegel (Pos. B) einen Strahl, der entweder angelegt oder abgelöst ist. Im Fall der angelegten Strömung (Abbildung 5-1) verläuft der Strahl entlang der Diffusorinnenwand. An dieser wird die kinetische Energie des Strahls aufgrund von Reibung allmählich dissipiert. Durch die Verzögerung des Strahls steigt der Druck in Richtung des Diffusoraustritts an. Im Zentrum des Diffusors existiert ein starkes Rückstromgebiet, das durch die starke Einzugswirkung des Wandstrahls und die Druckverteilung hervorgerufen wird.

Im Fall der abgelösten Strömung liegt der Strahl nicht an der Wand des Diffusors an, sondern löst unmittelbar nach dem Ventilsitz von dieser ab. Das Ablösen des Strahls wird durch einen schrägen Verdichtungsstoß (Pos. C in Abbildung 5-2) hervorgerufen. In der Mitte des Diffusors wandelt sich der anfänglich ringförmige Strahl zu einem gewöhnlichen Strahl, der mehr oder minder im Zentrum des Diffusors verläuft.

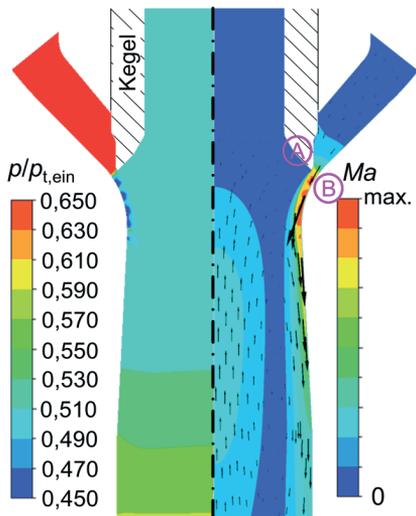


Abbildung 5-1: Machzahlverteilung und Druckverteilung bei 20 % Hub und $\pi_v = 0,61$

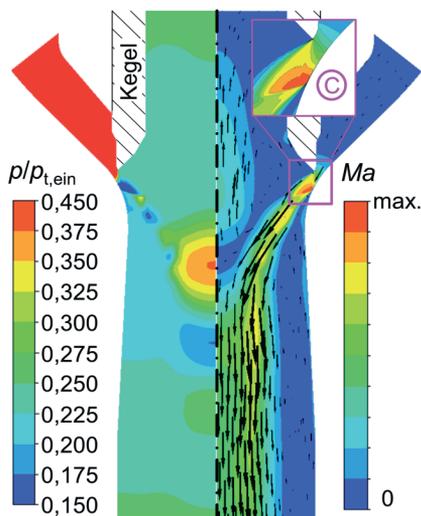


Abbildung 5-2: Machzahlverteilung und Druckverteilung bei 20 % Hub und $\pi_v = 0,33$

5.1.1 CFD-Parameterstudie

Aus Messungen von Heymann und Statiano [36], in denen ein ähnliches Dampfventil (vergleiche Abschnitt 2.3.4.2) untersucht wird, ist bekannt, dass eine abrupte Transition zwischen dem angelegten und dem abgelösten Strahl stattfindet und dass das Druckverhältnis, bei dem diese Transition auftritt, von der Hubstellung abhängt. Daher wird hier das Transitionsverhalten des Strahls in dem Dampfventildiffusor systema-

tisch mittels Parameterstudien untersucht. In diesen Studien werden die zwei Hauptinflussgrößen, Hub und Druckverhältnis variiert. Der untersuchte Hubbereich liegt zwischen 1,8 und 20 % Hub und deckt den relevanten Betriebsbereich ab. Das Druckverhältnis wird über die Änderung des Austrittsdrucks eingestellt. Der Eintrittsdruck und die sonstigen Parameter sind in allen Punkten der Parameterstudie identisch.

Die Vielzahl der untersuchten Betriebspunkte lässt im Rahmen der Parameterstudie nur eine stationäre Betrachtung der Strömung zu. Um die Berechnungen möglichst ressourceneffizient durchzuführen, werden 90°-Segmente des Ventils mit periodischen Randbedingungen verwendet, die in Abschnitt 4.2.2 beschrieben sind.

Ein zentrales Resultat dieser Parameterstudie ist, dass der Strahl ein Hystereseverhalten zeigt. Dieses Verhalten wird exemplarisch bei der Hubstellung 14 % Hub gezeigt. Ausgehend von einem Druckverhältnis von $\pi_v=0,28$, bei dem ein abgelöster Strahl vorliegt, wird der Druck am Austritt des Ventils sukzessive erhöht, bis der Strahl sich bei einem Druckverhältnis von $\pi_v=0,347$ anlegt. Daran anschließend wird der Austrittsdruck wieder abgesenkt bis der angelegte Strahl bei einem Druckverhältnis von $\pi_v=0,267$ ablöst. In dem Bereich zwischen den Druckverhältnissen $\pi_v=0,347$ und $\pi_v=0,267$ ist folglich der Zustand des Strahls von dem vorher herrschenden Strömungszustand abhängig.

5.1.1.1 Anlegen des Strahls

Zur Bestimmung des Anlegedruckverhältnisses wird ausgehend von einer Simulation mit abgelöstem Strahl der Austrittsdruck des Ventils in kleinen Schritten, die maximal 1,3 % des Eintrittsdrucks betragen, sukzessive erhöht, bis der Strahl angelegt ist. Abbildung 5-3 zeigt, dass dabei der Stoß, der das Ablösen hervorruft, sukzessive schwächer wird, bis die Strömung angelegt ist.

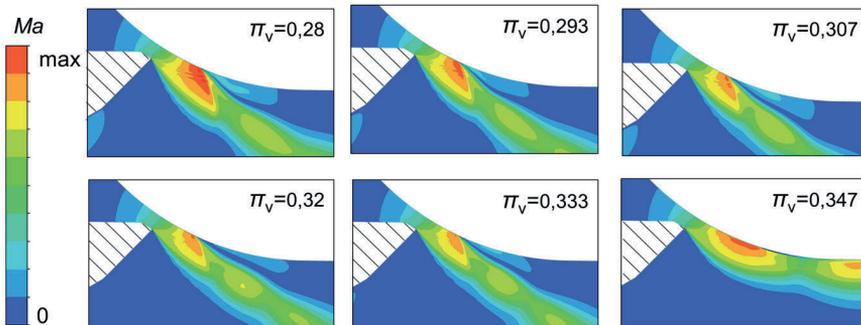


Abbildung 5-3: Parameterstudie zum Anlegen des Strahls bei 14 % Hub. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur jeder zweite Schritt der Parametervariation dargestellt

In Abbildung 5-4 ist das Gesamtdruckverhältnis des Ventils, bei dem das Anlegen stattfindet, über dem Hub dargestellt. Je größer der Hub ist, desto größer ist das Anlegedruckverhältnis.

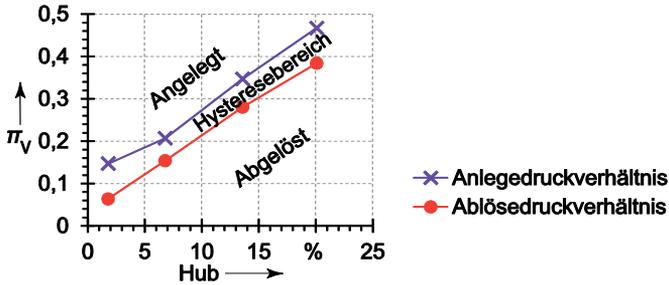


Abbildung 5-4: Anlege- und Ablösedruckverhältnis über dem Hub

5.1.1.2 Ablösen des Strahls

Analog zu dem Anlegedruckverhältnis wird das Ablösedruckverhältnis bestimmt. Ausgehend von einer Simulation mit angelegter Strömung wird der Druck am Austritt des Ventils sukzessive abgesenkt, bis der Strahl abgelöst ist. Abbildung 5-5 zeigt, dass dabei in dem Wandstrahl ein Verdichtungsstoß entsteht.

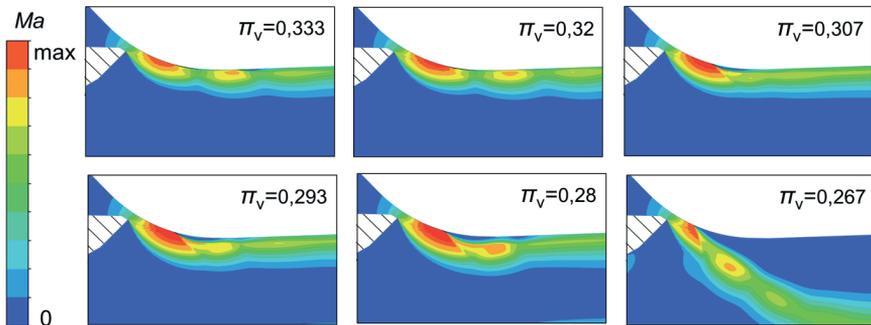


Abbildung 5-5: Parameterstudie zum Ablösen des Strahls bei 14 % Hub. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur jeder zweite Schritt der Parametervariation dargestellt

Dieser wird mit kleiner werdendem Druckverhältnis stärker. Stromab des Stoßes entsteht eine Ablöseblase, die mit dem abnehmenden Druckverhältnis und zunehmender Stärke des Stoßes größer wird, bis letztendlich die Strömung ablöst. Analog zu dem Anlegedruckverhältnis besteht für das Ablösedruckverhältnis eine Abhängigkeit vom Hub, die Abbildung 5-4 zu entnehmen ist.

5.1.2 Physikalischen Ursachen für das Verhalten des Strahls

Das Anlegen des Wandstrahls an die gekrümmte Oberfläche des Ventilsitzes kann auf den Coandă-Effekt zurückgeführt werden. Der Wirkmechanismus des Coandă-Effekts ist in Lubert [48] beschrieben. Sinngemäß lässt sich dies wie folgt zusammenfassen: Ein Strahl, der durch ein Fluid gleicher Phase strömt, reißt dieses mit und zieht es ein. Verläuft der Strahl jedoch direkt an oder in der Nähe einer Wand, so kann von dort nicht ausreichend Fluid eingezogen werden und es entsteht an dieser Stelle ein Bereich niedrigeren Drucks. Dieser lokale Druckunterschied bewirkt – wenn er ausreichend stark ist – dass der Strahl in Richtung der Wand umgelenkt wird und ihr auch dann folgt wenn diese gekrümmt ist.

Allerdings kann der Coandă-Effekt bei bestimmten Strömungszuständen ausbleiben. Aus diversen Veröffentlichungen geht hervor, dass das Verhältnis zwischen der Strahlhöhe h und dem Krümmungsradius der Wand R , das Druckverhältnis sowie die Reynoldszahl des Strahls wesentliche Parameter sind. Abbildung 5-6 zeigt die geometrische Definition des R/h -Verhältnisses. Das Druckverhältnis des Coandă-Wandstrahls π_{Co} wird anhand des Totaldrucks p_t und des Drucks in der Nähe des Strahls p_∞ gebildet.

Bei sehr niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten, die bei hohen Druckverhältnissen auftreten, findet laut Fernholz [26] kein Anlegen des Strahls statt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass eine langsame Strömung nur eine schwache Einzugswirkung hervorruft.

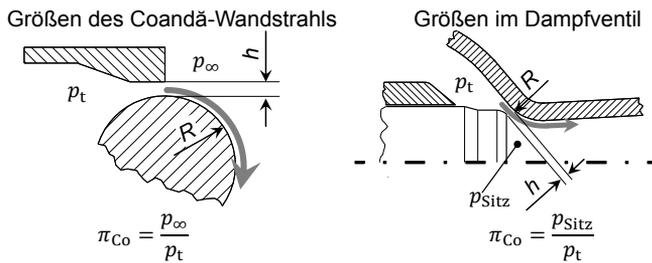


Abbildung 5-6: Hauptgrößen eines Coandă-Strahls

Des Weiteren ist bei einem R/h -Verhältnis unterhalb von 3 nach Fernholz [26] unabhängig von den anderen Parametern ebenfalls kein Anlegen des Strahls möglich. Oberhalb dessen ist der Strahl angelegt, sofern keine reibungs- oder stoßinduzierte Ablösung auftritt.

5.1.2.1 Reibungsinduzierte Ablösung

Die reibungsinduzierte Ablösung ist auf viskose Effekte in der Strömung zurückzuführen. Zwischen dem Coandă-Wandstrahl und der festen Wand wird durch Reibung die

kinetische Energie der Strömung dissipiert und eine Grenzschicht gebildet. Nach einer gewissen Lauflänge ist die kinetische Energie in der reibungsbehafteten Grenzschicht so niedrig, dass diese instabil wird und der Strahl ablöst.

Diese Art der Ablösung wird in der experimentellen Arbeit von Newman [65] behandelt. Da viskose Effekte die Ablösung hervorrufen, wird darin von Newman die Reynoldszahl nach Gleichung 5-1 als Ähnlichkeitsparameter genutzt. Die Untersuchung zeigt, dass die Umfangsposition an der gekrümmten Oberfläche, bei der der Strahl ablöst, mit der Re-Zahl korreliert. Dabei nimmt der Umfangswinkel, an dem die Ablösung auftritt, mit steigender Re-Zahl zu.

$$Re_{Co} = \sqrt{\frac{(p_{t,0} - p_{\infty}) \cdot R \cdot h}{\rho \cdot v^2}} \quad 5-1$$

Oberhalb von $Re_{Co} = 40.000$ ist das Ablöseverhalten unabhängig von der Reynoldszahl und die Ablösung tritt nach einem Umfangswinkel von ca. 180° auf. In dem Dampfventil weist der Wandstrahl eine deutliche höhere Reynoldszahl auf. So beträgt die Re-Zahl des Wandstrahls, der bei 20 % Hub und dem Druckverhältnis $\pi_v = 0,61$ vorliegt, $1,8 \cdot 10^7$.

Die Ablösung in dem Dampfventil tritt unmittelbar stromab des Ventilspalts auf, während die reibungsinduzierte Ablösung erst nach einer gewissen Lauflänge entsteht. Daher kann hier der Mechanismus der reibungsinduzierten Ablösung für das Dampfventil ausgeschlossen werden.

5.1.2.2 Stoßinduzierte Ablösung

Neben der reibungsinduzierten Ablösung existiert auch die stoßinduzierte Strömungsablösung. Schlierenoptische Beobachtungen von Jerich et al. [93] und Gregory-Smith und Gilchrist [33] zeigen, dass bei der stoßinduzierten Ablösung kurz hinter dem strahlerzeugenden Querschnitt ein schräger Verdichtungsstoß auftritt, der das Ablösen des Strahls bewirkt. Dieses Charakteristikum tritt ebenfalls in den CFD-Berechnungen auf.

Die Entstehung der Ablösung im Ventil wird anhand Abbildung 5-7 verdeutlicht. In dem konvergent zulaufenden Ventilspalt wird die Strömung ähnlich wie in einer Düse beschleunigt. Dabei erreicht sie in dem Austrittsquerschnitt des Spalts (A) Schallgeschwindigkeit und das kritische Druckverhältnis stellt sich ein. Eine weitere Beschleunigung und somit ein weiteres Absinken des Druckverhältnisses ist in dem konvergenten Spalt nicht möglich, da die Strömung gesperrt ist. Daher ist das lokale Druckverhältnis im Spaltaustritt höher als das lokale Druckverhältnis stromab des Spalts (B). Folglich findet eine Nachexpansion statt, wenn der Dampf den Spalt verlässt. Dabei wird Überschallgeschwindigkeit erreicht und es entsteht eine fächerartige Strömungs-

struktur. Diese bewirkt, dass das lokale Druckverhältnis an der Diffusorwand stärker abfällt, als in der Grenzschicht zur Kernströmung. Ist das Verhältnis zwischen dem lokalen Druck in der Expansionszelle und dem umgebenden Druck im Ventildiffusor ausreichend klein, entsteht ein schräger Verdichtungsstoß (C). Dieser bewirkt eine Umlenkung des Strahls von der Wand weg. Ist die Umlenkung ausreichend groß, löst der Strahl, wie in Abbildung 5-7 dargestellt, ab.

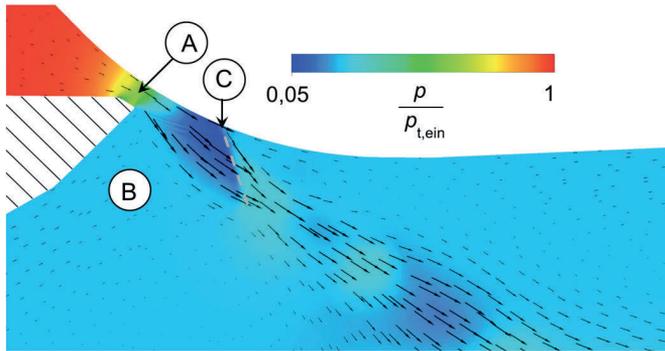


Abbildung 5-7: Lokales Druckverhältnis im Strahl bei 14 % Hub und $\pi_v = 0.28$

Aus mehreren experimentellen Forschungsarbeiten (siehe Tabelle 5-1) ist bekannt, dass das Druckverhältnis, bei dem der Strahl ablöst, von dem Geometrieverhältnis R/h abhängt. Dabei führt, wie im Fall des Dampfventils, ein hohes R/h -Verhältnis zu niedrigen Ablösedruckverhältnissen. Ebenso zeigen die experimentellen Arbeiten von Gregory-Smith und Gilchrist [33], Bevilaqua et al. [6] und Matsuo et al. [52], dass ähnlich wie in den CFD-Berechnungen, ein Hysterese-Effekt existiert, sodass zwischen dem Anlege- und dem Ablösedruckverhältnis unterschieden werden muss. Das Anlegedruckverhältnis in den Experimenten zeigt wiederum einen ähnlichen Trend wie das Anlegedruckverhältnis in der CFD Studie.

Tabelle 5-1 zeigt, dass die Reynoldszahl Re_{Co} , in den Experimenten von Bevilaqua et al. [6], Gregory-Smith und Gilchrist [33], Cornelius und Lucius [16] und Matsuo et al. [52] den Wert von $4 \cdot 10^4$ überschreitet und somit in dem Bereich liegt in dem Reibungseffekte keinen Einfluss auf das Ablösen haben.

Somit können die CFD-Berechnungen mit den Messergebnissen verglichen werden. Für den Vergleich wird das lokale Druckverhältnis des Strahls π_{Co} betrachtet. Dies wird gemäß Abbildung 5-6 in direkter Nähe des Wandstrahls bestimmt. Aufgrund des Druckrückgewinns des Diffusors ist das lokale Druckverhältnis π_{Co} kleiner als das Gesamtdruckverhältnis π_v .

| Autoren | Jahr | Art der Messung | $Re_{Co} \cdot 10^5$ |
|----------------------------------|------|--------------------------------------|----------------------|
| Lowry et al. [46] | 1957 | Anlegedruckverhältnis | unbekannt |
| Kizilos und Rose [39] | 1968 | Ablösedruckverhältnis | unbekannt |
| Bevilaqua und Lee [6] | 1980 | Anlege- und Ablösedruckverhältnis | 7,7 - 8,8 |
| Sokolova [77] | 1986 | Ablösedruckverhältnis | unbekannt |
| Gregory-Smith und Gilchrist [33] | 1987 | Anlege- und Ablösedruckverhältnis | 2,6 - 4,9 |
| Cornelius und Lucius [16] | 1994 | Ablösedruckverhältnis | 2,3 |
| Matsuo et al. [52] | 1998 | Anlege- und Ablösedruckverhältnis | 4,7 - 10 |

Tabelle 5-1: Messung des Anlege- und Ablösedruckverhältnisses

Es herrscht eine gute Übereinstimmung zwischen den einzelnen experimentellen Studien sowohl in Abbildung 5-8, in der der Verlauf des Anlegedruckverhältnisses gegenüber dem Geometrieverhältnis dargestellt ist, als auch in Abbildung 5-9, in der der Verlauf des Ablösedruckverhältnisses dargestellt ist.

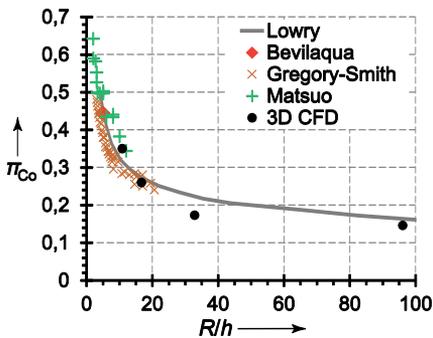


Abbildung 5-8: Vergleich des CFD-Anlegedruckverhältnisses mit Messdaten

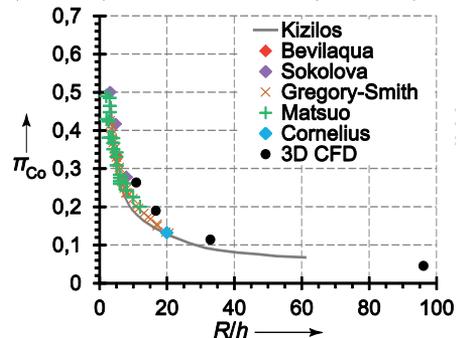


Abbildung 5-9: Vergleich des CFD-Ablösedruckverhältnisses mit Messdaten

Ebenfalls liegen die Anlege- und Ablösedruckverhältnisse der CFD-Berechnungen in der Nähe der experimentellen Daten. Damit kann die in den CFD-Berechnungen aufgetretene Wandstrahlablösung zweifelsfrei als stoßinduzierte Wandstrahlablösung identifiziert werden.

5.2 Instationäres Verhalten der Strömung

Während der Übergang von angelegter zu abgelöster Strömung durch stationäre CFD-Berechnungen bestimmt werden kann, sind zur Bestimmung der dynamischen Kraft instationäre CFD-Berechnungen erforderlich. Diese werden für den Vollastbetrieb und für diverse Betriebspunkte im unteren Teillastbetrieb durchgeführt. Die untersuchten Betriebspunkte sind in Abbildung 5-10 aufgeführt. Zusätzlich sind die Umschlagspunkte von abgelöster zu angelegter Strömung in das Diagramm eingetragen. In dem untersuchten Bereich existieren fünf unterschiedliche Strömungstopologien, die ein individuelles Strömungsverhalten aufweisen und in Abbildung 5-10 gekennzeichnet sind. Da das Anlegeverhalten des Strahls Hystereseeffekten unterliegt, können bei identischen Randbedingungen unterschiedliche Strömungszustände vorliegen. Dieser Fall tritt in den Betriebspunkten (BP) 7 und 8 sowie 16 und 17 auf. Im Folgenden wird das dynamische Verhalten der einzelnen Strömungstopologien im Detail behandelt. Bei allen untersuchten Betriebspunkten liegt der identische Eintrittszustand vor, das Druckverhältnis wird in den Berechnungen durch die Änderung des Austrittsdrucks eingestellt.

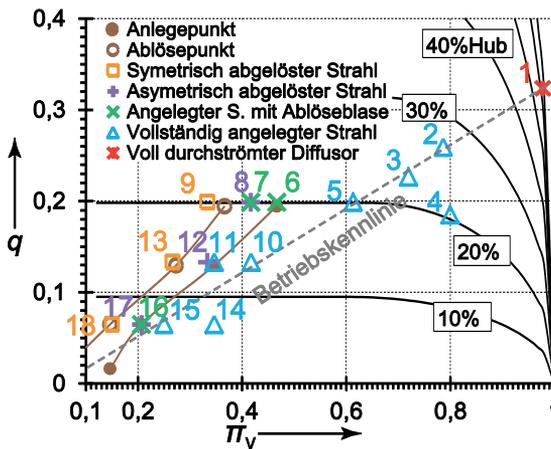


Abbildung 5-10: Lage der untersuchten Betriebspunkte im Kennfeld des Ventils

5.2.1 Voll durchströmter Diffusor

Bei der voll geöffneten Ventilstellung findet keine nennenswerte Drosselung der Strömung statt. Daher wird in diesem Betriebspunkt kein Strahl zwischen dem Ventilkegel und dem Sitz gebildet. Das zeitgemittelte Strömungsfeld in Abbildung 5-11 zeigt, dass der Ventildiffusor voll durchströmt wird. Abbildung 5-12 stellt die relativen Druckfluktuationen in dem Rechengebiet dar. Die relativen Druckfluktuationen sind als der Quotient aus dem Effektivwert der Druckfluktuationen \hat{p} und dem zeitlichen

Mittelwert \bar{p} definiert. Die Abbildung zeigt, dass die Druckfluktuationen vornehmlich unterhalb des Ventilkegels in dem Bereich (A) auftreten, in dem die Strömung umgelenkt wird und Verwirbelungen existieren. Ebenfalls treten Druckfluktuationen in dem Rückraum (B) oberhalb des Ventilkegels auf. Da in dem Rückraum die Strömungsgeschwindigkeit äußerst niedrig ist, können diese Druckfluktuationen nicht durch eine lokale Strömungsinstabilität hervorgerufen werden. Stattdessen sind sie auf akustische Effekte zurückzuführen. Die Modalanalyse des Gasvolumens innerhalb des Dampfventils ergibt, dass bei einer Strouhalzahl von 0,10 ein akustischer Raummode existiert. Dessen räumliche Ausprägung, die in Abbildung 5-14 gezeigt ist, ähnelt der Gestalt der Druckfluktuationen im Rückraum. Die Fourieranalyse des Druckfeldes in Abbildung 5-13 zeigt, dass die Druckfluktuationen im Rückraum einen sehr großen Anteil bei ca. $St = 0,09$ aufweisen. Die Verteilung bei dieser Strouhalzahl ähnelt wiederum der Form des Raummodes. Dies verdeutlicht zusätzlich, dass die Druckfluktuationen auf den Raummode zurückzuführen sind.

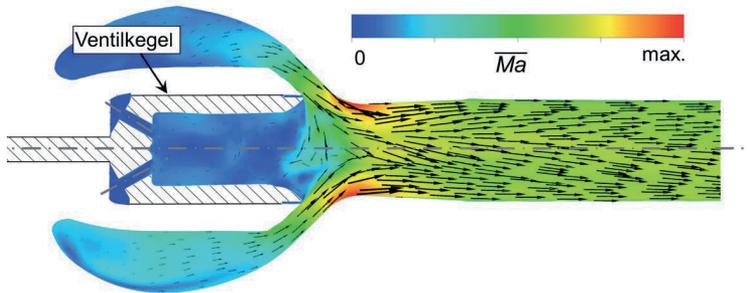


Abbildung 5-11: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP1

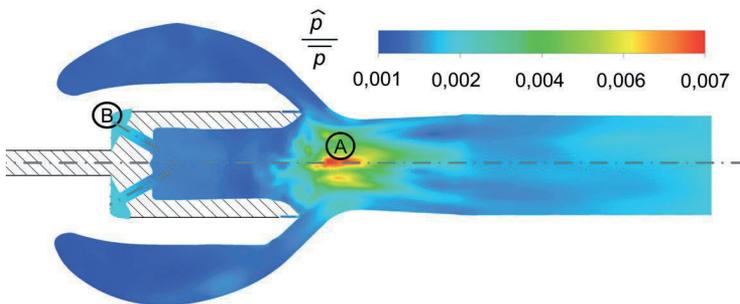


Abbildung 5-12: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP1

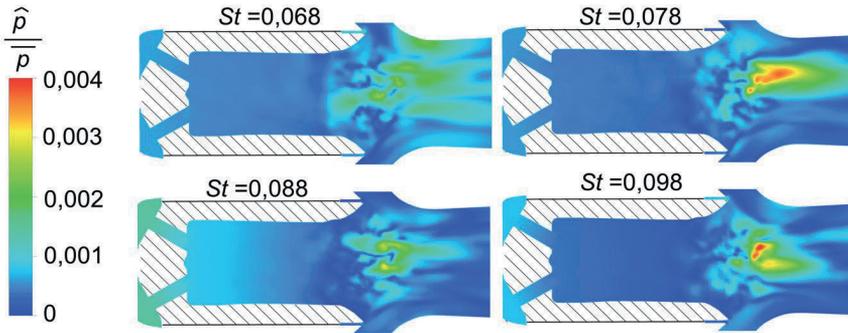


Abbildung 5-13: Ausschnitt der diskreten Fourier-Transformation der Druckverteilung

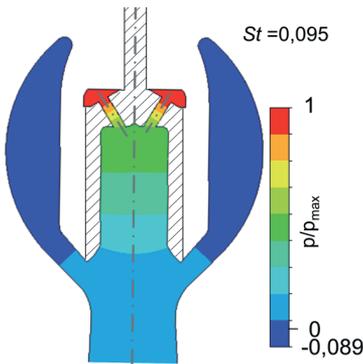


Abbildung 5-14: Dimensionslose Druckverteilung des Raummodes bei $St = 0,095$ im Scheiteldurchgang

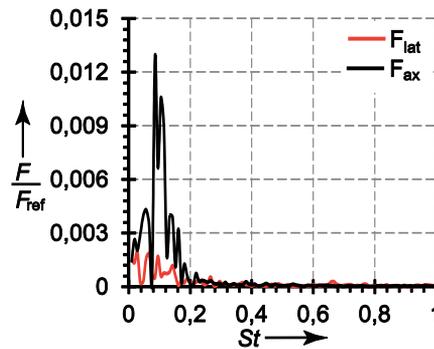


Abbildung 5-15: Spektren der Axial- und der Lateralkraft im BP1

Der akustische Raummode, der in dem Rückraum des Ventils existiert, trägt wesentlich zu der dynamischen Axialkraft, die auf den Kegel wirkt, bei. Das dynamische Axialkraftspektrum in Abbildung 5-15, das auf einem relativ niedrigen Niveau liegt, zeigt einen deutlichen Peak bei $St = 0,09$. Die dynamische Kraft wird in den hier gezeigten Diagrammen durch die Referenzkraft F_{ref} , welche die zeitgemittelte Axialkraft im BP5 ist, entdimensioniert. Die Strouhalzahl des Peaks stimmt mit der Strouhalzahl der Druckfluktuationen im Rückraum überein und korreliert gut mit der Strouhalzahl des Raummodes aus der Modalanalyse, die bei 0,10 liegt.

Das Spektrum der Lateralkraft weist ein sehr niedriges Niveau auf. Der wesentliche Anteil des Lateralkraftspektrums liegt unterhalb von $St = 0,2$. Dabei nimmt die Intensität mit steigender Frequenz allmählich ab. Diese spektrale Verteilung ist nach Weaver [88] charakteristisch für Druckfluktuationen und dynamische Kräfte, die durch die Turbulenz der Strömung hervorgerufen werden.

5.2.2 Vollständig angelegter Strahl

Bei kleineren Hubstellungen bilden der Ventilkegel und der Ventilsitz einen Spalt, aus dem ein ringförmiger Strahl in den Ventildiffusor strömt. Entsprechend den Untersuchungen im vorausgehenden Abschnitt 5.1 ist der Strahl oberhalb des Anlegedruckverhältnisses unabhängig von der Vorgeschichte angelegt. In diesem Bereich tritt der vollständig angelegte Strahl, der hier beschrieben wird, auf. Davon zu unterscheiden ist der angelegte Strahl mit Ablöseblase, der in dem Hysteresebereich zwischen dem Ablöse- und dem Anlegedruckverhältnis auftritt.

Das zeitgemittelte Strömungsfeld des BP5 in Abbildung 5-16 zeigt den charakteristischen Aufbau dieser Strömungstopologie. Der ringförmige Wandstrahl ist vollständig angelegt, und im Zentrum des Ventildiffusors befindet sich eine Rückströmzone, die zusammen mit dem Wandstrahl eine Scherschicht bildet. Im Bereich dieser Scherschicht (A) treten Druckfluktuationen auf, die in Abbildung 5-17 dargestellt sind. In dem Rückraum des Ventils (B) sind Druckfluktuationen zu verzeichnen, die ähnlich wie im Falle des voll durchströmten Diffusors, auf einen akustischen Raummode zurückzuführen sind.

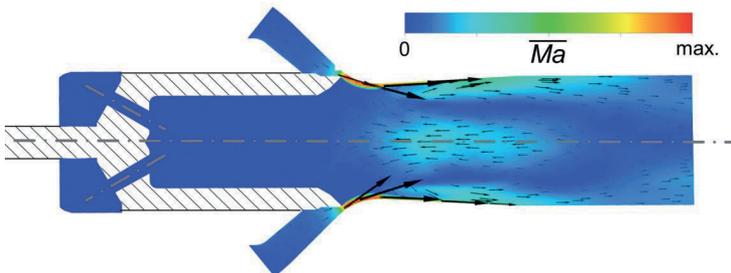


Abbildung 5-16: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP5

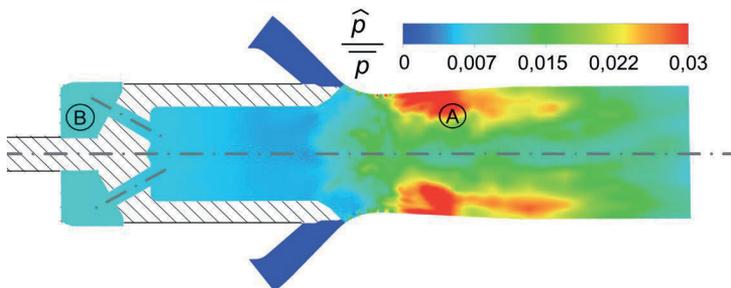


Abbildung 5-17: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP5

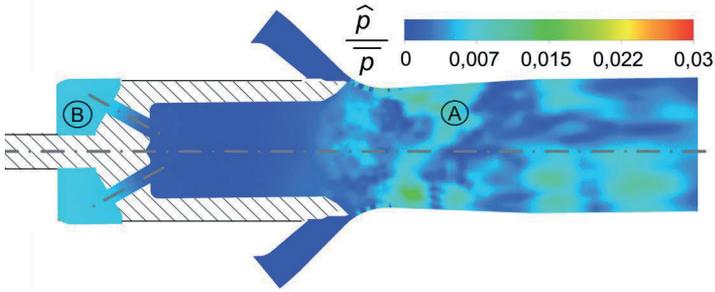


Abbildung 5-18: Fourier-Transformation der Druckfluktuationen bei $St = 0,08$

5.2.2.1 Dynamische Axialkraft

Die Axialkraftspektren verschiedener Betriebspunkte mit einem vollständig angelegten Strahl, die in Abbildung 5-19 dargestellt sind, weisen jeweils einen Peak auf, der deutlich über das restliche Spektrum herausragt. Obwohl sich die Druckverhältnisse der dargestellten Betriebspunkte deutlich unterscheiden, und damit auch unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten herrschen, ist die Strouhalzahl der Peaks nahezu identisch. Die geschwindigkeitsunabhängige Frequenz ist charakteristisch für akustische Effekte. Dies bestätigt abermals, dass ein akustischer Raummode angeregt wird. Auch die Fourier-Transformation des Strömungsgebiets (Abbildung 5-18) zeigt, dass ein großer Anteil der Druckfluktuationen im Rückraum die Strouhalzahl $St = 0,08$ aufweist. Die im Teillastbetrieb auftretende Frequenz unterscheidet sich jedoch von der Frequenz, die im Falle des voll durchströmten Diffusors auftritt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Volumen und die Gestalt des Ventilrückraums von der Hubstellung des Ventilkegels abhängig sind.

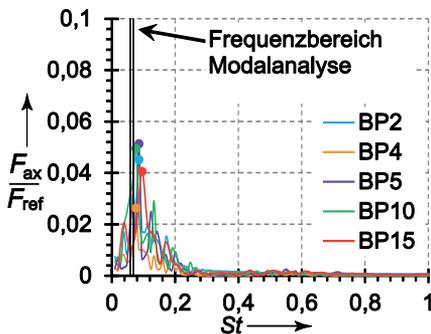


Abbildung 5-19: Axialkraftspektren im Falle des vollständig angelegten Strahls

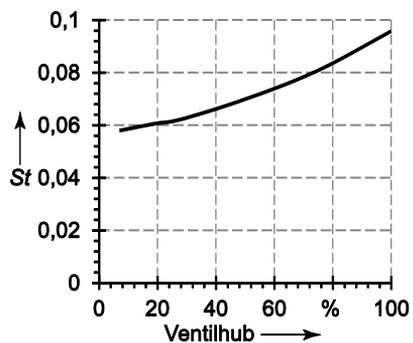


Abbildung 5-20: Hubabhängigkeit des Raummodes im Rückraum (Modalanalyse)

Abbildung 5-20 stellt die mit der Modalanalyse bestimmte Strouhalzahl des Rückraummodes abhängig von dem Hub dar. Die Strouhalzahl nimmt mit kleiner werden-

dem Hub ab. Zwischen der CFD-Berechnung und der Modallösung herrscht hinsichtlich der Eigenfrequenz eine moderate Diskrepanz die Abbildung 5-19 zu entnehmen ist. Die Frequenzpeaks der CFD-Lösung liegen oberhalb des Bereichs der gemäß der Modalanalyse zu erwarten wäre.

Die Abweichung ist im Wesentlichen auf die vereinfachten Modellannahmen der Modalrechnung zurückzuführen, die unter anderem konvektive Effekte der Schallausbreitung nicht berücksichtigt.

5.2.2.2 Anregung des Raummoden

Akustische Raummoden sind Eigenschwingformen, die erst bei dem Vorhandensein eines anregenden Effekts auftreten (siehe Abschnitt 2.3.5). Durch den Vergleich zweier Geometrievarianten wird hier der anregende Mechanismus identifiziert. Die Standardvariante beinhaltet den Strömungsgleichrichter (Pos. A) in Abbildung 5-21, in der modifizierten Variante ist dieser entfernt.

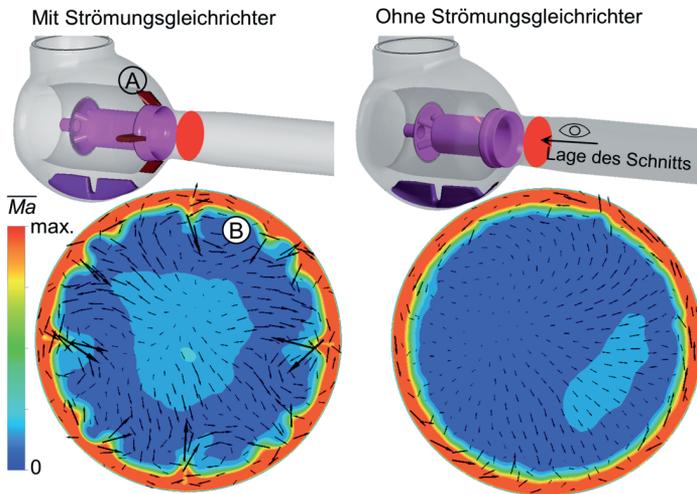


Abbildung 5-21: Einfluss des Strömungsgleichrichters auf die Scherschicht im BP5

Der Vergleich des Strömungsfeldes im Ventildiffusor der beiden Varianten zeigt, dass der Strömungsgleichrichter Nachlaufwirbel erzeugt, die bei der Variante ohne Gleichrichter nicht auftreten. Die Nachlaufwirbel bewirken eine Deformation der Scherschicht zwischen dem Wandstrahl und dem Rückströmgebiet im Zentrum des Diffusors. Dadurch wird der Wandstrahl gestört und schneller dissipiert. Die Auswirkung auf die Dissipation des Wandstrahls ist in Abbildung 5-22 anhand des zeit- und um-

fangsgemittelten Strömungsprofils der Axialgeschwindigkeit verdeutlicht. r_n ist darin der Radius des Ventilsitzes, der der Hälfte des Nenndurchmessers D_n entspricht.

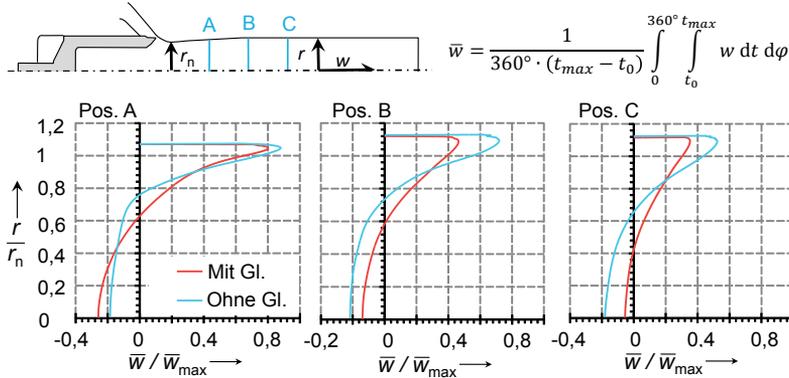


Abbildung 5-22: Einfluss des Strömungsgleichrichters (Gl.) auf das zeit- und umfangsgemittelte Profil der Axialgeschwindigkeit

Der Vergleich der Axialkraftspektren in Abbildung 5-23 zeigt die Auswirkungen der Scherschichtstörung: Bei der Variante ohne Gleichrichter (keine Störung der Scherschicht) ist der Peak, der durch den Raummode hervorgerufen wird, deutlich intensiver als bei der Variante mit den Strömungsgleichrichtern, welche die Scherschicht stören. Folglich kann dadurch die Scherschicht als wesentlicher Anregungsmechanismus des Raummoden identifiziert werden.

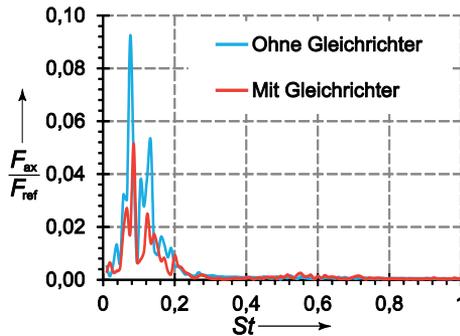


Abbildung 5-23: Spektrum der Axialkraft für die Variante mit Gleichrichter und die Variante ohne Gleichrichter im BP5

5.2.2.3 Dynamische Lateralkraft

Die dynamische Lateralkraft liegt bei einem vollständig angelegten Strahl auf einem niedrigen Niveau. Dabei bestehen Unterschiede zwischen den Betriebspunkten bei denen der Strahl Überschallgeschwindigkeit erreicht und den Betriebspunkten, in

denen er vollständig subsonisch ist. In Abbildung 4-24 sind exemplarisch die Spektren der Lateralkraft in BP5, BP10, BP15 mit Überschallströmung und in Abbildung 5-25 die in BP2 und BP4 mit Unterschallströmung dargestellt.

Bei BP5, BP10 und BP15, in denen das Ventil kritisch durchströmt ist, existiert zusätzlich zu dem niederfrequenten Anteil bis $St=0,2$, der bereits im Fall des volldurchströmten Diffusors auftritt, ein zweiter Bereich erhöhter Intensität der zwischen $St=0,55$ und $0,75$ liegt.

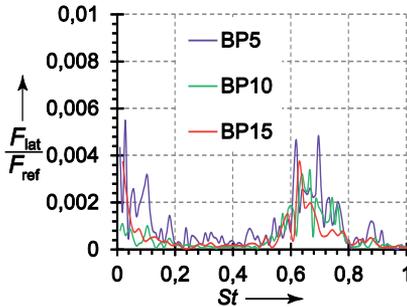


Abbildung 5-24: Spektren der Lateralkraft bei dem Auftreten von Überschallstrahlen

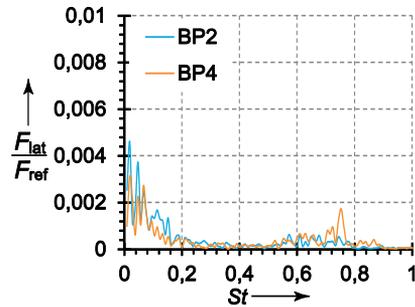
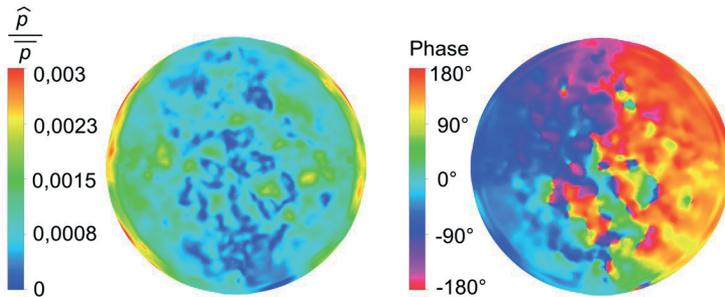


Abbildung 5-25: Spektren der Lateralkraft bei reiner Unterschallströmung

Der zweite Bereich korreliert mit dem Raummode erster radialer Ordnung, der in dem Bereich des Ventilsitzes auftritt. Nach Naudascher und Rockwell [64] weist dieser in einem zylindrischen Querschnitt eine Strouhalzahl von $0,59$ auf. Das Lateralkraftspektrum von BP5 zeigt einen deutlichen Peak, der bei $St=0,62$ liegt.

Zur genaueren Analyse wird der Querschnitt des Ventildiffusors direkt unterhalb des Ventilkegels betrachtet. Der Abstand zwischen der Kegelspitze und der Ebene beträgt $1,6\%$ des Nenndurchmessers. Das Ergebnis der diskreten Fourier-Transformation des Druckfeldes bei $St=0,62$ ist in Abbildung 5-26 dargestellt. Die Amplitudenverteilung zeigt, dass an gegenüberliegenden Umfangspositionen lokal die höchsten Amplituden auftreten. Aus der Phasenverteilung geht zusätzlich hervor, dass diese beiden Bereiche gegenphasig sind. Da die Intensitätsverteilung und die Phasenlage der Druckfluktuationen der des ersten Radialmodes entspricht, kann dieser Peak auf den Radialmode erster Ordnung zurückgeführt werden.

Bei den zwei Betriebspunkten, in denen reine Unterschallströmung vorliegt, existiert dieser zweite Bereich erhöhter Intensität, der zwischen $St=0,55$ und $0,75$ liegt, nicht oder ist äußerst schwach ausgeprägt.

Abbildung 5-26: Diskrete Fourier-Transformation des Druckfeldes bei $St = 0,617$

5.2.3 Angelegter Strahl mit Ablöseblase

Wird das Druckverhältnis ausgehend vom Bereich des vollständig angelegten Strahls unter das Anlegedruckverhältnis abgesenkt, so existiert die Topologie des angelegten Strahls mit Ablöseblase. Der Strahl löst jedoch erst vollständig ab, wenn das Ablöse-druckverhältnis unterschritten wird, welches kleiner als das Anlegedruckverhältnis ist. Die Strömungstopologie des angelegten Strahls mit der Ablöseblase ist in Abbildung 5-27 dargestellt.

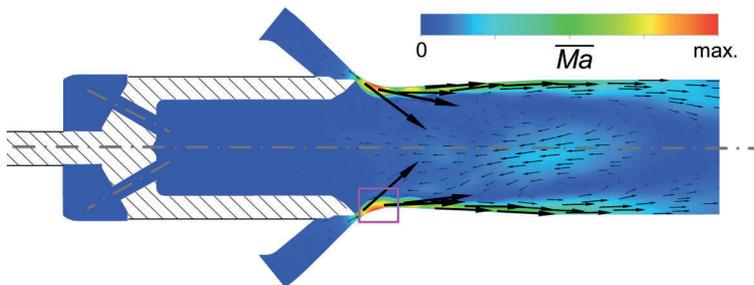


Abbildung 5-27: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP6

5.2.3.1 Verhalten der Ablöseblase

Das dynamische Verhalten der Ablöseblase, die unterhalb der Strömungsgleichrichter in dem in Abbildung 5-27 markierten Bereich auftritt, ist in Abbildung 5-28 dargestellt. Die Referenzzeit, t_{ref} entspricht der Definition aus Gleichung 4-4 (Seite 50). Die Ablöseblase vollführt eine Oszillationsbewegung, deren zeitlicher Verlauf in Abbildung 5-28 dargestellt ist. Darin ist zu erkennen, dass der schräge Verdichtungsstoß, hinter dem die Ablöseblase entsteht, ebenfalls eine Oszillationsbewegung vollführt.

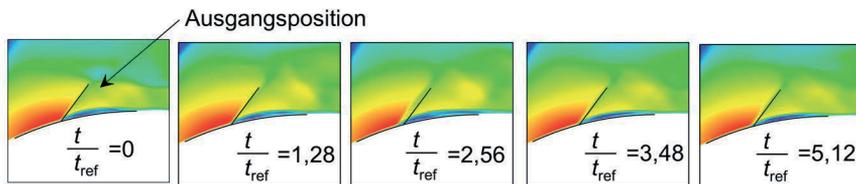


Abbildung 5-28: Instationäre Bewegung der Ablöseblase (Machzahlverteilung)

Die Verteilung der Druckfluktuationen, die in der Abbildung 5-29 dargestellt sind, ähnelt weitestgehend der Verteilung im Fall des vollständig angelegten Strahls (Abbildung 5-17). Einen Unterschied zu dieser stellen die intensiven, lokal stark begrenzten Druckfluktuationen (A) im Bereich des schrägen Verdichtungsstoßes dar, die aus der Oszillation des Stoßes resultieren.

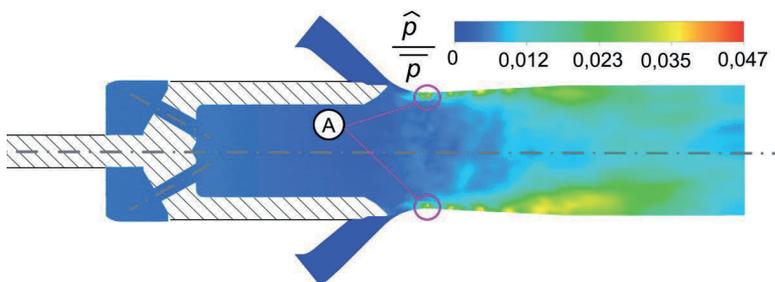


Abbildung 5-29: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP6

5.2.3.2 Dynamische Kraft

Die Axialkraftspektren (Abbildung 5-30) unterscheiden sich nicht grundlegend von denen im Fall des vollständig angelegten Strahls. Es tritt abermals ein intensiver Peak im Axialkraftspektrum auf, der mit dem akustischen Raummode korreliert. Die Lateralkraftspektren (Abbildung 5-31) haben eine ähnliche Verteilung wie bei der Topologie des vollständig angelegten Strahls. Die Spektren der beiden Betriebspunkte bei 20 % Hub (BP6, BP7) zeigen jedoch eine höhere Intensität als die Spektren im Fall des vollständig angelegten Strahls.

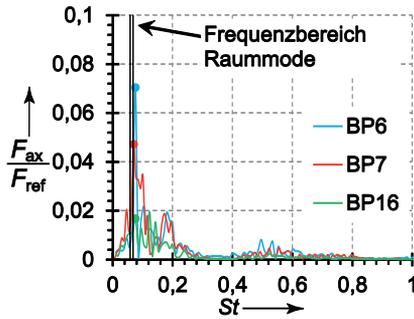


Abbildung 5-30: Axialkraftspektren im Fall des angelegten Strahls mit Ablöseblase

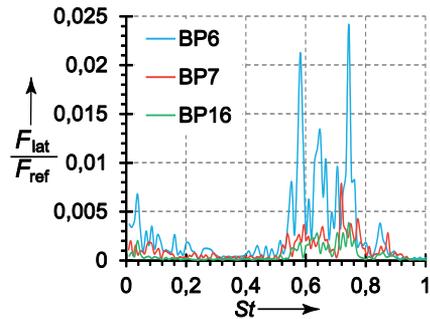


Abbildung 5-31: Lateralkraftspektren im Fall des angelegten Strahls mit Ablöseblase

5.2.4 Asymmetrisch abgelöster Strahl

In dem Hysteresebereich zwischen dem Anlege- und dem Ablösedruckverhältnis kann neben dem angelegten Strahl mit der Ablöseblase auch der asymmetrisch abgelöste Strahl auftreten. Der asymmetrisch abgelöste Strahl tritt dann auf, wenn der Hysteresebereich ausgehend von der Topologie des symmetrisch abgelösten Strahls erreicht wird.

Abbildung 5-32 zeigt den Aufbau und die Machzahlverteilung dieser Strömungstopologie. Der Strahl löst aufgrund des schrägen Verdichtungsstoßes von dem Ventilsitz ab und legt sich nach einer kurzen Laufstrecke wieder einseitig an den Ventilsitz an.

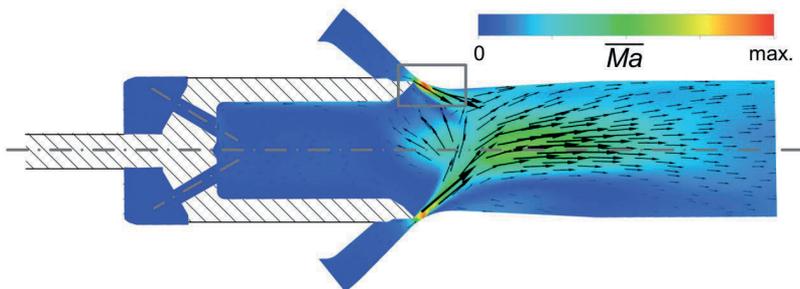


Abbildung 5-32: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP8

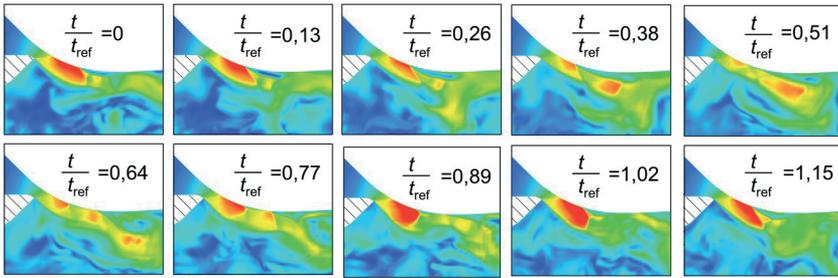


Abbildung 5-33: Zeitlicher Verlauf des instationären Wiederanlegevorgangs (Machzahlverteilung)

5.2.4.1 Stoßoszillation

Die Auswertung der instationären Strömungssimulation zeigt, dass der Wiederanlegeprozess höchst instationär ist und der Verdichtungsstoß dabei eine große Oszillationsbewegung vollführt, die jedoch nicht periodisch ist. Abbildung 5-33 stellt die zeitliche Entwicklung der Machzahlverteilung in dem markierten Bereich in Abbildung 5-32 dar. Dabei schwankt der Strahl zwischen einem fast vollständig angelegten Zustand und einem klar abgelösten Zustand. Durch die starke Oszillationsbewegung des Verdichtungsstoßes werden intensive Druckfluktuationen in direkter Nähe zu dem Ventilkegel hervorgerufen, die in Abbildung 5-34 dargestellt sind. Diese Druckfluktuationen sind deutlich größer als die Druckfluktuationen, die bei den übrigen Strömungstopologien auftreten. An der gegenüberliegenden Seite des Ventildiffusors, an der der Strahl vollständig abgelöst ist, sind sowohl der Schwingweg des schrägen Stoßes als auch die Intensität der Druckfluktuationen geringer.

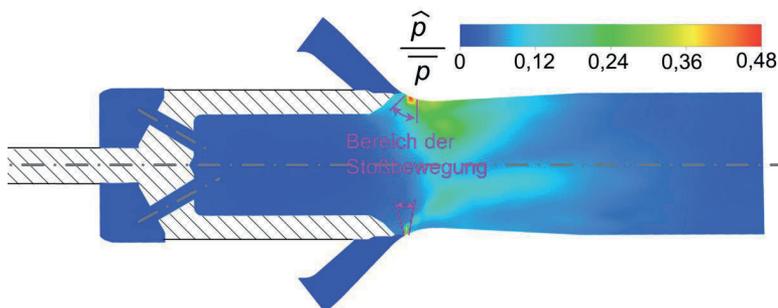


Abbildung 5-34: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP8

5.2.4.2 Ausbildung der Strömungsasymmetrie

Die Ausbildung der Strömungsasymmetrie im Ventildiffusor kann durch einen sich selbst verstärkenden Mechanismus erklärt werden. Da das lokale Druckverhältnis am

Ventilsitz in der Nähe des Anlegedruckverhältnisses des Coandă-Wandstrahls liegt, können bereits kleine Asymmetrien im Druckfeld zu einem lokalen Anlegen des Strahls führen. Das lokale Anlegen des Strahls führt dazu, dass dieser an der entsprechenden Umfangsposition (A, Abbildung 5-35) entlang der Diffusorkontur und nicht in das Zentrum des Diffusors strömt. Dadurch kann die abgelöste Strömung von der gegenüberliegenden Seite des Ventildiffusors (B) ungehindert in das Zentrum des Ventildiffusors (C) gelangen. Dort teilt sich diese Strömung in einen Anteil (D) der in Hauptströmungsrichtung (nach unten) umgelenkt wird und in einen Anteil (E), der gegen den Ventilsitz an der Wiederanlegezone (A) strömt, auf. Da diese Strömung bei dem Auftreffen an der Umfangsposition (A) verzögert wird, ist der Druck an der Umfangsposition (A) lokal erhöht. Die lokale Druckerhöhung erhöht wiederum die Tendenz des Strahls sich an dieser Position anzulegen. Dadurch bleibt das asymmetrische Strömungsfeld erhalten, das zu einer asymmetrischen Druckverteilung in der Nähe des Ventilspalts führt. Deshalb ist ein symmetrisch abgelöster Strahl kurz unterhalb des Anlegedruckverhältnisses instabil und kleine Störungen führen zur Bildung des hier vorliegenden asymmetrisch abgelösten Strahls.

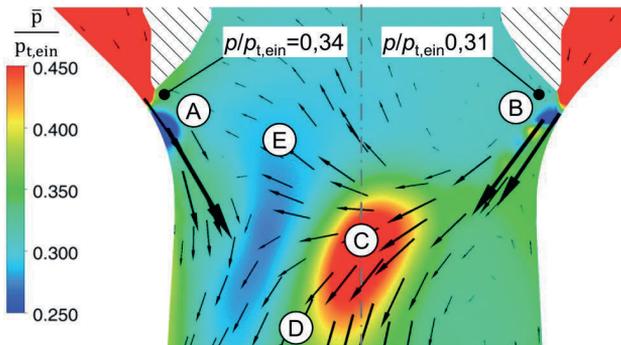


Abbildung 5-35: Zeitgemittelte Druckverteilung unterhalb des Ventilkegels im BP8

5.2.4.3 Dynamische Kraft

Die dynamische Strömungskraft, die im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls auf den Ventilkegel wirkt, unterscheidet sich signifikant von der, die im Falle des vollständig angelegten Strahls oder des angelegten Strahls mit der Ablöseblase auftritt. Die Axialkraftspektren in Abbildung 5-36 werden nicht mehr durch den akustischen Raummode dominiert, sondern weisen im niederfrequenten Bereich bis zu $St = 0,2$ eine breitbandige Verteilung auf. Des Weiteren gibt es einen breitbandigen Anteil im Bereich um $St = 0,6$, der auf einem niedrigeren Niveau liegt. Die Lateralkraftspektren in Abbildung 5-37 zeigen zwischen $St = 0,6$ und $St = 0,8$ einen Bereich intensiver Amplituden. Des Weiteren ist der niederfrequente Bereich des Spektrums im Vergleich zu dem Fall des vollständig angelegten Strahls (Abbildung 5-24) signifikant erhöht.

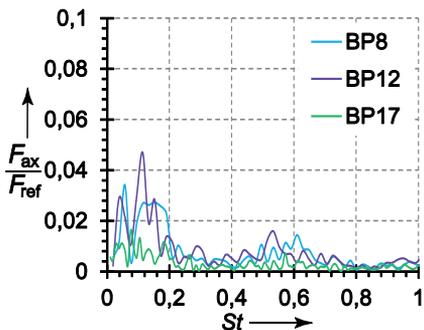


Abbildung 5-36: Axialkraftspektren bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl

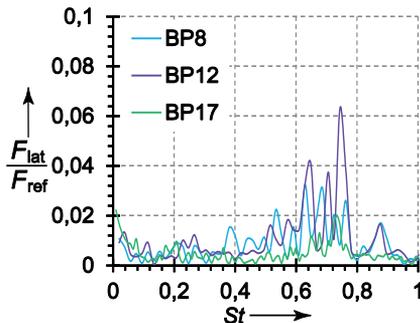


Abbildung 5-37: Lateralkraftspektren bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl

5.2.5 Symmetrisch abgelöster Strahl

Bei Druckverhältnissen, die kleiner als das Ablösedruckverhältnis sind, liegt der symmetrisch abgelöste Strahl vor. Das lokale Druckverhältnis am Ventilsitz ist ausreichend weit von dem Anlegedruckverhältnis des Coandă-Wandstrahls entfernt, sodass die Bildung einer asymmetrischen Strömungstopologie nicht stattfinden kann. In diesem Fall löst der Strahl symmetrisch von dem Ventilsitz ab ohne sich wieder anzulegen und strömt anschließend im Zentrum des Diffusors. Die Strömungstopologie ist der Abbildung 5-38 zu entnehmen.

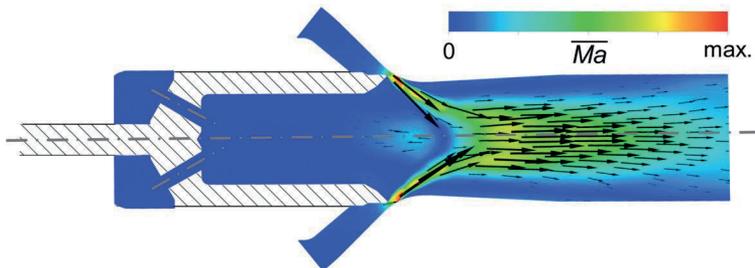


Abbildung 5-38: Zeitgemittelttes Strömungsfeld und Machzahlverteilung im BP9

Die Verteilung der dynamischen Druckfluktuationen in Abbildung 5-39 zeigt, dass die stärksten Druckfluktuationen im Bereich des schrägen Verdichtungsstoßes (A) auftreten. Diese sind im Vergleich zu dem Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls schwächer und räumlich weniger stark ausgebreitet. Signifikante Druckfluktuationen existieren des Weiteren in dem Bereich (B), in dem der ringförmige Strahl umgelenkt wird und in einen gewöhnlichen Strahl übergeht.

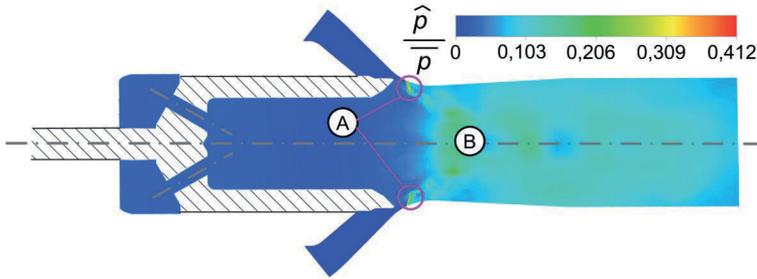


Abbildung 5-39: Verteilung der relativen Druckfluktuationen im BP9

5.2.5.1 Dynamische Strömungskraft

Die Axialkraftspektren in Abbildung 5-40 zeigen einen intensiven breitbandigen niederfrequenten Anteil bis zu $St=0,2$. Darüber hinaus liegen die Amplituden im Vergleich zu dem Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls auf einem niedrigen Niveau. Die Spektren der dynamischen Lateralkraft in Abbildung 5-41 sind relativ breitbandig und fallen erst bei $St=1$ ab. Die Amplituden sind deutlich schwächer als im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls, liegen aber über denen, die bei dem vollständig angelegten Strahl auftreten.

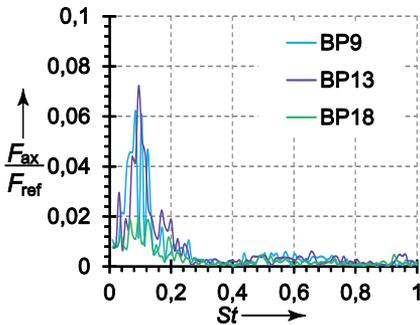


Abbildung 5-40: Axialkraftspektren bei dem symmetrisch abgelösten Strahl

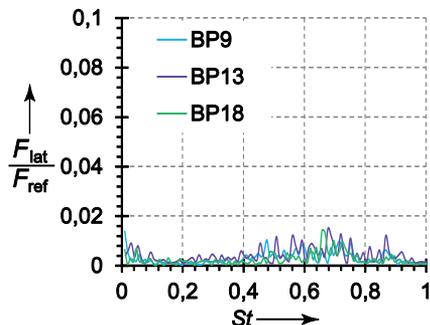


Abbildung 5-41: Lateralkraftspektren bei dem symmetrisch abgelösten Strahl

5.3 Abhängigkeit der dynamischen Kraft von den Betriebsbedingungen

Der vorherige Abschnitt zeigt, dass Betriebspunkte mit einer ähnlichen Strömungstopologie ähnliche spektrale Verteilungen aufweisen. Die Intensität des Spektrums variiert jedoch unter den einzelnen Betriebspunkten mit gleicher Strömungstopologie. So ist beispielsweise an den Betriebspunkten mit 7 % Hub (BP14 - BP18) die Intensität des Spektrums geringer als an den restlichen Betriebspunkten mit der jeweils gleichen

Topologie. Zur genaueren Quantifizierung dieses Effektes wird zum einen der Einfluss der Betriebsbedingungen (Eintrittszustand, Massenstrom, Austrittsdruck) auf die dynamische Kraft untersucht. Zum anderen wird eine Entdimensionierungsmethode für die dynamische Kraft entwickelt, die eine Bewertung der Strömungstopologie unabhängig von Massenstrom und Druckniveau ermöglicht.

5.3.1 Einfluss von Druckverhältnis, Massenstrom und Strömungstopologie

Die Effektivwerte der dynamischen Axialkraft, die in Abbildung 5-42 gegenüber dem Druckverhältnis dargestellt sind, zeigen, dass bei dem untersuchten Ventil sowohl das Druckverhältnis als auch der Massenstrom einen Einfluss auf die dynamische Kraft besitzen. Die Ausgleichsgeraden, die Betriebspunkten mit gleichem Massenstrom zugeordnet werden, zeigen zwei Trends auf: Zum einen steigt die Intensität der dynamischen Axialkraft bei gleichem Massenstrom mit kleiner werdendem Druckverhältnis. Zum anderen führt in dem untersuchten Betriebsbereich eine Erhöhung des Massenstroms ebenfalls zu einer Erhöhung der dynamischen Kraft. Der Einfluss der Strömungstopologie auf den Effektivwert der dynamischen Axialkraft ist gering. Trotz unterschiedlicher Strömungstopologie liegen die Betriebspunkte nahe bei den Ausgleichsgeraden.

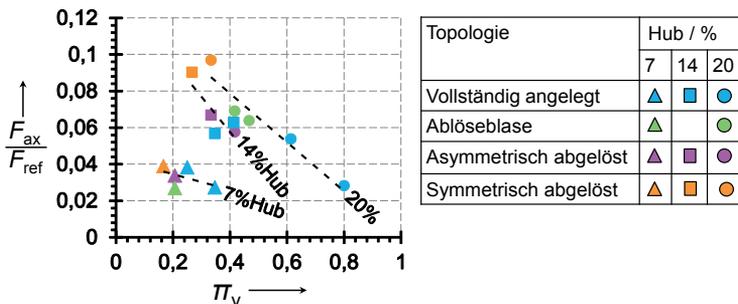


Abbildung 5-42: Effektivwert der dynamischen Axialkraft bei verschiedenen Betriebspunkten

Die dynamische Lateralkraft weist hingegen eine völlig andere Abhängigkeit als die dynamische Axialkraft auf. Während bei der Axialkraft das Druckverhältnis und der Hub die wesentlichen Einflussparameter sind, wird die dynamische Lateralkraft vor allem durch die Strömungstopologie beeinflusst. Abbildung 5-43 zeigt, dass das Niveau der dynamischen Lateralkraft im Fall eines abgelösten Strahls deutlich größer als im Fall eines angelegten Strahls ist. Am größten ist die dynamische Lateralkraft, wenn der Strahl asymmetrisch abgelöst ist. Die Hubstellung und der Massenstrom haben im Vergleich zu dem Einfluss der Strömungstopologie eine zweitrangige Bedeutung.

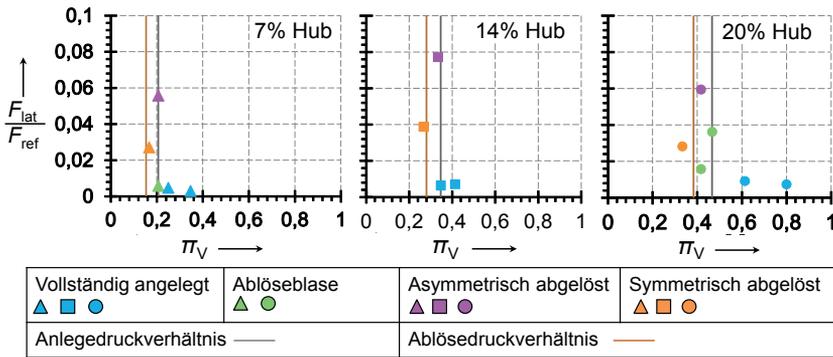


Abbildung 5-43: Effektivwert der dynamischen Lateralkraft bei verschiedenen Betriebspunkten

5.3.2 Entwicklung von Ähnlichkeitsparametern

Die Analyse der dynamischen Strömung in Abschnitt 5.2.1 bis 5.2.3 zeigt, dass die dynamische Kraft zu einem wesentlichen Teil durch akustische Phänomene hervorgerufen wird. Daher wird hier auf Basis der Ähnlichkeitskenngröße Acoustic Efficiency, die von Graf et al. [32] beschrieben wird, eine Ähnlichkeitsgröße zur Entdimensionierung der dynamischen Kraft gebildet. Das Konzept der Acoustic Efficiency basiert auf der Beobachtung, dass die Schallleistung P_{ac} , die bei einem Dissipationsprozess erzeugt wird, häufig proportional zu der Dissipationsleistung ist. Die Schallleistung wird gemäß Gleichung 5-2 mittels der Querschnittsfläche des Ventilsitzes A_n , dem Schalldruck \hat{p} und der akustischen Impedanz z berechnet. Zusätzlich wird die isentrope Machzahl berücksichtigt. Die dissipierte Leistung ist das Produkt aus dem Massenstrom \dot{m} und der spezifischen Dissipation j bei einer isenthalpen Entspannung von dem Eintrittsdruck auf den Austrittsdruck.

$$\eta_{ac} = \frac{P_{ac}}{\dot{m} \cdot j} = \frac{\frac{\hat{p}^2 \cdot A_n}{z} \cdot (Ma + 1)^2}{\dot{m} \cdot \int_{ein}^{aus} \vartheta |_{h=const.} ds} \tag{5-2}$$

Die experimentellen Untersuchungen von Graf et al. [32] mit verschiedenen Arbeitsmedien und bei verschiedenen Druckniveaus zeigen, dass die Acoustic Efficiency nicht vom Medium und dem Zustand am Eintritt des Prüfstands abhängt, sondern nur durch das Druckverhältnis bestimmt wird. Somit kann in dem Fall von Graf et al. [32] mit dieser Korrelation der Einfluss vieler Parameter (Massenstrom, Eintrittszustand, Arbeitsmedium) auf einen Parameter (das Druckverhältnis) reduziert werden.

Im Folgenden wird dieses Konzept in einer modifizierten Form, bei der mittels der dynamischen Kraft eine Ersatzdruckfluktuation bestimmt wird, angewendet. Dazu

wird in Gleichung 5-3 aus der dynamischen Kraft \hat{F} und dem Referenzquerschnitt A_n des Ventildiffusors die Ersatzdruckfluktuation bestimmt.

$$\eta_{ac} = \frac{P_{ac}}{\dot{m} \cdot b} = \frac{\frac{\hat{f}^2}{A_n \cdot z} \cdot (Ma + 1)^2}{\dot{m} \cdot \int_{\text{ein}}^{\text{aus}} \vartheta|_{h=\text{const.}} ds} \tag{5-3}$$

Zusätzlich wird der Flächenfaktor N_A des Strahls in 5-4 definiert. Dieser setzt den Strömungsquerschnitt des isentrop expandierten Strahls in das Verhältnis zu dem Nennquerschnitt des Ventilsitzes. c_{is} und ρ_{is} sind die Geschwindigkeit und die Dichte, die bei einer isentropen Expansion vom Eintrittszustand auf den Austrittsdruck vorliegen.

$$N_A = \frac{A_n}{\dot{m} \cdot c_{is} \cdot \rho_{is}} \tag{5-4}$$

5.3.3 Anwendung auf die dynamischen Kraft

Die oben beschriebene Entdimensionierungsmethode wird auf die dynamische Kraft angewendet. Abbildung 5-44 zeigt, dass das Produkt aus der modifizierten Acoustic Efficiency der Axialkraft und dem Strahlflächenfaktor N_A eine gute Korrelation gegenüber dem Druckverhältnis aufweist. Wie bei der Untersuchung der Druckfluktuationen von Graf et al. [32] ist das Druckverhältnis der wesentliche Einflussparameter, der die Intensität der dynamischen Axialkraft beschreibt.

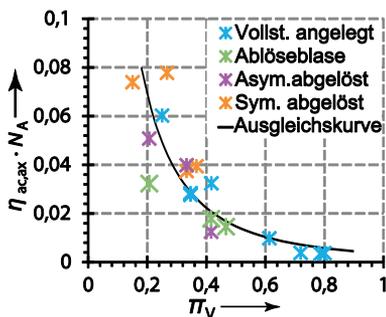


Abbildung 5-44: Entdimensionierung der dynamischen Axialkraft

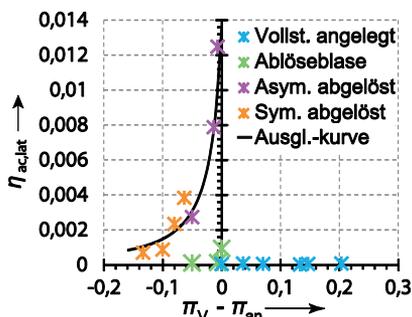


Abbildung 5-45: Entdimensionierung der dynamischen Lateralkraft

Bei der dynamischen Lateralkraft, die stark von der Strömungstopologie abhängt, besteht eine andere Abhängigkeit. In Abbildung 5-45 ist die Acoustic Efficiency der Lateralkraft gegenüber der Differenz aus dem Gesamtdruckverhältnis und dem Anlegedruckverhältnis der jeweiligen Hubstellung aufgetragen. Die Betriebspunkte mit angelegtem und abgelöstem Strahl können durch je eine eigene Kurve gut angenähert werden. Im Fall des abgelösten Strahls steigt die Acoustic Efficiency der Lateralkraft bei

Annäherung an das Anlegedruckverhältnis an. Dieses Verhalten zeigt, dass bei der abgelösten Strömungstopologie das Verhältnis aus dynamischer Belastung zu dissipierter Leistung deutlich größer und damit ungünstiger ist, als bei der angelegten Strömung. Knapp unterhalb des Anlegedruckverhältnisses ist dieser Umsetzungsfaktor am größten und damit am ungünstigsten.

5.4 Statische Kraft

Neben der dynamischen Kraft wird auch der statische Anteil der Kraft, die auf den Ventilkegel wirkt, von der Strömungstopologie beeinflusst. In Abbildung 5-46 sind die x- und y-Komponenten der Lateralkraft dargestellt. Im Fall des angelegten Strahls und des symmetrisch abgelösten Strahls ist der statische Anteil der Lateralkraft sehr gering. Im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls ist der statische Anteil der Lateralkraft hingegen groß. Ein Vergleich mit Abbildung 5-47, in der die zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit $\overline{|\vec{u}|}$ in der x-y-Ebene unterhalb des Diffusors dargestellt ist, zeigt, dass die Kraft in die Richtung des Wiederanlegepunkts wirkt.

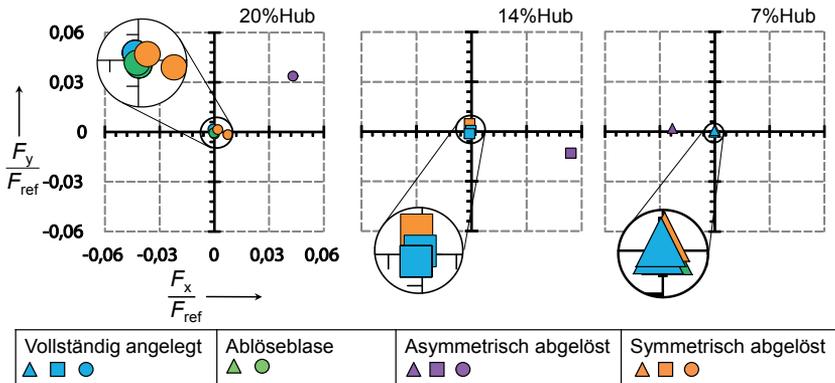


Abbildung 5-46: x- und y-Anteil der statischen Kraft, die auf den Kegel wirkt

Der hohe Lateralkraftanteil im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls ist auf die ungleichmäßige Druckverteilung zurückzuführen. An der Umfangsposition, an der sich der Strahl lokal wieder anlegt, ist der Druck durch den Mechanismus, der in Abschnitt 5.2.4 beschrieben ist, lokal erhöht. Dieses Druckfeld wirkt auf die Innenseite des becherförmigen Ventilkegels und ruft die hohe statische Lateralkraft, die in Richtung des Wiederanlegepunkts wirkt, hervor.

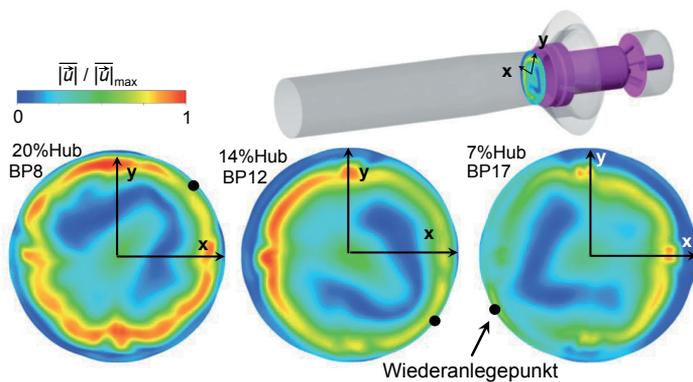


Abbildung 5-47: Verteilung der zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeit unterhalb des Ventilkegels

6 Das strukturdynamische Verhalten des Ventils

Das strukturdynamische Verhalten des Ventils wird durch mehrere Einflussgrößen bestimmt. Die Haupteinflussparameter sind die dynamische Strömungskraft, die von dem jeweiligen Betriebszustand abhängig ist und die Reibkräfte, die durch die Kolbenringe aufgeprägt werden.

6.1 Bestimmung der Reibkraft

Zur Bestimmung der Reibkraftkomponenten (axial und lateral) ist eine genaue Kenntnis der Normalkraftkomponenten, durch die die Kolbenringe radial gegen die Kegelführung und axial gegen den Ventilkegel gepresst werden, erforderlich. Die Kraft F_{eg} , die aus der Eigenspannung des Kolbenrings resultiert, ist gegenüber der radial angreifenden Druckkraft, die auf diesen einwirkt, klein und kann vernachlässigt werden. Eine Abschätzung zeigt, dass $F_{eg} / F_{ref} < 0,006$ ist, während die radialen Druckkräfte im Bereich $F_{r,rad} / F_{ref} = 0,366$ bis $0,082$ liegen.

Die Druckkraft, die durch den Dampf auf den Kolbenring aufgeprägt wird, wird mittels experimentell ermittelten Druckprofilen im Kontaktbereich zwischen dem Kolbenring und der Führungsbuchse, die von der Siemens AG bereitgestellt sind, bestimmt.

Dabei wird der Umstand genutzt, dass aufgrund der Oberflächenrauigkeit die *tatsächliche Kontaktfläche*, an dem sich die Werkstoffe der beiden Kontaktpartner berühren,

wesentlich kleiner ist als die *scheinbare Kontaktfläche*, die anhand der geometrischen Abmessungen des Kontaktbereichs bestimmt wird. Auf die Differenzfläche zwischen scheinbarer und tatsächlicher Kontaktfläche wirkt das Druckfeld im Spalt. Von Bowden und Tabor [10] ist aus Messungen der Zusammenhang zwischen der Flächenpressung und dem Verhältnis von tatsächlicher zu scheinbarer Kontaktfläche für technisch glatte Stahloberflächen bekannt. Gemäß dieser Korrelation beträgt bei der im Ventil maximal möglichen Flächenpressung das Verhältnis aus tatsächlicher zu scheinbarer Kontaktfläche 0,0056. Da dies vernachlässigbar klein ist, wird hier die vollständige Kontaktfläche zur Berechnung der Druckkraft eingesetzt.

Eine nicht maßstäbliche Skizze des Kolbenrings ist in Abbildung 6-1 dargestellt. In dem Versuchsaufbau der Siemens AG wird der Kolbenring mit unterschiedlichen Eintrittsdrücken (p_1) auf der Hochdruckseite beaufschlagt. Auf der Niederdruckseite, die mit der Umgebung verbunden ist, herrscht der Druck p_2 . Abbildung 6-1 zeigt den Verlauf des Druckprofils entlang des Spalts zwischen dem Kolbenring und der Buchse bei unterschiedlichen Druckverhältnissen. Die enddimensionierte Darstellung, bei der die Differenz zwischen dem lokalen Druck und dem Austrittsdruck durch die Gesamtdruckdifferenz dividiert wird, zeigt, dass der Differenzdruck $p_1 - p_2$ der Haupteinflussparameter auf die Druckverteilung ist. Obwohl das Druckverhältnis der verschiedenen Profile stark variiert, ist der Verlauf des enddimensionierten Differenzdrucks $p^\#$ nahezu identisch.

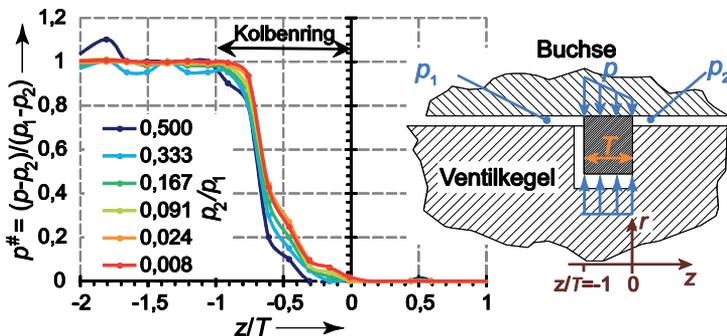


Abbildung 6-1: Druckverteilung an dem Kolbenring

Auf Basis dieser Messungen wird ein Profil des enddimensionierten Differenzdrucks $p^\#$ bestimmt. Durch Integration des Profils entlang der z -Koordinate und anschließender Division durch die Streckenlänge wird ein mittlerer Wert für $p^\#_{\text{eff}}$ ermittelt. Anhand dessen wird der mittlere (effektive) Druck im Spalt bestimmt.

$$p^\#_{\text{eff}} = \frac{1}{(z_2 - z_1)} \cdot \int_{-r}^0 p(z) dz \tag{6-1}$$

$$p_{\text{eff}} = p_{\text{eff}}^{\#} \cdot p_1 + p_2 \cdot (1 - p_{\text{eff}}^{\#}) \tag{6-2}$$

Aus den CFD-Berechnungen, die Abschnitt 5 aufgeführt sind, ist der Druck am Eintritt (p_1) und am Austritt (p_2) des Spalts bekannt. Mittels dieser Drücke, wird der effektive Druck und somit die Normalkraft, die in dem Spalt wirkt, berechnet. Über die Kräftebilanz an dem Kolbenring wird letztendlich die Normalkraft, mit der der Kolbenring angepresst wird, bestimmt. Daraus ergibt sich die Reibkraft. In Abbildung 6-2 sind die axiale und die laterale Reibkraft dargestellt, die bei verschiedenen Betriebspunkten auftreten. Zusätzlich wird die Reibkraft an den Stopfbuchspackungen berücksichtigt, die aus Messungen der Siemens AG bekannt ist. Die Reibkraftverläufe bei verschiedenen Hubstellungen zeigen, dass die Reibkraft im Wesentlichen von dem Gesamtdruckverhältnis des Ventils bestimmt wird. Der Hub hat jedoch im untersuchten Bereich praktisch keine Auswirkung auf die Reibkraft.

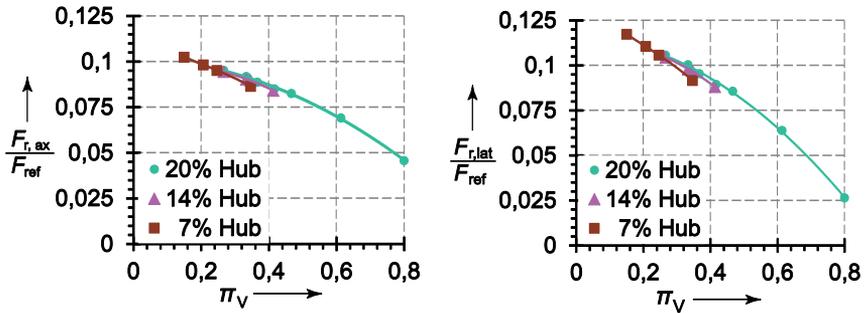


Abbildung 6-2: Axial- und Lateralanteil der Reibkraft bei unterschiedlichen Betriebspunkten

6.2 Frequenzgang des Ventilantriebs

Durch die Reibung an den Kolbenringen und das Anschlagen des Ventilkegels weist das FEM ein nicht-lineares Verhalten auf, das eine Modalanalyse zur Bestimmung der Eigenfrequenzen nicht zulässt. Daher wird zur Bestimmung des Frequenzgangs des Systems das Modell mit einer sinusförmigen Kraftbelastung bei verschiedenen Frequenzen (Strouhalzahlen) angeregt. Die Reibkraftkomponenten und der statische Teil der Axialkraft, die auf den Kegel wirken, entsprechen denen, die im BP 5 herrschen. Der Spitze-Spitze-Wert der bezogenen Kraft (F/F_{ref}), mit dem der Kegel angeregt wird, beträgt 0,146.

Abbildung 6-3, in der der Effektivwert der dynamischen Auslenkung an der Kegelspitze dargestellt ist, zeigt, dass der Ventilkegel bei Anregung in Axialrichtung bei $St=0,07$ ein deutliche Resonanz aufweist. Die dynamische Auslenkung in Lateralrichtung ist dabei hingegen gering. Der Vergleich mit der Anregung in Lateralrichtung, deren Ergebnis in Abbildung 6-4 dargestellt ist, zeigt, dass der Kegel wesentlich leicht-

ter in Lateralrichtung zum Schwingen angeregt werden kann. Bei der Lateralanregung tritt eine Resonanz bei $St=0,05$ auf. Oberhalb dieses Bereichs nimmt die Intensität der Schwingungen mit steigender Strouhalzahl der anregenden Kraft ab. Auch die Anschlagrate (Abbildung 6-5) des Ventilkegels zeigt eine deutliche Abhängigkeit gegenüber der Strouhalzahl der anregenden Kraft. Das Anschlagen tritt bei der Lateralanregung bis zu einer Strouhalzahl von 0,06 auf. Bei der reinen Axialanregung wird kein Anschlagen beobachtet.

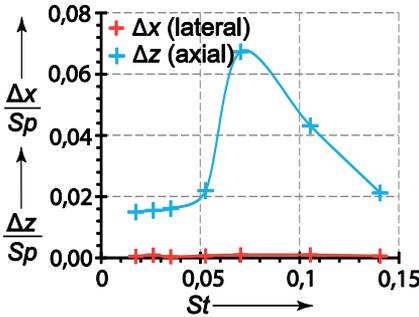


Abbildung 6-3: RMS Kegelauslenkung bei harmonischer Anregung in Axialrichtung

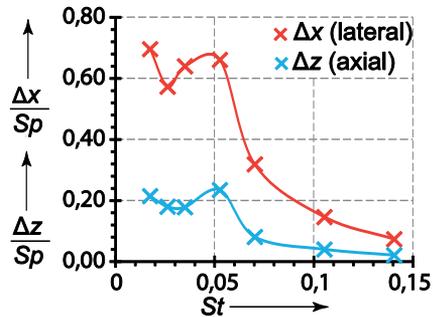


Abbildung 6-4: RMS Kegelauslenkung bei harmonischer Anregung in Lateralrichtung

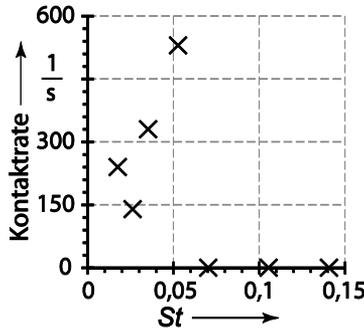


Abbildung 6-5: Kontaktrate bei harmonischer Anregung in Lateralrichtung

6.3 Antwort auf die strömungsmechanische Anregung

Wichtige Erkenntnisse über das Schwingungsverhalten des Dampfventils können bereits durch eine Einwegekoppelung, bei der der zeitliche Verlauf der Strömungskraft auf das Finite-Elemente-Modell aufgeprägt wird, gewonnen werden. Rückwirkungen durch die Auslenkung des Kegels auf die Strömung werden hierbei noch nicht berücksichtigt.

Die hier dargestellten Untersuchungen sind eine Vorarbeit für die nachfolgenden beidseitig gekoppelten Berechnungen mit Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion.

6.3.1 Lateralauslenkung der Kegelspitze

Die dynamische und statische Lateralauslenkung wird stark durch die Strömungstopologie beeinflusst. Daher wird im Folgenden auf das Schwingungsverhalten bei den einzelnen Strömungstopologien eingegangen.

6.3.1.1 Vollständig angelegter Strahl

Im Fall des vollständig angelegten Strahls, bei der die dynamische Lateralkraft tendenziell klein ist, wird das Schwingungsverhalten maßgeblich durch die lateralen Reibkräfte der Kolbenringe beeinflusst. Abbildung 6-6 zeigt die Lateralebewegung in der x-y-Ebene. Der Kreis symbolisiert das Kegelspiel. Da der Kegel aus der Führung herausragt, kann die Kegelspitze über das Kegelspiel hinaus ausgelenkt werden. In dem Betriebspunkt 15 ist die Reibkraft so groß, dass die Spitze des Kegels nur sehr schwach angeregt wird. Der Kegel wird in der Lateralebene kaum von der Ausgangslage weg bewegt. Ähnlich ist die Situation in BP10, BP11 und BP14, bei denen aufgrund des niedrigen Druckverhältnisses die Reibkraft ebenfalls groß ist. Im BP4 ist die Reibkraft aufgrund des hohen Druckverhältnisses gering, jedoch ist die dynamische Kraft der Strömung deutlich schwächer als in den restlichen Betriebspunkten, sodass der Kegel nur sehr schwach in lateraler Richtung ausgelenkt wird. In BP5, in dem eine mäßige Reibkraft, jedoch aber bereits eine verhältnismäßig hohe dynamische Strömungskraft herrscht, treten wesentlich stärkere Schwingungen auf. Der Orbit, in dem die Kegelspitze ausgelenkt wird, weist eine Vorzugsrichtung auf. Das zeitliche Mittel der Kegelposition liegt dennoch nahe der Ausgangslage ($x = 0, y = 0$).

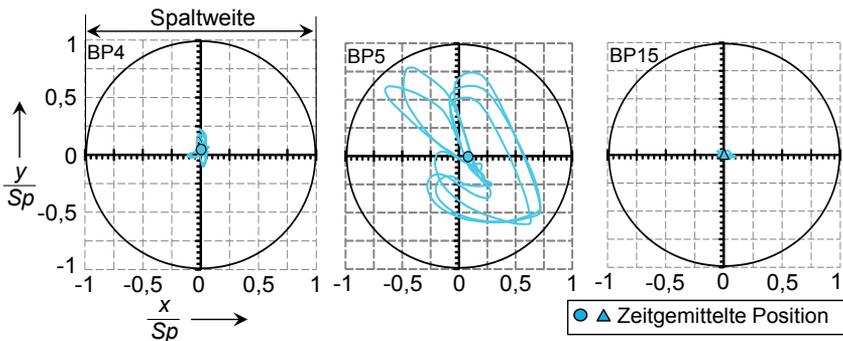


Abbildung 6-6: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem vollständig angelegten Strahl

6.3.1.2 Angelegter Strahl mit Ablöseblase

Das Schwingungsverhalten bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase (Abbildung 6-7) unterscheidet sich nur unwesentlich von dem bei dem vollständig angelegten

Strahl. Im Fall des kleinsten Druckverhältnisses (BP16) ist die dynamische Auslenkung in der Lateralebene gering. In BP6, der ein mittleres Druckverhältnis aufweist, ist die dynamische Auslenkung größer. Das zeitliche Mittel der Kegelauslenkung liegt weiterhin nahe der unbelasteten Ausgangslage.

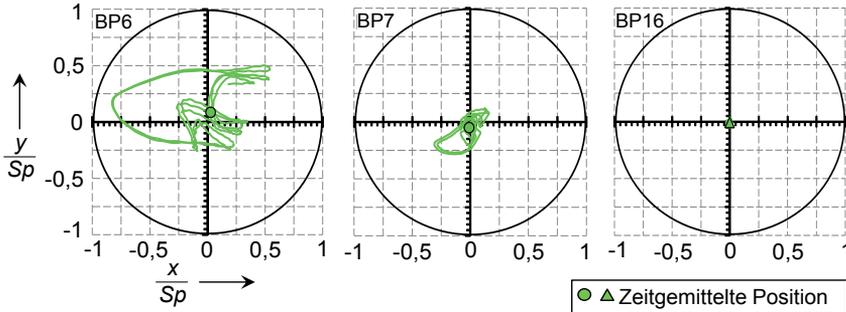


Abbildung 6-7: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase

6.3.1.3 Asymmetrisch abgelöster Strahl

Im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls (Abbildung 6-8) existiert ein völlig anders Schwingungsverhalten. Der Kegel wird einseitig in Richtung des Wiederanlegepunkts ausgelenkt. Dies resultiert aus der hohen statischen Lateralkraft, die bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl auftritt. Bei BP8 und BP12, bei denen eine hohe statische Lateralkraft existiert, vollzieht die Kegelspitze eine Bewegung, die durch den Kontakt mit der Kegelführung vorgegeben wird. In BP17, in dem die statische Lateralkraft geringer ist, tritt das hochgradig asymmetrische Schwingungsverhalten nicht mehr auf, die Spitze ist dennoch im Mittel asymmetrisch ausgelenkt.

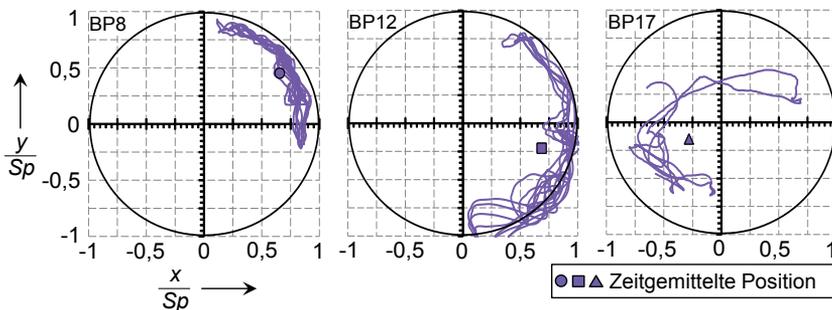


Abbildung 6-8: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl

6.3.1.4 Symmetrisch abgelöster Strahl

Im Fall des symmetrisch abgelösten Strahls (Abbildung 6-9) stellt sich ein wesentlich symmetrischeres Schwingungsverhalten als im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls ein. Dies ist ähnlich zu dem Schwingungsverhalten bei einem angelegten Strahl. Da aber die dynamische Lateralkraft bei dem symmetrisch abgelösten Strahl ein höheres Niveau erreichen kann, als bei dem vollständig angelegten Strahl, tritt in BP 9 und BP13 – trotz der hohen Reibkraft – eine deutliche dynamische Auslenkung auf. Im Gegensatz dazu ist bei Betriebspunkten mit vollständig angelegtem Strahl und vergleichbaren Druckverhältnissen die dynamische Auslenkung sehr niedrig. In BP18, der die höchste Reibkraft aller untersuchten Betriebspunkte aufweist, werden die Schwingungen stark gedämpft und es tritt praktisch keine laterale Auslenkung der Kegelspitze auf.

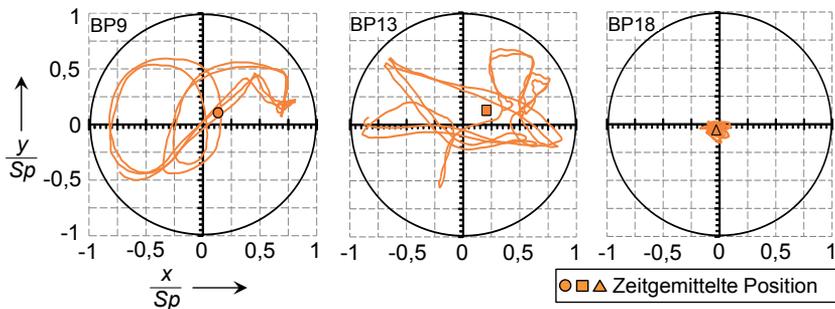


Abbildung 6-9: Schwingweg der Kegelspitze in der x-y-Ebene bei dem symmetrisch abgelösten Strahl

6.3.2 Anschlagverhalten des Ventilkegels

Sowohl die dynamische Strömungskraft als auch die Reibkraft haben einen Einfluss auf das Anschlagverhalten des Ventilkegels. Der Ventilkegel schlägt im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls mit einer hohen Anschlagrate an die Ventilbuchse an. Abbildung 6-10 zeigt, dass diese höher ist als im Fall eines angelegten oder eines symmetrisch abgelösten Strahls. Die Gründe hierfür sind die hohe dynamische Kraft und die große statische Auslenkung (siehe Abschnitt 6.3.1.3), die bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl auftreten. Durch die große einseitige statische Auslenkung ist der Schwingweg des Kegels bis zum Anschlagen relativ kurz. Zusätzlich bewirkt die hohe dynamische Lateralkraft eine intensive Anregung.

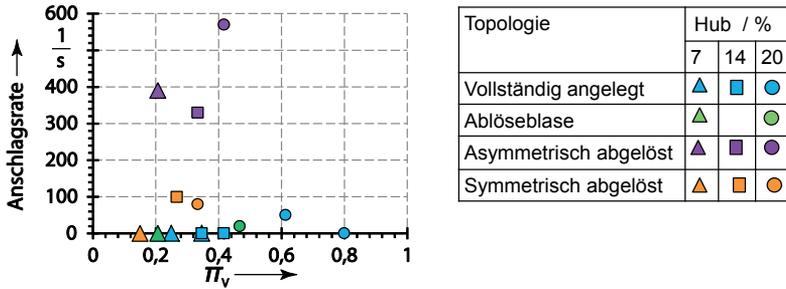


Abbildung 6-10: Durchschnittliche Anschlagsrate des Ventilkegels

6.3.3 Dynamische Axialauslenkung der Kegelspitze

6.3.3.1 Angelegter Strahl

Abbildung 6-11 zeigt, dass im Fall eines angelegten Strahls (vollständig oder mit Ablöseblase) das Druckverhältnis einen wesentlichen Einfluss auf die Kegelbewegung besitzt. Dies ist auf zwei konkurrierende Wirkmechanismen zurückzuführen.

Zum einen führt ein hohes Druckverhältnis zu einer niedrigen axialen Reibkraft, zum anderen führt ein niedriges Druckverhältnis gemäß den Untersuchungen in Abschnitt 5.3.1 zu einer hohen dynamischen Strömungskraft. Bei hohen Druckverhältnissen überwiegt der Einfluss der Strömungskraft. So tritt in BP5, der ein niedrigeres Druckverhältnis aufweist als BP4, eine stärkere dynamische Axialauslenkung auf. Bei niedrigen Druckverhältnissen unterhalb von BP6 ist hingegen ein gegenläufiger Trend zu beobachten. Hier wird die Schwingamplitude aufgrund der stärker werdenden Reibkraft kleiner, obwohl die anregende aerodynamische Kraft mit kleiner werdendem Druckverhältnis zunimmt.

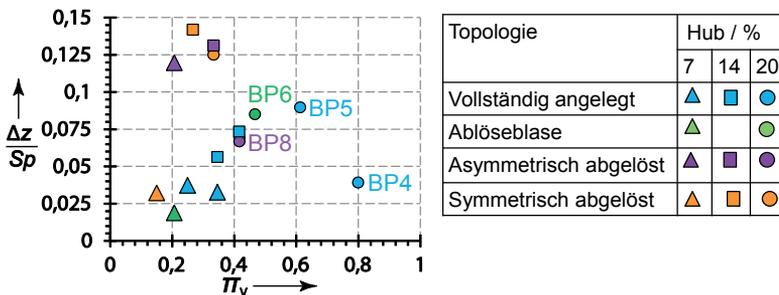


Abbildung 6-11: Effektivwert der dynamischen Axialauslenkung

6.3.3.2 *Abgelöster Strahl*

Bei dem abgelösten Strahl ist die dynamische Axialauslenkung im Allgemeinen höher. Hierfür können zwei Gründe angeführt werden. Zum einen weist das Spektrum der Axialkraft, die gemäß Abschnitt 6.2 wesentlich zu den Axialschwingungen beiträgt, im Fall des angelegten Strahls einen deutlichen Peak bei $St = 0,09$ auf (vergl. Abbildung 5-19, S.73). Dieser ist nach Abschnitt 5.2.2 auf den akustischen Raummode zurückzuführen. Jedoch liegt dieser Peak, der einen erheblichen Anteil des Axialkraftspektrums ausmacht, oberhalb der Strouhalzahl 0,07, bei der die strukturdynamische Resonanz auftritt. Das Axialkraftspektrum im Fall eines abgelösten Strahls (vergl. Abbildung 5-36, S. 82) ist hingegen breitbandiger, sodass dieses tendenziell einen höheren Anteil in der Nähe der strukturdynamischen Resonanzfrequenz aufweist. Zum anderen trägt die dynamische Lateralkraft zur Anregung der Axialschwingungen bei. Diese ist bei einem abgelösten Strahl deutlich größer.

Ein abweichendes Verhalten ist bei dem Betriebspunkt 8 festzustellen. Hier ist die dynamische Axialauslenkung nicht höher als in benachbarten Betriebspunkten mit einem angelegten Strahl. Der Grund dafür ist die hohe Kontaktrate mit der der Kegel anschlägt. Dies führt zu zusätzlicher Reibung, die die Axialbewegung durch Dämpfung verringert.

6.3.4 **Spektrum der dynamischen Kegelauslenkung**

Die Spektren der dynamischen Axialauslenkung sind in Abbildung 6-12 dargestellt. Deutlich ist darin der Einfluss der Reibung zu erkennen, die mit kleiner werdendem Druckverhältnis zunimmt. Bei hohen Druckverhältnissen liegt der Hauptanteil des Spektrums im Strouhalzahlintervall von 0,05 bis 0,09. Dieser Bereich entspricht dem Bereich, der bei der harmonischen Axialanregung im BP5 eine deutliche Resonanz zeigt. Bei kleineren Druckverhältnissen, bei denen die Reibkraft der Kolbenringe zunimmt, ist dieser Bereich deutlich schwächer ausgeprägt und der überwiegende Anteil der entsprechenden Spektren liegt bei niedrigeren Strouhalzahlen.

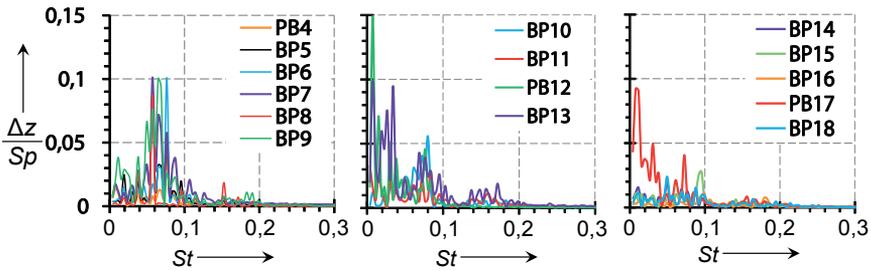


Abbildung 6-12: Spektren der dynamischen Axialauslenkung

Abbildung 6-13 zeigt die Spektren der dynamischen Lateralauslenkung in Richtung der x-Koordinate. Diese unterscheiden sich nur geringfügig von den Spektren der dynamischen Lateralauslenkung in Richtung der y-Koordinate, die hier nicht aufgeführt sind. Die Spektren weisen im Wesentlichen niederfrequente Anteile bis zu $St=0,08$ auf. Im Gegensatz zu den Spektren der dynamischen Axialauslenkung existiert kein Intervall der Strouhalzahl in dem signifikant erhöhte Schwingungen auftreten. Die Amplitude nimmt mit steigender Frequenz prinzipiell ab.

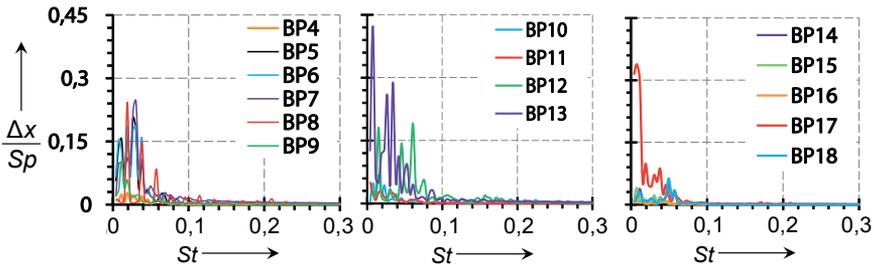


Abbildung 6-13: Spektren der dynamischen Lateralauslenkung

7 Rückwirkungen der Strukturschwingungen auf die Strömung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Kegelbewegung auf die Strömung und der daraus resultierenden dynamischen Kraft untersucht. Hierzu wird die Kegelbewegung, die im vorherigen Kapitel beschrieben ist, auf das CFD-Modell übertragen. Eine Rückführung auf das FEM-Modell existiert bei der hier vorgenommenen Einwegkopplung nicht. Der Einfluss der Kegelschwingungen wird bei den unterschiedlichen Strömungstopologien untersucht. Dazu werden in den CFD-Berechnungen verformbare Rechengitter verwendet, die der Bewegung des Ventilkegels folgen. Da bei 20 % Hub bei allen untersuchten Strömungstopologien signifikante Schwingungen auftreten, wird die Untersuchung bei dieser Hubstellung durchgeführt.

Die im Folgenden dargestellten Untersuchungen zeigen, dass die zusätzlich aufgeprägte Kegelbewegung nicht zu einer grundsätzlichen Änderung der Strömungstopologie führt. Es bestehen aber gewisse Einflüsse auf das Strömungsverhalten.

7.1 Vollständig angelegter Strahl (BP5)

Der Vergleich der Axialkraftspektren für den Fall mit und ohne Kegelschwingungen in Abbildung 7-1 zeigt, dass die Bewegung des Kegels zu einem Rückgang der dynamischen Axialkraft führt. Insbesondere wird der Peak bei $St=0,08$, der auf den akusti-

sehen Raummode zurückzuführen ist, reduziert. Dessen Frequenz bleibt jedoch unverändert. Da bei der entsprechenden Frequenz nur eine geringe Schwingungsamplitude vorliegt, kann die Reduktion des Peaks nicht auf eine reine Reaktionskraft, die aus Trägheitseffekten des Fluids resultiert, zurückgeführt werden. Ebenso ist eine Reduktion der Kraftamplitude im Frequenzbereich oberhalb des Raummoden festzustellen obwohl dort die Amplituden der Kegelauslenkung niedrig sind. Daher ist die Reduktion der Axialkraft auf einen Effekt zurückzuführen, der durch die Schwingungen hervorgerufen wird, jedoch keine klassische aeroelastische Dämpfung darstellt. Die tieferegehende Analyse zeigt, dass durch die Kegelbewegung die Scherschicht im Ventildiffusor beeinflusst wird.

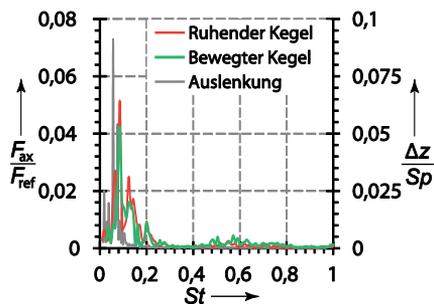


Abbildung 7-1: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP5

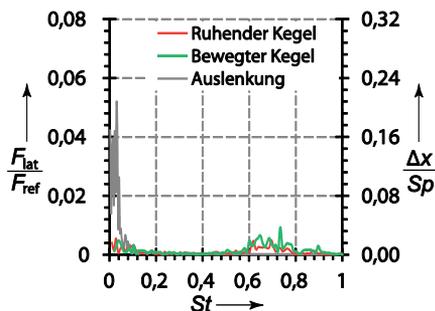


Abbildung 7-2: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP5

Analog zu den Ergebnissen in Abschnitt 5.2.2.2, die zeigen, dass die Anregung des Raummoden durch eine gestörte Scherschicht reduziert wird, führt ebenfalls die Störung der Scherschicht durch die Kegelbewegung zu einer Reduktion der dynamischen Axialkraft. Die Strömungsprofile, die in Abbildung 7-3 dargestellt sind, zeigen, dass im Fall des schwingenden Kegels der Wandstrahl schneller dissipiert wird, als im Fall des starren Kegels.

Ein ähnlicher Effekt ist aus der experimentellen Untersuchungen von Zhang et al. [100] bekannt. Diese Studie, die Mischungsprozesse in Überschallscherschichten behandelt zeigt, dass Überschallscherschichten, die hinter einer Abströmkante entstehen, durch die Bewegung der Kante gestört werden. Diese Störung hat im Anschluss eine erhöhte Durchmischung der Scherschicht zur Folge.

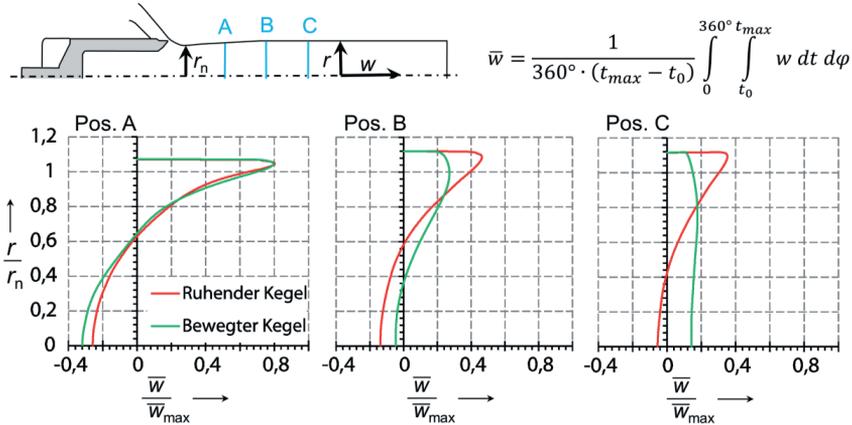


Abbildung 7-3: Einfluss der Kegelbewegung auf die Dissipation des Wandstrahls (BP5)

Der Effektivwert der dynamischen Axialkraft wird durch diese Einflussgrößen um 17 % reduziert. Die Intensität der dynamischen Lateralkraft des schwingenden Ventilkegels (Abbildung 7-2) ist um 44 % größer als die des ruhenden. Jedoch liegt die dynamische Lateralkraft im Vergleich zu anderen Betriebspunkten auf einem niedrigen Niveau. Der Vergleich der beiden Spektren zeigt, dass der Anstieg vor allem auf Kraftanteile im Bereich hoher Strouhalzahlen zurückzuführen ist. Gemäß Abschnitt 6.2 kann eine dynamische Kraft in diesem Frequenzbereich die Struktur nur sehr schwach anregen. Im Bereich der niedrigen Strouhalzahlen, der besonders relevant für die Schwingungsanregung ist, ist der Unterschied zwischen dem schwingenden und dem ruhenden Kegel gering.

7.2 Angelegter Strahl mit Ablöseblase (BP6)

Die Auswirkungen der Kegelbewegung auf die Strömung sind bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase in den wesentlichen Gesichtspunkten ähnlich zu denen bei dem vollständig angelegten Strahl. Die Intensität des Axialkraftspektrums (Abbildung 7-4) wird durch die Kegelschwingungen vermindert. Insbesondere wird der Peak des Raummoden verkleinert. Der Effektivwert wird um 11 % reduziert. Das Lateralkraftspektrum in Abbildung 7-5 zeigt, dass die Frequenzanteile bei hohen Strouhalzahlen, anders als bei dem vollständig angelegten Strahl, ebenfalls reduziert werden. Dies hat einen Rückgang des Effektivwerts um 53 % zur Folge. Der niederfrequente Bereich des Querkraftspektrums wird durch die Einwegekopplung kaum verändert.

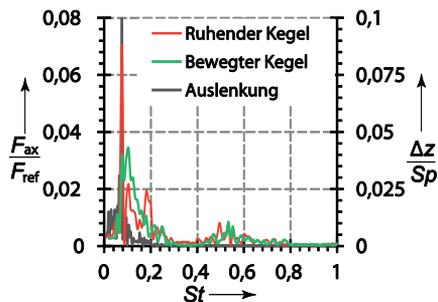


Abbildung 7-4: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP6

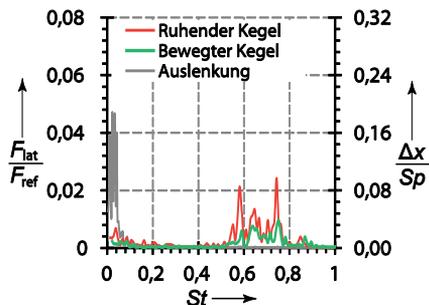


Abbildung 7-5: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP6

Ebenso wie bei dem vollständig angelegten Strahl bewirkt auch bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase die Bewegung des Kegels eine verstärkte Dissipation des Wandstrahls, die in Abbildung 7-6 anhand der zeitgemittelten Axialgeschwindigkeitsprofile verdeutlicht wird.

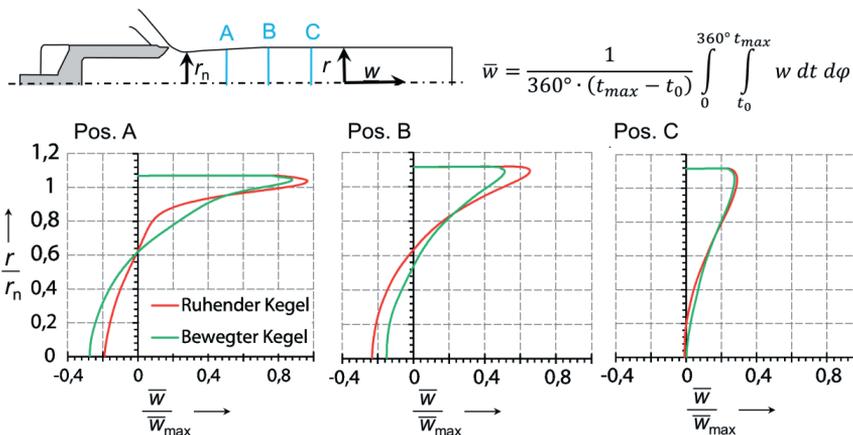


Abbildung 7-6: Einfluss der Kegelbewegung auf die Dissipation des Wandstrahls (BP6)

7.3 Asymmetrisch abgelöster Strahl (BP8)

Im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls treten nicht nur dynamische Schwingungen auf, sondern der Kegel wird durch die asymmetrische Druckverteilung statisch in Richtung des Wiederanlegepunkts ausgelenkt. Die Strömungskraft, die auf den Kegel wirkt, wird durch diesen Effekt beeinflusst. Neben der Erhöhung der dynamischen Axialkraft um 49% wird die die dynamische Lateralkraft um 30% erhöht.

Im Axialkraftspektrum in Abbildung 7-7 rufen die Schwingungen einen Anstieg der Intensität bei Strouhalzahlen kleiner 0,2 hervor. Dieser Effekt ist auch im Lateralkraft-

spektrum (Abbildung 7-8) zu finden, zusätzlich steigt die Intensität in dem Bereich zwischen $St = 0,6$ und $St = 0,8$.

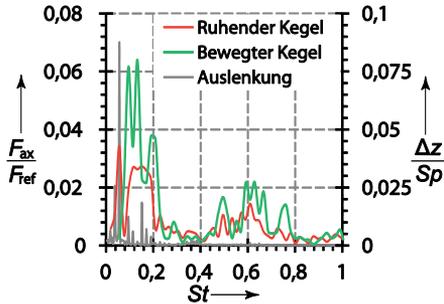


Abbildung 7-7: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP8

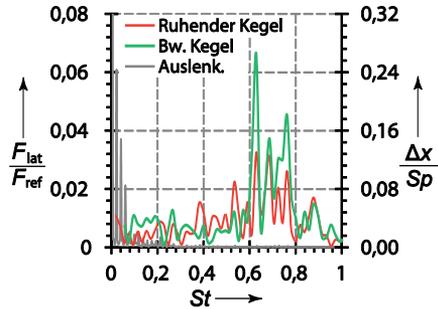


Abbildung 7-8: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP8

Der Vergleich der zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 7-9 zeigt, dass die Position des Wiederanlegepunkts im Fall des bewegten Kegels von der des ruhenden Kegels geringfügig abweicht.

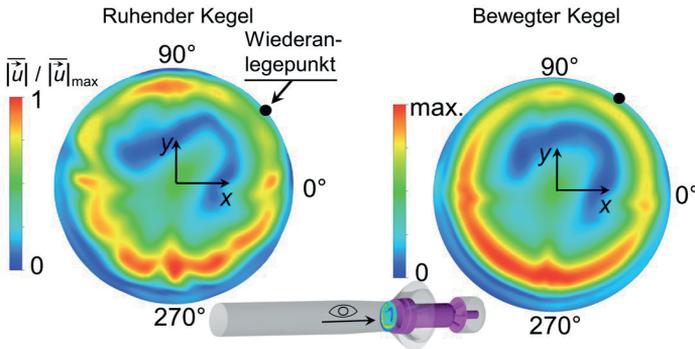


Abbildung 7-9: Vergleich der zeitgemittelten Geschwindigkeitsverteilung

Da sich die Lage des Wiederanlegepunkts in den beiden Fällen geringfügig unterscheidet, sind auch die Druckverteilungen an der Flanke des Kegels (Abbildung 7-10) unterschiedlich ausgeprägt. Im Fall des ruhenden Kegels befindet sich das Maximum bei 45° , im Fall des bewegten Kegels liegt es bei 53° . Zudem ist das Druckmaximum im Fall des bewegten Kegels geringer als im Fall des ruhenden Kegels. Dies weist, wie die homogenere Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 7-9, darauf hin, dass auch im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls die Kegelschwingung zu einer stärkeren Durchmischung der Strömung führt.

Da die Druckverteilung des bewegten Kegels links neben dem Maximum ein relativ breites Plateau besitzt, weist der zeitgemittelte Lateralkraftvektor, der in Abbildung 7-11 dargestellt ist, einen Winkel von 77° auf. Damit zeigt der Lateralkraftvektor wie bei dem ruhenden, nicht ausgelenkten Kegel, in die Richtung der Strömungsablösung. Jedoch unterscheidet sich die Richtung des Lateralkraftvektors von der Richtung der statischen Auslenkung des Kegels, die auf der zuvor durchgeführten strukturdynamischen Berechnung mit dem Kraftverlauf des ruhenden Kegels basiert.

Da jedoch die Auslenkung wiederum ein Resultat der Kraft ist und eine Diskrepanz zwischen der Richtung der statischen Auslenkung und der Kraft besteht, ist eine wechselseitige Beeinflussung von Fluid und Struktur anzunehmen, die eine Untersuchung mittels der Zweivegekopplung erfordert.

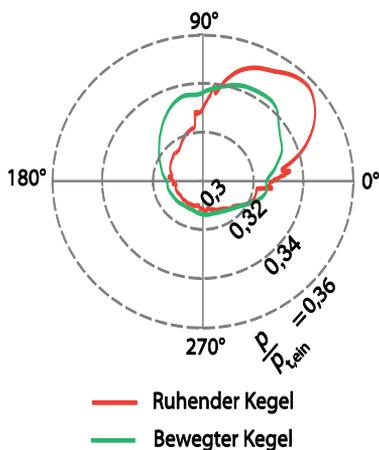


Abbildung 7-10: Umfangsverteilung des Drucks an der der Kegelinnenflanke

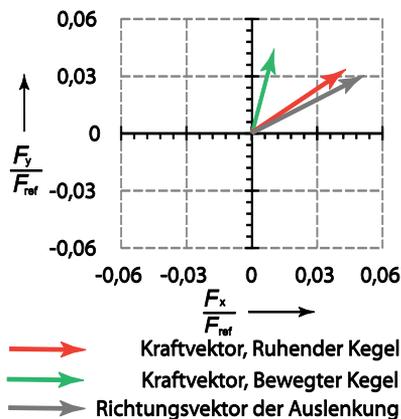


Abbildung 7-11: Vektor der zeitgemittelten Lateralkraft, Richtungsvektor der statischen Auslenkung

7.4 Symmetrisch abgelöster Strahl (BP9)

Im Fall des symmetrisch abgelösten Strahls hat die Kegelbewegung wie im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls einen deutlichen Einfluss auf die dynamischen Schwingungen. Insbesondere wird die Intensität des Lateralkraftspektrums (Abbildung 7-13) durch die Kegelschwingungen im Bereich um $St = 0,4$ deutlich erhöht. Im Fall des ruhenden Kegels treten in diesem Bereich nur sehr geringe Amplituden auf. Dieser zusätzliche Schwingungsanteil trägt wesentlich zu dem Anstieg der dynamischen Lateralkraft um 60 % bei. Der Effektivwert der dynamischen Axialkraft wird um 9 % reduziert. Dies ist hauptsächlich auf den Rückgang der Amplitude im niederfrequenten Bereich des Axialkraftspektrums (Abbildung 7-12) zurückzuführen.

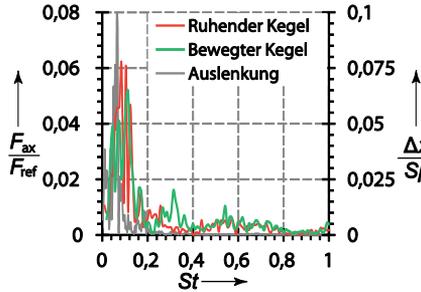


Abbildung 7-12: Spektren der Axialkraft und der Axialauslenkung im BP9

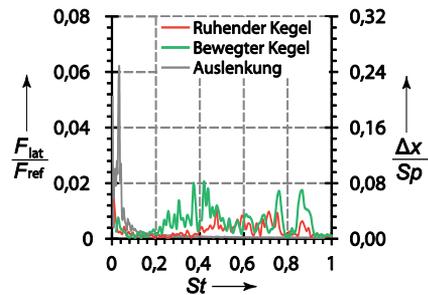


Abbildung 7-13: Spektren der Lateralkraft und der Lateralauslenkung im BP9

Die Unterschiede, die im Vergleich zu dem ruhenden Kegel bestehen, sind darauf zurückzuführen, dass der Strahl durch die Kegelbewegung instabiler wird. Abbildung 7-14 zeigt den umfangs- und zeitgemittelten Geschwindigkeitsverlauf \bar{u} und den umfangsgemittelten Effektivwert der Geschwindigkeitsfluktuation \hat{u} . Das Geschwindigkeitsprofil ist längs der entdimensionierten Koordinate ξ aufgetragen, die in 7-1 definiert ist. Diese Größe wird als Quotient der Länge und des Nenndurchmessers gebildet.

$$\xi = \frac{l}{D_n} \quad 7-1$$

Im Fall des bewegten Kegels ist die Fluktuation im Bereich der innen liegenden Scherschicht des Strahls stärker als im Fall des ruhenden Kegels. Dies ist darauf zurückzuführen, dass diese Scherschicht an dem sich bewegenden Kegel gebildet und durch dessen Bewegung gestört wird. Im Gegensatz dazu sind die Unterschiede an der außenliegenden Scherschicht, die durch die Ablösung an der ruhenden Wand gebildet wird, geringer. Hier sind die Geschwindigkeitsfluktuationen im Fall des ruhenden Kegels sogar geringfügig größer. Durch diese Störung ist der Strahl instabiler und ruft stärkere Druckfluktuationen hervor.

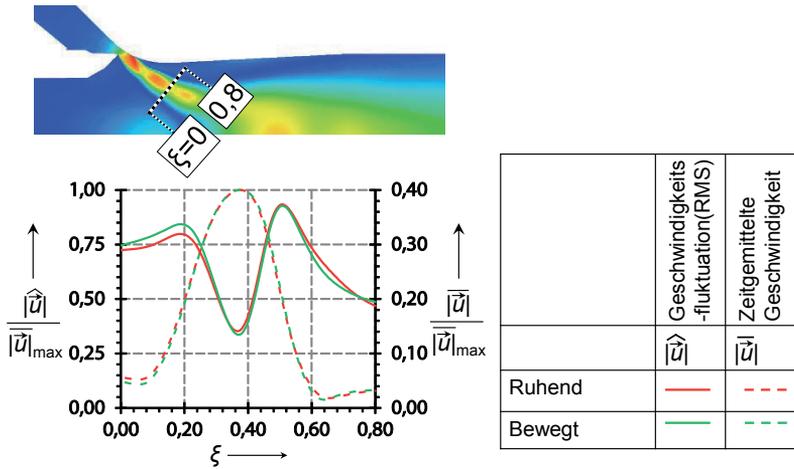


Abbildung 7-14: Umfangsgemitteltes Profil der Geschwindigkeitsfluktuationen und der zeitgemittelten Geschwindigkeit

8 Fluid-Struktur-Interaktion

In diesem Abschnitt wird die wechselseitige Beeinflussung von Fluid und Struktur betrachtet. Dazu wird – anders als im vorherigen Kapitel – eine Zweiwegekopplung der CFD- und der FEM-Berechnung vorgenommen. Die strukturdynamische Auslenkung des Kegels aus der FEM-Berechnung und die aerodynamische Kraft aus der CFD-Berechnung werden in jedem Zeitschritt wechselseitig ausgetauscht. Dadurch ist, anders als bei der Einwegebetrachtung, sichergestellt, dass die gegenseitige Beeinflussung von Fluid und Struktur abgebildet wird. Des Weiteren wird im Rahmen der Zweiwegekopplung berücksichtigt, dass der Angriffspunkt der dynamischen Kraft durch die Auslenkung verschoben wird und so zusätzliche Biegemomente auf die Kegelspindel aufgeprägt werden.

Da bei der beidseitigen Kopplung sowohl die CFD- als auch die FEM-Berechnung mit dem Zeitschritt der CFD-Berechnung (der um den Faktor 5 kleiner ist als der Zeitschritt der einfachen FEM-Berechnung) durchgeführt werden, erhöht sich der Rechenaufwand gegenüber der Einwegekopplung deutlich. Aufgrund dessen werden, wie schon im Rahmen der Einwegekopplung, nur ausgewählte Betriebspunkte betrachtet.

8.1 Vollständig angelegter Strahl (BP5)

Im Fall der vollständig angelegten Strömung führt die beidseitige Kopplung vor allem zu einer Änderung des strukturdynamischen Verhaltens. Das dynamische Verhalten der Strömung, das diese Berechnungsmethode ausgibt, unterscheidet sich nur gering-

fällig von dem, das die Einwegkopplung in Abschnitt 7.1 prognostiziert. In dem Axialkraftspektrum, welches in Abbildung 8-1 dargestellt ist, wird die Intensität des akustischen Raummodes wie im Fall der Einwegkopplung durch die Kegelbewegung vermindert.

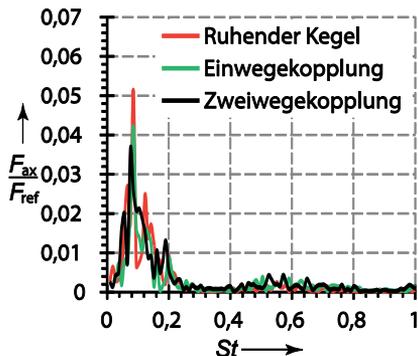


Abbildung 8-1: Axialkraftspektrum im BP5 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

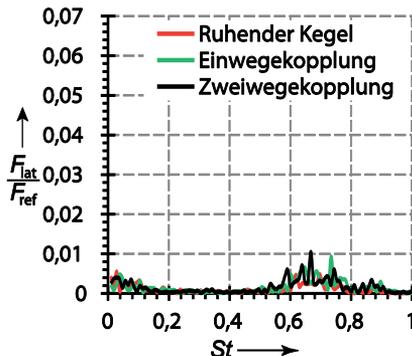


Abbildung 8-2: Lateralkraftspektrum im BP5 bei verschiedenen Berechnungsansätzen



$$\bar{w} = \frac{1}{360^\circ \cdot (t_{max} - t_0)} \int_0^{360^\circ} \int_{t_0}^{t_{max}} w \, dt \, d\varphi$$

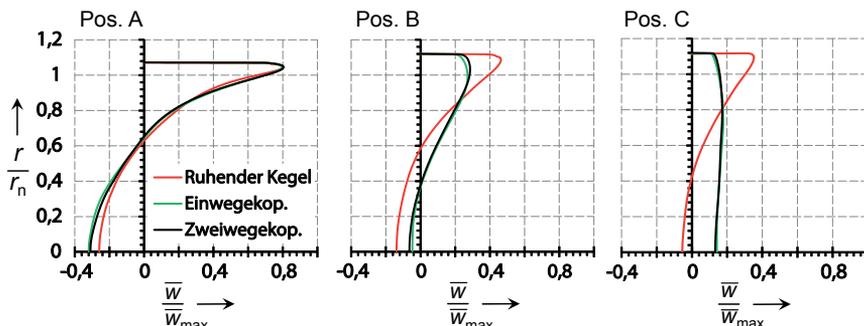


Abbildung 8-3: Zeit- und umfangsgemittelte Geschwindigkeitsprofile im Ventildiffusor

Der Vergleich der zeit- und umfangsgemittelten Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 8-3 zeigt, dass in beiden Berechnungen die Kegelbewegung die Scherschicht zwischen dem Wandstrahl und der Rückströmzone in einem ähnlichen Maß beeinflusst. Ebenso unterscheidet sich das Lateralkraftspektrum (Abbildung 8-2) der Zweiwegkopplung gering von dem der Einwegkopplung. Beide Spektren zeigen jedoch einen Unterschied gegenüber dem Spektrum für den Fall des ruhenden Kegels. Die Kraftamplituden zwi-

schen $St = 0,6$ bis $St = 0,8$ sind in den beiden Fällen mit bewegtem Kegel (Einweg- und Zweiwegekopplung) größer als im Fall des ruhenden Kegels.

Deutliche Differenzen zwischen den beiden Berechnungsmethoden sind jedoch hinsichtlich des Schwingungsverhaltens zu verzeichnen. Abbildung 8-4 zeigt, dass im Fall der Einwegekopplung der Kegel um die Ursprungsordinate schwingt, wohingegen bei der Zweiwegekopplung der Kegel asymmetrisch zu einer Seite hin ausgelenkt wird. Der Unterschied zwischen den beiden Berechnungsvarianten ist darauf zurückzuführen, dass bei der Einwegekopplung die Kraft an der unausgelenkten Ursprungsposition angreift, wohingegen im Rahmen der Zweiwegekopplung die Kraft an der tatsächlichen Position des Kegels angreift. Durch die Biegung der Ventilspindel zu einer Seite hin wird das Biegemoment in diese Richtung weiter erhöht, sodass der Kegel asymmetrisch ausgelenkt wird.

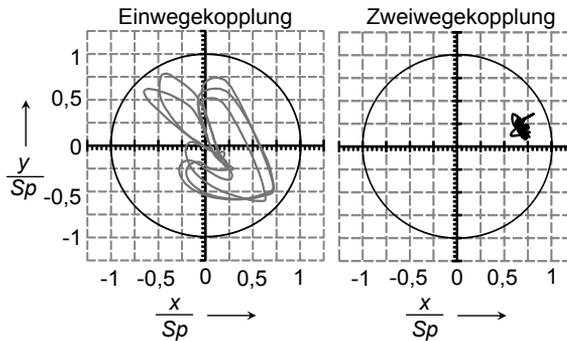


Abbildung 8-4: Auslenkung des Kegels in der Lateralebene (nach dem Einschwingvorgang)

Durch das Auslenken zu einer Seite treten vermehrt Kontakt- und Reibungseffekte auf, die zu einem Rückgang der dynamischen Auslenkung führen. Aufgrund derer werden die Schwingungen im Fall der Zweiwegekopplung stark gedämpft und die dynamische Auslenkung, die in Abbildung 8-4 dargestellt ist, wird deutlich kleiner.

Zusammenfassend werden die Ergebnisse der verschiedenen Berechnungsmethoden in Abbildung 8-5 und Abbildung 8-6 gezeigt. Der Effektivwert der strömungsinduzierten Kraft wird nur mäßig durch die Kegelbewegung beeinflusst. Der Lateralanteil (x- und y-Richtung) wird mäßig erhöht. Der Axialanteil wird hingegen durch die Beeinflussung des akustischen Raummoden mäßig reduziert.

Obwohl die Intensität der Lateralschwingungen bei der Zweiwegekopplung deutlich kleiner ist als bei der Einwegekopplung, ist der Einfluss auf die dynamische Kraft und die Geschwindigkeitsverteilung im Ventildiffusor ähnlich groß.

Die Effektivwerte der dynamischen Auslenkung an der Kegelspitze (Abbildung 8-6) werden stark durch das Berechnungsmodell beeinflusst. Während der Einfluss auf die

Axialschwingungen moderat ist, sind die Lateralschwingungen bei der Zweivegekopplung signifikant kleiner. Dies ist auf die zusätzliche Biegebeanspruchung, durch die der Kegel gegen die Ventilbuchse ausgelenkt wird, zurückzuführen.

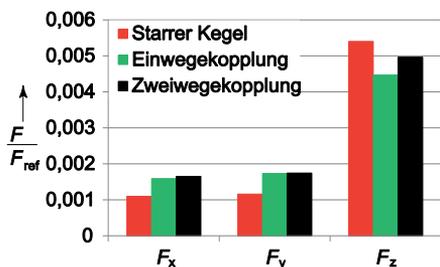


Abbildung 8-5: Effektivwerte der dynamischen Kraft im BP5

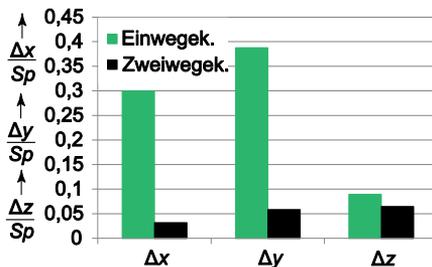


Abbildung 8-6: Effektivwerte der dynamischen Kegelauslenkung im BP5

8.2 Angelegter Strahl mit Ablöseblase (BP6)

Die Betrachtung der wechselseitigen Beeinflussung von Fluid und Struktur führt bei dem angelegten Strahl mit Ablöseblase zu ähnlichen Ergebnissen wie bei dem vollständig angelegten Strahl. Wie bereits bei der einseitigen Kopplung ruft die Bewegung des Kegels einen Rückgang der dynamischen Axialkraft hervor. Die Axial- und die Lateralkraftspektren, die in Abbildung 8-7 und Abbildung 8-8 dargestellt sind, zeigen, dass nur geringfügige Unterschiede zwischen der Einwege- und der Zweivegekopplung bestehen. In beiden Fällen ist ein Rückgang gegenüber der Berechnung mit dem feststehenden Kegel festzustellen.

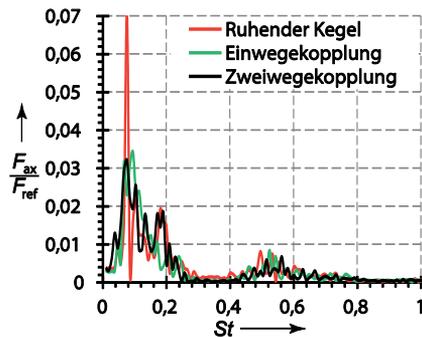


Abbildung 8-7: Axialkraftspektren im BP6 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

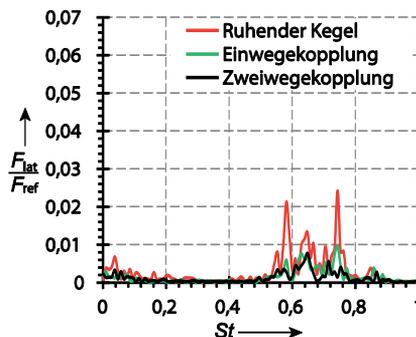


Abbildung 8-8: Lateralkraftspektren im BP6 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

Wie bei dem vollständig angelegten Strahl wird in der Zweivegekopplung der Kegel zu einer Seite hin ausgelenkt. Die Auslenkung in der Lateralebene ist in Abbildung 8-9 dargestellt. Da die Reibkraft in diesem Betriebspunkt größer ist als in BP5, wird der

Kegel stärker durch die Reibung gedämpft (vergl. Abbildung 8-4) und es tritt nur eine sehr geringe dynamische Auslenkung in der Lateralebene auf.

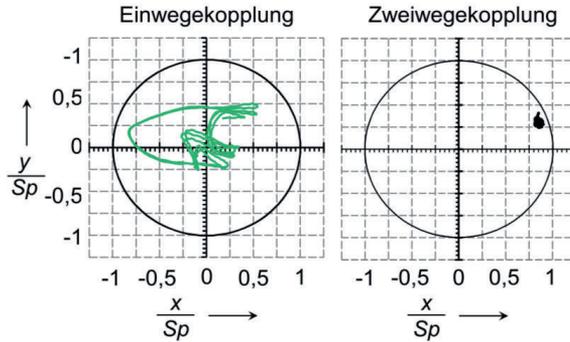


Abbildung 8-9: Auslenkung des Kegels in der Lateralebene (nach dem Einschwingvorgang)

Dies hat Auswirkungen auf die Effektivwerte der dynamischen Kraft und der Kegelauslenkung, die in Abbildung 8-10 und Abbildung 8-11 dargestellt sind. Die dynamische Kegelauslenkung in Lateralrichtung wird, wie bei dem vollständig angelegten Strahl, vermindert. In Gegensatz dazu ist ein kleiner Anstieg in Axialrichtung zu verzeichnen, obwohl der Effektivwert der Axialkraft bei der Zweiwegekopplung kleiner als bei dem ruhenden Kegel ist. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei der Zweiwegekopplung das Kraftspektrum oberhalb des dominanten Peaks ($St = 0,08$) stärkere Anteile aufweist als bei der Berechnung mit dem starren Kegel und der Kegel bis $St = 0,15$ leicht anregbar ist (vergleiche Abschnitt 6.2 Seite 91).

Bei der Ein- und der Zweiwegekopplung ist gegenüber der Berechnung mit dem starren Kegel ein Rückgang der dynamischen Kraft zu verzeichnen. Dieser fällt bei den beiden gekoppelten Varianten ähnlich groß aus.

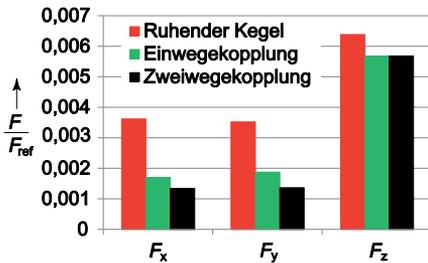


Abbildung 8-10: Effektivwerte der dynamischen Kraft im BP6

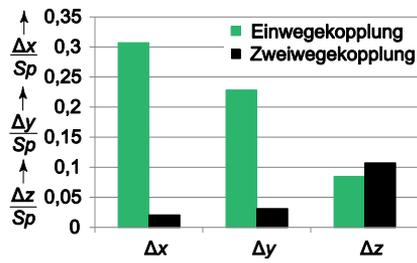


Abbildung 8-11: Effektivwerte der dynamischen Kegelauslenkung im BP6

8.3 Asymmetrisch abgelöster Strahl (BP8)

Im Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls wird bereits im Rahmen der Einwegkopplung ein höheres Kraftniveau prognostiziert als bei der CFD-Berechnung mit starrem Ventilkegel. Dies trifft ebenso auf die Zweiwegkopplung zu. Die Axialkraftspektren in Abbildung 8-12 zeigen deutliche Unterschiede. Bei der CFD-Berechnung mit starrem Ventilkegel ist das Spektrum tendenziell breitbandig, bei der Ein- und Zweiwegkopplung sind die Spektren schmalbandiger. Das Spektrum der Zweiwegkopplung zeigt einen signifikanten Peak bei $St = 0,11$.

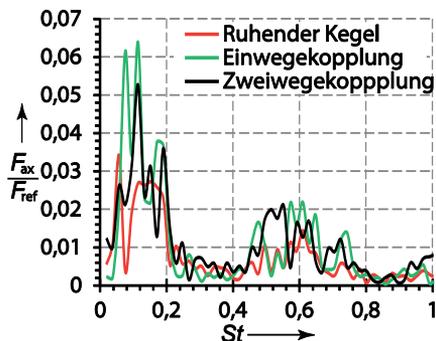


Abbildung 8-12: Axialkraftspektren im BP8 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

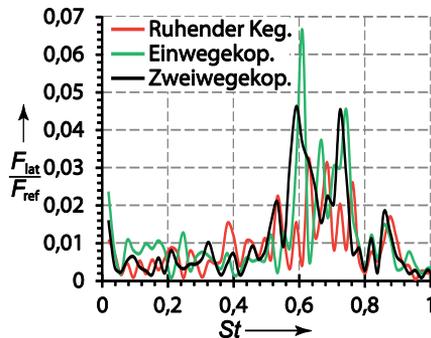


Abbildung 8-13: Lateralkraftspektren im BP8 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

Die Frequenz des Peaks korreliert mit Geschwindigkeitsschwankungen in der Querströmung (Pos. A in Abbildung 8-14) im Zentrum des Diffusors. Die Querströmung ist von der Seite (B), an der der Strahl vollständig abgelöst ist, zu der Seite (C), an der sich der Strahl instationär wieder anlegt, gerichtet. Das Spektrum der Geschwindigkeitskomponente u in dem Punkt P ist in Abbildung 8-15 dargestellt. Darin wird die Fouriertransformierte \hat{u} durch den zeitlichen Mittelwert \bar{u} dividiert. Die Richtung der Komponente u entspricht der Strömungsrichtung von B nach C in Abbildung 8-14. Gut zu erkennen ist das lokale Maximum bei $St = 0,11$, das bei der Zweiwegkopplung auftritt. Im Gegensatz dazu ist das Spektrum bei der Einwegkopplung breitbandig und bei der Berechnung mit dem starren Kegel deutlich schwächer ausgeprägt.

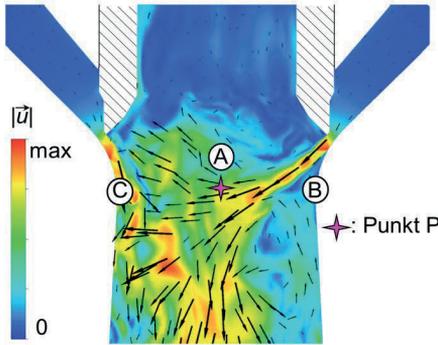


Abbildung 8-14: Momentane Geschwindigkeitsverteilung unterhalb des Kegels

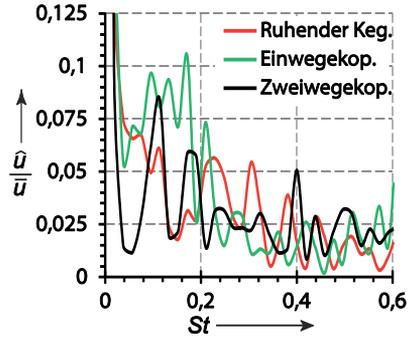


Abbildung 8-15: Spektrum der Geschwindigkeitskomponente u in dem Punkt P

Die Intensität des Lateralkraftspektrums (Abbildung 8-13) nimmt bei der Ein- und Zweiwegekopplung zu. Der Anstieg der dynamischen Kraft kann darauf zurückgeführt werden, dass der abgelöste Strahl nicht mehr durch die Wand stabilisiert wird und daher stärker durch den schwingenden Kegel beeinflusst wird.

Neben den hochfrequenten Kraftanteilen zwischen $St=0,6$ und $St=0,8$, die in dem Frequenzbereich des Wiederanlegevorgangs liegen, treten ebenfalls deutliche Veränderungen im tiefen Frequenzbereich auf, die darauf zurückzuführen sind, dass sich die Umfangsposition des Wiederanlegepunkts mit der Zeit verändert. Wie bereits durch die Ergebnisse der Einwegekopplung (Abschnitt 7.3) angedeutet, führt die Bewegung des Kegels zu einer Bewegung des Wiederanlegepunkts, die bei der Zweiwegekopplung jedoch deutlich ausgeprägter ist. Abbildung 8-16 zeigt die Ortskurve der niederfrequenten Anteile des Kraftvektors in der x-y-Ebene. Kraftanteile oberhalb $St=0,08$ sind herausgefiltert. Ein Vergleich zu der momentanen Geschwindigkeitsverteilung in der Ebene direkt unterhalb des Ventilkegels in Abbildung 8-17 verdeutlicht, dass die Lage des Wiederanlegepunkts mit dem niederfrequenten Anteil des Kraftvektors korreliert.

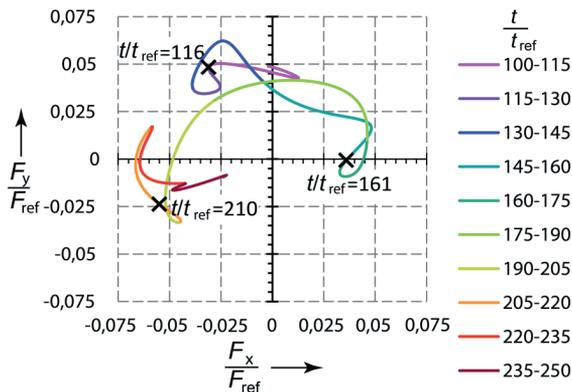


Abbildung 8-16: Ortskurve des Kraftvektors (Anteile unter $St = 0,08$)

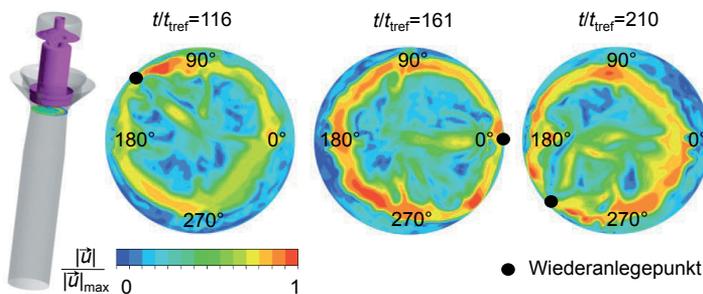


Abbildung 8-17: Momentane Geschwindigkeitsverteilung zu verschiedenen Zeitpunkten

Zwischen der Lage des Wiederanlegepunkts und der Auslenkung besteht jedoch kein direkter Zusammenhang. Das ist vor allem darauf zurückzuführen, dass neben den dynamischen niederfrequenten Kraftanteilen aus dem Strömungsfeld auch der in Abschnitt 8.1 beschriebene Biegeeffekt aufgrund der Verschiebung des Angriffspunkts des Ventilkügels besteht. Dadurch wird der Kegel entsprechend Abbildung 8-18 vornehmlich in eine Richtung ausgelenkt, obwohl die Kraft des Strömungsfeldes auch zeitweise in die entgegengesetzte Richtung weist.

Eine Korrelation besteht jedoch zwischen der Bewegungsrichtung des Wiederanlegepunkts und der Schwinggeschwindigkeit, welche die Bewegungsrichtung des Kegels angibt. Die Bewegungsrichtung des Kegels ist in 8-1 definiert.

$$\varphi_k = \arctan \left(\frac{\frac{dx}{dt}}{\frac{dy}{dt}} \right) \tag{8-1}$$

Da die Lage des Wiederanlegepunkts mit dem niederfrequenten Anteil des Kraftvektors korreliert, wird die Bewegungsrichtung des Wiederanlegepunkts durch die Zeitab-

leitung des Kraftvektors (Gleichung 8-2) bestimmt. Mit 8-3 wird die Richtung, in die sich die Ablösung bewegt, angegeben. Die Richtung der Kegelbewegung ist analog definiert.

$$\dot{\vec{F}} = \frac{\vec{F}}{dt} \tag{8-2}$$

$$\varphi_a = \arctan\left(\frac{\dot{F}_y}{\dot{F}_x}\right) \tag{8-3}$$

In Abbildung 8-19 sind die Bewegungsrichtungen des Kegels und der Wiederanlegepunkts dargestellt. Da die hochfrequenten Anteile der strömungsinduzierten Kraft nicht mit der Lage des Wiederanlegepunkts korrelieren, sind hier ebenfalls nur die Anteile kleiner als $St = 0,08$ dargestellt. Aus der Darstellung wird deutlich, dass der Wiederanlegepunkt und der Kegel während eines großen Anteils des dargestellten Zeitraums sich in dieselbe Richtung bewegen.

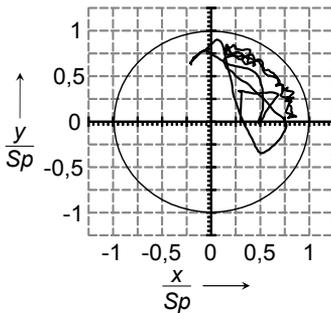


Abbildung 8-18: Auslenkung der Kegelspitze in der Lateralebene

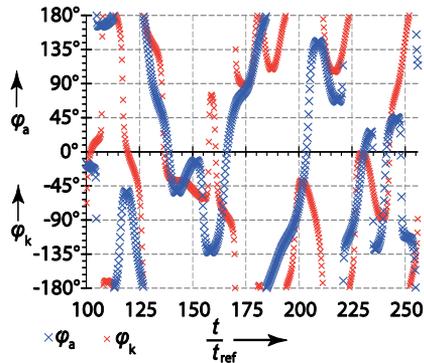


Abbildung 8-19: Bewegungsrichtung des Wiederanlegepunkts und des Kegels

Die verschiedenen Effekte, die bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl auftreten, beeinflussen sowohl den Effektivwert der Strömungskraft wie auch den Effektivwert der dynamischen Auslenkung. Abbildung 8-20 zeigt, dass sowohl in Axial- wie auch in Lateralrichtung bei der Einwege- und der Zweivegekopplung ein Anstieg der dynamischen Kraft gegenüber dem Fall des ruhenden Kegels auftritt. Der Effektivwert der dynamischen Auslenkung an der Kegelspitze, der in Abbildung 8-21 dargestellt ist, ist bei der Zweivegekopplung geringfügig größer. Das zeigt, dass der Anstieg der dynamischen Kraft den schwingungsreduzierenden Effekt, der aus der Biegung resultiert, leicht überwiegt.

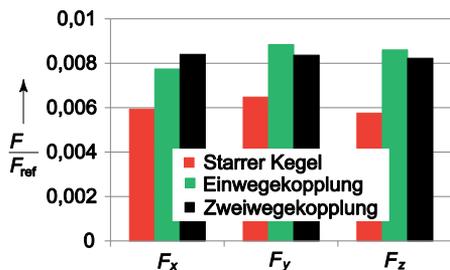


Abbildung 8-20: Effektivwerte der dynamischen Kraft im BP8

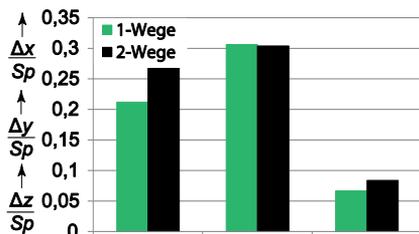


Abbildung 8-21: Effektivwerte der dynamischen Kegelauslenkung im BP8

8.4 Symmetrisch abgelöster Strahl (BP9)

Wie bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl hat auch bei dem symmetrisch abgelösten Strahl die Kegelbewegung einen deutlichen Einfluss auf die Strömung, weil der abgelöste Strahl nicht durch die Diffusorwand geführt und stabilisiert wird.

In Abbildung 8-22 wird das Axialkraftspektrum der Zweiwegekopplung den Axialkraftspektrern der Berechnung mit ruhendem Kegel und dem der Einwegekopplung gegenübergestellt. Die Intensität der dynamischen Kraft ist im Fall des bewegten Kegels (Ein- und Zweiwegekopplung) niedriger als im Fall des ruhenden Kegels. Hinsichtlich des dominanten Frequenzbereichs unterscheiden sich die Axialkraftspektrern hingegen kaum. Die Unterschiede zwischen der Einwegekopplung und der Zweiwegekopplung sind gering.

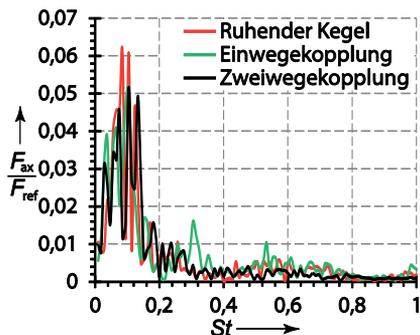


Abbildung 8-22: Axialkraftspektrern im BP9 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

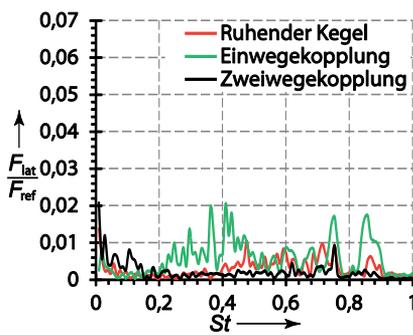


Abbildung 8-23: Lateralkraftspektrern im BP9 bei verschiedenen Berechnungsansätzen

Der Vergleich der Lateralkraftspektrern in Abbildung 8-23 zeigt jedoch deutliche Unterschiede. Im Fall der Zweiwegekopplung ist die dynamische Kraft am kleinsten. Insbesondere sind die höherfrequenten Anteile deutlich schwächer ausgeprägt als in

den beiden anderen Fällen. Die niederfrequenten Anteile bis $St = 0,2$ sind jedoch bei der Zweivegekopplung stärker als bei den beiden anderen Berechnungsansätzen.

Das Geschwindigkeitsfeld im Ventildiffusor, das in Abbildung 8-24 dargestellt ist, unterscheidet sich bei der Zweivegekopplung von dem bei der Einvegekopplung oder bei ruhendem Kegel. Der ringförmige abgelöste Strahl ist bei der Zweivegekopplung breiter als bei der Einvegekopplung oder dem ruhenden Kegel. Der quantitative Unterschied ist in Abbildung 8-25 dargestellt. Dort werden die Profile der zeit- und umfangsgemittelten Geschwindigkeit $\overline{|\vec{u}|}$ und der umfangsgemittelten Geschwindigkeitsfluktuationen $|\hat{u}|$ dargestellt.

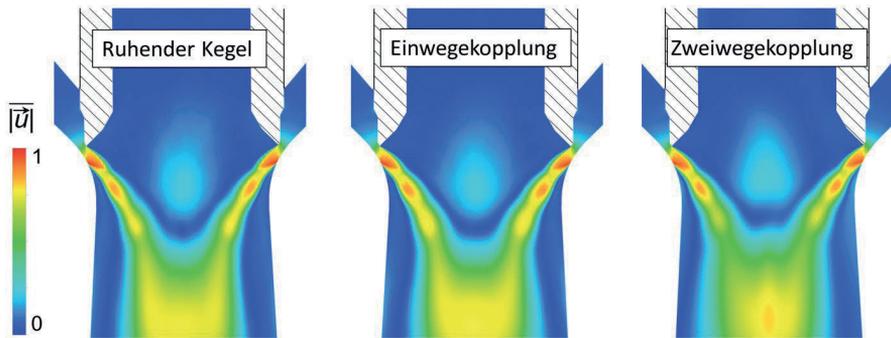


Abbildung 8-24: Verteilung der zeitgemittelten Geschwindigkeit im Ventildiffusor im BP9

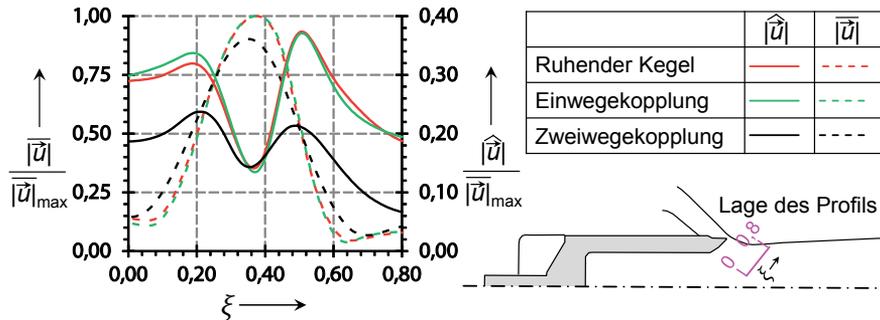


Abbildung 8-25: Profile der Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitsfluktuation im BP9

Zwischen dem zeitgemittelten Geschwindigkeitsprofil der Einvegekopplung und dem des ruhenden Kegels besteht nur ein sehr geringer Unterschied. Das Profil der Zweivegekopplung zeigt, dass der Strahl in diesem Fall breiter ist als in den anderen Varianten. Signifikant ist auch der Unterschied hinsichtlich der Geschwindigkeitsfluktuationen $|\hat{u}|$. Die Fluktuationen sind bei der Zweivegekopplung wesentlich kleiner. Dies korreliert mit dem deutlich geringeren Niveau des Lateralkraftspektrums in Abbildung

namischen Lateralkraft der Ein- und Zweiwegekopplung. Abbildung 8-28 zeigt, dass bei der Zweiwegekopplung die dynamische Lateralkraft deutlich geringer ist. Dies steht – wie oben beschrieben – im Zusammenhang mit der verstärkten Dissipation des Strahls. Hinsichtlich der dynamischen Axialkraft bestehen jedoch kaum Unterschiede zwischen der Ein- und Zweiwegekopplung. Die Effektivwerte der dynamischen Lateralauslenkung, die in Abbildung 8-29 dargestellt sind, sind bei der Zweiwegekopplung kleiner. Zum einen ist die dynamische Kraft niedriger als im Fall des ruhenden Kegels (vergl. Abbildung 8-28), zum anderen besteht der schwingungsreduzierende Effekt aufgrund der statischen Auslenkung zur Kegelführung.

Der Effektivwert der dynamischen Axialauslenkung ist geringfügig größer, obwohl die dynamische Axialkraft, die maßgeblich die Axialschwingungen hervorruft, geringfügig kleiner ist. Die Unterschiede sind auf die unterschiedlichen Axialkraftspektren (Abbildung 8-22) zurückzuführen. Da das Spektrum im Fall der Zweiwegekopplung bei niedrigen Strouhalzahlen breitbandiger ist, regt die dynamische Axialkraft die Strukturschwingungen in diesem Fall stärker an.

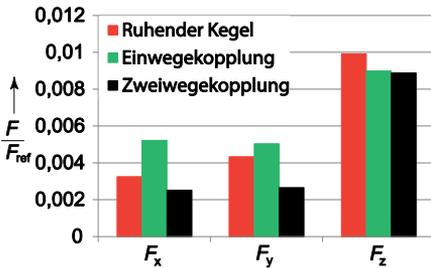


Abbildung 8-28: Effektivwerte der dynamischen Kraft im BP9

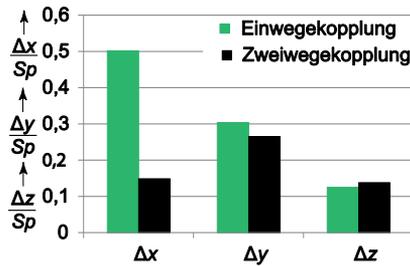


Abbildung 8-29: Effektivwerte der dynamischen Kegelauslenkung im BP9

9 Schlussfolgerungen und Ausblick

Anhand der in den vorherigen Kapiteln dargestellten Untersuchungen werden verschiedene Schlussfolgerungen gezogen und Ansätze zur Verbesserung des Schwingungsverhaltens des Ventils in diesem Kapitel vorgestellt. Ferner wird ein Ausblick auf weitergehende Forschungsthemen gegeben, die aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse als relevant erachtet werden, jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden konnten.

9.1 Resümee der durchgeführten Untersuchungen

Die Literaturrecherche zeigt, dass in teilweise geöffneten (gedrosselten) Ventilen Strahle gebildet werden, die bei entsprechenden Druckverhältnissen eine sehr große spezifische kinetische Energie aufweisen. Innerhalb des Ventildiffusors wird diese kinetische Energie dissipiert. In Abhängigkeit von der konstruktiven Ausführung des Ventils können dabei starke Druckpulsationen in der Strömung entstehen, die wiederum Schwingungen oder Schallemissionen hervorrufen.

Bereits die rein strömungsmechanischen Untersuchungen in Kapitel 5 zeigen, dass der Strömungszustand des Strahls (angelegt oder abgelöst) einen signifikanten Einfluss auf die Höhe der strömungsindizierten Kraft, die auf den Kegel wirkt, besitzt. Im Rahmen der Arbeit wird erstmalig nachgewiesen, dass das Anlegen des Strahls auf den Coandă-Effekt zurückzuführen ist. Der angelegte Wandstrahl, der entweder vollständig angelegt ist oder eine Ablöseblase aufweist, erzeugt nur eine geringe dynamische Late-

ralkraft. Der abgelöste Strahl, der entweder symmetrisch oder asymmetrisch abgelöst ist, ruft eine hohe dynamische Lateralkraft hervor. Bei dem angelegten Strahl ist die dynamische Lateralkraft vor allem auf turbulente Mischungsprozesse im niederfrequenten Bereich und auf den akustischen Raummode erster radialer Ordnung im höherfrequenten Bereich zurückzuführen.

Im Fall des abgelösten Strahls ist die hohe dynamische Lateralkraft auf die Oszillation des schrägen Verdichtungsstoßes, der die Ablösung hervorruft, und fluiddynamische Instabilitäten, die bei dem Zusammenströmen des ringförmigen Strahls entstehen, zurückzuführen. Besonders groß ist die dynamische Lateralkraft wenn die Strömungstopologie des asymmetrisch abgelösten Strahls existiert. In diesem Fall wird die Stoßoszillation durch einen transienten Ablöse- und Wiederanlegevorgang des Strahls signifikant verstärkt. Da die Anlegeneigung des sich transient wiederanlegenden Strahls mit der Annäherung an das Anlegedruckverhältnis zunimmt, treten die größten dynamischen Lateralkräfte knapp unterhalb des Anlegedruckverhältnisses, bei abgelöster Strömung auf.

Während bei dem angelegten Strahl und dem symmetrisch abgelösten Strahl nur eine geringe statische Lateralkraft existiert, ruft die Strömungstopologie mit dem asymmetrisch abgelösten Strahl eine hohe statische Lateralkraft hervor, die in die Richtung des Wiederanlegepunkts wirkt. Durch die Berücksichtigung von Fluid-Struktur-Interaktion wird die Verlagerung des Wiederanlegepunkts berechnet. Diese Verlagerung ruft weitere dynamische Effekte hervor.

Das Niveau der dynamischen Axialkraft wird hingegen nur unmaßgeblich durch die vorliegende Strömungstopologie beeinflusst. Jedoch weisen die Spektren der angelegten und der abgelösten Strömungstopologien unterschiedliche Charakteristika auf. Im Fall eines abgelösten Strahls (asymmetrisch und symmetrisch) ist das Spektrum im niederfrequenten Bereich breitbandig. Ist der Strahl angelegt (vollständig angelegt oder mit Ablöseblase) wird das Spektrum der dynamischen Axialkraft durch einen akustischen Raummode im Rückraum des Ventils dominiert. Dieser wird durch Strömungsinstabilitäten in der Scherschicht zwischen dem Wandstrahl und der entgegen gerichteten Kernströmung im Zentrum des Diffusors angeregt. Die CFD-Analysen zeigen, dass die Scherschicht und damit die Anregung des akustischen Modes leicht durch Störungen beeinflusst werden kann. So rufen die Verwirbelungen durch die Strömungsgleichrichter und die Schwingungen des Ventilkegels eine raschere Dissipation des Wandstrahls hervor, die zu einer Reduktion des Axialkraftanteils im Frequenzbereich des akustischen Modes führen. Dabei besitzen die Verwirbelungen einen wesentlich größeren Einfluss als die Schwingungen des Kegels. Demzufolge ist die Fluid-Struktur-Wechselwirkung bei einem angelegten Strahl tendenziell als schwach einzuordnen.

Bei dem asymmetrisch abgelösten Strahl wird durch die beidseitige Kopplung ein Anstieg der dynamischen Kraft prognostiziert, der auf einer Wechselwirkung zwischen der Querströmung unterhalb des Kegels und den Kegelschwingungen beruht. Bei der Strömungstopologie des symmetrisch abgelösten Strahls, bei der die Querströmung nicht auftritt, wird die dynamische Axialkraft leicht vermindert, da der abgelöste Strahl eine raschere Dissipation erfährt.

Das strukturdynamische Verhalten des Ventils wird maßgeblich durch Reibung an den Kolbenringen und durch Kontakteffekte an der Ventilspindel beeinflusst. Bereits die Einwegekopplung zeigt, dass die stärksten Schwingungen bei einem abgelösten Strahl auftreten. Gemäß der Einwegekopplung treten bei einem angelegten Strahl im Bereich mittlerer Druckverhältnisse die intensivsten Schwingungen auf. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei niedrigen Druckverhältnissen sehr hohe Reibkräfte auftreten und bei hohen Druckverhältnissen die strömungsinduzierten Kräfte sehr gering sind.

Die beidseitige Kopplung von Fluid- und Strukturdynamik ermöglicht weitere Erkenntnisse. So tritt ein Knickeffekt durch den sich verlagernden Angriffspunkt der Fluidkräfte auf und der Kegel wird einseitig ausgelenkt.

Dabei ergeben sich unter Berücksichtigung von Fluid-Struktur-Interaktionseffekten bei der ohnehin günstigen Topologie des angelegten Strahls eine Reduktion der Schwingungen und eine leichte Reduktion der anregenden Kräfte, während bei der Topologie des asymmetrisch abgelösten Strahls die anregenden dynamischen Kräfte und die Schwingungen mäßig sind.

9.2 Schlussfolgerungen

Da der abgelöste Strahl eine hohe dynamische Lateralkraft und somit stärkere Schwingungen hervorruft als der angelegte Strahl, sollte ein langanhaltender Betrieb mit einem abgelösten Strahl vermieden werden.

Die Erkenntnis, dass der Umschlag zwischen dem angelegten und dem abgelösten Strahl auf den Coandă-Effekt zurückzuführen ist, kann zur Vorhersage der Strömungstopologie genutzt werden. Wenn die Geometrieverhältnisse und das lokale Druckverhältnis am Ventilsitz bekannt sind, kann ohne aufwändige CFD-Parameterstudien eine Aussage über den Zustand des Strahls getroffen werden.

Der Vergleich der verschiedenen Berechnungsmethoden zeigt, dass im Fall des angelegten Strahls die vergleichsweise schnell durchzuführende Einwegekopplung eine konservative Abschätzung der Schwingungsbelastung ermöglicht. Für den Fall des asymmetrisch abgelösten Strahls sollte jedoch die Fluid-Struktur-Wechselwirkung berücksichtigt werden.

9.3 Ansätze zur Verbesserung des Ventildesigns

Das Resümee zeigt, dass der asymmetrisch abgelöste Strahl zu einer hohen dynamischen Lateralkraft und hohen Schwingungen führt und somit im Betrieb möglichst vermieden werden sollte. Das Wissen, über den Zusammenhang von Coandă-Wandstrahlablösungen und der Strömungstopologie im Ventil (vergl. Abschnitt 5.1.2 S.65) eröffnet einen Weg zur Vermeidung von Strömungsablösungen. Durch eine Vergrößerung des Krümmungsradius des Ventilsitzes können bei gleichem Hub und damit gleicher Strahlhöhe das lokale Anlege- und Ablösedruckverhältnis des Wandstrahls abgesenkt werden. Eine nähere Ausarbeitung dazu ist in Domnick et al. [22] aufgeführt. Diese zeigt, dass der Betriebsbereich, in dem der Strahl angelegt ist, vergrößert wird. Ebenso wird der Punkt auf der Betriebskennlinie des Ventils, an dem sich der asymmetrisch abgelöste Strahl anlegt, zu einer niedrigeren Hubstellung und einem niedrigerem Massenstrom verschoben.

Die Verschiebung des Umschlagpunktes zu kleineren Massenströmen ist als günstig zu betrachten, weil dadurch die Dissipationsleistung in dem Umschlagpunkt vermindert wird. Da das Verhältnis aus dynamischer Lateralbelastung zu dissipierter Leistung an dem Umschlagpunkt am größten ist (vergleiche Abschnitt 5.3.3, S. 86), führt die Verminderung der Dissipationsleistung in diesem Punkt zu einer Verringerung der maximal auftretenden Querkraft.

Ebenfalls kann nach Domnick et al. [22] durch eine leicht konvergent-divergente Gestaltung des Ventilspalts das Anlegeverhalten verbessert werden. In dem divergenten Teil des Ventilspalts findet eine kontrollierte Überschallexpansion statt, sodass die nachfolgende Nachexpansion, die letztendlich das Ablösen des Strahls bewirkt, vermindert wird. Dadurch verschieben sich das Anlege- und das Ablösedruckverhältnis zu kleineren Werten. Jedoch ist bei einer konvergent-divergente Gestaltung des Ventilspalts darauf zu achten, dass keine Verdichtungsstöße im Spalt entstehen.

Wenn die Strömungstopologie des vollständig angelegten Strahls in einem weiten Betriebsbereich sichergestellt ist, ist die Belastung des Ventilkegels durch die dynamische Lateralkraft gering. Die dynamische Axialkraft bleibt jedoch auf einem ähnlichen Niveau, weil die dynamische Axialkraft in dem untersuchten Betriebsbereich nur unmaßgeblich von der Strömungstopologie abhängt. Da die dynamische Axialkraft bei einem angelegten Strahl zu einem großen Teil auf den akustischen Raummode im Rückraum zurückzuführen ist, bieten sich zwei Strategien zur Reduktion der dynamischen Axialkraft an, die in Domnick et al. [21] umfassend beschrieben sind.

Die erste Strategie vermindert die Überhöhung des akustischen Raummoden im Rückraum. Dazu werden die Verbindungsbohrungen die den Rückraum mit dem Hauptvolumen verbinden (vergl. Abbildung 1-1, S. 3) vergrößert. Die Studie [21] zeigt, dass diese Maßnahme bei dem vollständig angelegten Strahl zu einer Reduktion der dynamischen Axialkraft führt.

Mit der zweiten Strategie wird die Anregung des Raummoden vermindert. Dazu werden die Strömungsgleichrichter, die bereits in der Standardgeometrie eine Störung der Scherschicht hervorrufen (vergl. Abschnitt 5.2.2.2, S.74), durch Störnocken ersetzt, die eine intensivere Störung der Scherschicht bewirken und damit die Anregung des Raummoden stärker stören.

Durch beide Strategien wird im Fall des vollständig angelegten Strahls die dynamische Axialkraft reduziert, bei der ebenfalls untersuchten Strömungstopologie des symmetrisch abgelösten Strahls führen jedoch die untersuchten Modifikationen keine wesentlichen Unterschiede herbei. Dies unterstreicht die Notwendigkeit auch hinsichtlich der Axialkräfte einen angelegten Strahl zu erreichen, da sonst bei abgelöster Strömung die Geometrieverbesserungen wirkungslos bleiben.

9.4 Ausblick zu weitergehenden Forschungsthemen

Die hier durchgeführten Untersuchungen haben weitere Fragestellungen aufgeworfen, deren Beantwortung im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist. So bestehen bezüglich des Einflusses der Kegelschwingung auf den vollständig abgelösten Wandstrahl noch offene Fragen. Der Strahl wird durch die vorgeschriebene Kegelbewegung im Rahmen der Einwegekopplung kaum beeinflusst, während die Kegelschwingung im Fall der Zweiwegekopplung, die ein anders Spektrum aufweist, einen relativ starken Einfluss hat. Offensichtlich ist die Frequenz der Schwingung ein wesentlicher Parameter, zumal dies die Grundlagenuntersuchungen an ebenen Strahlen von Simmons et al. [75] nahelegen. Dem jetzigen Stand der Wissenschaft sind jedoch keine Erkenntnisse zu entnehmen, die auf die hier vorliegende Problemstellung anwendbar sind. Falls Frequenzen identifiziert werden, die die Entstehung von Instabilitäten besonders stark behindern, könnten der Kegel und die Spindel dahingehend ausgelegt werden, dass die dominante Strukturfrequenz in diesem Bereich liegt.

Numerische Untersuchungen, die sich mit der Verbesserung des Anlegeverhaltens des Wandstrahls befassen (Domnick et al. [22]), jedoch nicht explizit in dieser Arbeit aufgeführt sind, zeigen, dass ein konvergenter divergenter Verlauf im Ventilspalt zu einer Verbesserung des Anlegeverhaltens führt. Die wenigen bekannten experimentellen Grundlagenuntersuchungen (Bevilaqua und Lee [6], Cornelius und Lucius [16] sowie Sokolova [77]) liefern keine ausreichende Datenlage mit der eine Validierung numeri-

scher Ergebnisse wie im Fall des konvergenten Spalts (Abschnitt 5.1.2.2) möglich wäre. Daher besteht hier Bedarf für experimentelle Grundlagenuntersuchungen.

Ebenso sollten die hier gewonnenen numerischen Ergebnisse durch experimentelle Untersuchungen, welche die Fluid-Struktur-Interaktion im Dampfventil korrekt abbilden, überprüft werden, um gegebenenfalls die Güte der numerischen Verfahren zu verfeinern.

Literaturverzeichnis

- [1] Alison, T., Brunn, K. 2015, "Testing and Modeling of an Acoustic Instability in Pilot-Operated Pressure Relief Valves," *J. Eng. Gas Turbines Power*, 138 (5), pp. 55-61.
- [2] ANSYS Inc., 2012, ANSYS CFX Release 14.0, Theory Guide. Softwaredokumentation.
- [3] Armero, F., Ptöcz, E., 1998, "Formulation and analysis of conserving algorithms for frictionless dynamic contact / impact problems," *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 158 (3-4), pp. 296-300.
- [4] Bachmann, H., Ammann, W. J., Deischl, F., Eisenmann, J., Floegl, I., Hirsch, G. H., Klein, G. K., Lande, G. J., Mahrenholtz, O., Natke, H. G., Nussbaumer, H., Pretlove, A. J., Rainer, J. H., Saemann, E.-U., Steinbeisser, L., 1995, *Vibration Problems in Structures*. Berlin: Brinkhäuser Verlag.
- [5] Batten, P., Goldberg, U., Chakravarthy, S., 2004, "Interfacing Statistical Turbulence Closures with Large-Eddy Simulation," *AIAA Journal*, 42 (3), pp. 485-492.

- [6] Bevilaqua, P. M., Lee, J. D., 1980, "Development of a Nozzle to Improve the Turning of Supersonic Coanda Jets,"
- [7] Bianchini, C., Da Soghe, R., Cosi, L., Imparato, L., 2015, "Aeroacoustic Computational Analysis of a Steam Turbine Trip Valve," *ASME Turbo Expo 2015*, Paper No. GT2015-42473.
- [8] Bianchini, C., Da Soghe, R., Cosi, L., Imparato, E., 2014, "Numerical Analysis of the Unsteady Loads on a Steam Turbine Double Seat Control Valve," *ASME Turbo Expo*, Paper No. GT2014-26982.
- [9] Bianchini, C., Da Soghe, R., Imparato, E., Cosi, L., 2015, "Aeroacoustic analysis of a steam turbine double seat control valve," in *11th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*, Madrid.
- [10] Bowden, F. P., Tabor, D., 1950, *The friction and lubrication of solids*. Oxford: Clarendon Press.
- [11] Bradshaw, P., 1977, "Compressible Turbulent Shear Layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 9, pp. 33-54.
- [12] Bruce, P. J. K.; Babinsky, H., 2008, "Unsteady shock wave dynamics," *J. Fluid Mech.* 603, pp. 463-473.
- [13] Burton, T., Sharpe, D., Jennkins, N., Bossanyi, E., 2001, *Wind Energy Handbook*. Chichester: John Wiley and Sons.
- [14] Chakrabarti, S., Potdar, Y., Baik, S., Welch, D., Forte, G., 2014, "Forced Response Analysis of Steam Turbine Inlet Flow Control Valves," *ASME Turbo Expo*, Paper No. GT2014-27313.
- [15] Clari, M. B., Polklas, T, Joos, F., 2011, "Three-Dimensional Flow Separations in the Diffuser of a Steam Turbine Control Valve," *ASME Turbo Expo*, Paper No. GT2011-45617.
- [16] Cornelius, K. C., Lucius, G. A., 1994, "Physics of Coanda Jet Detachment at High-Pressure Ratio," *Journal of Aircraft*, 31 (3), pp. 591-596.
- [17] Darwish, M., Bates, C. L., 1977, "Flow Vortex Shedding in Check Valves," in *Advances in instrumentation Part 4, ISA Conference and Exhibition 32*, pp. 79-91.
- [18] Davidson, L., 2006, "Evaluation of the SST-SAS Model: Cahannel flow, Asymmetric Diffuser and Axi-Symmetric Hill," in *European Conference on Computational Fluid Dynamics*, Delft.

- [19] Dhond, G., 2004, *The Finite Element Method for Three-Dimensional Thermomechanical Applications*. West Sussex: Wiley.
- [20] D'Netto, W. D., Weaver, D. S., 1987, "Divergence and limit cycle oscillations in valves operating at small openings," *J. Fluids Struct.*, 1 (1), pp. 3-18.
- [21] Domnick, C. B. , Benra, F.-K., Brillert, D., Dohmen, H. J., Musch, C., 2015, "Improving the design of steam turbine inlet valves by numerical methods for enhanced part load operation," in *11th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*, Madrid.
- [22] Domnick, C. B., Benra, F.-K., Brillert, D., Musch, C., 2015, "Modifications of a Steam Valve Diffuser for Enhanced Full Load and Part Load Operation Using Numerical Methods," in *Conference on Modelling Fluid Flow*, Budapest Ungarn, Paper No. 41.
- [23] Dresig, H., Holzweissig, F., 2010, *Dynamics of Machinery*. Berlin: Springer Verlag.
- [24] Egorov, Y., Menter, F. R., 2008, "Development and Application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project," in *Adv. in Hybrid RANS-LES Modeling*. Berlin: Springer Verlag, pp. 261-270.
- [25] Feldmüller, A., Zimmerer, T., 2015, "From Base to Cycling Operation - Innovative Operational Concepts for CCPs," *Power-Gen Europe*, Amsterdam, Niederlande.
- [26] Fernholz, H.-H., 1965, Zur Umlenkung von Freistrahlen an konvex gekrümmten Wänden (Coanda-Effekt), Habilitationsschrift, TU Berlin.
- [27] Ferziger, J. H., Peric, M., 2008, *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer-Verlag.
- [28] Findeisen, D., 2006, *Ölhydraulik*. Berlin: Springer Verlag.
- [29] Fröhlich, J., 2006, *Large Eddy Simulationen turbulenter Strömungen*. Wiesbaden: Teubner.
- [30] Geurts, B., Vreman, B., Kuerten, H., Theofilis, V., 1993, "LES Modeling Errors in Free and Wall Bounded Compressible Shear Layers," in *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2*. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, pp. 325-334.
- [31] Gnielinski, V., 2006, "Wärmeübertragung im konzentrischen Ringspalt und im ebenen Spalt," in *VDI Wärmeatlas*, P. Stephan, Hrsg., Berlin: Springer Verlag.

- [32] Graf, H. R., Ziada, S., Rohner, R., Kälin, R., 1997, "Verification of Scaling Rules for Control Valve Noise by Means of Model Tests," *ASME -Publications-AD*, 53 (2), pp. 455-462.
- [33] Gregory-Smith, D. G., Gilchrist, A. R., 1987, "The compressible Coanda wall jet — an experimental study of jet structure and breakaway," *Int. J. Heat Fluid Flow*, 8 (2), pp. 156-164.
- [34] Hanada, T., Masuda, M., Matsuo, K., 2003, "Mechanism of Shock Wave Oscillation in Transonic Diffusers," *AIAA Journal*, 1 (41), pp. 64-70.
- [35] Herschel, D., 2014, "Druckflüssigkeiten für Hydraulikanlagen," in *Hydraulik Grundlagen, Komponenten, Systeme*. Berlin: Springer Verlag.
- [36] Heymann, F. J., Staiano, M. A., 1973, "Steam Turbine Control Valve Noise," in *85th Meeting of the Acoustical Society of America*.
- [37] Janzen, V. P., Luloff, B. V., Smith, B. A. W., Pozsgai, J., Dietrich, A. R., Bouvier, J. M., Errett, A. J., Kitko, G. T., Roberts, T. C., 2007, "Acoustic Noise Reduction in Large-Diameter Steam-Line Gate Valves," in *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Paper No. PVP2007-26773, San Antonio Texas, pp. 513-519.
- [38] Kasilov, V. F., Kalinin, S. V., Gvozdev, V. M., Kartshov, S. V., Emel'yanov, E. M., 2001, "A Study of the Vibrational Activity of the Control Valves in the Steam Admission System of the HP Cylinder in a K-200-130 Steam Turbine," *Thermal Engineering*, 11 (48), pp. 890-898.
- [39] Kizilos, A. P., Rose, R. E., 1968, "Experimental Investigations of Flight Control Surfaces Using Modified Air Jets,".
- [40] Klesnil, M., Lukas, P., 1992, *Fatigue of Metallic Materials*. Amsterdam: Elsevier.
- [41] Klingmüller, O., Lawo, M., Thierauf, G., 1983, *Stabtragwerke: Matrizenmethoden der Statik und Dynamik*. Braunschweig: Vieweg.
- [42] Kohnke, P., 2009, "Theory reference for the Mechanical APDL and Mechanical Applications,".
- [43] Krothapalli, A., Rajkuperan, E., Alvi, F., Lourenco, L., 1999, "Flow field and noise characteristics of a supersonic impinging jet," *J. Fluid Mech.*, 392, pp. 155-181.

- [44] Lambertz, J., Schiffer, H.-W., Serdarusic, I., Voß, H., 2012, "Flexibilisierung von Kohle- und Gaskraftwerken zum Ausgleich von Nachfrage- und Einspeiseschwankungen," *Energiewirtschaftliche Tagesfragen*, 67 (7), pp. 16-20.
- [45] Liu, G., Wang, S., Guo, H., Mao, J., Feng, Z., Xiang, X., 2008, "Investigation on Flow Characteristics and Stability of Control Valves for Steam Turbines," *ASME Turbo Expo*, GT2008-51016.
- [46] Lowry, J. G., Reibe, J. M., Campbell, J. P., 1957, "The Jet Augmented Flap," *25th Annual Meeting of the Institute of the Aeronautical Sciences*, New York.
- [47] Lozinskii, M. G. , 1961, *High Temperature Metallography*. Oxford: Pergamon.
- [48] Lubert, C., 2011, "On some Recent Applications of the Coanda Effect," *Int. J. Acoust. Vibr.*, 16 (3), pp. 144-151.
- [49] Makuhlt, M., 1970, *Schwingungstechnische Bemessung von Maschinenfundamenten*. Budapest: Akademiai Kiado.
- [50] Martin, P., Buxmann, J., 1968, "Verfahren zur Berechnung der Durchflußcharakteristik von Regelventilen bei Dampfturbinen," *Brennstoff Wärme Kraft*, 10 (20), pp. 470-477.
- [51] Matas, R., Straka, F., Hoznedl, M., 2013, "Numerical Simulation of Flow and Determination of Aerodynamic Forces in the Balanced Control Valve," *EPJ Web of Conferences*, 45.
- [52] Matsuo, S., Setoguchi, T., Kudo, T., 1998, "Study on the Characteristics of Supersonic Coanda Jet," *J. Therm. Sci.*, 7 (3), pp. 165-175.
- [53] Menter, F. R., 1997, "Eddy Viscosity Transport Equations and Their Relation to the k- ϵ Model," *J. Fluids Eng.*, 119 (4), pp. 879-884.
- [54] Menter, F., 2011, "Turbulence Modeling for Engineering Flows,".
- [55] Menter, F. R., 1994, "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, 32 (8), pp. 1598-1605.
- [56] Menter, F. R., Egorov, Y., 2005, "A Scale-Adaptive Simulation Model using Two-Equation Models," in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* , Reno Nevada.

- [57] Michaud, S., Ziada, S., Pastorel, H., 2001, "Acoustic Fatigue of a Steam Dump Pipe System Excited by Valve Noise," *J. Pressure Vessel Technol.*, 123 (4), pp. 461-468.
- [58] Möller, U, Nassar, J., 2002, *Schmierstoffe im Betrieb*. Berlin: Springer Verlag.
- [59] Morita, R., Fumio, F., Mori, M., Tezuka, K., Tsujimoto, Y., 2005, "Flow Induced Vibrations of a Steam Control Valve in Middle Opening Condition," *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Paper No. PVP2005-71334, pp. 79-91.
- [60] Morita, R., Inada, F., Mori, M., Tezuka, K., Tsujimoto, Y., 2004, "CFD Calculation and Experiments of Unsteady Flow on Control Valve," *ASME 2004 Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference*, Paper No. HT-FED2004-56017, pp. 51-58.
- [61] Musch, C., Deister, F., Zimmer, G., Balkowski, I., Brüggemann, P., Haslinger, W., 2014, "A New Emergency Stop and Control Valve Design: Part 2 — Validation of Numerical Model and Transient Flow Physics," *ASME Turbo Expo*, Paper No. GT2014-25117.
- [62] Mutul, V. V., Kozlov, I. S., Orlik, V. G., 1993, "Vibrational Activity of Steam-Turbine Governing Valves," *Russian Journal on Heavy Machinery (Tyazheloe Mashinostroenie)*, 8, pp. 4-7.
- [63] Nakano, M., Outa, E., Tajima, K., "Noise and Vibration Related to the Patterns of Supersonic Annular Flow in a Pressure Reducing Gas Valve," *J. of Fluids Eng.*, 110 (1), pp. 52-62.
- [64] Naudascher, E., Rockwell, D., 2005, *Flow-Induced Vibrations : An Engineering Guide.*: Dover Publications.
- [65] Newman, G. V., 1962, The deflection of plane jets by adjacent boundaries - Coanda effect.
- [66] Nicoud, F., Ducros, F., 1999, "Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor," *Flow Turbulence and Combustion*, 62 (3), pp. 183-200.
- [67] Oertel, H., 2008, *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. Wiesbaden: GWV Fachverlage.
- [68] Paultre, P., 2010, *Dynamics of Structures*. London: ISTE Ltd.

- [69] Pluiose, M., 2013, "Quieting the Flows in Valves Using Kinetic Energy Degraders," *Int. J. Thermodyn.*, 16 (3), pp. 109-114.
- [70] Pluiose, M., 1989, "Stabilization of Flow Through Steam-Turbine Control Valves," *J. Eng. Gas Turbines Power*, 111 (4), pp. 642-646.
- [71] Quinkertz, R., Ulma, A., Gobrecht, E., Wechsung, M., 2008, "USC Steam Turbine technology for maximum efficiency and operational flexibility," in *POWER-GEN Asia*, Kuala Lumpur, Malaysia.
- [72] Rockwell, D., Naudascher, E., "Self-sustained Oscillations of Impinging Free Shear Layers," *Annual Review of Fluid Mechanics* (11), pp. 67-94.
- [73] Schleich, M., Brownlie, K., Conzett, J., Sobrino, J., Starsky, J., Takenouchi, K., 2005, *Guidelines for the Design of Footbridges: Guide to Good Practice*. Lausanne: International Federation for Structural Concrete.
- [74] Schramm, A., Müller, T., Polklas, T., Brunn, O., Mailach, R., 2014, "Unsteady Flow in Extraction Modules of Industrial Steam Turbines," *ASME Turbo Expo 2014*, Paper No. GT2014-25394.
- [75] Simmons, J. M., Lai, J. C. S., Platzer, M. F., 1981, "Jet Excitation by an Oscillating Vane," *AIAA Journal*, 19 (6), pp. 673-676.
- [76] Simonov, S., Zaryankin, A., Tchernoshtan, V., 1997, "Steam Turbine Regulating Valves' Elements Destruction Prevention Methods," *VDI-Berichte* (1359), pp. 269-377.
- [77] Sokolova, I. N., 1986, "Investigation of Supersonic Coanda Flow," *Fluid Mechanics - Soviet Research*, 15 (5), pp. 1-6.
- [78] Spurk, H. J., Aksel, N., 2007, *Strömungslehre*. Berlin: Springer Verlag.
- [79] Stástný, M., Bednár, L., Tajic, L., Kolár, P., Martinu, P., Matas, R., 2003, "Pulsating flows in the inlet of a nuclear steam turbine," in *5th European Conference on Turbomachinery*, pp. 667-687.
- [80] Tecza, J., Chochua, G., Moll, R., 2010, "Analysis of Fluid-Structure Interaction in a Steam Turbine Throttle Valve," *ASME Turbo Expo, Paper No GT2010-23788*, Paper No. GT2010-23788.
- [81] Traupel, W., 2001, *Thermische Turbomaschinen. 2. Geänderte Betriebsbedingungen, Regelung, mechanische Probleme, Temperaturprobleme*. Berlin: Springer Verlag.

- [82] von Kármán, T., 1930, "Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz," in 3. *Internationaler Kongress für Technische Mechanik*, Stockholm, pp. 85-93.
- [83] Wagner, W., 2000, *Rohrleitungstechnik*. Würzburg: Vogel Verlag.
- [84] Wagner, W., Cooper, J. R., Dittmann, A., Kijima, J., Kretzschmar, H.-J., Kruse, A., Mareš, R., Oguchi, K., Sato, H., Stöcker, I., Sifner, O., Takaishi, Y., Tanishita, I., Trübenbach, J., Willkommen, T., 2000, "The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam," *J. Eng. Gas Turbines Power*, 122 (1), pp. 150-182.
- [85] Watkins, J. C., DeWall, K. G., 2001, "Stellite 6 Friction Changes Due To Aging And In-Service Testing," in *ASME Pressure Vessel and Piping Conference*.
- [86] Weaver, D. S., 1980, "Flow induces Vibrations in Valves operating at small openings," in *Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations*. Berlin: Springer-Verlag, pp. 306-317.
- [87] Weaver, D. S., Ziada, S., 1980, "A Theoretical Model for Self-Excited Vibrations in Hydraulic Gates, Valves and Seals," *J. Pressure Vessel Technol.*, 102 (2), pp. 146-151.
- [88] Weaver, D. S., Ziada, S., Au-Yang, M. K., Chen, S. S., Paidoussis, M. P., Pettigrew, M. J., 2000, "Flow-Induced Vibrations in Power and Process Plant Components—Progress and Prospects," *J. Pressure Vessel Technol.*, 122 (3), pp. 339-348.
- [89] Weltbank, 2015, Sustainable Energy for All (SE4ALL) database from World Bank, Global Electrification database. <http://wdi.worldbank.org/table/3.7>
- [90] Wiedell, K.-E., 1980, "Governing Valve Vibrations in a Large Steam Valve," in *Practical experiences with Flow-Induced Vibrations*. Berlin: Springer Verlag, pp. 320-323.
- [91] Wilcox, D. C., 1988, "Multiscale Model for Turbulent Flows," *AIAA-Journal*, 26 (11), pp. 1311-1320.
- [92] Willner, K., 2003, *Kontinuums- und Kontaktmechanik*. Berlin: Springer-Verlag.
- [93] Woisetschläger, J., Jericha, H., Sanz, W., Gollner, F., 1995, "Optical Investigation of Transonic Wall-Jet Film Cooling," *ASME COGEN TURBO POWER*, Wien.

- [94] Zahoransky, R. A., Allelein, H.-J., Bollin, E., Oehler, H., Schelling, U., Schwarz, H., 2012, *Energietechnik - Systeme zur Energieumwandlung*. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- [95] Zanzzi, G., Schäfer, O., Sell, M., Ridoutt, C, 2013, "Unsteady CFD simulation of control valve in throttling conditions and comparison with experiments," in *ASME Turbo Expo, Paper No. GT2013-94788*.
- [96] Zaryankin, A. E., Simonov, B. P., 1996, "New Control Valves for Steam Turbines, Their Characteristics and Experience with Their Operation," *Thermal Engineering*, 43 (1), pp. 19-24.
- [97] Zeng, L., Liu, G., Mao, J., Yuan, Q., Wang, S., Wei, L., Wang, Z., 2015, "A novel numerical simulation method to verify turbulence models for predicting flow patterns in control valves," *J.of Fluid Sci. and Technol.*, 10 (1).
- [98] Zhang, D., Engeda, A., 2003, "Venturi valves for steam turbines and improved design considerations," *Proc. Instn. Mech. Engrs. Part A: J. Power and Energy*, 217, pp. 219-230.
- [99] Zhang, D., Engeda, A., Hardin, J R, Aungier, R. H., 2004, "Experimental Study of steam turbine control valves," *Proc. Instn. Mech. Engrs. Part C: J. Mechanical Engineering Science*, 218, pp. 493-507.
- [100] Zhang, D., Tan, J., Lv, L., 2005, "Investigation on flow and mixing characteristics of supersonic mixing layer induced by forced vibration of cantilever," *Acta Astronautica*, 117, pp. 440–449.
- [101] Ziada , S., Bühlmann, E. T., 1989, "Flow Impingement as an Excitation Source in Control Valves," *J. Fluids and Struct.*, 5 (3), pp. 529-549.

Der Lebenslauf ist in der
Online-Version aus
Gründen des Datenschutzes nicht enthalten