

**Forschungsbericht 2024-06**

**Experimentelle Untersuchung von  
Druckschlägen in Wasser und  
kryogenem Stickstoff in Bezug auf  
das Versorgungssystem von  
Raketentriebwerken**

Sebastian Klein

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Raumfahrtantriebe  
Lampoldshausen



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

# **Forschungsbericht 2024-06**

## **Experimentelle Untersuchung von Druckschlägen in Wasser und kryogenem Stickstoff in Bezug auf das Versorgungssystem von Raketentriebwerken**

Sebastian Klein

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Raumfahrtantriebe  
Lampoldshausen

217 Seiten  
131 Bilder  
12 Tabellen  
110 Literaturstellen



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



*Herausgeber:*

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e. V.  
Wissenschaftliche Information  
Linder Höhe  
D-51147 Köln

ISSN 1434-8454  
ISRN DLR-FB-2024-06  
Erscheinungsjahr 2024

DOI: [10.57676/1vsz-a321](https://doi.org/10.57676/1vsz-a321)

### **Erklärung des Herausgebers**

Dieses Werk wird unter den Bedingungen der Creative Commons Lizenz vom Typ Namensnennung 4.0 International, abrufbar über <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>, zur Nutzung überlassen.

### **Lizenz**



Creative Commons Attribution 4.0 International

*Fluidhammer, Druckschlag, Kavitation, Zweiphasenströmung, kryogene Strömung, flüssiger Stickstoff, Raketentriebwerk*

Sebastian KLEIN  
DLR, Institut für Raumfahrtantriebe, Lampoldshausen

***Experimentelle Untersuchung von Druckschlägen in Wasser und kryogenem Stickstoff in Bezug auf das Versorgungssystem von Raketentriebwerken***  
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Die Erforschung transienter Strömungen ist in diversen Anwendungsfeldern von größtem Interesse, da durch das Phänomen des Fluidhammers enorme Druckschläge in strömungstechnischen Systemen auftreten und diese beschädigen können. In Raketentriebwerken ist dies von besonderer Bedeutung, da eine Beschädigung des Systems das Scheitern der Mission bedeutet. Hinzu kommt, dass Raketentriebwerke möglichst leicht sein müssen um eine möglichst schwere Nutzlast transportieren zu können. Typische Vermeidungsstrategien wie Drucktanks zur Dämpfung des Fluidhammers sind daher ebenso wenig möglich wie überdimensionierte Wandstärken, bezogen auf den stationären Betrieb des Systems. In einer Vielzahl der heute eingesetzten Raketentriebwerken werden kryogene, reaktive Fluide verwendet. Die in der Entwicklung des Triebwerks notwendige Untersuchung der Strömungstransienten bringt bei Verwendung der Treibstoffe ein hohes Risiko mit sich. Um dieses Risiko zu minimieren, können inerte Surrogate wie Wasser als nicht-kryogenes Fluid und flüssiger Stickstoff als kryogenes Fluid verwendet werden. Ziel dieser Arbeit ist es, die Druckstöße in beiden Fluiden zu untersuchen und miteinander zu vergleichen um potentielle Unterschiede zu identifizieren. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Auswirkungen der durch den Fluidhammer induzierten Kavitation in Ventilnähe. Deren Dauer und räumliche Ausbreitung wird untersucht und mit dem Prasser-Modell verglichen, wobei bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten in beiden Fluiden eine gute Übereinstimmung festgestellt wird. In Wasser treten unregelmäßige Druckspitzen während der Kavitation sowohl in der Gasphase als auch in der Flüssigphase auf. In flüssigem Stickstoff wird stattdessen eine Druckwelle beobachtet die gut mit der gängigen Fluidhammer-Theorie übereinstimmt. Während der Kavitation wird der Lärmpegel in der Flüssigphase gemessen, dadurch konnte gezeigt werden, dass die Kavitation in Wasser deutlich mehr Lärm erzeugt als in Stickstoff. Des Weiteren wird in beiden Fluiden beobachtet, dass die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert. Auf der Suche nach einer möglichen Erklärung für die beobachteten Prozesse während der Kavitation wird das Blasenwachstum mit Hilfe einer Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung systematisch untersucht. Das Resultat dieser Analyse offenbart, dass die Blasengröße in flüssigem Stickstoff um mehrere Größenordnungen kleiner ist als in Wasser. Abschließend werden die Surrogate mit realen Treibstoffen anhand verschiedener Parameter verglichen um zu identifizieren welches Surrogat welchen Treibstoff in Entwicklungstests adäquat ersetzen kann.

*fluid hammer, pressure surge, two-phase flow, cryogenic flow, liquid nitrogen, rocket engine,*  
(Published in German)

Sebastian KLEIN

German Aerospace Center (DLR), Institute of Space Propulsion, Lampoldshausen

***Experimental Investigation of Pressure Surges in Water and Cryogenic Nitrogen with  
Regard to the Supply System of Rocket Engines***

RWTH Aachen University

The investigation of transient flows is of great interest in various application fields, as the phenomenon of water hammer can lead to significant pressure surges in fluid systems and cause damage to them.

In rocket engines, this is of particular significance, as system damage can result in mission failure. Furthermore, rocket propulsion systems need to be as lightweight as possible to carry the heaviest possible payload. Common avoidance strategies, such as pressure tanks to dampen water hammer effects or oversized walls with regard to the steady-state operation, are not feasible. In a wide range of recent rocket engines, cryogenic and reactive fluids are used. The necessary investigation of flow transients during engine development carries a high risk when using these propellants. To minimise this risk, inert surrogates such as water as a non-cryogenic fluid and liquid nitrogen as a cryogenic fluid can be used.

The aim of this work is to investigate and compare pressure surges in both fluids to identify potential differences. The focus is on the effects of cavitation induced by the fluid hammer near the valve. Its duration and spatial propagation are investigated and compared with the Prasser model, showing good agreement at high flow velocities in both fluids. In water, irregular pressure peaks occur during cavitation in both the gas phase and the liquid phase. In contrast, a pressure wave is observed in liquid nitrogen that aligns well with the established fluid hammer theory. The noise level during cavitation in the liquid phase is measured, demonstrating that cavitation in water produces significantly more noise than in nitrogen. Furthermore, cavitation is observed to act as an acoustic boundary condition in both fluids. In the search for an explanation of the processes observed during cavitation, bubble growth is systematically analyzed using a sensitivity analysis of the Rayleigh-Plesset equation. The outcome of this analysis reveals that the bubble size in liquid nitrogen is several orders of magnitude smaller than in water.

Finally, the surrogates are compared with the actual propellants on the basis of on various parameters to identify which surrogate can adequately replace which propellant in development testing.

# Experimentelle Untersuchung von Druckschlägen in Wasser und kryogenem Stickstoff in Bezug auf das Versorgungssystem von Raketentriebwerken

Experimental Investigation of Pressure Surges  
in Water and Cryogenic Nitrogen with Regard  
to the Supply System of Rocket Engines

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen  
Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Sebastian Klein

Berichter/in: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Oswald  
Prof. Dr.-Ing. Chiara Manfretti  
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke

Tag der mündlichen Prüfung: 11. März 2024

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek  
online verfügbar.



# Kurzfassung

Die Erforschung transienter Strömungen ist in diversen Anwendungsfeldern von größtem Interesse, da durch das Phänomen des Fluidhammers enorme Druckschläge in strömungstechnischen Systemen auftreten und diese beschädigen können. In Raketentriebwerken ist dies von besonderer Bedeutung, da eine Beschädigung des Systems das Scheitern der Mission bedeutet. Hinzu kommt, dass Raketentriebwerke möglichst leicht sein müssen um eine möglichst schwere Nutzlast transportieren zu können. Typische Vermeidungsstrategien wie Drucktanks zur Dämpfung des Fluidhammers sind daher ebenso wenig möglich wie überdimensionierte Wandstärken, bezogen auf den stationären Betrieb des Systems. In einer Vielzahl der heute eingesetzten Raketentriebwerken werden kryogene, reaktive Fluide verwendet. Die in der Entwicklung des Triebwerks notwendige Untersuchung der Strömungstransienten bringt bei Verwendung der Treibstoffe ein hohes Risiko mit sich. Um dieses Risiko zu minimieren, können inerte Surrogate wie Wasser als nicht-kryogenes Fluid und flüssiger Stickstoff als kryogenes Fluid verwendet werden. Ziel dieser Arbeit ist es, die Druckstöße in beiden Fluiden zu untersuchen und miteinander zu vergleichen um potentielle Unterschiede zu identifizieren. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Auswirkungen der durch den Fluidhammer induzierten Kavitation in Ventilnähe. Deren Dauer und räumliche Ausbreitung wird untersucht und mit dem Prasser-Modell verglichen, wobei bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten in beiden Fluiden eine gute Übereinstimmung festgestellt wird. In Wasser treten unregelmäßige Druckspitzen während der Kavitation sowohl in der Gasphase als auch in der Flüssigphase auf. In flüssigem Stickstoff wird stattdessen eine Druckwelle beobachtet die gut mit der gängigen Fluidhammer-Theorie übereinstimmt. Während der Kavitation wird der Lärmpegel in der Flüssigphase gemessen, dadurch konnte gezeigt werden, dass die Kavitation in Wasser deutlich mehr Lärm erzeugt als in Stickstoff. Des Weiteren wird in beiden Fluiden beobachtet, dass die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert. Auf der Suche nach einer möglichen Erklärung für die beobachteten Prozesse während der Kavitation wird das Blasenwachstum mit Hilfe einer Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung systematisch untersucht. Das Resultat dieser Analyse offenbart, dass die Blasengröße in flüssigem Stickstoff um mehrere Größenordnungen kleiner ist als in Wasser. Abschließend werden die Surrogate mit realen Treibstoffen anhand verschiedener Parameter verglichen um zu identifizieren welches Surrogat welchen Treibstoff in Entwicklungstests adäquat ersetzen kann.



# Abstract

The investigation of transient flows is of great interest in various application fields, as the phenomenon of water hammer can lead to significant pressure surges in fluid systems and cause damage to them.

In rocket engines, this is of particular significance, as system damage can result in mission failure. Furthermore, rocket propulsion systems need to be as lightweight as possible to carry the heaviest possible payload. Common avoidance strategies, such as pressure tanks to dampen water hammer effects or oversized walls with regard to the steady-state operation, are not feasible. In a wide range of recent rocket engines, cryogenic and reactive fluids are used. The necessary investigation of flow transients during engine development carries a high risk when using these propellants. To minimise this risk, inert surrogates such as water as a non-cryogenic fluid and liquid nitrogen as a cryogenic fluid can be used.

The aim of this work is to investigate and compare pressure surges in both fluids to identify potential differences. The focus is on the effects of cavitation induced by the fluid hammer near the valve. Its duration and spatial propagation are investigated and compared with the Prasser model, showing good agreement at high flow velocities in both fluids. In water, irregular pressure peaks occur during cavitation in both the gas phase and the liquid phase. In contrast, a pressure wave is observed in liquid nitrogen that aligns well with the established fluid hammer theory. The noise level during cavitation in the liquid phase is measured, demonstrating that cavitation in water produces significantly more noise than in nitrogen. Furthermore, cavitation is observed to act as an acoustic boundary condition in both fluids. In the search for an explanation of the processes observed during cavitation, bubble growth is systematically analyzed using a sensitivity analysis of the Rayleigh-Plesset equation. The outcome of this analysis reveals that the bubble size in liquid nitrogen is several orders of magnitude smaller than in water.

Finally, the surrogates are compared with the actual propellants on the basis of various parameters to identify which surrogate can adequately replace which propellant in development testing.



# Danksagung

Die vorliegende Doktorarbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt am Standort Lampoldshausen.

Zunächst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Univ.-Prof Dr. rer. nat. Michael Oswald bedanken. Vielen Dank für die langjährige Unterstützung sowie zahlreiche hilfreiche Diskussionen, die diese Arbeit erst ermöglicht haben. Ich danke Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke und Frau Prof. Dr.-Ing. Chiara Manfretti dafür diese Arbeit geprüft und bewertet zu haben.

Ein besonderer Dank gilt meinem fachlichen Betreuer und Gruppenleiter Tobias Traudt, dessen Expertise auf dem Gebiet des Fluidhammers diese Arbeit enorm bereichert hat. Zusätzlich möchte ich ihm und Dr. Cristiano Bombardieri danken für die Erstellung und Bereitstellung des Datensets der Wasserversuche.

Die Doktorarbeit wurde zum Großteil im Rahmen der Gruppe für Turbopumpentechnologie durchgeführt, hier gilt mein außerordentlicher Dank Yan-  
nik Miene für seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente, sowie Christopher Groll für zahlreiche Diskussionen zum Blasenwachstum in kavitierender, kryogener Strömung. Auch bei den derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Gruppe, Anirud Mukund Saraf, Michael Andrick und Max Axel Müller, sowie meinem Abteilungsleiter Prof. Dr. Jan Deeken möchte ich mich herzlich für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Bevor ich in der Gruppe für Turbopumpentechnologie war, war ich Teil der Gruppe für Verbrennungsdynamik unter der Leitung von Dr. Justin Hardi, vielen Dank für den gelungenen Start in die Doktorarbeit.

Ein besonderer Dank gilt Artur Walz-Steinbach, Johann Fröse, Michael Zep-  
meisel, Markus Dengler und Manuel Hofmann für die zahlreichen mechanischen und elektrischen Arbeiten, ohne euch wäre ein Betrieb des Prüfstands nicht möglich gewesen. Des Weiteren danke ich Joachim Sender für die Unterstützung bei der ersten Wiederherstellung des Prüfstandcomputers.

Für die Korrekturen der Doktorarbeit danke ich Jan van Schyndel, Kai Dresia, Maxim Kurliov und Christopher Groll, dank eurer Hilfe konnte ich der Arbeit den letzten Schliff geben und das ein oder andere Kapitel maßgeblich verbessern. Ich danke meinen ehemaligen Studenten Timo Gonschior, Nicolas Heinz, Jonas Leitner, Leonard Schraven, Markus Müller und Markus Eckert.

Ihre Arbeiten lieferten wichtige Erkenntnisse zu dieser Dissertation oder nahmen mir durch ihre hervorragende Arbeit Projektaufgaben ab damit ich mich auf die Forschung zur Dissertation konzentrieren konnte.

Neben der extrem interessanten Arbeit am Institut für Raumfahrtantriebe bleibt mir vor allem das Miteinander mit den aktuellen und ehemaligen Kollegen in guter Erinnerung. Neben den sehr unterhaltsamen Mittagessen in der Kantine waren die zahlreichen Aktivitäten, sei es Bouldern, Ski fahren, Radtouren, Schwimmen, Reisen, Konferenzen oder einfach ein Snack und ein Getränk nach der Arbeit oder am Wochenende, eine willkommene Abwechslung zum Arbeitsalltag. Mein Dank gilt hier Jan van Schyndel, Maxim Kurilov, Kai Dresia, Eldin Kurudzija, Christopher Groll, Jan Martin, Alexander Bee, Clara Morris, Jonas Dauer, Jeannine Schmacke, Pascal Kringe, Ewen Bard, Dr. Wolfgang Armbruster, Dr. Michael Börner, Dr. Federica Tonti, Dr. Gordan Thiede und Dr. Andreas Rees.

Ein großer Dank gebührt dem Kunstturnteam Heilbronn und meinem Trainer Kai Werner. Vielen Dank, dass ich hier über all die Jahre eine ausgezeichnete Trainingsmöglichkeit hatte. Nicht unerwähnt bleiben soll Moritz Thiele, der sich, nach eigener Aussage, stets um meinen mentalen Ausgleich kümmerte. Danke, dass dir das so gut gelungen ist.

Vielen Dank auch an meine Freunde aus der Heimat, Fabian Rögels, Philip Oemmelen, Laura Genings und Thomas Irgang für die Unterstützung und die zahlreichen Besuche in Heilbronn und Lampoldshausen.

Ich danke meinen Eltern und Großeltern für die Möglichkeit studieren zu können und die damit verbundene finanzielle Unterstützung während dieser Zeit. Meinen Brüdern Johannes Klein und Andreas Klein danke ich für die zahlreichen Ausflüge in den letzten Jahren.

Ein besonderer Dank geht an meine Freundin Teresa Bister. Vielen Dank für die langjährige Unterstützung, sowie wichtige Hinweise im Bereich der Datenauswertung.

Zu guter Letzt möchte ich gesondert meinem Vater Prof. Dr. rer. nat. Norbert Klein danken, er war in wissenschaftlichen und beruflichen Fragen stets mein erster Ansprechpartner.

Vielen Dank für eure Unterstützung.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>XI</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XVII</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>XIX</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	1
1.2. Ziele der Dissertation . . . . .	4
1.3. Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2. Stand der Forschung</b>	<b>7</b>
2.1. Flüssige Raketentreibstoffe . . . . .	7
2.2. Historie . . . . .	9
2.3. Modellierung . . . . .	12
2.4. Fluidhammer in diversen Anwendungsfeldern . . . . .	14
2.5. Einordnung der Arbeit . . . . .	20
<b>3. Grundlagen des Fluidhammers</b>	<b>23</b>
3.1. Phänomenologische Beschreibung . . . . .	23
3.2. Mathematische Beschreibung . . . . .	27
<b>4. Grundlagen der Zweiphasenströmung</b>	<b>41</b>
4.1. Strömungsarten . . . . .	41
4.2. Strömungsformkarten . . . . .	44
4.3. Stoffeigenschaften . . . . .	45
4.4. Rayleigh-Plesset Gleichung . . . . .	51
4.5. Unterschreitung des Dampfdrucks . . . . .	55
<b>5. Prüfstand FTTF</b>	<b>57</b>
5.1. FTTF-1 . . . . .	57
5.2. FTTF-2 . . . . .	59
5.3. Ventil SSV . . . . .	62
5.4. Messstellen . . . . .	65
5.5. Geometrie . . . . .	67
5.6. Sequenz . . . . .	68

<b>6. Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>71</b>
6.1. Definition der Messwerte . . . . .	71
6.2. Kampagnen . . . . .	78
6.2.1. Exemplarische Testfälle . . . . .	82
6.2.2. Druckverlust der Teststrecke . . . . .	87
6.2.3. Druckanstieg nach Ventilschluss . . . . .	88
6.2.4. Vergleich der Messwerte der dynamischen und statischen Drucksensoren . . . . .	89
6.3. Reproduzierbarkeit . . . . .	91
6.4. Vergleich mit theoretischen Lösungen . . . . .	95
6.4.1. Joukowsky-Druckstoß . . . . .	95
6.4.2. Eigenfrequenz . . . . .	97
6.4.3. Kavitationsdauer . . . . .	101
6.4.4. Kavitationsausbreitung . . . . .	109
6.5. Dämpfungsanalyse . . . . .	112
6.6. Kavitation und Akustik . . . . .	115
6.6.1. Kavitation in Ventilnähe . . . . .	115
6.6.2. Kavitation als akustische Randbedingung . . . . .	126
6.7. Rauschverhalten . . . . .	131
<b>7. Blasenwachstum</b>	<b>137</b>
7.1. Rayleigh-Plesset: Thermodynamischer Effekt . . . . .	137
7.2. Rayleigh-Plesset-Sensitivitätsanalyse . . . . .	144
7.3. Erwartete Blasengröße . . . . .	147
<b>8. Vergleichbarkeit mit realen Treibstoffen</b>	<b>149</b>
<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>153</b>
9.1. Experimentelle Untersuchung . . . . .	153
9.2. Ausblick . . . . .	156
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>157</b>
<b>Anhang</b>	<b>167</b>
<b>A. Herleitung Joukowsky Gleichung</b>	<b>169</b>
<b>B. Testfallbeschreibung</b>	<b>177</b>
B.1. LN2 . . . . .	178
B.1.1. Fall A . . . . .	178
B.1.2. Fall B . . . . .	180
B.1.3. Fall C . . . . .	182
B.1.4. Fall D . . . . .	184

B.2. H <sub>2</sub> O . . . . .	186
B.2.1. Fall E . . . . .	186
B.2.2. Fall F . . . . .	188
B.2.3. Fall G . . . . .	190
B.2.4. Fall H . . . . .	192



# Abbildungsverzeichnis

1.1. Raketentriebwerk: Expander Zyklus . . . . .	2
2.1. Druckschrieb mit Auftreten des Abriss der Flüssigkeitssäule [31]	10
2.2. Senke der Dampfleitung mit dem abgekühlten Kondensat [14] .	10
2.3. Ablösung und Kollaps einer Dampfblase nachdem der Dampf- massenstrom erhöht wurde [14] . . . . .	11
2.4. Dampfwolke nach Bersten der Dampfdruckleitung in New York, 2007 [3], Lizenz: CC BY 2.0 . . . . .	12
2.5. Anteil des Volumendampfanteils hinter dem Ventil FOV wäh- rend des Öffnungsvorgangs [72], Veröffentlichung mit Geneh- migung des Autors . . . . .	13
2.6. Schematischer Darstellung einer Periode der Geyser Strömung in der Treibstoffleitung eines kryogenen Raketentriebwerks [58], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier . . . . .	18
2.7. Versuchsanlage des Von Karman Instituts für Strömungsme- chanik (VKI) [17] . . . . .	19
2.8. Dampfvolumenteil (räumlich gemittelt) und pseudo 3D-Ansicht der Kavitationsblase während eines Wasserhammer Events [91], Veröffentlichung mit Genehmigung von 3AF . . . . .	20
2.9. Position einer Kavitationsblase während eines Wasserhammers [90] . . . . .	20
3.1. Schematische Darstellung des Wasserhammer Phänomens in- duziert durch einen Ventilschluss am Ende einer Leitung [38], Lizenz: CC BY 4.0 . . . . .	25
3.2. Schematische Darstellung des Fluidhammers mit Auftreten von Kavitation [38], Lizenz: CC BY 4.0 . . . . .	26
3.3. Einfluss des statischen Drucks auf die Form der Kavitation, im Original von Zielke and Perko [109], adaptiert von Bergant et al. [9], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier . . .	30
3.4. Schematische Darstellung der Druckstoßanlage des Fraunhofer Instituts UMSICHT [73], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors . . . . .	31
3.5. Druckschrieb während eines Wasserhammer Events mit dem Auftreten von Kavitation[73], Veröffentlichung mit Genehmi- gung des Autors . . . . .	32
3.6. Schematische Darstellung der Differentialgleichung 3.11 . . . .	33

3.7.	Position der Blasenfront aus Gleichung 3.12, verglichen mit experimentellen Werten [73], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors . . . . .	34
3.8.	Theoretische Betrachtung der Strömungsgeschwindigkeit $v'$ während der ersten Kavitation, a) Druck über Zeit, b) Strömungsgeschwindigkeit über Zeit [9], adaptiert von Mostowsky, Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier . . . . .	35
3.9.	a) Tank mit Rohr, Bildung von Kavitation nah am Ventil, b) Ausbreitung der Wasserhammers und der durch Kavitation induzierten Druckwelle, c) Druckverlauf über die Zeit am Ventil [9], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier . . . . .	36
3.10.	Druckschrieb stromab des Ventils(a) und Druckerhöhung als Funktion der Ventilschlusszeit (b) [86], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors . . . . .	38
3.11.	Schematische Darstellung der Fluid-Struktur Interaktion von Wiggert and Tijsseling [97]; Übersetzt ins Deutsche . . . . .	39
4.1.	Strömungsformkarte des Kühlmittels R-22 [99]. I: intermittierende Strömung, Slug: Schwallströmung, SW: Schwall- und Wellenströmung, A: Ringströmung, D: Austrocknungsströmung, M: Nebelströmung, Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier	44
4.2.	H <sub>2</sub> O/LN2: Schallgeschwindigkeit im Zweiphasengebiet LN2: $T = 77\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ H <sub>2</sub> O: $T = 293\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ . . . . .	46
4.3.	H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Resonanzfrequenz $f_{\text{res}}$ , dynamische Grenzfrequenz $f_{\text{dyn}}$ und thermische Grenzfrequenz $f_t$ als Funktion des Blasenradius $R$ . LN2: $T = 77\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ H <sub>2</sub> O: $T = 293\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ . . . . .	49
4.4.	H <sub>2</sub> O/LN2: Schallreflexionsfaktor $r$ für eine Druckwelle, die aus einem einphasigen Gebiet in ein Zweiphasengebiet läuft [38]. LN2: $T = 87\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ H <sub>2</sub> O: $T = 293\text{ K}$ ; $P = 1\text{ bar}$ . . . . .	51
4.5.	Kavitationsblase in ungestörter Umgebung, adaptiert von Brennen [13], reproduziert mit Genehmigung des Lizenzgebers durch PLSclear . . . . .	52
5.1.	FTTF-1: Wasserkonfiguration, Bild ohne Beschriftung bereits veröffentlicht von Traudt et al. [89] . . . . .	58
5.2.	FTTF-1: Schematische Darstellung . . . . .	59
5.3.	FTTF-2: LN2 Konfiguration . . . . .	60
5.4.	FTTF-1: Schematische Darstellung . . . . .	61
5.5.	FTTF-2: Teststrecke . . . . .	62

5.6.	Schnellschlussventil (SSV) mit pneumatische Ansteuerung durch zwei 3/2 Wege-Ventile. Gasflasche 2 (im Hintergrund) wird als Zwischenspeicher genutzt, damit stets genügend Bedrückungs-gas für mehrere Schaltvorgänge zur Verfügung steht. . . . .	63
5.7.	SSV: Schematische Darstellung der Druckräume [2], Veröffentlichung mit Genehmigung des Herstellers . . . . .	64
5.8.	SSV: Detailansichten der Dichtscheibe inklusive der Strömungs-richtung . . . . .	64
5.9.	FTTF 1& 2: Messkette Druck- und Temperatursensoren . . . .	66
6.1.	Positionssensor des SSV . . . . .	72
6.2.	Bestimmung der Druckdurchgänge von $P_{S1}$ und $P_{HP}$ . . . . .	73
6.3.	LN2: Referenzfall . . . . .	74
6.4.	LN2: Kavitationsfall . . . . .	75
6.5.	LN2: Schematische Darstellung der Berechnung des Dampf-drucks $P_V$ und der Siedetemperatur $T_V$ . . . . .	77
6.6.	LN2 - Fall D: Unverarbeitetes Drucksignal (links), Drucksignal nach Druckabgleich (rechts). . . . .	78
6.7.	H <sub>2</sub> O, LN2: Abweichung von $P_{end}$ in Relation zum Messfehler $\Delta P_{error}$ . . . . .	78
6.8.	H <sub>2</sub> O, LN2: $v_0$ aller Versuche . . . . .	80
6.9.	H <sub>2</sub> O: Kampagne WH-14, jedes Kreuz ist der Ausgangsdruck $P_0$ und die Ausgangstemperatur $T_0$ eines Versuches . . . . .	81
6.10.	LN2: Kampagne NH-20, jedes Kreuz ist der Ausgangsdruck $P_0$ und die Ausgangstemperatur $T_0$ eines Versuches . . . . .	82
6.11.	LN2: Druckverlauf $P_{S1}$ der Fälle A, B, C, D. . . . .	84
6.12.	LN2: Temperaturverlauf $T_{S1}$ der Fälle A, B, C, D. . . . .	84
6.13.	H <sub>2</sub> O: Druckverlauf $P_{S1}$ der Fälle C, D, E, F. . . . .	86
6.14.	H <sub>2</sub> O: Temperaturverlauf $T_{S1}$ der Fälle C, D, E, F. . . . .	86
6.15.	H <sub>2</sub> O/LN2: Druckverluste vor Ventilschließung [38] . . . . .	87
6.16.	H <sub>2</sub> O (unten)/LN2 (oben)Druckanstieg nach Ventilschließung .	88
6.17.	H <sub>2</sub> O/LN2: Druckanstieg nach Ventilschließung über alle Versuche	89
6.18.	LN2 - Fall D: Vergleich von $P_{S1}$ und $P_{S1,dyn}$ . . . . .	90
6.19.	H <sub>2</sub> O - Fall G: Vergleich von $P_{S1}$ und $P_{S1,dyn}$ . . . . .	91
6.20.	Reproduzierbarkeitsversuche 1 - 8 . . . . .	94
6.21.	H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Vergleich des gemessenen Druckan-stiegs $\Delta P_1$ mit dem Joukowsky-Druck $\Delta P_{Jou}$ . Bestimmung der Stoffeigenschaften mit $\rho_C$ und $T_C$ . . . . .	96
6.22.	H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Vergleich des gemessenen Druckan-stiegs $\Delta P_1$ mit dem Joukowsky-Druck $\Delta P_{Jou}$ . Bestimmung der Stoffeigenschaften mit $T_0$ und $P_0$ . . . . .	97

6.23. H <sub>2</sub> O: Verhältnis der gemessenen Frequenz $f_{\text{exp}}$ zur berechneten Frequenz $f_1$ . a) Referenztestfälle ohne Kavitation, b) Testfälle mit Kavitation. Aus dem Englischen übersetzt von Klein et al. [38], Lizenz: CC BY 4.0 . . . . .	99
6.24. LN2: Verhältnis der gemessenen Frequenz $f_{\text{exp}}$ zur berechneten Frequenz $f_1$ . a) Referenztestfälle ohne Kavitation, b) Testfälle mit Kavitation. Aus dem Englischen übersetzt von Klein et al. [38], Lizenz: CC BY 4.0 . . . . .	100
6.25. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Verhältnis der gemessenen Frequenz $f_{\text{exp}}$ zur berechneten Frequenz $f_1$ in Abhängigkeit des Drucks $P_0$	100
6.26. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Gemessene Dauer der Kavitation über die relative Amplitude $A_{\text{rel}}$ . . . . .	102
6.27. Fall A . . . . .	104
6.28. Fall B . . . . .	104
6.29. Fall C . . . . .	104
6.30. Fall D . . . . .	104
6.31. Fall E . . . . .	105
6.32. Fall F . . . . .	105
6.33. Fall G . . . . .	105
6.34. Fall H . . . . .	105
6.35. H <sub>2</sub> O (links), LN2 (rechts): Übereinstimmung der Modelle mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von $v_1$ [38], Lizenz: CC BY 4.0 . . . . .	107
6.36. H <sub>2</sub> O (links), LN2 (rechts): Übereinstimmung des Prasser-Modells mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von $P_0$ . . . . .	108
6.37. H <sub>2</sub> O (links), LN2 (rechts): Übereinstimmung des Prasser-Modells mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von $A_{\text{rel}}$ . . . . .	109
6.38. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Maximale Kavitationsausbreitung über $v_1$ und $P_{\text{HP}}$ . . . . .	110
6.39. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Maximale Kavitationsausbreitung über $v_1$ unter Berücksichtigung des Messfehlers . . . . .	111
6.40. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Maximale theoretische Kavitationsausbreitung über $v_1$ und $P_{\text{HP}}$ . Wenn nicht anders gekennzeichnet, beträgt der Abstand zwischen jeder Linie 0.1 m. . . . .	112
6.41. LN2 - Fall D: Druck $P_{\text{S1}}$ und $P_{\text{HP}}$ (links), zur Bestimmung der Dämpfungskonstante benutzter Druck $\hat{P}$ (rechts) . . . . .	113
6.42. LN2 - Fall D: $\hat{P}$ mit der exponentiellem Fit-Funktion $f_{\text{dmp}}(\hat{t})$ . . . . .	113
6.43. H <sub>2</sub> O, LN2: Bestimmtheitsmaß $r^2$ . . . . .	114
6.44. H <sub>2</sub> O (links), LN2 (rechts): Dämpfungskonstanten $\delta$ der harmonischen Schwingung [38], übersetzt ins Deutsche, Lizenz: CC BY 4.0. . . . .	115
6.45. Fall A . . . . .	116

6.46. Fall B	116
6.47. Fall C	117
6.48. Fall D	117
6.49. Fall E	117
6.50. Fall F	117
6.51. Fall G	118
6.52. Fall H	118
6.53. H <sub>2</sub> O (links)/LN2 (rechts): Druckdifferenz $\Delta P_e = P_{V,\text{temp},\emptyset} - P_{V,\text{exp}}$ unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten	119
6.54. H <sub>2</sub> O - Fall G,H: Erstes Kavitationstal	120
6.55. LN2 - Fall C,D: Erstes Kavitationstal	121
6.56. H <sub>2</sub> O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S1	122
6.57. H <sub>2</sub> O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S3	123
6.58. H <sub>2</sub> O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S4	123
6.59. H <sub>2</sub> O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S1	125
6.60. LN2: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S2	125
6.61. LN2: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S3	126
6.62. H <sub>2</sub> O: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S3.	129
6.63. LN2: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S3 [38], Lizenz: CC BY 4.0	130
6.64. LN2: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S2 [38], Lizenz: CC BY 4.0	130
6.65. LN2: Sensorpositionen in Bezug auf eine stehende Welle [38]	131
6.66. H <sub>2</sub> O - Fall G: Gemittelter Lärmpegel in der Flüssigphase aufgeteilt nach Drucktälern, gemessen mit $P_{S2,\text{dyn}}$	134
6.67. Pegel des Rauschens der Referenztestfälle	135
6.68. Pegel des Rauschens der Referenztestfälle	136
7.1. Thermische Grenzschicht an einer Blase, adaptiert von Franc [19], Lizenz: CC BY 4.0	139
7.2. Temperaturabfall $\Delta T^*$ aufgrund des thermodynamischen Effekts in LN2 und H <sub>2</sub> O	140
7.3. H <sub>2</sub> O, LN2: Einfluss von $P_\infty$ auf $t_{\text{crit}}$ . $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$ , $T_{\text{LN2}} = 77 \text{ K}$	141
7.4. Numerische Lösung für die Rayleigh-Plesset-Gleichung für H <sub>2</sub> O (oben) und LN2 (unten). Blasenwachstum im Detail (links), Gesamtansicht (rechts)	143
7.5. H <sub>2</sub> O: Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung	145
7.6. LN2: Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung	146
7.7. H <sub>2</sub> O, LN2: $\Delta P_e$ in Abhängigkeit von $R$ (Gleichung 4.36). $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$ , $T_{\text{LN2}} = 86.75 \text{ K}$	147

8.1.	Vergleich von $\rho a$ der Surrogate und Raketentreibstoffe . . . . .	150
8.2.	Vergleich der Schallgeschwindigkeit $a$ der Surrogate und Raketentreibstoffe . . . . .	150
8.3.	Vergleich von $\Sigma$ der Surrogate und Raketentreibstoffe . . . . .	152
A.1.	Kontrollvolumen für die Kontinuitätsgleichung, adaptiert von Ghidaoui et al. [22] . . . . .	172
A.2.	Kontrollvolumen für die Impulserhaltung, adaptiert von Ghidaoui et al. [22] . . . . .	174
B.1.	LN2 - Fall A: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	178
B.2.	LN2 - Fall A: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	179
B.3.	LN2 - Fall B: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	180
B.4.	LN2 - Fall B: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	181
B.5.	LN2 - Fall C: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	182
B.6.	LN2 - Fall C: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	183
B.7.	LN2 - Fall D: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	184
B.8.	LN2 - Fall D: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	185
B.9.	H <sub>2</sub> O - Fall E: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	186
B.10.	H <sub>2</sub> O - Fall E: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	187
B.11.	H <sub>2</sub> O - Fall F: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	188
B.12.	H <sub>2</sub> O - Fall F: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	189
B.13.	H <sub>2</sub> O - Fall G: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	190
B.14.	H <sub>2</sub> O - Fall G: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	191
B.15.	H <sub>2</sub> O - Fall H: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer . . . . .	192
B.16.	H <sub>2</sub> O - Fall H: Druckschriebe während des Fluidhammers . . . . .	193

# Tabellenverzeichnis

2.1. Oxidator, Treibstoff und Surrogate [48],[54],[69] . . . . .	8
3.1. Faktor $c_1$ [103], S. 22f. . . . .	28
3.2. Akustische Randbedingungen in einem Rohr . . . . .	40
4.1. Strömungsformen bei mit verdampfendem Fluid in einem horizontalen Rohr. Die Strömungsrichtung ist von links nach rechts. . . . .	43
5.1. Sensoren der Teststrecke des FTTF -1/2 . . . . .	65
5.2. Dimensionen der Konfigurationen FTTF -1/2 . . . . .	68
6.1. Kampagnen . . . . .	79
6.2. Parameter der exemplarischen LN2-Testfälle . . . . .	83
6.3. Parameter der exemplarischen H <sub>2</sub> O-Testfälle. . . . .	85
6.4. Fit Parameter: Druckverluste der Teststrecke . . . . .	87
6.5. Parameter der Versuche 1-8 an beiden Testtagen . . . . .	92
7.1. Thermodynamischer Parameter $\Sigma$ . . . . .	138



# Symbolverzeichnis

## Allgemein

$\beta$	isotherme Kompressibilität [1/kPa]
$\chi$	Dampfvolumenanteil [–]
$\Delta P_n$	Relative Druckänderung der Druckspitze Nummer $n$ [bar]
$\Delta P_n'$	Relative Druckänderung des Drucktals Nummer $n$ [bar]
$\Delta t_n$	Dauer von Druckspitze Nummer $n$ bis $n + 1$ [s]
$\Delta t_{v,crit}$	Kritische Ventilschließzeit [s]
$\gamma$	Isentropenexponent
$\kappa$	Kompressibilität [1/Pa]
$\nu$	Poissonzahl [–]
$\rho$	Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau_w$	Scherspannung an der Wand [N/m <sup>2</sup> ]
$\tau_{dyn}$	Dynamische Relaxationsdauer [s]
$\tau_t$	Thermische Relaxationsdauer [s]
$a$	Schallgeschwindigkeit [m/s]
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität bei konstanten Druck [J/(kg K)]
$c_v$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen [J/(kg K)]
$E$	Elastizitätsmodul [Pa]
$f$	Frequenz [Hz]
$f_{dyn}$	Dynamische Grenzfrequenz einer Gasblase [1/s]
$f_{res}$	Resonanzfrequenz einer Gasblase [1/s]
$f_t$	Thermische Grenzfrequenz einer Gasblase [1/s]
$K$	Kompressionsmodul [Pa]
$k_v$	Geschwindigkeitsverhältnis
$n$	Zählvariable, $n \in \mathbb{N}$
$P_n$	Druck der Druckspitze Nummer $n$ [bar]
$P_V$	Dampfdruck [bar]
$P_n'$	Druck des Drucktals Nummer $n$ [bar]
$Pr$	Prandtl-Zahl
$r$	Schallreflexionsfaktor
$t$	Zeit [s]
$T_V$	Siedetemperatur [bar]
$v$	Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$V_g$	Dampfvolumen [m <sup>3</sup> ]
$V_m$	Gesamtvolumen [m <sup>3</sup> ]
$x$	Gasmassenverhältnis

$x_{\text{valve}}$	Ventilposition [%]
H	Hydraulische Förderhöhe [m]
P	Druck [bar]
T	Temperatur [K]
<b>Analyse</b>	
$\Delta P_{\text{Jou}}$	Joukowsky Druckanstieg [bar]
$\Delta v$	Änderung von $v$ nach Ventilschluss [m/s]
HPfilt	Hochpassfilter
$A_{\text{rel}}$	Relative Druckamplitude [–]
$abs$	Funktion zur Bestimmung der Absolutwerte
$c_1$	Einspannungsparameter
$f_{o/c}$	Eigenfrequenz (offen/geschlossen) [Hz]
$f_{o/o}$	Eigenfrequenz (offen/offen) [Hz]
$j$	Relative Nummer der Druckspitzen
$v'$	Strömungsgeschwindigkeit hinter dem Fluidhammer [m/s]
$v_0$	Strömungsgeschwindigkeit vor Ventilschluss [m/s]
$v_1$	Strömungsgeschwindigkeit bei Kavitationsbeginn [m/s]

**Abkürzungen**

CIWH	Kondensationsinduzierter Wasserhammer, engl. <i>Condensation induced water hammer</i>
MOC	Methode der Charakteristiken, engl. <i>Method of characteristics</i>
PID	Proportional-Integral-Differenzialregler, engl. <i>Proportional-integral-derivative controller</i>
RP	Rayleigh-Plesset
VKI	Von Karman Institut für Strömungsmechanik

**Fluide**

H <sub>2</sub> O	Wasser
LH2	Flüssiger Wasserstoff
LN2	Flüssiger Stickstoff
LNG	Flüssiges Methan
LOX	Flüssiger Sauerstoff
MMH	Monomethylhydrazin
NTO	Distickstofftetroxid
RP-1	Rocket Propellant 1

**Geometrie**

$D$	Innerer Rohrdurchmesser [m]
$e$	Wandstärke [m]
$l$	Rohrlänge [m]

**Herleitung der 1D-Fluidhammer-Gleichungen**

$\alpha$	Winkel zwischen Leitung und Horizontaler [°]
$\epsilon$	Entfernung zur Druckwelle [[m]
$A$	Querschnitt des Rohres [m <sup>2</sup> ]

$CS$	Oberfläche des Kontrollvolumen
$CV$	Kontrollvolumen
$E_{\text{kin}}$	Kinetische Energie [J]
$E_{\text{str}}$	Verformungsenergie [J]
$F$	Kraft [N]
$I$	Impuls [Ns]
$M$	Mach-Zahl [-]
$m$	Masse des Fluids [kg]
$u$	Longitudinale Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$V$	Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$v$	Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
$Vol_{\text{pipe}}$	Volumen des Rohres [m <sup>3</sup> ]
$Z$	Höhe [m]

**Prasser-Modell**

$\Delta h$	hydrostatischer Druckverlust [m]
$\Delta P_{\text{ges}}$	Gesamter Druckverlust [bar]
$\rho_l$	Dichte der Flüssigkeitssäule [kg/m <sup>3</sup> ]
$\zeta$	Reibungsverluste [-]
$t_{\text{cav}}$	Dauer des Kavitation [s]
$v_1$	Initiale Strömungsgeschwindigkeit der Rückströmung [m/s]
$x_c$	Position der Gasblase [m]
$x_c(\text{max})$	Maximale Position der Gasblase [m]
$x_c(\text{min})$	Minimale Position der Gasblase [m]

**Rayleigh-Plesset-Gleichung**

$\alpha$	Thermische Diffusivität [m <sup>2</sup> /s]
$\Delta P_C$	Maximal auf die Blase wirkende Spannung [Pa]
$\Delta P_e$	Druckunterschied zwischen Blasen- und Umgebungsdruck [bar]
$\Delta T^*$	Temperaturabfall [K]
$\mu_l$	Dynamische Viskosität [kg/(m · s)]
$\nu_l$	Kinematische Viskosität [m <sup>2</sup> /s <sup>-1</sup> ]
$\rho_l$	Dichte der Flüssigphase [kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_v$	Dichte der Dampfphase [kg/m <sup>3</sup> ]
$\Sigma$	Thermodynamischer Parameter [m/s <sup>3/2</sup> ]
$\sigma_{\text{rr}}$	Normalspannung [kg/s <sup>2</sup> ]
$F(t)$	Funktion der kinematischen Randbedingung
$m_l$	Flüssigmasse [kg]
$m_v$	Gasmasse der Blase [kg]
$n$	Polytropenexponent
$P_{G0}$	Partialdruck des Fremdgases [bar]
$R$	Blasenradius [m]
$r$	Abstand vom Mittelpunkt der Blase [m]
$R_0$	Initialer Blasenradius [m]

$R_C$	Kritischer Blasenradius [m]
$R_G$	Gaskonstante [J/mol K]
$S$	Oberflächenspannung [Pa]
$T_C$	Kritische Temperatur [K]
$t_{crit}$	Kritische Zeit [s]
$u$	Radialgeschwindigkeit [m/s]

**Indizes**

·B	Blase
·C	Wert mit Hilfe des Coriolis Massenstrommeter gemessen
·g	Gasphase
·l	Flüssigphase
·V	Zustand an der Phasengrenze
·0	Zustand vor Ventilschluss
·2p	Zweiphasigkeit
·∞	Umgebung
·abs	Absolute Werte eines Signals
·dyn	Signal eines dynamischen Drucksensors
·end	Endzustand
·filt	Gefiltertes Signal
·HP	Zustand im HP-Tank
·LP	Zustand im LP-Tank
·S1	Zustand an Sensorposition 1
·S2	Zustand an Sensorposition 2
·S3	Zustand an Sensorposition 3
·S4	Zustand an Sensorposition 4

# 1. Einleitung

## 1.1. Motivation

Die Erkundung des Weltalls ist seit jeher ein hehres Ziel der Menschheit. Seit Mitte des 20. Jahrhunderts ist es möglich, von Menschen gebaute Objekte mit Hilfe von Raketen in einen Orbit um die Erde zu befördern. Schon seit Beginn der Raumfahrt werden Flüssigraketentriebwerke zur Schuberzeugung genutzt. Auch heute wird diese Art des Antriebs in einem Großteil der Raketen verwendet. Das in den Apollo Missionen in der Hauptstufe der SATURN V verwendete F1 Raketentriebwerk nutzt die Treibstoffkombination RP-1 und Flüssigsauerstoff (LOX) [96]. In der zweiten und dritten Stufe wurde auf Grund des größeren spezifischen Impulses das J-2 Triebwerk mit der Treibstoffkombination Flüssigwasserstoff (LH<sub>2</sub>) und LOX verwendet. Auch in der europäischen Raumfahrt setzt man in Zukunft auf die kryogene Treibstoffkombination LH<sub>2</sub>/LOX im Vinci Triebwerk in der Oberstufe der kommenden Ariane 6 Trägerrakete [6]. Das Hauptstufentriebwerk der Ariane 6, Vulcain 2.1, wird ebenso wie der Vorgänger Vulcain 2 in der Hauptstufe der Ariane 5 mit dieser Treibstoffkombination betrieben. Kommende europäische Trägersysteme sollen möglichst kosteneffizient operieren, beispielsweise mit dem Einsatz wiederverwertbarer Hauptstufen [87], wie sie von SpaceX bereits seit 2017 erfolgreich verwendet werden. Dieses Konzept setzt wiederzündbare Triebwerke voraus, bei denen sowohl beim An-, als auch beim Abfahren transiente Strömungen im Versorgungssystem auftreten.

In Abbildung 1.1 ist die Funktionsweise eines Expander-Zyklus dargestellt. Sowohl Oxidator, als auch Brennstoff werden durch Turbopumpen gefördert, welche durch den in den Kühlkanälen der Brennkammer erhitzten Treibstoff betrieben werden. Um Zweiphaseneffekte während des Hochfahrens des Triebwerks zu minimieren werden die Treibstoffleitungen zwischen Tank und Triebwerk abgekühlt. Die Abkühlung der Sauerstoffleitung vor Zündung erfolgt über das Abkühlventil LCV, während das LOX-Hauptventil LMV geschlossen ist. Nach Öffnung des LMV strömt flüssiger Sauerstoff in den nicht abgekühlten Einspritzkopf und es kommt zur Verdampfung des Fluids. Die Treibstoffe werden in der Brennkammer gezündet und durch den so entstehenden Wärmeübergang in die Kühlkanäle wird Energie in die Turbinen der Turbopumpe geleitet, was wiederum den Druck am Pumpenausstritt erhöht. Gasförmiger Sauerstoff im Einspritzkopf limitiert den geförderten Massenstrom und be-

günstigt somit die Bildung von Kavitation in der Pumpe. Da der Massenstrom im Einspritzkopf durch das Auftreten der Gasphase limitiert ist, kann nicht der gesamte durch die Pumpe geförderte Massenstrom abgenommen werden. Um Beschädigungen an der Pumpe während der Anfahrtransiente zu verhindern, verbleibt das LCV Ventil geöffnet und ein Teil des Massenstroms wird abgeführt. Nachdem der Einspritzkopf Betriebstemperatur erreicht hat, wird das LCV Ventil geschlossen, was einen Druckstoß auslöst.

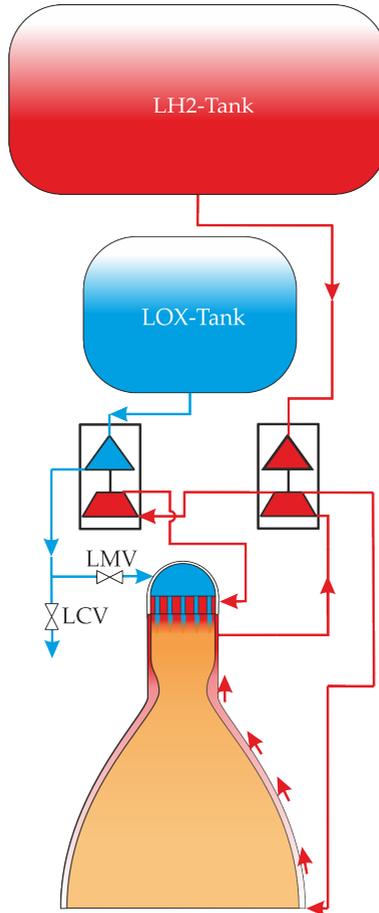


Abbildung 1.1.: Raketentriebwerk: Expander Zyklus

Dieser Druckstoß, auch Wasserhammer oder Fluidhammer genannt, entsteht durch die abrupte Geschwindigkeitsänderung eines strömenden Fluids und

kann Werte weit oberhalb des Betriebsdrucks des Systems annehmen. Die resultierende Druckwelle oszilliert zwischen Ventil und Tank und kann bei ausreichender Amplitude Kavitation in Ventilnähe verursachen. Da Druckstöße bei schnell schaltenden Ventilen, wie sie in Raketentriebwerken zum Einsatz kommen, unvermeidlich sind muss die Vorhersage des Fluidhammers in der Auslegung des Triebwerks berücksichtigt werden.

Zur Untersuchung des Effekts werden Bodentests durchgeführt, die je nach Fluid unterschiedlich viel Aufwand mit sich bringen. Eine kostengünstige Möglichkeit ist es, Wasser als Surrogat zu nutzen. Aufgrund seiner inerten und kryogenen Eigenschaften ist flüssiger Stickstoff (LN2) ein vielversprechendes Surrogat zur Abbildung kryogener Treibstoffe.

Es gibt im wesentlichen zwei experimentelle Aufbauten um das Phänomen des Fluidhammers zu untersuchen:

Der *Priming*-Aufbau beinhaltet ein initial geschlossenes Ventil, das ein druckbeaufschlagtes Fluid und eine evakuierte Leitung mit geschlossenem Ende voneinander trennt. Beim Öffnen des Ventils wird die Leitung geflutet und das Fluid trifft auf das geschlossene Ende, was einen Fluidhammer auslöst. Der geringe Druck in der evakuierten Leitung und der damit einhergehende hohe Druckgradient über das Ventil verursachen eine teilweise Verdampfung des Fluids. Das geschlossene Ende wird folglich von einer Zweiphasenströmung getroffen.

Studien mit diesem Aufbau umfassen unter anderem die Untersuchung von Wasser und Ethanol [11, 10], sowie LN2 [25, 24].

Im *Fluidhammer*-Aufbau wird eine stationäre Strömung durch das Schließen eines Ventils abrupt gestoppt. Im Gegensatz zum *Priming*-Aufbau wird der Fluidhammer hier in reiner Flüssigphase ausgelöst. Kavitation kann, je nach Amplitude des Fluidhammers, in den Drucktälern der Oszillation auftreten. Da die Amplitude durch die Eingangsbedingungen kontrolliert werden kann, ist dieser Aufbau prädestiniert zur Validierung numerischer Simulationen. Obwohl LN2 als Surrogat vielversprechend ist, gibt es in der Literatur nur zwei dem Autor bekannten Arbeiten über kryogene Experimente mit auftretender Kavitation in einem *Fluidhammer*-Aufbau.

In ihrer Doktorarbeit untersuchte Esposito [17] unter anderem die Auswirkungen einer Blende stromab des Ventils während eine Fluidhammers. Der Einsatz der Blende resultierte in einer Reduzierung des maximal auftretenden Drucks. Die Blende war in einem optisch zugänglichen Rohr untergebracht, dadurch konnte während der Strömungstransiente Kavitation in beiden Strömungsrichtungen beobachtet werden. Während diese Arbeit an einem Prüfstand im Labor angefertigt wurde, fokussierten sich Joseph et al. [30] auf eine prak-

tische Anwendung und erzeugten einen LH2-Hammer in einer 66 m langen Versorgungsleitung eines Raketenmotors. Der Vergleich der experimentellen und modellierten Daten zeigte eine gute Übereinstimmung, jedoch wurde in den publizierten Daten keine Kavitation beobachtet.

## 1.2. Ziele der Dissertation

Ziel dieser Dissertation ist die systematische Untersuchung des LN2-Hammers mit auftretender Kavitation über einen großen Druckbereich. Die so gewonnenen Ergebnisse werden genutzt um eine Empfehlung abzugeben welches Surrogat für welche Zwecke bei Bodentests zur Untersuchung des Fluidhammers genutzt werden kann.

Dazu wird eine Datenbasis von LN2-Hammer-Experimenten am Prüfstand FTTF (*Fluid Transient Test Facility*) am DLR Lampoldshausen erstellt. Dieser Prüfstand zeichnet sich durch seine simple Geometrie und den Einsatz eines thermischen Isolationssystems der kryogenen Leitungen und Behälter aus. Die so wohldefinierten Randbedingungen ermöglichen es, die experimentellen Ergebnisse als Referenzfall für numerische Simulationen zu verwenden.

Da Wasser ( $H_2O$ ) das am weitesten verbreitetste Fluid zur Untersuchung von Fluidhammer-Effekten ist, wird der LN2-Datensatz einem in Bezug auf Geometrie und Druck vergleichbarem Datensatz gegenübergestellt. Der Fokus liegt dabei vor allem auf dem Auftreten von Kavitation und deren Auswirkungen auf das System. Untersucht wird die Eigenfrequenz und Dämpfung des Fluidhammers, die räumliche Ausbreitung der Kavitation, sowie das Fundieren der Kavitation als akustische Randbedingung.

Um ein tieferes Verständnis der identifizierten Unterschiede zu erlangen, wird die Rayleigh-Plesset Gleichung detailliert analysiert und die so gewonnenen Erkenntnisse den experimentellen Resultaten gegenübergestellt.

## 1.3. Aufbau der Arbeit

Auf den Stand der Forschung zum Fluidhammer wird in Kapitel 2 eingegangen. Dabei wird das Auftreten des Fluidhammers in diversen Branchen beleuchtet, der Fokus liegt aber klar auf der Anwendung in der Raumfahrt.

In den folgenden beiden Kapiteln werden die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen vermittelt. Dabei wird die Theorie des Fluidhammers in Kapitel 3 beschrieben, in Kapitel 4 folgt dann die theoretische Aufbereitung der Zweiphasenströmung.

Die Vorstellung des Prüfstands FTTF, sowohl in der Wasserkonfiguration

(FTTF-1), als auch in der LN2-Konfiguration (FFTF-2), ist in Kapitel 5 zu finden. Hier werden auch die Messfehler beschrieben, welche für die Bewertung der Aussagekraft der in Kapitel 6 gezeigten Auswertung unerlässlich sind. Bei Kapitel 6 handelt es sich um das Herzstück dieser Arbeit. Hier werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert und analysiert. Dazu werden pro Fluid je vier Testfälle bei unterschiedlichen Drücken exemplarisch vorgestellt, anschließend erfolgt die Auswertung des gesamten Datensatzes. In Kapitel 7 wird das Blasenwachstum in Wasser und Stickstoff anhand der Rayleigh-Plesset Gleichung im Detail analysiert. Die in der Arbeit ermittelten Erkenntnisse fließen schlussendlich in Kapitel 8 ein, hier werden  $\text{H}_2\text{O}$  und LN2 mit realen Treibstoffen anhand ihrer Kennwerte verglichen.



## 2. Stand der Forschung

Die Erforschung transienter Strömungen, vor allem zur Bewässerung von Feldern, beschäftigte diverse Kulturen der Antike schon vor tausenden Jahren [22]. Auch heute ist das Verständnis transienter Strömungen aufgrund starker Druckschwankungen und der damit einhergehenden Belastung des Materials wesentlich für die Auslegung fluidtechnischer Systeme und Bauteile. In der Raumfahrt ist es von enormer Bedeutung unvorhergesehene Druckschwankungen im System zu vermeiden, da eine Fehlfunktion den Verlust einer Mission bedeuten und Millionen von Euro kosten kann.

Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über aktuell verwendete Raketentriebwerke inklusive der genutzten Treibstoffkombinationen gegeben. Im Anschluss folgt ein Überblick über die Erforschung des Fluidhammers, dabei wird besonders auf das Phänomen des Abreißen der Wassersäule (englisch: *column separation*) und dessen Modellierung eingegangen. Anschließend werden Beispiele für das Auftreten des Fluidhammer-Phänomens, sortiert nach Branchen, präsentiert. Im Mittelpunkt stehen dabei Anwendungen aus der Raumfahrt, in diesen Kontext wird die Arbeit schließlich eingeordnet.

### 2.1. Flüssige Raketentreibstoffe

Eine Vielzahl der Orbitalflüge wird heutzutage mit der der Hilfe von Flüssig- raketentriebwerken durchgeführt. Diese werden mit diversen Treibstoffkombinationen betrieben.

Die europäische Rakete Ariane 5 setzt beispielsweise auf die Kombination von flüssigem Sauer- und Wasserstoff (LOX/LH<sub>2</sub>) im Hauptstufentriebwerk Vulcain 2. Auch die Weiterentwicklung des Triebwerks Vulcain 2.1 für die kommende Ariane 6 und deren Oberstufentriebwerk Vinci nutzen diese Treibstoffkombination. Auch in dem in Japan gebauten Trägersystem H<sub>2</sub> wird sowohl im Hauptstufentriebwerk LE-7, als auch im Oberstufentriebwerk LE-5A, LOX/LH<sub>2</sub> eingesetzt. Der Einsatz dieser Treibstoffkombination setzt sich in dem sich in Entwicklung befindenden Nachfolgesystem H<sub>3</sub>, mit dem Hauptstufentriebwerk LE-9, fort.

Eine ebenfalls weit verbreitete Treibstoffkombination ist LOX und RP-1. Bei

RP-1 (Rocket Propellant 1) handelt es sich um einen kerosinähnlichen Treibstoff der bei Umgebungsbedingungen flüssig vorliegt. Die Kombination wird sowohl im Merlin Triebwerk der Falcon 9 und Falcon Heavy, als auch in der Soyuz Hauptstufe Block A und den angefügten Boostern genutzt. Das wohl prominenteste Beispiel dieser Treibstoffkombination ist der Einsatz im F1 Triebwerk der Saturn V.

In China wird für die Hauptstufe und die Booster des Schwerlastträgers Langer Marsch 9 das Triebwerk YF-130 entwickelt, welches LOX/Kerosin nutzen wird. Die Triebwerke in der zweiten Stufe (YF-90) und der dritten Stufe (YF-79) werden mit LOX/LH2 betrieben.

Für potentielle Marsmissionen wurde das Raptor Triebwerk von SpaceX entwickelt, welches im Starship sowohl in der Haupt-, als auch in der Oberstufe eingesetzt werden soll und mit der Treibstoffkombination LOX/LNG betrieben wird. Das von Blue Origin entwickelte Triebwerk BE-4 setzte ebenfalls auf LOX/LNG und soll in Zukunft in der New-Glenn Rakete und Vulcan Rakete zum Einsatz kommen.

Der Großteil der oben beschriebenen Treibstoffe wird kryogen verwendet um eine Lagerung in flüssiger Phase zu ermöglichen. Eine Übersicht ausgewählter Stoffdaten ist in Tabelle 2.1 gegeben, zusätzlich sind hier die Stoffdaten der in dieser Arbeit untersuchten Surrogate LN2 und H<sub>2</sub>O gegeben. Der Vollständigkeit halber werden ebenfalls Werte für Ethanol angegeben, dieses Surrogat wurde beispielsweise von Bombardieri [10] ausführlich untersucht. Gezeigt ist neben dem Druck  $P$  und der Temperatur  $T$  sowohl die Dichte  $\rho$ , die Schallgeschwindigkeit  $a$  und die isotherme Kompressibilität  $\beta$ . Alle Stoffdaten außer denen von RP-1 sind mittels Refprop [48] bestimmt. Zur Bestimmung der Stoffdaten von RP-1 wurden Messwerte aus den Referenzen [54] und [69] verwendet.

Medium	$P$ [bar]	$T$ [K]	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$a$ [m/s]	$\beta$ [1/kPa]
H <sub>2</sub> O	1	293.15	998	1482	$4.59 \cdot 10^{-7}$
LN2	1	77	807	855	$3.18 \cdot 10^{-6}$
Ethanol	1	293.15	789	1159	$1.13 \cdot 10^{-6}$
LOX	1	90	1141	905	$1.95 \cdot 10^{-6}$
LNG	1	111	423	1334	$2.2 \cdot 10^{-6}$
LH2	1	20	71	1130	$1.87 \cdot 10^{-5}$
RP-1	1	293.15	805	1322	$- \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.1.: Oxidator, Treibstoff und Surrogate [48],[54],[69]

## 2.2. Historie

Es gibt mehrere Zusammenfassungen der Historie der Wasserhammer Forschung, einen sehr umfangreichen Überblick liefern die Arbeiten von Bergant et al. [9] und Ghidaoui et al. [22].

Die Publikationen von Menabrea [65] und Michaud [66], zitiert nach [22], sind die ersten Aufzeichnungen zum Phänomen des Wasserhammers und stammen aus der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts. Einige der ersten Wasserhammer Experimente führte [31] durch, nach ihm ist die Joukowsky Gleichung (3.3) benannt, welche im Anhang A hergeleitet wird. Allerdings stellten [88] fest, dass [43] diese Gleichung als erster herleitete und validierte. Neben den oben erwähnten Autoren untersuchte auch Frizell [20] den Druckanstieg nach dem Schließen eines Ventils.

Die allgemeine Theorie des Wasserhammers wurde von Allievi [4, 5] entwickelt. Die Bemühungen von Jaeger [29], Wood [102], Rich [78], Parmakian, Streeter and Lai [84], Streeter and Wylie [85], zitiert nach Ghidaoui et al. [22], führten zu den heute bekannten 1D Wasserhammer Gleichungen (3.1 und 3.2).

Das Abreißen der Wassersäule beschreibt den Prozess bei dem sich Kavitationsblasen großräumig auf Grund einer Unterdruckwelle bilden. In den Kavitationsblasen herrscht Dampfdruck, dieser wurde laut Bergant et al. [9] zum ersten mal von Carpenter and Barraclough [15] beobachtet, als erster verstand jedoch Joukowsky [31] die Bedeutung des Abreißen der Wassersäule. In Abbildung 2.1 ist der Druckschrieb der experimentellen Untersuchung von Joukowsky zu sehen. Jeder Punkt ist eine halbe Sekunde voneinander entfernt, die obere horizontale Linie repräsentiert den statischen Druck des Fluids vor Ventilschließung, die untere horizontale Linie den atmosphärischen Druck. Bei dem Druckschrieb handelt es sich um eine Druckmessung im Fluid. Zu Beginn befindet sich der Druck auf dem Niveau der oberen Linie. Durch Schließung des Ventils entsteht ein Fluidhammer, welcher zunächst zu einer Erhöhung des Drucks im Fluid führt. Anschließend folgt ein etwa doppelt so langer Zeitintervall in dem der atmosphärische Druck unterschritten wird. Hierbei handelt es sich um das Abreißen der Wassersäule. Dies Beschreibt das Auftreten von Kavitation im Rohr auf Grund einer Unterschreitung des Dampfdrucks.

Der Dampfdruck von Wasser bei Umgebungstemperatur  $P_{V,H_2O}(20^\circ\text{C}) = 2.34\text{ kPa}$  liegt deutlich unter dem atmosphärischen Druck, die Last auf die Leitung ist entsprechend hoch. Ein bekanntes Beispiel bei dem diese Problematik auftrat ist das Unglück im Oigawa Wasserkraftwert 1950. Durch eine Unterdruckwelle entstanden Kavitäten in mehreren Teilen der Druckleitung, daraufhin kollabierten die Druckleitungen unter dem von außen wirkenden atmosphärischen Druck [12], zitiert nach [9].

Der Kollaps der Kavität (Kondensation des Dampfes) löst wiederum einen erneuten Wasserhammer aus. Dies kann ebenfalls zu Schäden der Struktur



Abbildung 2.1.: Druckschrieb mit Auftreten des Abriss der Flüssigkeitssäule [31]

führen, zum Beispiel in den Entlastungsleitungen von Pumpen, wie berichtet von List et al. [51], zitiert nach [9].

Ein durch Kondensation induzierter Wasserhammer (englisch: *condensation induced water hammer (CIWH)*) ist für den Unfall im New Yorker Dampfsystem im Jahr 2007 verantwortlich. Dieses System versorgt zahlreiche Haushalte mit Energie und wird normalerweise bei einem Druck von 11 bar betrieben. Am morgen des 18 Juli 2007 kam es zu starken Regenfällen, welche zu einer Ansammlung von Regenwasser um die Dampfleitung führten. Die damit verbundene Abkühlung der Leitung führte zur Kondensation des Dampfes in der Leitung. Das Kondensat verblieb in einer Senke in der Leitung und kühlte dort weiter ab, siehe Abbildung 2.2.

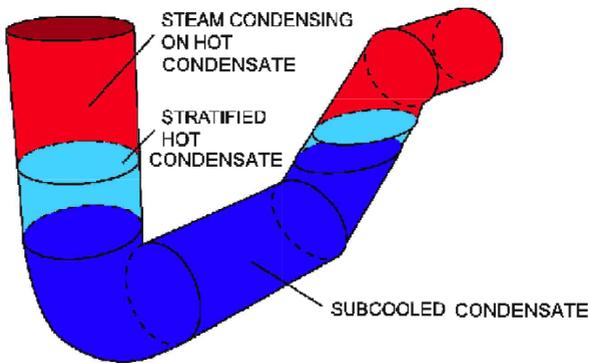


Abbildung 2.2.: Senke der Dampfleitung mit dem abgekühlten Kondensat [14]

Durch das Verstellen eines Regelventils wurde nun mehr Dampf in die Leitung geleitet, dieser kondensierte schlagartig an dem unterkühlten Kondensat und

löste einen Wasserhammer aus, welcher das Bersten der Leitung zur Folge hatte.

In Abbildung 2.3 ist dieser Prozess im Detail dargestellt. Der Dampf wird in die mit Kondensat gefüllte Senke gedrückt, dort ist es möglich, dass eine Dampfblase im Kondensat eingeschlossen wird. Durch den Wärmeentzug wird die Phasengrenze durchschritten und die Blase kollabiert.

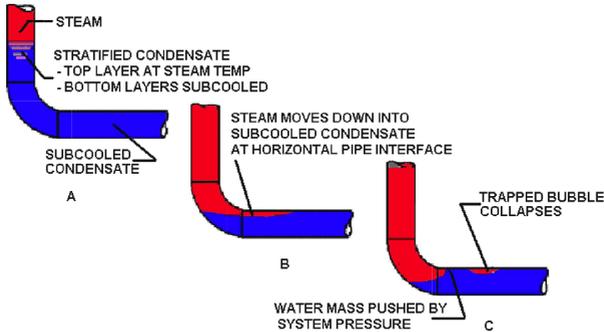


Abbildung 2.3.: Ablösung und Kollaps einer Dampfblase nachdem der Dampf-massenstrom erhöht wurde [14]

Der Druck, um die Leitung zum Bersten zu bringen, wird mit 73 bar angegeben [14]. In Abbildung 2.4 ist die Dampf Wolke nach Bersten der Dampfdruckleitung zu sehen.



Abbildung 2.4.: Dampfwolke nach Bersten der Dampfdruckleitung in New York, 2007 [3], Lizenz: CC BY 2.0

## 2.3. Modellierung

Ein wichtiges Werkzeug zur Auslegung strömungstechnischer Systeme oder Bauteile ist die Modellierung. Es gibt unterschiedliche Ansätze, die, je nach Anwendung, entweder das gesamte System oder kleine Abschnitte im Detail modellieren. Alle Ansätze eint, dass zur Entwicklung dieser Modelle ein detailliertes Verständnis transientser Zweiphasenströmungen von Nöten ist.

Die Modellierung des Wasserhammer Effekts wird zur Vorhersage von Transienten genutzt und ist seit den 1960 er Jahren möglich [9]. Es werden vor allem eindimensionale Modelle genutzt, da diese die makroskopischen Effekte hinreichend genau beschreiben können. Zum numerischen Lösen der partiellen Differentialgleichungen des Wasserhammers wird vor allem die Methode der Charakteristiken (MOC) genutzt. Dank der Arbeit von Lister [52], zitiert nach [22], war es möglich die Gleichungen von einem Computer numerisch lösen zu lassen. Neben der MOC gibt es auch die Methode der Finiten Volumen, den Boltzmann-Ansatz, diverse CFD Schemata oder den Lattice-Boltzmann Ansatz. Diese Ansätze sowie deren Limitierungen werden von Pal et al. [70] ausführlich beschrieben.

Die Modellierung von Zweiphasenströmungen ist mit hohem Rechenaufwand

verbunden [74]. Diese treten allerdings im Kühlsystem von Nuklearreaktoren auf, daher handelt es sich um einen der wichtigsten Anwendungsfälle transienter Zweiphasenströmungen [70]. Entsprechend hoch sind die Bemühungen diese Dynamiken zu modellieren.

Ein Code auf dem aktuellen Stand der Technik ist der WAHA Code [70]. Es handelt sich um eine 1D-Modellierung auf Grundlage von sechs Gleichungen, welche aus den Erhaltungsgleichungen (Masse, Impuls, Energie) abgeleitet sind. Eine gute Übereinstimmung des Modells mit experimentellen Daten wurde von Melikhov et al. [64] und Gale et al. [21] demonstriert.

Neben der Modellierung makroskopischer Effekte verbessert auch die Modellierung mikroskopischer Effekte das Verständnis von transienten Effekten.

Pinho et al. [72] simulieren Fluidhämmer in Wasser nach Schaltung eines Ventils, dazu wurde eine 2D-Umgebung mit dem so genannten *full cavitation model* genutzt. Das Ventil wird durch Deformation des Gitters nachgebaut. Die Form der ersten Druckspitze stimmt sehr gut mit experimentellen Ergebnissen überein. Dank des Modellierungsansatzes ist es möglich den Anteil der Gasphase räumlich aufgelöst bei transienter Strömung genauer zu untersuchen.

In Abbildung 2.5 ist der Volumendampfanteil während der Öffnung des Ventils gezeigt. Vor der Öffnung befindet sich stromauf und -ab des Ventils reine Flüssigphase, während des Öffnungsprozesses nimmt der Volumendampfanteil direkt hinter dem Ventil heterogen ab und die Strömung wird schließlich wieder flüssig.

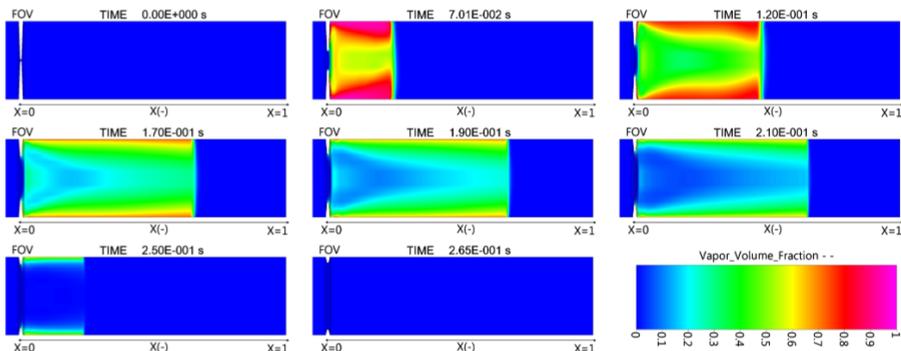


Abbildung 2.5.: Anteil des Volumendampfanteils hinter dem Ventil FOV während des Öffnungsvorgangs [72], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors

Die Auswirkungen eines Wasserjammers auf eine Pumpe wurden von Zhang et al. [106] numerisch untersucht. Dazu wurde ein 3D Modell mit ANSYS-

FLUENT berechnet, welches auf dem Finite-Volumen-Verfahren beruht. Das Modell wurde genutzt um die durch den Wasserhammer auftretenden Kräfte auf die Pumpe räumlich aufgelöst zu untersuchen. Dabei wurde festgestellt, dass signifikante Kräfte radial auf die Volute und axial auf den Impeller wirken.

Der gleiche Ansatz wurde von Zhang et al. [107] verwendet um das transiente Verhalten einer großen Wasserpumpe mit vertikaler Strömung beim An- und Abfahren zu untersuchen. Des Weiteren wurde untersucht, wie sich ein Lufterlassventil auf das transiente Verhalten der Strömung auswirkt. Dieses verringert die durch die Pumpe induzierte Instabilität im System.

## 2.4. Fluidhammer in diversen Anwendungsfeldern

Der Begriff des Wasserhammer ist etabliert, da die ersten Untersuchungen mit Wasser als Arbeitsmedium durchgeführt wurden. Da transiente Strömungen jedoch in jedem Fluid auftreten können wird nachfolgend der Begriff Fluidhammer verwendet.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über Untersuchungen des Fluidhammers gegeben. Es handelt sich hierbei um ein weites Forschungsfeld, deswegen werden die Arbeiten nach Branchen sortiert. Der Fokus liegt auf Antriebssystemen in der Raumfahrt. Die Liste der Fachrichtungen ist exemplarisch und erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit.

### Wasserbau

In einem Wasserkraftwerk wird ein Reservoir über eine Druckleitung mit einer tiefer liegenden Turbine verbunden. Der Massenstrom kann über ein Ventil eingestellt werden. Es ist jedoch möglich, dass das teilweise Schließen dieses Ventils zu einem Fluidhammer führt. Um einen stabilen Betrieb der Anlage zu gewährleisten kann ein PID-Regler (*proportional-integral-derivative*-Regler) genutzt werden. Die Stabilität der Anlage konnte durch den Einsatz eines IMC (*Internal Model Control*)-Verfahren deutlich verbessert werden[68].

Kommt es trotz Schutzmaßnahmen zu Druckstößen, so gibt es Ausgleichsbehälter, welche eine Wasseroberfläche in Nähe der Pumpe haben und so Druckstöße dämpfen können [76].

Durch das Anfahren der Turbinen können ebenfalls Druckstöße auftreten. Eine numerische Untersuchung, welche ein Luftventil oberhalb der Pumpe berücksichtigt, wurde von Zhang et al. [107] durchgeführt.

## Nuklearenergie

In Kernkraftwerken ist das Verhindern von Druckstößen essentiell für die Sicherheit der Anlage. Der Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors beinhaltet Wasser bei hohen Drücken und hohen Temperaturen. Da in dem System neben Flüssigphase auch Dampf vorliegt, kann es zu CIWH kommen. Eine beispielhafte Untersuchung, welche sich dieser Problematik annimmt ist die Simulation des Primärkreislaufs des Kernkraftwerks WWER-440/312 mit dem Code *WAHA*. WWER steht für Wasser-Wasser-Energie-Reaktor, die Zahl beschreibt die Leistungsklasse. Ein besonderes Merkmal dieses Reaktortyps ist, dass er sowohl wassergekühlt als auch wassermodert ist. Die Druckhöhen der Simulation stimmten gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. In den Simulationsergebnissen wurden jedoch unphysikalische Druckspitzen von Reflexion an den Rändern der Domäne beobachtet welche im Experiment nicht auftraten [7].

Die hohen Temperaturen, welche im Kühlsystems eines Reaktor auftreten, können an der UMSICHT-Testanlage des Fraunhofer-Institut für Umwelt, Sicherheits- und Energietechnik e.V. Oberhausen nachgebildet werden. In zwei 200 m langen Rohrleitungen der Nennweiten DN50 und DN100 können hier transiente Strömungen in kavitierenden Fluiden bei diversen Betriebsparametern getestet werden. Untersucht wurde beispielsweise die durch Expansion und Kompression des Dampfes begründete Temperaturänderung während eines Fluidhammers bei Fluidtemperaturen bis zu 423 K. Dabei wurden eine Erwärmung bis zu 5 K während der Kompression und eine Abkühlung bis 3 K während die Expansion registriert [16].

## Medizin

Transiente Strömungen sind auch in der Medizin von großem Interesse. Das bekannteste Beispiel dafür ist das Herzkreislaufsystem, welches, betrieben durch das Herz, instationär Blut durch den Körper pumpt. Künstliche Herzklappen können bei Ventilschluss zu starken Fluidhammern und damit verbundener Kavitation führen. Daraus resultieren hohe Lasten auf das Ventil und umliegende Bestandteile des Bluts [26]. Das Verständnis der Strömungen in künstlichen Herzklappen ist essentiell für eine einwandfreie Funktion und damit das Wohlergehen des Patienten. Li et al. [50] zeigten in einer aktuellen Studie eine transiente Strömungssimulation einer künstlichen Herzklappe.

## Raumfahrt

Schon seit Beginn der Raumfahrt werden Raketentriebwerke mit flüssigen Treibstoffen verwendet um die Erdanziehungskraft zu überwinden und so den Planeten zu verlassen. Da diese im Lauf einer Mission an- und abgeschaltet

werden müssen, gibt es auch hier zahlreiche Gelegenheiten, bei denen es zu einem Fluidhammer im Versorgungssystem der Triebwerke kommen kann. Das Trägersystem N1 wurde im Rahmen des sowjetischen Mondprogramms entwickelt. Bei ihrem vierten Start funktionierten alle 30 Triebwerke der ersten Stufe problemlos, nach 94.5 s wurden die inneren sechs Triebwerke abgeschaltet um die axialen Lasten zu verringern. Im Folgenden trat eine Schockwelle auf, welche eine Turbopumpe zerstörte. In Folge dessen brach ein Feuer aus und die Rakete wurde nach 106.93 s im Flug zerstört [45].

Das Automated Transfer Vehicle (ATV) ist ein europäischer Raumtransporter für Versorgungsflüge zur International Space Station (ISS). Während der Qualifizierungstests wurden Fluidhammerdrücke bis 230 bar gemessen. Da diese den Auslegungsdruck überschreiten, wurden Blenden und zusätzliche Leitungen verbaut, um den Massenstrom zu reduzieren und den Druckschlag abzumildern [49]. Diese Umbauten bedeuten zusätzliches Gewicht, welches nicht mehr als Nutzlast genutzt werden kann.

In der Hauptstufe der Atlas II Rakete kommen drei RS-56 Raketentriebwerke mit der Triebstoffkombination RP-1/ LOX zum Einsatz. Um das Gewicht im Flug zu reduzieren werden zwei dieser Triebwerke abgeworfen, dazu müssen die Hauptventile der Treibstoffleitungen geschlossen werden. Dies hat einen Fluidhammer bei variierender Beschleunigung zur Folge, da die Triebwerke durch das Schließen der Ventile abgeschaltet werden. Die im Flug aufgezeichneten Daten stimmten gut mit berechneten Daten überein [94, 95].

Das Befüllen eines Raketentanks mit einer Pumpe wurde von Youhuan et al. [105] untersucht. Der Tank befand sich 30 m oberhalb des Hauptventils um deren relativen Abstand in einer realen Rakete zu berücksichtigen. Den Autoren gelang es, die experimentellen Daten mit Hilfe eines MOC Schemas nachzurechnen und eine gute Übereinstimmung zu erzielen. Ziel der Arbeit war es, den bei der Befüllung auftretenden Fluidhammer zu reduzieren. Dazu wurde die Schaltsequenz angepasst: die Drehzahl der Pumpe wurde verringert und die Öffnungszeit des Ventils verlängert. Insgesamt konnte die auftretende Druckspitze so von 32.5 bar auf 23.5 bar reduziert werden.

Das Füllen von Treibstoffleitungen mit den realen Treibstoffen MMH, NTO und Hydrazin, wurde von Gibek and Maisonneuve [23] untersucht. Dazu strömte das Fluid aus einem bedrückten Tank in ein evakuiertes Rohr. Der Rohrdruck wurde auf unter 100 Pa abgesenkt, der Vordruck im Tank betrug 10 oder 20 bar. Durch Öffnen eines Ventils strömte das Fluid in das evakuierte Rohr und der Fluidhammer wurde am gegenüberliegenden geschlossenen Ende der Leitung ausgelöst und oszillierte zwischen dem Rohrende und dem Tank.

Einen ähnlichen Aufbau, bei dem es sich um eine Vereinfachung eines Be-

drückungssystems eines Raumfahrzeuges handelte, nutzten [46]. Sie nutzen ebenfalls MMH und NTO und konnten zeigen, dass Ethanol als Substitut für MMH genutzt werden kann.

Gouriet et al. [25] studierten das Befüllen von Treibstoffleitungen mit kryogenen Medien, um eine experimentelle Grundlage zur Validierung kommerzieller Codes wie Ecosim Pro mit ESPSS (European Space Propulsion System Simulation) zu schaffen. Hierbei handelt es sich um einen in der europäischen Raumfahrt verbreitete Software, welches zur 1D-Simulation strömungsmechanischer Systeme genutzt wird [92, 1]. Bei Vergleich der experimentellen Daten mit Simulationen wurden größere Abweichungen gefunden. An dem Vergleichsexperiment für nicht kryogene Fluide wurde der Einfluss von nicht kondensierbarem Gas untersucht [47]. Des Weiteren wurde der Dampfmassenanteil während des Fluidhammers simuliert [24].

Zu Untersuchung des Fluidhammers in LH2 montierten Joseph et al. [30] eine Leitung an einem LH2 Tank. Die Temperatur im Tank betrug 20 K bei einem Druck von 5 bar. Getrieben durch den Überdruck im Tank strömte LN2 durch die Leitung in die Umgebung. Das Schließen eines Ventils am Ende der Leitung induzierte stromauf des Ventils einen Fluidhammer in der Leitung. Die Validierung der Experimente geschah mittels einer MOC Rechnung.

Die Geysier-Strömung fällt ebenfalls in den Bereich der kryogenen, transienten Zweiphasenströmungen und wurde kürzlich von Mao et al. [56, 57, 58, 59, 60, 61, 62] intensiv untersucht. Wie in Abbildung 2.6 gezeigt entsteht der Geysier in der vertikalen Treibstoffleitung unter dem Tank. Das kryogene Fluid ist in einem Zustand nah an der Phasengrenze. Durch den Wärmeeintrag aus der Umgebung bilden sich Gasblasen in der Leitung, dies führt zu einer Eruption bei der im Rohr fast ausschließlich Gasphase zurück bleibt. Dieser Bereich wird anschließend vom kälteren Fluid aus dem Tank geflutet. Dadurch kühlt die in der Leitung befindliche Gasphase wieder ab, kondensiert und löst so einen Fluidhammer aus.

Eine umfangreiche Arbeit über das Kavitationsverhalten von isothermalen Fluiden (Wasser) und kryogenen Fluiden (flüssiger Stickstoff) liefert Esposito [17]. Motiviert durch das Auftreten von kryogener Kavitation in Flüssigraketenmotoren, vor allem während der *Priming*-Phase, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit darauf, dass die physikalischen und thermischen Zustände von kryogenen Fluiden die Phänomenologie der Kavitation beeinflussen können. Das Ziel dieser Untersuchung besteht darin, zu ermitteln, ob das Auftreten und die Intensität von Kavitation in kryogenen Medien mithilfe der gleichen Methoden vorhergesagt werden können, die üblicherweise bei isothermaler Kavitation angewendet werden. Der zur Durchführung der Experimente mit

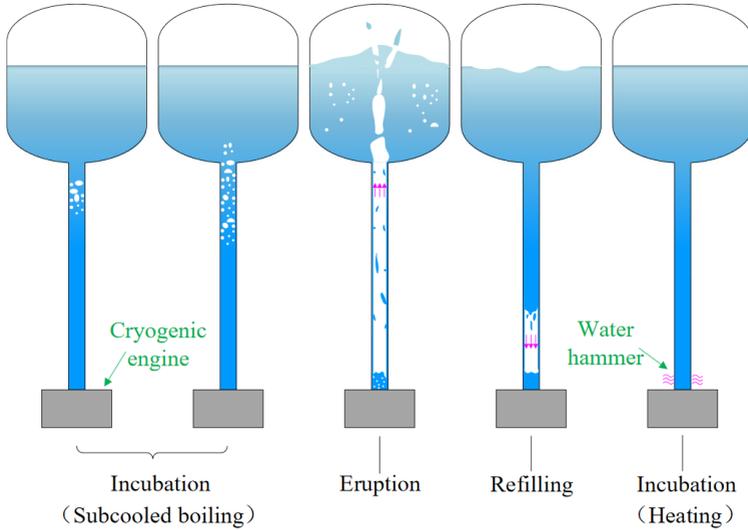


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung einer Periode der Geyser Strömung in der Treibstoffleitung eines kryogenen Raketentriebwerks [58], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier

LN2 verwendete Aufbau wird in Abbildung 2.7 gezeigt. Das Medium wird vom Einlass durch die Transferleitung(2) zur transparenten Teststrecke mit austauschbarer Blende (3) befördert. Diese befindet sich in einer Vakuumkammer (4) um die Vereisung der Teststrecke zu verhindern und so einen optischen Zugang zu ermöglichen. Stromab der Teststrecke befindet sich ein schnell schließendes Ventil (5), gefolgt von Ventilen zur Regulation der Strömung (6). Über eine Abgasleitung (7) wird der flüssige Stickstoff schließlich aus der Anlage in einen Verdampfungstank geleitet.

Mit diesem Aufbau kann sowohl Kavitation an der Blende in stationärer Strömung erzeugt als auch Fluidhammer-Experimente durch Schließen des Ventils (5) durchgeführt werden. Aus den Kavitations-Experimenten in stationärer Strömung folgt unter anderem die Erkenntnis, dass das Strömungsregime kryogener Kavitation neben der Kavitationszahl  $\sigma$  auch vom Wert des Siedeverzugs  $R_p$  abhängt. Dies gilt unter der Bedingung, dass die Unterkühlung des Fluids  $\Delta T_{\text{sub}}$  und  $R_p$  in der Definition von  $\sigma$  berücksichtigt wird.

In Experimenten, in denen ein Fluidhammer erzeugt wurde, wurde beobachtet, dass die Blende eine Reduzierung des maximalen Drucks während der Strömungstransiente bewirkt. Dabei kavitierte die Strömung in beiden Strömungsrichtungen an der Blende.

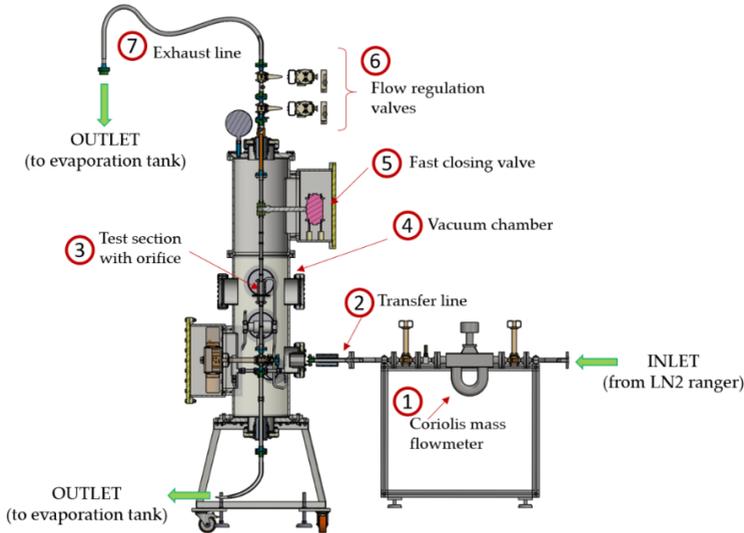


Abbildung 2.7.: Versuchsanlage des Von Karman Instituts für Strömungsmechanik (VKI) [17]

Am DLR in Lampoldshausen wurden diverse Aspekte transienter Strömungen untersucht. Der Füllprozess von Leitungen mit Wasser und Ethanol wurde ausgiebig sowohl experimentell, als auch numerisch untersucht [10].

Des Weiteren wurden Experimente durchgeführt in denen ein Wasserhammer durch abruptes Abbremsen einer stationären Strömung ausgelöst wurde [89]. Zur Untersuchung der auftretenden Kavitation wurde ein *Wiremesh*-Sensor und ein optischer Zugang genutzt. Der *Wiremesh*-Sensor ermöglicht eine räumlich und zeitlich aufgelöste Aufnahme der auftretenden Kavitation. In Abbildung 2.8 ist der räumlich gemittelte Dampfvolumenteil und die dazugehörige pseudo 3D-Ansicht der Kavitationsblase zu erkennen. Während der ersten Kavitationsphase wird ein Dampfmassenanteil von bis zu 40 % erreicht, während der zweiten Kavitationsphase nur noch 15 %.

Mit Hilfe des optischen Zugangs war es möglich, eine Kavitationsblase zu orten und ein Geschwindigkeitsprofil zu erstellen. Abbildung 2.9 zeigt den Druckschrieb während des Versuchs und die Position der verfolgten Blase. Der Druckschrieb (PD-X-409 Test #9) erreicht hier negative Werte, da ein piezoelektrischer Sensor verwendet wurde, dieser registriert nur relative Druckänderungen. Die Blase bewegt sich in beiden Kavitationsbereichen sowohl vorwärts, als auch rückwärts mit konstanter aber unterschiedlicher Geschwindigkeit.

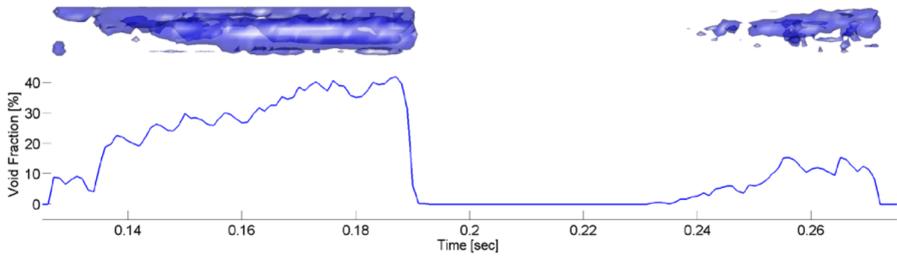


Abbildung 2.8.: Dampfvolumenanteil (räumlich gemittelt) und pseudo 3D-Ansicht der Kavitationsblase während eines Wasserhammer Events [91], Veröffentlichung mit Genehmigung von 3AF

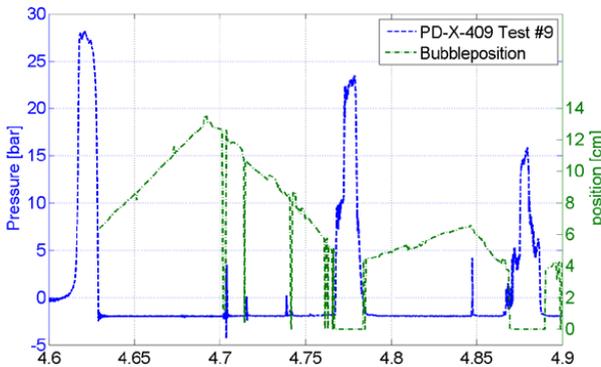


Abbildung 2.9.: Position einer Kavitationsblase während eines Wasserhammers [90]

## 2.5. Einordnung der Arbeit

In Kapitel 2.4 wurde dargestellt, dass das Phänomen des Fluidhammers neben der Raumfahrt auch in diversen anderen Fachbereichen von großer Bedeutung ist. Eine Besonderheit der Fluidhammer-Forschung in der Raumfahrt ist der Einsatz kryogener Medien, da das zahlreiche Raketentriebwerke mit reaktiven, kryogenen Fluiden betrieben werden. Die Untersuchung von Strömungstransienten in diesen Fluiden ist mit einem hohen experimentellen Aufwand verbunden. Dementsprechend ist es sinnvoll Raumfahrtsysteme mit einem repräsentativen Surrogat zu charakterisieren.

Den geringsten Aufwand verspricht die Verwendung von Wasser, da es kostengünstig ist und über inerte Eigenschaften verfügt. Die nicht kryogenen

Eigenschaften des Wasser vereinfachen dessen Handhabung enorm, jedoch beeinträchtigen diese die Vergleichbarkeit mit kryogenen Treibstoffen. Es wird also ein inertes, kryogenes Fluid gesucht, welches über zu Treibstoffen ähnliche Stoffeigenschaften verfügt. Für LOX und LNG bietet sich LN2 als Surrogat an, da die Siedetemperaturen dieser Fluide bei Umgebungsdruck einander ähnlich sind, siehe Tabelle 2.1. Obwohl LN2 ein vielversprechender Kandidat für ein Surrogat ist, gibt es in der Literatur nur eine begrenzte Anzahl an experimentellen Untersuchungen über Fluidhammer in LN2.

Simulationen sind ein wichtiges Werkzeug zur Auslegung strömungsmechanischer Bauteile und Systeme. Sie werden genutzt um transiente Strömungen und die daraus resultierenden Lasten vorherzusagen. Die Qualität dieser Vorhersagen hängt von den experimentellen Daten ab, an denen diese Modelle validiert werden. Essentiell sind also reproduzierbare experimentelle Daten mit klar definierten und gut dokumentierten Randbedingungen. Hierzu bietet sich der *Fluidhammer*-Aufbau an, da der initiale Druckstoß in einer einphasigen Strömung erzeugt wird und je nach Eingangsparametern Kavitation in der Leitung erzeugt werden kann.

Ziel dieser Arbeit ist es diese experimentellen Fluidhammer-Daten in LN2 über einen weiten Parameterbereich zu generieren. Die Aussagekraft der Daten wird durch die Reproduzierbarkeit und dem Vergleich zu analytischen Lösungen sichergestellt. Da  $H_2O$  in der bisherigen Forschung als Standard genutzt wurde, werden die experimentellen Ergebnisse in LN2 mit experimentellen  $H_2O$ -Daten verglichen. Diese werden am gleichen Prüfstand mit einer ähnlichen Geometrie und Testmatrix erzeugt.

Das Bestreben dieser Anstrengungen ist es, relevante Unterschiede des Fluidhammers zwischen kryogenen und nicht kryogenen Fluiden zu identifizieren. Da kryogene Experimente im Vergleich zu Wasser mit erheblichem Mehraufwand verbunden sind, ermöglicht diese Arbeit in Zukunft eine Abschätzung, ob der Nutzen diesen Aufwand rechtfertigt. Des Weiteren werden Parameter identifiziert anhand derer sich die Unterschiede und Gemeinsamkeiten erklären lassen. Durch den Vergleich dieser Parameter der Surrogate mit denen der Treibstoffe wird eine Empfehlung abgeleitet, welches Surrogat ( $H_2O$ , LN2) für welche Forschungsfrage und welchen realen Treibstoff verwendet werden kann.

In der Arbeit von Esposito [17] wird ebenfalls der Unterschied zwischen kryogener und isothermaler Kavitation untersucht, die Ausführung unterscheidet sich jedoch erheblich von dieser Arbeit. Beiden Arbeiten eint, dass die der Arbeit zugrunde liegenden Experimente in einem Labor an einem *Fluidhammer*-Aufbau durchgeführt wurden. Der markanteste Unterschied in der Geometrie beider Teststände ist die Verwendung einer Blende stromauf des Schnellschlussventils an der Versuchsanlage des VKI. Auch die Betriebsdrücker der

veröffentlichen Daten unterscheiden sich signifikant. Während in den von Esposito [17] veröffentlichten Testfällen Drücke von bis zu  $P = 8$  bar erreicht werden, werden in den in dieser Arbeit vorgestellten Versuchen Drücke von  $P > 100$  bar erreicht. Die Auswertung der experimentellen Ergebnisse von Esposito fokussierte sich im wesentlichen auf den Einfluss der Blende auf die transiente Strömung. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt der Datenauswertung darauf, die Auswirkungen der Kavitation auf die Dynamiken des Fluidhammers zu untersuchen.

## 3. Grundlagen des Fluidhammers

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen des Fluidhammers dargestellt. Dazu wird der Ablauf eines durch Ventilschließung ausgelösten Druckstoßes zunächst phänomenologisch und anschließend mathematisch beschrieben.

### 3.1. Phänomenologische Beschreibung

Kommt es zu einem Druckstoß, so ist es möglich, dass Kavitation am Ventil entsteht, dies wird auch als Abreißen der Flüssigsäule oder im englischen als *column separation* bezeichnet. Zunächst wird der Fluidhammer ohne das Auftreten von Kavitation beschrieben, im Anschluss folgt eine Beschreibung eben dieses Phänomens.

#### Fluidhammer ohne Kavitation

Wird ein strömendes Fluid in einem Rohr abrupt abgestoppt, so kommt es zu einem Druckstoß innerhalb der Leitung, dem so genannten Fluidhammer. In Abbildung 3.1 ist die chronologische Abfolge einer Fluidhammerperiode dargestellt. An einem Reservoir befindet sich eine Leitung der Länge  $l$ , an deren Ende ein Ventil angebracht ist. Der Druckverlauf entlang des Rohres kann dem Diagramm darüber entnommen werden. Es werden acht unterschiedliche Zeitpunkte betrachtet, wobei  $t_8 > t_7 \dots t_2 > t_1$  ist. Vor der Ventilschließung  $t < t_1$  wird das Rohr mit der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  durchströmt. Der Druck beträgt dabei über das ganze Rohr  $P = P_0$ , Reibungsverluste werden nicht betrachtet.

Das Ventil wird zum Zeitpunkt  $t_1$  geschlossen. Da das Fluid weiter strömt wird es am geschlossenen Ventil komprimiert. Die so entstandene Kompressionswelle breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit  $a$  stromauf aus.

Zum Zeitpunkt  $t_2$  bewegt sich die Kompressionswelle auf das Tankende zu. Die Position der Welle relativ zum Ventil kann mittels der Laufzeit  $t_2$  und der Schallgeschwindigkeit  $a$  zu  $x_2 = at_2$  bestimmt werden. Vor der Kompressionswelle fließt das Fluid der Wellenfront weiterhin mit der Geschwindigkeit  $v$  entgegen, hinter der Wellenfront steht die Strömung still ( $v = 0$ ). Die Kompression des Fluids ist für den Druckanstieg von  $P_0$  auf  $P_1$  verantwortlich.

Die Tanköffnung ( $x = l$ ) wird zum Zeitpunkt  $t = t_3$  von der Kompressionswelle erreicht. Da sich der Querschnitt hier schlagartig ändert, wird die Welle an diesem offenen Ende reflektiert. Nun steht die Strömung im gesamten Rohr still, der Druck beträgt  $P = P_1$  über die gesamte Leitungslänge.

Anschließend läuft die Welle zurück zum Ventil, hinter der Wellenfront bewegt sich das Fluid nun in Richtung Tank, der Druck sinkt auf den Ausgangsdruck  $P_0$ . Für  $t_3 < t < t_5$  gilt  $x = 2l - at_4$ .

Zum Zeitpunkt  $t = t_5$  erreicht die Kompressionswelle wieder das Ventil, folglich ist  $x = 0$  und die zurückgelegte Strecke beträgt  $2l$ . Der Druck im gesamten Rohr entspricht dem Ausgangsdruck  $P_0$ , die Strömung fließt in Richtung Tank. Die Kompressionswelle wird am Ventil reflektiert, hierbei handelt es sich um ein geschlossenes Ende, und läuft daraufhin als Verdünnungswelle wieder in Richtung des Tanks. Der Betrag des Druckabfalls entspricht dem Betrag der Druckerhöhung  $|P_1 - P_0| = |\Delta P_1| = |\Delta P_2| = |P_0 - P_2|$ . Da  $P_2$  größer als der Dampfdruck des Fluids  $P_V$  ist, tritt keine Kavitation auf.

Für den Zeitpunkt  $t_6$  kann die Position der Druckwelle mit  $x = at_6 - 2l$  bestimmt werden.

Die Verdünnungswelle erreicht wieder den Tank und wird zum Zeitpunkt  $t = t_7$  reflektiert. Der Druck im gesamten Rohr ist in diesem Augenblick  $P = P_2$ , das Fluid strömt nicht ( $v = 0$ ).

Abschließend läuft die Verdünnungswelle wieder zum Ventil, dabei steigt der Druck hinter der Wellenfront auf den Ausgangsdruck  $P_0$  an und die Strömung bewegt sich wieder in Richtung des Ventils ( $t = t_8$ ). Sobald die Verdünnungswelle wieder das Ventil erreicht, ist die erste Periode des Fluidhammers abgeschlossen und die Ausgangssituation wie zum Zeitpunkt  $t_1$  ist wieder hergestellt. Die erneute Reflexion am Ventil wandelt die Verdünnungswelle wieder in eine Kompressionswelle um.

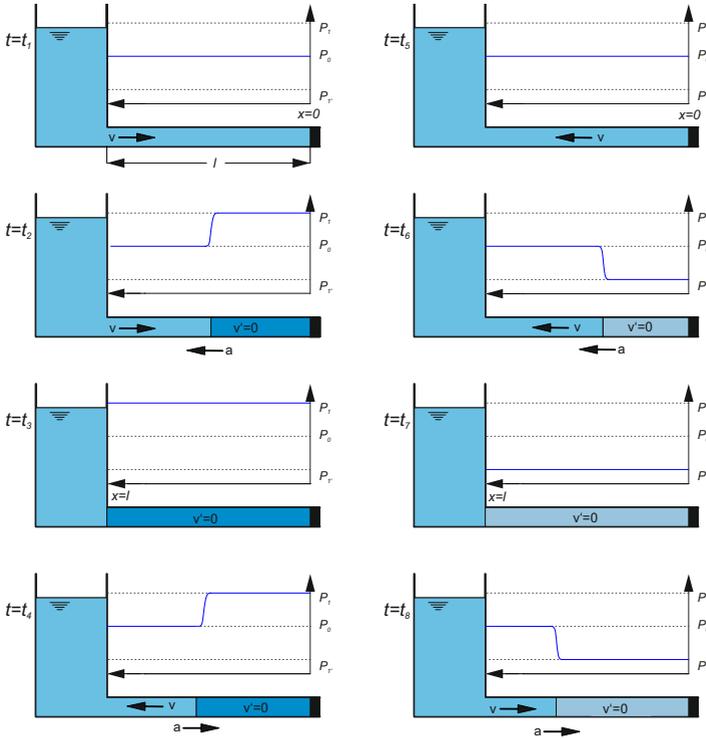


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Wasserhammer Phänomens induziert durch einen Ventilschluss am Ende einer Leitung [38], Lizenz: CC BY 4.0

### Fluidhammer mit Kavitation

Analog zu Abbildung 3.1 wird in Abbildung 3.2 die chronologische Abfolge des Fluidhammers dargestellt, wenn  $|\Delta P_1| > |P_0 - P_V|$ . Die Amplitude der Druckwelle ist also größer als die Druckdifferenz zwischen dem Ausgangsdruck  $P_0$  und dem Dampfdruck  $P_V$ . Nachdem die Welle zum Zeitpunkt  $t = t_5$  am Ventil reflektiert wird, läuft sie in Richtung des Reservoirs. Hinter der Verdünnungswelle wird der der Druck auf  $P_V$  abgesenkt, dadurch entsteht Kavitation in Ventalnähe. Die Strömung wird nicht komplett gebremst, sondern strömt mit der Geschwindigkeit  $v'$  in Richtung des Reservoirs ( $t = t_{6'}$ ).

Am Reservoir wird die Verdünnungswelle zum Zeitpunkt  $t = t_{7'}$  reflektiert und bewegt sich anschließend ( $t = t_{8'}$ ) wieder in Richtung des Ventils, wo sie zum Zeitpunkt  $t = t_{9'}$  erneut reflektiert wird und somit der Zustand zum Zeitpunkt  $t = t_{6'}$  wieder erreicht ist. Allerdings wird in jedem Zyklus der

Druckwelle während des Auftretens von Kavitation die Geschwindigkeit hinter der Druckwelle reduziert. Dies führt schließlich zur Strömungsumkehr und anschließenden Beschleunigung bis die Initialgeschwindigkeit  $v$  im reibungs-freien Fall wieder erreicht ist.

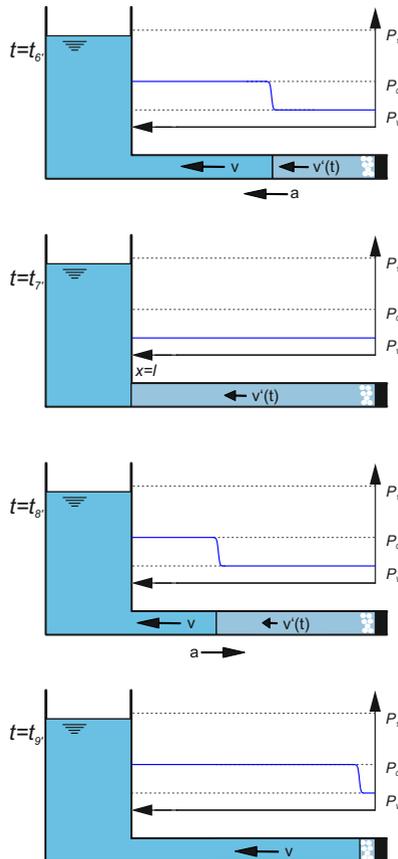


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Fluidhammers mit Auftreten von Kavitation [38], Lizenz: CC BY 4.0

## 3.2. Mathematische Beschreibung

Nachfolgend wird eine mathematische Beschreibung der in Abbildung 3.1 und 3.2 beschriebenen Vorgänge gegeben.

Die klassischen eindimensionalen Fluidhammergleichungen für Masse und Impuls

$$\frac{a^2}{g} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{4}{\rho D} \tau_w = 0 \quad (3.2)$$

beinhalten neben der Schallgeschwindigkeit  $a$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  auch die hydraulische Höhe  $H$ , den Rohrdurchmesser  $D$ , die Gravitation  $g$ , die Scherspannung an der Wand  $\tau_w$ , sowie eine räumliche Koordinate  $x$  und eine zeitliche Koordinate  $t$  [22].

Der Druckanstieg nach Ventilschluss  $\Delta P_1 = P_1 - P_0$  kann durch die Joukowsky Formel [31] beschrieben werden, eine Herleitung findet sich in Kapitel A.

$$\Delta P_{\text{Jou}} = \rho a \Delta v \quad (3.3)$$

Handelt es sich bei der Änderung der Strömungsgeschwindigkeit  $\Delta v$  um eine vollständige Abbremsung, wie zum Beispiel beim Schließen eines Ventils, so gilt:  $\Delta v = v$ .  $\Delta P_{\text{Jou}}$  wird nur erreicht, wenn die Ventilschlusszeit  $\Delta t_v$  kleiner als die kritische Ventilschlusszeit

$$\Delta t_{v,\text{crit}} = 2l/a \quad (3.4)$$

ist. Tritt keine Kavitation auf, so durchläuft die Druckwelle das Rohr pro Periode vier mal. Die Eigenfrequenz des Fluidhammers ist folglich:

$$f = \frac{a}{4l} \quad (3.5)$$

Da sich die Druckwelle in einem Fluid in einem elastischen Rohr ausbreitet, weicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckwelle von der Schallgeschwindigkeit des Fluids ab. Als Erster erkannte dies Korteweg [42], ihm gelang es die Schallausbreitung in elastischen Rohren zu berechnen und somit die Diskrepanz zwischen gemessenen und vorhergesagten Werten zu erklären. In Abhängigkeit der Rohrparameter ist

$$a = \sqrt{\frac{K/\rho}{1 + (K/E)(D/e)}} \quad (3.6)$$

wobei  $K$  das Kompressionsmodul,  $\rho$  die Dichte des Fluids,  $E$  das Elastizitätsmodul des Rohrs,  $D$  der innere Rohrdurchmesser und  $e$  die Wandstärke des Rohres ist. Wie von Ghidaoui et al. [22] angemerkt, werden bei diesem Ansatz die axialen Spannungen im Rohr, sowie dessen Trägheit ignoriert. Um diesen Effekt mit einzubeziehen wird die korrigierte Schallgeschwindigkeit

$$a = \sqrt{\frac{K/\rho}{1 + [(K/E)(D/e)]c_1}} \quad (3.7)$$

um den Parameter  $c_1$  erweitert, welcher unterschiedliche Einspannungen berücksichtigt [104].

Bei der Bestimmung von  $c_1$  wird zwischen dünn und dickwandigen Rohren ( $D/e < 25$ ) unterschieden. Neben der Geometrie des Rohres hängt  $c_1$  auch von der Poissonzahl  $\nu$  ab. Die Berechnung von  $c_1$  für unterschiedliche Einspannungen und Rohre ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Dünnwandiges Rohr	
$c_1 = 1 - \frac{\nu}{2}$	Rohr ist nur stromauf befestigt
$c_1 = 1 - \nu^2$	Rohr ist gegen axiale Bewegung verankert
$c_1 = 1$	Rohr ist verankert und mit Kompensatoren versehen (keine axialen Spannungen)
Dickwandiges Rohr	
$c_1 = \frac{2e}{D}(1 + \nu) + \frac{D}{D+e}(1 - \frac{\nu}{2})$	Rohr ist nur stromauf befestigt
$c_1 = \frac{2e}{D}(1 + \nu) + \frac{D(1-\nu^2)}{D+e}$	Rohr ist gegen axiale Bewegung verankert
$c_1 = \frac{2e}{D}(1 + \nu) + \frac{D}{D+e}$	Rohr ist verankert mit Kompensatoren (keine axialen Spannungen)

Tabelle 3.1.: Faktor  $c_1$  [103], S. 22f.

### Fluidhammer-induzierte Kavitation

Die relative Amplitude

$$A_{\text{rel}} = \frac{P_1 - P_0}{P_0 - P_V} = \frac{\Delta P_1}{\Delta P'_1} \quad (3.8)$$

beschreibt das Verhältnis der Joukowsky Druckerhöhung  $P_1 - P_0$  zum Druckunterschied zwischen dem Ausgangsdruck und Dampfdruck  $P_0 - P_V$ . Ist

$A_{\text{rel}} > 1$ , so tritt Kavitation im Rohr auf.

Es wird zwischen zwei Arten von Kavitation unterschieden, der Dampf- und der Gaskavitation [9].

- **Dampfkavitation**

Hier ist die Kavitation der Übergang des Fluids in seine Dampfphase, sie tritt nur auf, wenn der Dampfdruck lokal unterschritten wird. Die Gasfreisetzung geschieht innerhalb weniger Millisekunden [9]. Steigt der Druck, so kondensiert die Dampfphase wieder zu Flüssigphase.

- **Gaskavitation**

Hierbei handelt es sich um im Fluid gelöstes Gas welches bei Druckabfall freigesetzt wird. Die Freisetzung von Gas ist in der Größenordnung von einigen Sekunden [9], die Gasabsorption ist in der Größenordnung von Minuten [110].

Die Prozesse der Gaskavitation sind deutlich langsamer als die Verdampfung und die Kondensation der Dampfkavitation.

Die Menge gelösten Gases in Flüssigkeiten wird durch das Henry Gesetz beschrieben. Dieses besagt, dass die Menge des gelösten Gases in einer Flüssigkeit proportional zu seinem Partialdruck  $p_i$  in der Gasphase ist. Diese Proportionalität wird über die Henry Konstante  $H^{CP}$  beschrieben, wobei  $c_a$  die Konzentration des Gases in der Flüssigkeit ist [79].

$$H^{CP} = c_a/p_i \quad (3.9)$$

Bei großem Druck kann mehr Gas in einem Fluid gelöst werden als bei geringerem Druck. Dies hat zur Folge, dass ein Druckabfall zur Freisetzung von Gas führt, weit bevor der Dampfdruck unterschritten wird.

Es wurde gezeigt, dass gelöstes Gas in einer Strömung die Schallgeschwindigkeit reduziert und so die Druckhöhe des Wasserhammers beeinflusst [40, 71, 75].

Dampfkavitation kann in unterschiedlichen Formen auftreten, auf makroskopischer Ebene erfolgt die Aufteilung in große lokale- und kleine verteilte Kavitäten [9]. Das Auftreten einer großen lokalen Kavität wird auch als Abreißen der Flüssigkeitssäule (englisch: *column separation*) bezeichnet. Der Dampfvolumenteil

$$\chi = \frac{V_g}{V_m} \quad (3.10)$$

beschreibt das Verhältnis des Volumens des Dampfes  $V_g$  zum Gesamtvolumen  $V_m$ . In einer großen lokalen Kavität ist  $\chi \approx 1$ , in einem Gebiet verteilter Kavitation ist  $\chi \approx 0$  [93].

Der Einfluss von veränderlichem statischen Druck auf die Form der Kavitation ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Vor Ventilschluss fließt die Strömung von links nach rechts, abgebildet ist die Strömung nach Ventilschluss. Auf der linken Seite ist Kavitation hinter einem Ventil dargestellt, das Rohr hat dabei eine a) negative, b) neutrale oder c) positive Steigung. Eine große Kavitationsblase ist dabei nur bei negativer oder neutraler Steigung möglich, bei positiver Steigung tritt das Kavitationsgebiet mit deutlichem Abstand hinter dem Ventil auf.

Auf der rechten Seite sind unterschiedliche Winkel abgebildet, ein Abreißen der Fluidsäule tritt im Winkel auf, wenn die Steigung nach dem Winkel kleiner als davor ist (e, f). Nimmt die Steigung über den Knick zu und ist auf beiden Seiten positiv, tritt verteilte Kavitation stromauf und stromab des Winkels auf (d).

*A. Bergant et al. / Journal of Fluids and Structures 22 (2006) 135–171*

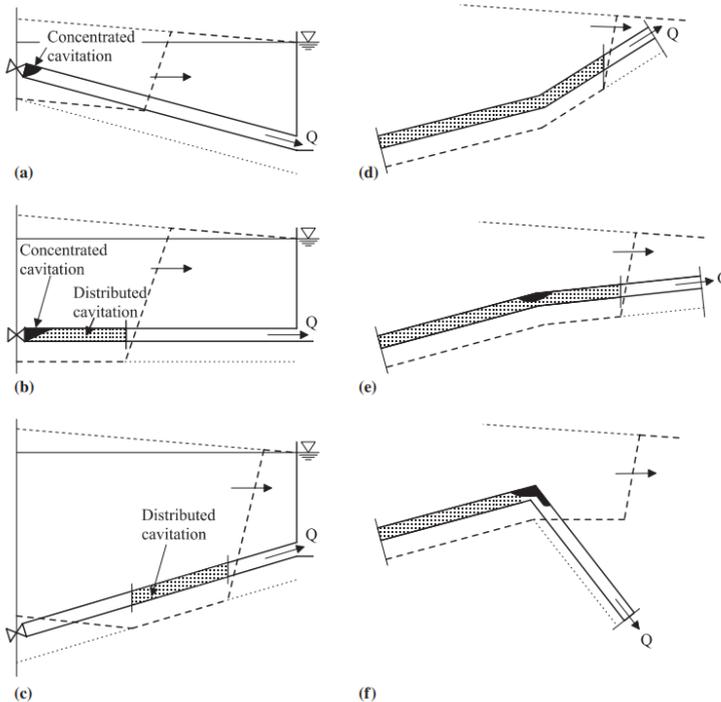


Abbildung 3.3.: Einfluss des statischen Drucks auf die Form der Kavitation, im Original von Zielke and Perko [109], adaptiert von Bergant et al. [9], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier

Der Einfluss des statischen Drucks auf die Kavitation wurde ebenfalls von Prasser et al. [73] untersucht, dazu wurde die Leitung stromab des Ventils über eine Brücke von 10 m geführt. Die Testanlage ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Das Fluid wird von einer Pumpe von Behälter B1 in Behälter B2 gepumpt. Die Drucksensoren sind mit  $P0X$  angegeben, das Ventil befindet sich zwischen  $P02$  und  $P03$ , die Pumpe stromab von  $P01$ . Die Gesamtlänge der Anlage beträgt 225 m.

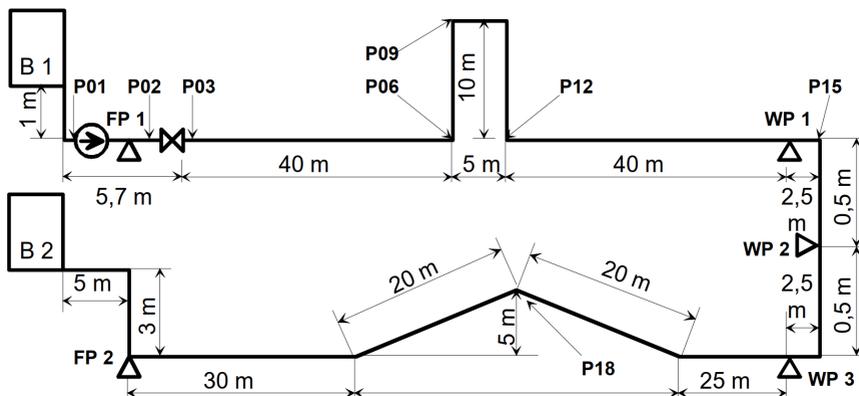


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der Druckstoßanlage des Fraunhofer Instituts UMSICHT [73], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors

In dem nun betrachteten Fall wird eine Rohr DN100 betrachtet, welches mit  $v = 3 \text{ m/s}$  durchströmt wird. Das Drucksignal an Position  $P03$  (stromab des Ventils) und  $P09$  (Druck am vorderen Krümmer der Brücke) nach Ventilschluss ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

In  $P03$  kann in den ersten 15 s ein typischer Wasserhammer mit dem Auftreten von Kavitation beobachtet werden. Nach 15 s tritt eine breitere Druckspitze auf und ein ähnliches aber in der Zeit deutlich gestrecktes Signal ist zu erkennen. In  $P09$  sind nur die Druckstöße nach 15 s zu erkennen, vorher wird Dampfdruck gemessen. Das Fluid kavitiert an  $P09$  auf Grund des geringeren statischen Drucks, diese Kavitation bildet eine Randbedingung für die Unterdruckwelle die nach Ventilschluss am Ventil entsteht und die Druckabsenkung in Ventilmnähe auf den Dampfdruck bewirkt. Die Druckwelle oszilliert zwischen dem Ventil und der Kavitation in der Brücke und klingt bis  $t = 15 \text{ s}$  fast vollständig ab.

Durch den Kollaps der Kavität in der Brücke wird eine erneuter Druckschlag mit anschließender Kavitationsbildung in der Brücke ausgelöst. Dieser Zyklus

wiederholt sich und es treten Druckschläge bei  $t = 29$  s und  $t = 42$  s an beiden Sensorpositionen auf.

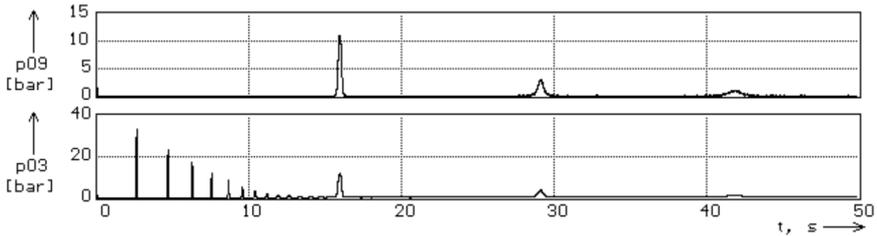


Abbildung 3.5.: Druckschrieb während eines Wasserhammer Events mit dem Auftreten von Kavitation[73], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors

Weitere experimentelle Daten dieser experimentellen Anlage wurden von Dudlik et al. [16] publiziert. Die Daten umfassen unter anderem umfangreiche Messungen des Volumendampfanteils mittels eines *Wire mesh sensors*, sowie Variationen der Fluidtemperatur.

Eine grafische Methode, welche die Möglichkeit der Vorhersage von Kavitationsbildung abseits des Ventils beinhaltet, wurde von Lupton [53] vorgestellt. Neben dem Auftreten von Kavitation fernab des Ventils durch die Änderung des statischen Drucks ist es auch möglich, dass Kavitation im Rohr auftritt, wenn sich mehrere Druckwellen überlagern und die Superposition der Druckwellen zu einer Unterschreitung des Dampfdrucks fällt. Diese Kavitäten lösen beim Kollaps weitere Druckwellen aus [80].

### Lebensdauer der ersten Kavität

Um die Lebensdauer der Kavitation in Ventilsnähe zu berechnen, gibt es zwei Ansätze. Einerseits die Aufstellung einer Differentialgleichung nach Prasser et al. [73], andererseits die Berechnung über die Strömungsgeschwindigkeit nach Ventilschluss hinter der Druckwelle  $v'$ .

Prasser et al. [73] leiten aus der Impulserhaltung eine Differentialgleichung für die Ausbreitung der Kavität stromab des Ventils her.

$$\rho_l \cdot l \cdot \frac{dv}{dt} = P_V - P_G - \Delta P_{\text{ges}} \quad (3.11)$$

Hier ist  $l$  die Rohrlänge,  $\rho_l$  die Dichte des Fluids,  $v'$  die Strömungsgeschwindigkeit,  $P_V$  der Dampfdruck in der Blase,  $P_G$  der Gegendruck am Leitungsende und dem gesamten Druckverlust im Rohr  $\Delta P_{\text{ges}}$ . Die Position der Blase

$$x_K = \int_0^t v \cdot dt \quad (3.12)$$

wird mit der zeitlichen Integration der Geschwindigkeit bestimmt.

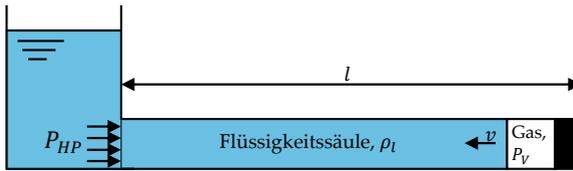


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung der Differentialgleichung 3.11

Betrachtet man die Kavitation stromab des Ventils, sind die Anfangsbedingungen  $v(t=0) = v_0$ ,  $x_K(t=0) = 0$  [73]. Der Druckverlust

$$\Delta P_{\text{ges}} = \left( \zeta_{\text{Rohr}} \cdot \frac{l}{d} + \sum \zeta_{\text{lokal}} \right) \cdot \rho_l \cdot \frac{v \cdot |v|}{2} + g \rho_l \cdot \Delta h \quad (3.13)$$

wird als Summe der Reibungsverluste  $\zeta$  und dem hydrostatischen Druckverlust  $\Delta h$  angegeben, der Rohrrinnendurchmesser ist  $d$ ,  $g$  ist die Schwerebeschleunigung. Eine grafische Interpretation von Gleichung 3.11 ist in Abbildung 3.6 gegeben. Das Modell besteht durch seine Simplizität, dazu wurden folgende Annahmen und Vereinfachungen getroffen:

- Die Gasphase erstreckt sich über den gesamten Rohrquerschnitt.
- Gasphase und Flüssigkeitssäule sind perfekt in vertikaler Richtung voneinander getrennt. Es gibt keinen Massen-, Wärme-, oder Impulstransport.
- Wärmeeintrag von außen auf das System wird vernachlässigt.
- Die Flüssigkeitssäule ist inkompressibel.
- Instationäre Reibung wird vernachlässigt.

Das Modell wurde von Prasser et al. [73] anhand experimenteller Daten validiert, in Abbildung 3.7 ist der Abstand vom Ventil  $x$  über die Zeit angegeben. An mehreren Stellen (eps2 - eps8) kamen Nadelsensoren zum Einsatz, diese

sind in der Lage das Auftreten von Kavitation zu detektieren. Die schwarzen Balken markieren gemessene Kavitation. Zusätzlich ist die Lösung von Gleichung 3.11 und 3.12, mit und ohne Verlustterm, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die verlustbehaftete Gleichung gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt, jedoch wird auch an Position eps8 kurzzeitig Kavitation gemessen. Die Ausbreitung der Kavitation ist also größer als von dem Modell vorhergesagt.

Die experimentellen Daten wurden mit Wasser und  $v_0 = 2 \text{ m/s}$  durchgeführt, die weiter oben beschriebene Brücke wurde durch ein gerades Rohr ersetzt.

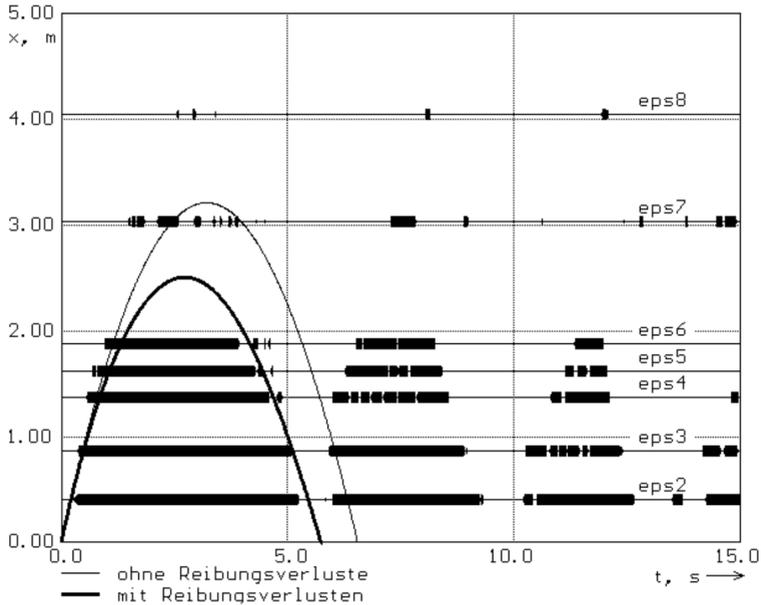


Abbildung 3.7.: Position der Blasenfront aus Gleichung 3.12, verglichen mit experimentellen Werten [73], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors

Ein anderes Verfahren zur Berechnung der Dauer der ersten Kavitation ist der Ansatz von Mostowsky [9]. Ist  $A_{\text{rel}} > 1$ , so ist die negative Auslenkung der Druckschwingung durch den Dampfdruck begrenzt, folglich wird das Fluid nicht vollständig abgebremst. Die übrig gebliebene Geschwindigkeit des Fluids hinter der Druckwelle im reibungsfreien Fall

$$v'(t = 2l/a) = v_1 = v - \frac{P_0 - P_V}{\rho a} \quad (3.14)$$

ist durch die Geschwindigkeit  $v$  und die Drücke  $P_0$  und  $P_V$  charakterisiert. Dazu wird mittels Gleichung 3.3 ein Geschwindigkeitsverlust durch den Druckunterschied  $\Delta P_V = P_0 - P_V$  berechnet und von der Ausgangsgeschwindigkeit  $v$  subtrahiert. Die in Abbildung 3.2 beschriebene Änderung von  $v'$  wird mit einer Abnahmerate von  $2(P_0 - P_V)/\rho a$  pro Zeit, die die Druckwelle benötigt um im Rohr hin und zurück zu laufen ( $2l/a$ ), beschrieben [9].

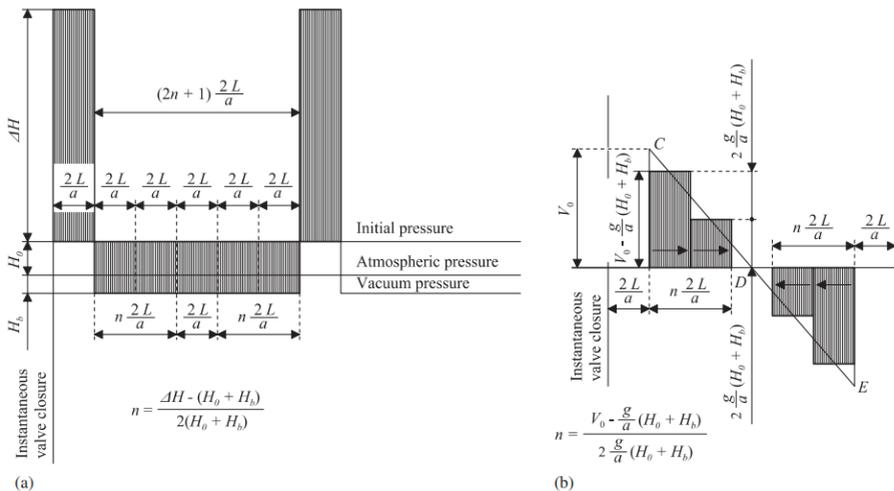


Abbildung 3.8.: Theoretische Betrachtung der Strömungsgeschwindigkeit  $v'$  während der ersten Kavitation, a) Druck über Zeit, b) Strömungsgeschwindigkeit über Zeit [9], adaptiert von Mostowsky, Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier

Basierend auf dieser Annahme kann die Dauer der Kavitation  $t_c$  abgeschätzt werden [104].

$$t_c = A_{\text{rel}} \cdot \frac{2l}{a} \tag{3.15}$$

### Überschreiten des Joukowski-Drucks

Kommt es zu einem Kavitationskollaps, so ist es möglich, dass der Joukowski-Druck aus Gleichung 3.3 überschritten wird. Dieses Phänomen wird anhand von Abbildung 3.9 erklärt. Der Druck wird hier durch die hydraulische Förderhöhe

$$H = \frac{P}{\rho g} \tag{3.16}$$

gegeben, Höhenunterschiede werden nicht betrachtet.

Das betrachtete System ist in a) dargestellt und ist identisch zu dem in Abbildung 3.1 vorgestellten System. Der zeitliche Verlauf der Druckwelle über die Länge der Leitung ist in b) zu sehen. Die durchgezogene Linie beschreibt dabei den Wasserhammer ohne Einflüsse von Kavitation.

Zum Zeitpunkt  $A$  kollabiert die Kavitation und eine neue Druckwelle breitet sich im Rohr aus, dargestellt durch die gestrichelte Linie in b). Ab dem Zeitpunkt  $B$  (hier:  $t = 6/(L/a)$ ) überlagern sich positiven Amplituden am Ventil, was zu einer kurzzeitigen Druckspitze (englisch: *short duration peak*) größer dem Joukowsky Druck führt. Würde der Zerfall der Kavitation genau während der Ankunft der Druckwelle erfolgen, so würde keine kurzzeitige Druckspitze auftreten [9].

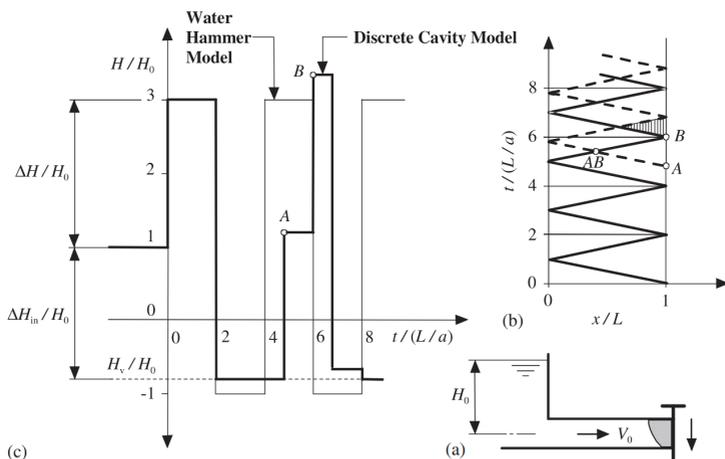


Abbildung 3.9.: a) Tank mit Rohr, Bildung von Kavitation nah am Ventil, b) Ausbreitung der Wasserhammers und der durch Kavitation induzierten Druckwelle, c) Druckverlauf über die Zeit am Ventil [9], Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier

Diese Druckspitzen wurden unter anderem von Simpson and Wylie [82] experimentell untersucht und mit dem diskreten Kavitationsmodell verglichen. Probleme in der Modellierung werden von Simpson and Wylie [81] angesprochen, dabei wird unter anderem das Auftreten unphysikalischer Druckspitzen in Zusammenhang mit der Integrationsmethode vorgestellt.

### Einfluss der Ventilschlusszeit

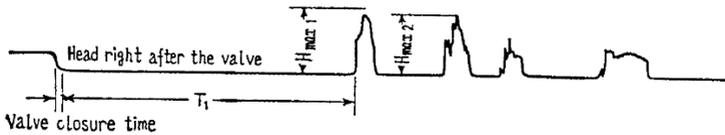
Ist die Ventilschlusszeit  $\Delta t_v > \Delta t_{v,crit}$  wird der Joukowsky Druck in der ersten Druckspitze nicht erreicht. Um die Druckerhöhung als Funktion der Ventilöffnungszeit zu beschreiben, gibt es im wesentlichen zwei Ansätze. Zum einen die Gleichung von Michaud, bei der  $\Delta P_{Jou}$  proportional zu  $\Delta t_{v,crit}/\Delta t_v$  ist:

$$\Delta P_{Jou} = \frac{2\rho v l}{\Delta t_v} \quad (3.17)$$

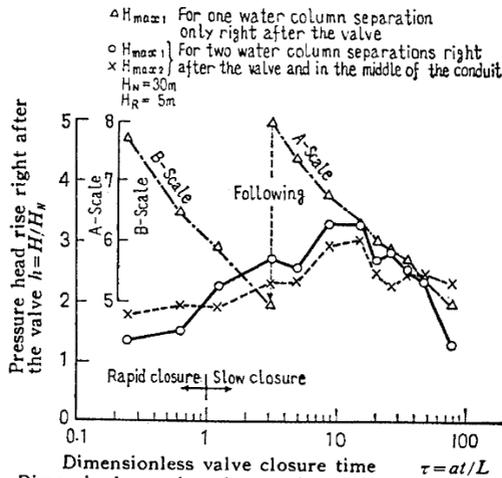
Zum anderen gibt es die Methode von Wood und Jones. Diese beruht auf der Einführung zweier dimensionsloser Parameter, der dimensionslosen Ventilschlusszeit und der dimensionslosen maximalen transienten Druckänderung. Hinzu kommen Diagramme gebräuchlicher Ventiltypen, mit denen der Druckanstieg vorhergesagt werden kann [41].

Bei experimentellen Untersuchungen fand Kodura [41] heraus, dass das Modell von Michaud den Druckanstieg signifikant unterschätzt, von einer Verwendung wird daher abgeraten. Obwohl das Modell von Wood und Jones eine bessere Übereinstimmung mit experimentellen Daten liefert, wurde der Druckanstieg auch hier unterschätzt. Die Autoren empfehlen deshalb, das Thema weiter zu untersuchen.

Tanahashi and Kasahara [86] untersuchten die Druckschläge stromab des Ventils nach dessen Schließung. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.10 dargestellt. In dem Druckschrieb ist zu erkennen, dass nach der Ventilschließung stromab des Ventils Kavitation erreicht wird, gefolgt von einem Druckschlag. In Bereich (b) wird die Druckerhöhung als Funktion der Ventilschlusszeit gezeigt. Auch bei Ventilschlusszeiten die zehn mal der kritischen Ventilschlusszeit entsprechen wird der Ausgangsdruck noch um das vierfache überschritten.



(a) Valve closure and pressure head rise



(b) Dimensionless valve closure time and pressure head rise

Abbildung 3.10.: Druckschrieb stromab des Ventils(a) und Druckerhöhung als Funktion der Ventilschlusszeit (b) [86], Veröffentlichung mit Genehmigung des Autors

### Fluid Struktur Interaktion

Die Fluid-Struktur Interaktion (FSI), beschreibt die Übertragung von Kräften und Momenten zwischen dem Fluid und dem Rohr während transientser Strömungsvorgänge. Nach Wiggert and Tijsseling [97] wird zwischen Kopplungsarten unterschieden .

1. *Poisson coupling* beschreibt axiale Spannungsstörungen, begründet durch transiente Druckänderungen im Fluid. Das Rohr wird durch die Druckwelle im Radius vergrößert, in Abhängigkeit von der Poissonzahl entsteht so eine axiale Spannungsänderung, welche sich mit annähernder Schallgeschwindigkeit des Rohrmaterials ausbreitet.
2. *Friction coupling* ist die Interaktion von Fluid und Rohr auf Grund von Reibung.
3. *Junction coupling* beschreibt die Interaktion der Druckwelle mit Verbindungsstellen wie Rohrbögen, Ventilen, T-Stücken oder Blenden. Je nach Aufbau kann es zu komplexen Bewegungen des Fluids und der Struktur kommen.

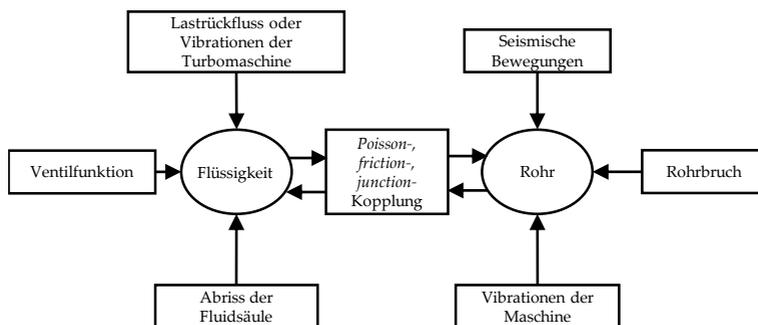


Abbildung 3.11.: Schematische Darstellung der Fluid-Struktur Interaktion von Wiggert and Tijsseling [97]; Übersetzt ins Deutsche

### Akustische Randbedingungen in einem Rohr

Das Verhalten einer Druckwelle in einem Rohr wird im wesentlichen durch die Rohrenden bestimmt. Betrachtet werden hier die Grenzfälle eines geschlosse-

nen und eines offenen Endes. Der zugehörige Schallreflexionsfaktor  $r$  ist in Tabelle 3.2 für beide Grenzfälle gegeben.

Ende	$r$	Verhalten
Offen	-1	schallweich
Geschlossen	1	schallhart

Tabelle 3.2.: Akustische Randbedingungen in einem Rohr

Tritt eine stehende Welle in einem Rohr auf, so lässt sich deren Eigenfrequenz und Obertöne in Abhängigkeit der Randbedingungen berechnen. Für ein Rohr welches an jeweils einer Seite offen, beziehungsweise geschlossen ist, gilt

$$f_{o/c}(n) = (2n - 1) \cdot \frac{a}{4l} \quad (3.18)$$

wobei  $n \in \mathbb{N}$  die Obertöne beschreibt. Die Frequenz der ersten Mode ( $n = 1$ ) der stehenden Welle ist also identisch mit der Eigenfrequenz des Fluidhammers, siehe Gleichung 3.5. Analog dazu lassen sich die Eigenfrequenz und Obertöne für ein an beiden Seiten offenes Rohr wie folgt berechnen:

$$f_{o/o}(n) = n \cdot \frac{a}{2l} \quad (3.19)$$

Der Frequenzunterschied zwischen den einzelnen Obertönen  $\Delta f = f(n+1) - f(n)$  ist in beiden Fällen identisch  $\Delta f_{o/c} = \Delta f_{o/o}$ .

## 4. Grundlagen der Zweiphasenströmung

Im Folgenden werden die Eigenschaften von Strömungen betrachtet, welche durch das Auftreten der Flüssig- als auch der Gasphase charakterisiert sind. Zunächst werden unterschiedliche Strömungsformen beschrieben, anschließend werden die Stoffeigenschaften als Funktion des Dampfgehaltes diskutiert und zum Schluss wird das Wachstum von Gasblasen anhand der Rayleigh-Plesset Gleichung erläutert.

### 4.1. Strömungsarten

Betrachtet wird ein horizontales Rohr, welches von einem verdampfenden Fluid durchströmt wird. Abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit, dem thermodynamischen Zustand und den Stoffeigenschaften bilden sich unterschiedliche Strömungsarten aus [18]. Die in Tabelle 4.1 dargestellten Strömungsarten sind die neun charakteristischen Strömungsarten nach Wojtan et al. [99]. Die nachfolgenden Beschreibungen sind der Dissertation von Flieger [18] entnommen.

- **Schichtenströmung**

Flüssig- und Gasphase sind unabhängig voneinander, die Flüssigphase liegt im unteren Teil der Leitung vor, während die Gasphase über ihr hinweg strömt. Es ist nicht ungewöhnlich, dass die Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase höher ist als die der Flüssigkeitsphase.

- **Wellenströmung**

Nimmt die Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase weiter zu, so kommt es durch den großen Geschwindigkeitsgradienten zu Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten an der Oberfläche der Flüssigphase. Die so verursachten Wellen sorgen einerseits für Tropfen oberhalb der Flüssigphase, welche von der Gasphase mitgerissen werden, andererseits kann es zu Gasblasen innerhalb der Flüssigphase kommen, beispielsweise durch das Brechen einer Welle.

- **Schwallströmung**

Bei der Schwallströmung wird ein Wellenberg der Wellenströmung so groß, dass dieser den gesamten Rohrquerschnitt einnimmt. Es besteht

die Gefahr, dass die Flüssigkeit hier die Geschwindigkeit der Gasströmung annimmt.

- **Schwall- & Wellenströmung**

Da die Unterscheidung zwischen Schwall- und Wellenströmung mit Unsicherheiten belastet ist, wurde ein Übergangsbereich definiert.

- **Kolben- / Propfenströmung**

Im oberen Bereich des Rohres strömen Gasblasen unterschiedlicher Größe in Abhängigkeit des Dampfgehaltes. Die flüssige Strömung im unteren Teil des Rohres ist kontinuierlich.

- **Ringströmung**

Die gesamte Rohrwand ist mit einem Flüssigkeitsfilm benetzt, dabei ist die Dicke nicht homogen. Durch die Schwerkraft sammelt sich im unteren Bereich des Rohrs mehr Flüssigkeit als im Oberen. In der Mitte des Rohres ist eine kontinuierliche Dampfströmung ausgebildet, es ist möglich, dass Tropfen der umgebenden Flüssigkeit mitgerissen werden. Des Weiteren kann es an der Oberfläche der Flüssigkeit zu kleinen Wellen kommen.

Die Schwall- und Propfenströmung werden häufig gemeinsam als intermittierende Strömung (engl. *intermittend flow*) bezeichnet, da die Unterscheidung dieser Strömungsformen nicht immer möglich ist.

- **Blasenströmung**

Es treten Blasen unterschiedlicher Größe im Rohr verteilt auf, durch die Gravitation nimmt die Anzahl der Blasen mit der Höhe im Rohr zu.

- **Austrocknungsströmung**

Dieser Strömungstyp ist ähnlich zur Ringströmung, allerdings ist der Flüssigkeitsfilm an der oberen Seite des Rohres bereits verdampft.

- **Nebelströmung**

Bei dieser Strömungsart gibt es keinen Flüssigkeitsfilm mehr an der Wand, der gesamte Massenstrom besteht aus feinen Tropfen, die von der Gasphase mitgerissen werden.

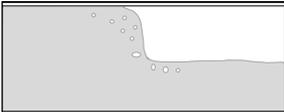
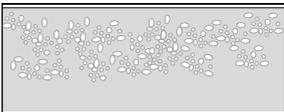
Strömungsarten	
Schichtenströmung (engl. <i>Separated flow</i> )	
Wellenströmung engl. <i>Wavy flow</i>	
Schwallströmung engl. <i>Slug flow</i>	
Schwall- & Wellenströmung engl. <i>Slug/ Wavy flow</i>	
Kolben- / Propfenströmung engl. <i>Plug flow</i>	
Ringströmung engl. <i>Annular flow</i>	
Blasenströmung engl. <i>Bubbly flow</i>	
Austrocknungsströmung engl. <i>Dryout flow</i>	
Nebelströmung engl. <i>Fog flow</i>	

Tabelle 4.1.: Strömungsformen bei mit verdampfendem Fluid in einem horizontalen Rohr. Die Strömungsrichtung ist von links nach rechts.

## 4.2. Strömungsformkarten

Zur Bestimmung der Strömungsart werden sogenannte Strömungsformkarten verwendet. Bei diesen wird unterschieden zwischen adiabater Zweiphasenströmung [55] und Zweiphasenströmung mit Verdampfung [99, 100].

Die Strömungsformkarte für horizontale Rohre nach Wojtan et al. [99] kann anhand der Geometrie, der Stoffeigenschaften des Fluids und des Wärmeeintrags in das Rohr berechnet werden.

In Abbildung 4.1 sind beispielhaft vier Strömungsformkarten des Kühlmittels R-22 bei unterschiedlichen Wärmeeinträgen  $q$  zu sehen. Dargestellt ist die Massengeschwindigkeit über den Anteil der Dampfphase.

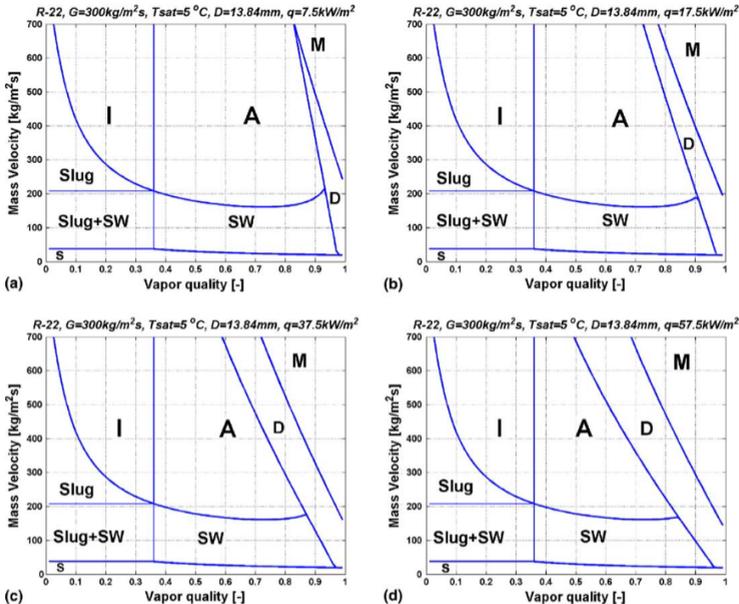


Abbildung 4.1.: Strömungsformkarte des Kühlmittels R-22 [99]. I: intermittierende Strömung, Slug: Schwallströmung, SW: Schwall- und Wellenströmung, A: Ringströmung, D: Austrocknungsströmung, M: Nebelströmung, Veröffentlichung mit Genehmigung von Elsevier

## 4.3. Stoffeigenschaften

Wie in Abbildung 3.2 gezeigt, läuft die Druckwelle zwischen dem Kavitationsgebiet und dem Reservoir hin und her, bis sich die Strömungsgeschwindigkeit umgedreht hat. In Abbildung 3.3 ist zu erkennen, dass es je nach Steigung des Rohres unterschiedliche Formen der Kavitation gibt. Bei den in dieser Arbeit genutzten Experimenten wurde ein horizontales Rohr genutzt, folglich ist davon auszugehen, dass die Druckwelle mit verteilter Kavitation interagiert.

Im Folgenden wird gezeigt, wie sich der Volumendampfgehalt  $\chi$  auf die Kavitation als akustische Randbedingung auswirkt.

### Dichte im Zweiphasengebiet

Die Dichte im Zweiphasengebiet als Funktion des Volumendampfgehaltes  $\rho_{2p}(\chi)$  wird anhand der Dichte in Flüssigphase  $\rho_l$  und der Dichte der Gasphase  $\rho_g$  bestimmt [98]:

$$\rho_{2p}(\chi) = \rho_g \cdot \chi + (1 - \chi) \cdot \rho_l \quad (4.1)$$

### Kompressibilität im Zweiphasengebiet

Analog zur Dichte wird auch die Kompressibilität im Zweiphasengebiet  $\kappa_{2p}(\chi)$  als Funktion des Volumendampfgehaltes  $\chi$  und der Kompressibilität in Gas- und Flüssigphase ( $\kappa_g, \kappa_l$ ) angegeben [98]:

$$\kappa_{2p}(\chi) = \kappa_g \cdot \chi + (1 - \chi) \cdot \kappa_l \quad (4.2)$$

### Schallgeschwindigkeit im Zweiphasengebiet

Druckwellen kleiner Amplitude breiten sich in einem elastischen Medium mit Schallgeschwindigkeit aus. Es gibt zahlreiche Modelle und Herleitungen zur Schallgeschwindigkeit in einem Zweiphasengebiet  $a_{2p}$ , eine ausführliche Untersuchung wurde von Flieger [18] durchgeführt. Er listet ausführlich die gängigen Schallgeschwindigkeitsmodelle und ihre Gültigkeitsbereiche auf. Im Folgenden wird nur ein kleiner Ausschnitt der Schallgeschwindigkeitsmodelle diskutiert.

Um die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasigkeit  $a_{2p}$  zu berechnen ist neben  $\rho_l$  und  $\rho_g$  auch die Schallgeschwindigkeit der Flüssig- und Gasphase ( $a_g, a_l$ ) notwendig.

Einer der bekanntesten Ansätze ist das Einsetzen von Gleichung 4.1 und 4.2 in die allgemeine Definition der Schallgeschwindigkeit:

$$a^2 = \frac{1}{\rho\kappa} \quad (4.3)$$

Dies ergibt die sogenannte Wood-Gleichung [101]. Wilson and Roy [98] haben diese Gleichung zu folgender Form umgestellt.

$$\frac{1}{a_{2p}^2} = \frac{(1 - \mathcal{X})^2}{a_1^2} + \frac{\mathcal{X}^2}{a_g^2} + \mathcal{X}(1 - \mathcal{X}) \frac{\rho_g^2 a_g^2 + \rho_l^2 a_l^2}{\rho_l \rho_g a_l^2 a_g^2} \quad (4.4)$$

Dies gilt mit der Einschränkung, dass die Blasengröße deutlich unter der Resonanzgröße liegt. Die Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$  (Gleichung 4.14 beschreibt die Frequenz in der eine Gasblase schwingt abhängig der Stoffeigenschaften und des Blasenradius. Die Resonanzgröße der Blase ergibt sich aus dem Radius bei dem die Resonanzfrequenz mit der Anregungsfrequenz übereinstimmt. Liegt die Blasengröße deutlich unter der Resonanzgröße, können der Einfluss der Oberflächenspannung sowie dissipative Effekte vernachlässigt werden. In diesem Bereich spielt der Blasenradius  $R$  bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit keine Rolle [98]. In Abbildung 4.2 ist  $a_{2p}$  über  $\chi$  in  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{LN}_2$  bei einer spezifischen Temperatur abgebildet. Im Zweiphasengebiet ist  $a_{2p}$  über einen weiten Bereich von  $\chi$  signifikant kleiner als in reiner Flüssig- oder Gasphase. Während  $a_{2p}$  in den Bereichen nahe der Einphasigkeiten von steilen Flanken gekennzeichnet ist, kann  $a_{2p}$  im Zweiphasengebiet über einen weiten Bereich von  $\chi$  als konstant angenommen werden. Dieser Sachverhalt ermöglicht die Abschätzung der Schallgeschwindigkeit ohne über genaue Kenntnis des Dampfvolumentanteils zu verfügen [35].

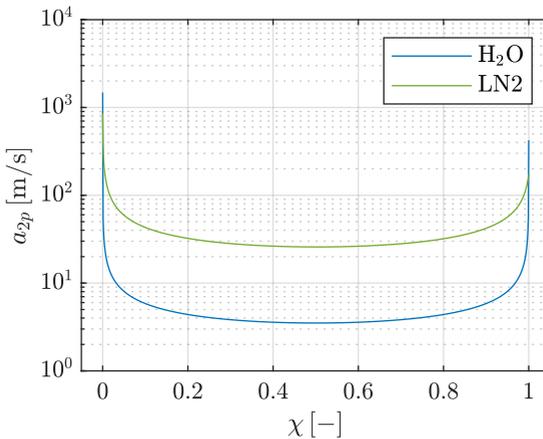


Abbildung 4.2.:  $\text{H}_2\text{O}/\text{LN}_2$ : Schallgeschwindigkeit im Zweiphasengebiet  
 $\text{LN}_2$ :  $T = 77 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$   
 $\text{H}_2\text{O}$ :  $T = 293 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$

Ferner ist  $a_{2p}$  ebenfalls als thermodynamische Zustandsgröße gegeben durch:

$$a_{2p} = \left( \frac{\delta p}{\delta \rho_{2p}} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

Wird eine thermodynamische Nichtgleichgewichtsreaktion auf eine Druckwelle angenommen und der Massentransport vernachlässigt, wird die Schallgeschwindigkeit in einer Blasenströmung wie folgt beschrieben [27]:

$$a_{2p} = \left( \frac{\chi \rho_{2p}}{\rho_g a_g^2} + \frac{(1-\chi) \rho_{2p}}{\rho_l a_l^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

Gleichung 4.6 wird durch Einsetzen von Gleichung 4.1 in Gleichung 4.4 überführt.

Eine deutlich ausführlichere Diskussion von  $a_{2p}$  liefern Henry et al. [28] und geben

$$a_{2p} = \left\{ \left[ \chi^2 + \chi(1-\chi) \frac{\rho_l}{\rho_g} \right] \frac{d\rho_g}{dP} + \left[ (1-\chi)^2 + \chi(1-\chi) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right] \frac{d\rho_l}{dP} + \right. \\ \left. (\rho_g - \rho_l) \frac{\chi(1-\chi)}{x(1-x)} \frac{dx}{dP} - \chi(1-\chi) (\rho_g - \rho_l) \frac{dk_v}{dP} \right\}^{-1} \quad (4.7)$$

mit dem Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Gas ( $v_g$ ) und Flüssigkeit ( $v_l$ )

$$k_v = \frac{a_{2p} - dv_g}{a_{2p} - dv_l} \quad (4.8)$$

und dem Gasmassenverhältnis

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (4.9)$$

an. Gleichung 4.7 besteht aus vier Summanden welche jeweils von einem Differential abhängen. Das Differential  $d\rho_g/dP$  beschreibt die Kompressibilität der Flüssigphase und wird folglich als  $a_1^{-2}$  angenommen. Analog dazu beschreibt  $d\rho_l/dP$  die Kompressibilität und kann als polytroper Prozess ( $P/\rho_g^n = const.$ ) beschrieben werden. Die Ableitung des Geschwindigkeitsverhältnis  $dk_v/dP$  charakterisiert den Impulsaustausch zwischen den Phasen. Geht man davon aus, dass beide Phasen mit gleicher Geschwindigkeit strömen kann man dieses Differential zu Null setzen. Der Massenaustausch zwischen den Phasen wird durch das Differential  $dx/dP$  beschrieben und spielt bei Einstoffsystemen eine

Rolle.

In einem einphasigen, homogenen Zweiphasenstrom im thermodynamischen Gleichgewicht wird  $k_v = 1$  und folglich  $dk_v/dP = 0$ . Das Differential des Gasmassenanteils wird unter der Annahme, dass die Entropie  $s$  des Gesamtsystems konstant bleibt zu

$$\frac{dx}{dP} = -\left[(1 - \chi) \frac{ds_1}{dP} + \chi \frac{ds_g}{dP}\right] / (s_1 - s_g) \quad (4.10)$$

Mit diesen Annahmen wird  $a_{2p}$  unter Zuhilfenahme des spezifischen Volumens  $v = 1/\rho$  wie folgt beschrieben [28]:

$$a_{2p} = -\frac{(1 - x)v_1 + xv_g}{\left\{ x \frac{dv_g}{dP} - v_g \left[ \frac{(1-x) \frac{ds_1}{dP} + x \frac{ds_g}{dP}}{s_1 - s_g} \right] \right\}^{1/2}} \quad (4.11)$$

### Relaxationszeiten und Resonanzfrequenz

Damit sich zwischen den Phasen ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt muss zwischen der Flüssigphase und den Gasblasen Wärme- und Impulsaustausch stattfinden. Aus der eindimensionalen linearen Wärmeleitung wird die thermische Relaxationsdauer  $\tau_t$  hergeleitet. Die dynamische Relaxationsdauer  $\tau_{\text{dyn}}$ , aus den Navier-Stokes Gleichungen einer sphärischen Blase hergeleitet, beschreibt die Zeit bis der Impulsaustausch abgeschlossen ist [18].

$$\tau_{\text{dyn}} = \frac{1}{f_{\text{dyn}}} = \frac{2}{9} \frac{\rho_g R^2}{\eta_l} \quad (4.12)$$

$$\tau_t = \frac{1}{f_t} = \frac{Pr_l c_{p,g} R^2 \rho_g}{3\eta_l c_{p,l}} = \frac{3}{2} \frac{Pr_l c_{p,g}}{c_{p,l}} \tau_{\text{dyn}} \quad (4.13)$$

Folglich ist die dynamische Grenzfrequenz  $f_{\text{dyn}}$  größer als die thermische Grenzfrequenz  $f_t$ .

Die Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$  einer adiabaten, sphärischen Blase unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung und Viskosität wurde erstmals von Minnaert [67] beschrieben,

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3\gamma p}{\rho_l}} \quad (4.14)$$

mit dem Isentropenexponent  $\gamma = c_p/c_v$ .

In Abbildung 4.3 sind  $f_{\text{res}}$ ,  $f_{\text{dyn}}$  und  $f_t$  über den Blasenradius  $0.01 < R < 10$  mm in Wasser und in Stickstoff gegeben. Sind die Blasen kleiner als diese Grenzwerte, so wird die Schallgeschwindigkeit mit einem Gleichgewichtsmodell beschrieben (4.11), für größere Blasen entsprechend Gleichung 4.4. Die

Größe der Blase ist hochgradig nicht trivial und wird in Kapitel 7 näher beschrieben.

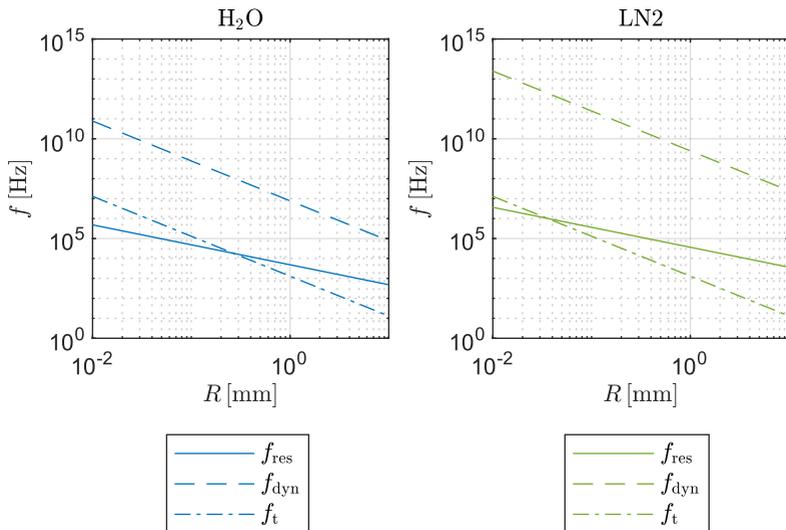


Abbildung 4.3.: H<sub>2</sub>O (links)/LN2 (rechts): Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$ , dynamische Grenzfrequenz  $f_{\text{dyn}}$  und thermische Grenzfrequenz  $f_t$  als Funktion des Blasenradius  $R$ .

LN2:  $T = 77 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$

H<sub>2</sub>O:  $T = 293 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$

### Akustische Impedanz und Reflexion am Zweiphasengebiet

Läuft eine Druckwelle durch Medium 1 und trifft auf Medium 2, so wird die Druckwelle an der Grenze der beiden Medien teilweise reflektiert und transmittiert [44].

Mit der akustischen Impedanz

$$Z = \rho a \quad (4.15)$$

lässt sich der Schallreflexionsfaktor

$$r = \frac{\zeta - 1}{\zeta + 1} \quad (4.16)$$

berechnen, wobei

$$\zeta = \frac{Z_2}{Z_1} = \frac{\rho_2 a_2}{\rho_1 a_1} \quad (4.17)$$

gilt [83]. Der Faktor  $r$  beschreibt die Schallreflexion einer ebenen Welle beim Übergang zu einem anderen Medium oder einer Grenzfläche und kann Werte zwischen  $r = -1$  und  $r = 1$  annehmen.

Bei  $r = 1$  spricht man von einer schallharten Grenzfläche,  $r = 0$  bedeutet, dass keine Grenzfläche vorliegt und  $r = -1$  bezeichnet eine schallweiche Grenze. Des Weiteren kann  $r$  auch als das Amplitudenverhältnis zwischen einfallender und reflektierter Schallwelle betrachtet werden. Bei einer schallweichen Grenze wird folglich das Vorzeichen der Amplitude umgekehrt.

Betrachtet wird nun eine Druckwelle, welche aus einem vollständig flüssigen Gebiet in ein zweiphasiges Gebiet läuft. Zur Berechnung der Dichte und Schallgeschwindigkeit werden die Gleichungen 4.1 und 4.4 verwendet. Die sich daraus ergebenden Reflexionskoeffizienten für  $\text{H}_2\text{O}$  bei  $T = 293\text{ K}$ ,  $P = 1\text{ bar}$  und  $\text{LN}_2$  bei  $P = 87\text{ K}$ ,  $P = 1\text{ bar}$  sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

In beiden Fluiden ist der gleiche Trend zu beobachten, bereits ein geringer Gasvolumenanteil sorgt für einen starken Abfall von des Schallreflexionsfaktors  $r$ . In  $\text{H}_2\text{O}$  ist dieser Effekt deutlich stärker als in  $\text{LN}_2$ . Während  $r = -0.9$  in  $\text{LN}_2$  erst bei  $\chi = 0.244$  unterschritten wird, wird dieser Wert in  $\text{H}_2\text{O}$  bereits für  $\chi = 0.001$  erreicht. Schlussfolgernd verhält sich ein Zweiphasengebiet wie eine schallweiche akustische Randbedingung.

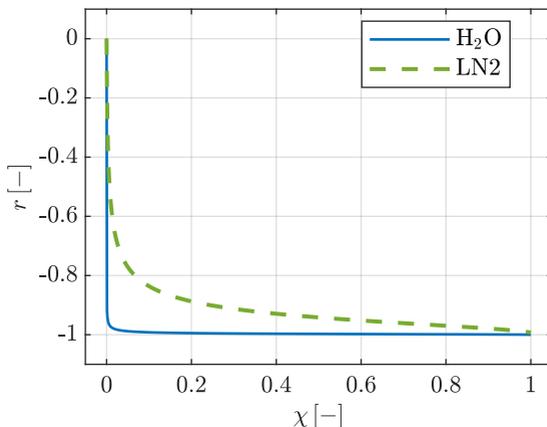


Abbildung 4.4.: H<sub>2</sub>O/LN<sub>2</sub>: Schallreflexionsfaktor  $r$  für eine Druckwelle, die aus einem einphasigen Gebiet in ein Zweiphasengebiet läuft [38].

LN<sub>2</sub>:  $T = 87 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$

H<sub>2</sub>O:  $T = 293 \text{ K}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$

## 4.4. Rayleigh-Plesset Gleichung

Um das Blasenwachstum einer einzelnen Kavitationsblase in ungestörter Umgebung zu berechnen wird die Rayleigh-Plesset Gleichung verwendet. Die Herleitung dieser Gleichung wurde im Detail von Brennen [13] präsentiert, dieser bezieht sich auf die Arbeit von Rayleigh [77].

### Herleitung

Die Umgebungstemperatur  $T_\infty$  wird als konstant angenommen, während der Umgebungsdruck  $P_\infty(t)$  eine bekannte Funktion der Zeit ist. Sowohl die Dichte  $\rho_l$  als auch die dynamische Viskosität  $\mu_l$  werden als konstant und uniform angenommen. Die Blase selbst wird mit homogenem Druck  $P_B(t)$  und homogener Temperatur  $T_B(t)$  beschrieben. Abweichungen von diesen Annahmen werden für unterschiedliche Fälle nachfolgend beschrieben. In Abbildung 4.5 ist eine einzelne Kavitationsblase mit dem Radius  $R(t)$  zu sehen. Da eine punktsymmetrische Blase betrachtet wird, ist nur eine räumliche Koordinate von Interesse, der Abstand zum Mittelpunkt der Blase  $r$ . Die Flüssigkeit au-

ßerhalb der Blase wird durch die Temperatur  $T(r, t)$ , den Druck  $P(r, t)$  und die Radialgeschwindigkeit des Fluids  $u(r, t)$  charakterisiert.

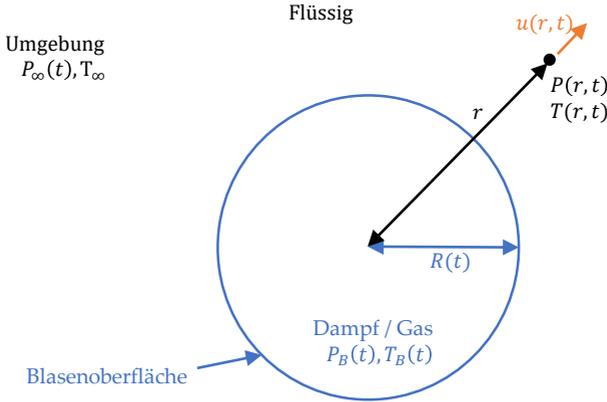


Abbildung 4.5.: Kavitationsblase in ungestörter Umgebung, adaptiert von Brennen [13], reproduziert mit Genehmigung des Lizenzgebers durch PLSclear

Das Abstandsgesetz besagt, dass die Radialgeschwindigkeit  $u(r, t)$  antiproportional zum Quadrat der Entfernung zur Quelle (hier: Mitte der Blase) abnimmt. So wird die Massenerhaltung gewährleistet, da durch jede Kugelschale mit dem Radius  $r$  um die Blase die gleiche Masse fließt.

$$u(r, t) = \frac{F(t)}{r^2} \quad (4.18)$$

Es wird die Funktion  $F(t)$  als kinematische Randbedingung eingeführt, diese verknüpft die Änderung des Blasenradius  $dR/dt$  mit der Radialgeschwindigkeit  $u(r, t)$  am Rand der Blase  $r = R$ . Gibt es an der Oberfläche keinen Massenaustausch, so ist die Änderung des Blasenradius gleich der Radialgeschwindigkeit an dieser Position.

$$u(R, t) = \frac{dR}{dt} = \frac{F(t)}{R^2} \quad (4.19)$$

Daraus lässt sich eine Formulierung für  $F(t)$  ablesen.

$$F(t) = R^2 \frac{dR}{dt} \quad (4.20)$$

Gibt es Massentransport an der Oberfläche so wird die Änderung der Gasmasse in der Blase  $m_v$  durch die zeitliche Ableitung des Radius beschrieben.

$$\frac{dm_v}{dt} = \rho_v \frac{dV}{dt} = \rho_v \frac{d(4\pi R^3/3)}{dt} = 4\pi\rho_v R^2 \frac{dR}{dt} \quad (4.21)$$

Der flüssige Massenstrom  $dm_l/dt$ , der in die Blase durch die Oberfläche  $A$  eintritt, hat die Dichte  $\rho_l$  und die Geschwindigkeit  $u_l$  an der Position  $r = R$ . Aufgrund der Massenerhaltung muss die Änderung der Gasmasse  $m_v$  der Änderung der Flüssigmasse  $m_l$  entsprechen. Dann kann die Geschwindigkeit  $u_l$  in Abhängigkeit der Dichten und der Radiusänderung beschrieben werden.

$$\rho_l A u_l = \rho_l (4\pi R^2) u_l = \frac{dm_l}{dt} = \frac{m_v}{dt} = 4\pi\rho_v R^2 \frac{dR}{dt} \quad (4.22)$$

$$u_l = \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{dR}{dt} \quad (4.23)$$

Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit  $u_l$  wirkt  $dR/dt$  entgegen, damit ändert sich Gleichung 4.19 zu:

$$u(R, t) = \frac{dR}{dt} - u_l = \frac{dR}{dt} - \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{dR}{dt} = \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \frac{dR}{dt} \quad (4.24)$$

Gleichung 4.25 kann mit Gleichung 4.19 in eine neue Randbedingung  $F(t)$  überführt werden.

$$F(t) = \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \frac{dR}{dt} R^2 \quad (4.25)$$

Ist  $\rho_v$  wesentlich kleiner als  $\rho_l$ , so wird Gleichung 4.25 annäherungsweise zu Gleichung 4.19.

Die Navier-Stokes Gleichung für ein newtonsches Fluid mit der kinematischen Viskosität  $\nu_l$  in  $r$  Richtung lautet [13]:

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu_l \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial u}{\partial r}) - \frac{2u}{r^2} \right) \quad (4.26)$$

durch einsetzen von Gleichung 4.18 vereinfacht sich Gleichung 4.26 zu:

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{dF}{dt} - \frac{2F^2}{r^5} \quad (4.27)$$

Integriert man nun  $r \rightarrow \infty$  bei dem Druck  $P \rightarrow P_\infty$ , resultiert daraus:

$$\frac{P - P_\infty}{\rho_l} = \frac{1}{3} \frac{dF}{dt} - \frac{1}{2} \frac{F^2}{r^4} \quad (4.28)$$

Abschließend wird eine dynamische Randbedingung an der Blasenoberfläche definiert, die Summe der nach außen gerichteten Kräfte pro Flächeneinheit wird in Gleichung 4.29 gezeigt.

$$(\sigma_{rr})_{r=R} + P_B - \frac{2S}{R} \quad (4.29)$$

$S$  ist die Oberflächenspannung,  $\sigma_{rr}$  der nach Außen gerichtete Spannungstensor in radialer Richtung (Normalspannung), welche durch

$$\sigma_{rr} = -P + 2\mu_1 \frac{\partial u}{\partial r} \quad (4.30)$$

gegeben ist. Setzt man Gleichung 4.30 in Gleichung 4.29 ein, erhält man:

$$P_B - P_{r=R} - \frac{4\mu_1}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2S}{R} \quad (4.31)$$

Geht man von der Annahme aus, dass es keinen Massenstrom an der Blasenoberfläche gibt, so wird Gleichung 4.31 gleich Null gesetzt. Setzt man dies zusammen mit Gleichung 4.20 in Gleichung 4.28 ein, so erhält man die Rayleigh-Plesset Gleichung.

$$\frac{P_V(T_\infty) - P_\infty(t)}{\rho_1} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_1}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_1 R} \quad (4.32)$$

Geht man davon aus, dass die Blase einen Anteil Fremdgas mit dem Partialdruck  $P_{G0}$  bei einer Referenzgröße  $R_0$  und der Temperatur  $T_\infty$  besitzt, so wird der Blasendruck über Zeit  $P_B(t)$  als polytrope Zustandsänderung beschrieben. Dies ist nur gültig, wenn es keinen Massenstrom von der Flüssigkeit in die Blase gibt,  $P_V$  bezeichnet den Dampfdruck.

$$P_B(t) = P_V(T_B) + P_{G0} \left( \frac{T_B}{T_\infty} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (4.33)$$

Die Blasentemperatur ist ebenfalls eine Funktion der Zeit  $T_B(t)$ , in einigen Anwendungsfällen kann der Temperaturunterschied  $\Delta T = T_B(t) - T_\infty$  vernachlässigt werden. Wird dieser nicht vernachlässigt, so ergibt sich zusammen mit Gleichung 4.32 und Gleichung 4.33:

$$\begin{aligned} \frac{P_V(T_\infty) - P_\infty(t)}{\rho_1} + \frac{P_V(T_B) - P_V(T_\infty)}{\rho_1} + \frac{P_{G0}}{\rho_1} \left( \frac{T_B}{T_\infty} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \\ = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_1 R} \end{aligned} \quad (4.34)$$

## 4.5. Unterschreitung des Dampfdrucks

Bildet sich eine Gasblase in einem Fluid, so existiert laut der homogenen Nukleationstheorie ein Druckunterschied  $\Delta P_e$  zwischen dem Blasendruck  $P_B$  und dem Umgebungsdruck  $P_\infty$ .

$$\Delta P_e = P_B - P_\infty \quad (4.35)$$

Wenn die Temperatur in der Gasblase gleichförmig ist und die Gasblase nur die Gasphase des umgebenden Fluids enthält, so entspricht  $P_B$  dem Dampfdruck als Funktion der Temperatur  $P_V(T)$ .  $\Delta P_e$  ist bestimmt durch die Oberflächenspannung  $S$  und den Blasenradius  $R$ .

$$\Delta P_e = \frac{4S}{3R} \quad (4.36)$$

Da sich  $R$  mit der Zeit verändert, wird der kritische Radius  $R_C$  gewählt, um die maximale Spannung  $\Delta P_C = \Delta P_e(R = R_C)$  auf die Gasblase zu berechnen.

Ist der  $R < R_C$  so kann diese in einem stabilen Gleichgewicht existieren, Blasen mit  $R > R_C$  sind hingegen instabil, was ein explosives Kavitationswachstum und darauf einen Kollaps der Blase zur Folge hat. Der kritische Radius

$$R_C = \left[ \frac{9\kappa m_G T_B R_G}{8\pi S} \right]^{1/2} \quad (4.37)$$

kann bei bekannter Masse der Blase  $m_G$  unter Zuhilfenahme der Gaskonstante  $R_G$  berechnet werden [13].



## 5. Prüfstand FTTF

Der Prüfstand **FTTF** (englisch: **F**luid **T**ransient **T**est **F**acility) befindet sich im Technikum M3 am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR in Lampoldshausen. An ihm können transiente Strömungsexperimente mit verschiedenen Medien durchgeführt werden.

Die Konfiguration FTTF-1 diente der Durchführung von Experimenten mit Wasser, die nachfolgende Konfiguration FTTF-2 wurde für Versuche mit flüssigem Stickstoff und, in Zukunft, flüssigem Sauerstoff gebaut.

Beide Konfigurationen sind einander ähnlich um eine gute Vergleichbarkeit der Versuche zu erreichen. Der größte Unterschied zwischen beiden Konfigurationen ist die im FTTF-2 installierte Isolation. Diese ist notwendig, damit sich kryogenen Fluide nicht aufheizen und verdampfen.

### 5.1. FTTF-1

Der Prüfstand FTTF-1 ist in Abbildung 5.1 dargestellt, hier durchgeführte Experimente wurden von Bombardieri [10] und Traudt et al. [89, 90, 91], teilweise mit anderen Teststrecken, verwendet.

Neben der fotografischen Abbildung ist eine schematische Darstellung in Abbildung 5.2 gegeben. Der Prüfstand beinhaltet zwei mit Gas bedrückbare Wassertanks, den HP- und den LP-Tank. Der Auslaufstutzen an der Unterseite des HP-Tanks ist mit der Messstrecke verbunden, diese mündet in den Einlaufstutzen an der Oberseite des LP-Tanks. Die Bedrückung beider Tanks erfolgt mit gasförmigen Stickstoff, dazu wird die Stickstoffversorgung des Technikums M3 genutzt. Diese stellt einen Versorgungsdruck von 180 bar bereit, der den zulässigen Betriebsdruck des Prüfstands von 100, bar deutlich übersteigt. Da das Fluid im Test vom HP- zum LP-Tank strömen soll, werden im HP-Tank höhere Drücke als im LP-Tank benötigt. Der Druck in beiden Tanks soll während des Versuches konstant sein um eine stationäre Strömung zu erzeugen. Da der Druck im HP-Tank größer ist, wird hier eine größere Gasmenge zur Bedrückung benötigt. Um diese Anforderungen zu erfüllen, existiert *Gasflasche 1*. Diese dient als Reservoir, um den Tank mit einem größeren Massenstrom zu bedrücken, als es mit der Versorgung des Technikums möglich wäre. Der LP-Tank hingegen wird direkt aus der Stickstoffversorgung des Technikums betrieben.

Am LP Tank sind ein Coriolis Massenstrommeter vom Typ Emerson CMF50M

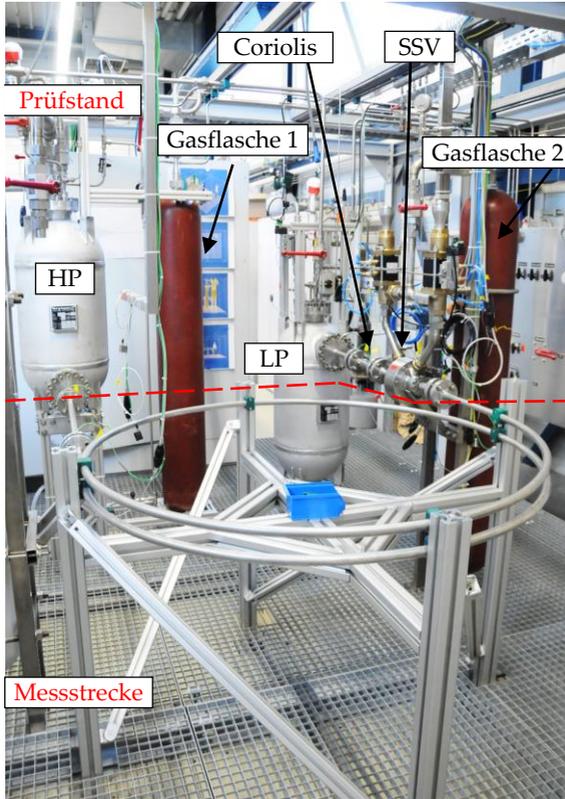


Abbildung 5.1.: FTTF-1: Wasserkonfiguration, Bild ohne Beschriftung bereits veröffentlicht von Traudt et al. [89]

und ein schnell schließendes axiales Ventil (*SSV*) angeschlossen. Die Massenstrommessung basiert auf dem Coriolis-Prinzip. Dieses ermöglicht eine direkte Messung des Massenstroms und der Dichte des durchströmenden Fluids. Das *SSV* wird mit gasförmigen Stickstoff angesteuert, dazu wird *Gasflasche 2* als Reservoir verwendet.

Die Messstrecke ist in der unteren Hälfte von Abbildung 5.1 zu sehen. Es handelt sich um eine Spirale mit anderthalb Windungen, welche an einem starren Gestell aus *ITEM* Profilen angebracht ist. Durch die Spirale ergibt sich ein Steigungswinkel von  $0.62^\circ$ . Der gesamte Prüfstand, mit Ausnahme der Gasflaschen, wurde aus Edelstahl 1.4541 gefertigt, welcher aufgrund seiner guten Korrosionsbeständigkeit ausgewählt wurde. In der Messstrecke sind drei

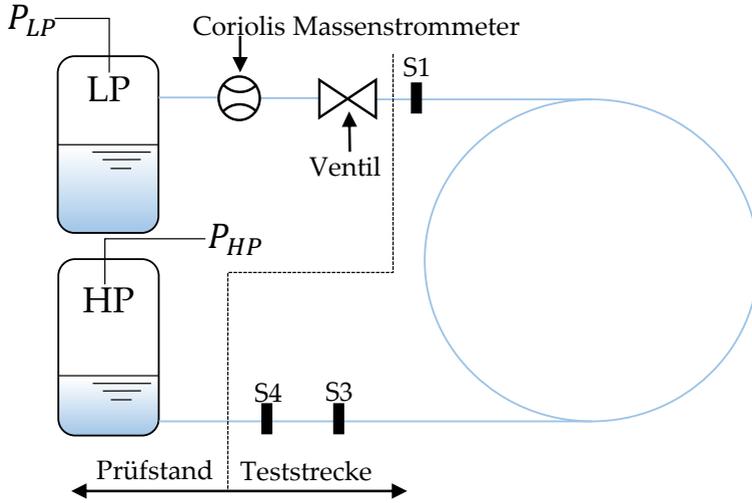


Abbildung 5.2.: FTTF-1: Schematische Darstellung

Sensorpositionen verbaut (S1,S2,S4). Jede dieser Positionen beinhaltet drei Sensoren, einen statischen Drucksensor, einen dynamischen Drucksensor und einen Temperatursensor. Dabei sei angemerkt, dass der dynamische Drucksensor nicht den dynamischen Druck, sondern lediglich relative Druckänderungen misst.

## 5.2. FTTF-2

Der Prüfstand FTTF-2 wurde nach dem Vorbild des FTTF-1 errichtet. An diesem ist es nun möglich Fluidhammer Experimente mit kryogenen Medien wie LN2 und LOX durchzuführen. In Abbildung 5.3 ist ein Foto des Prüfstands zu sehen, eine schematische Übersicht ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Da die beiden Konfigurationen einander ähnlich sind, wird im Folgenden vor allem auf die durch die Umstellung auf den Betrieb mit kryogenen Medien notwendigen Modifikationen eingegangen. Die Tanks sind im Gegensatz zu denen des FTTF-1 baugleich, bei beiden ist die Flüssigkeitsentnahme unten angebracht. Dies bringt den Vorteil, dass das Fluid zwischen beiden Tanks hin- und her gepumpt werden kann.

Die Verwendung von kryogenen Fluiden erfordert die Installation einer adäquaten Isolierung, um eine konstante Temperatur in der Teststrecke zu gewährleisten. Wie in Abbildung 5.4 zu erkennen, sind beide Tanks mit einem LN2-Mantel und einer Vakuumisolierung ausgestattet. Der LN2-Mantel ent-

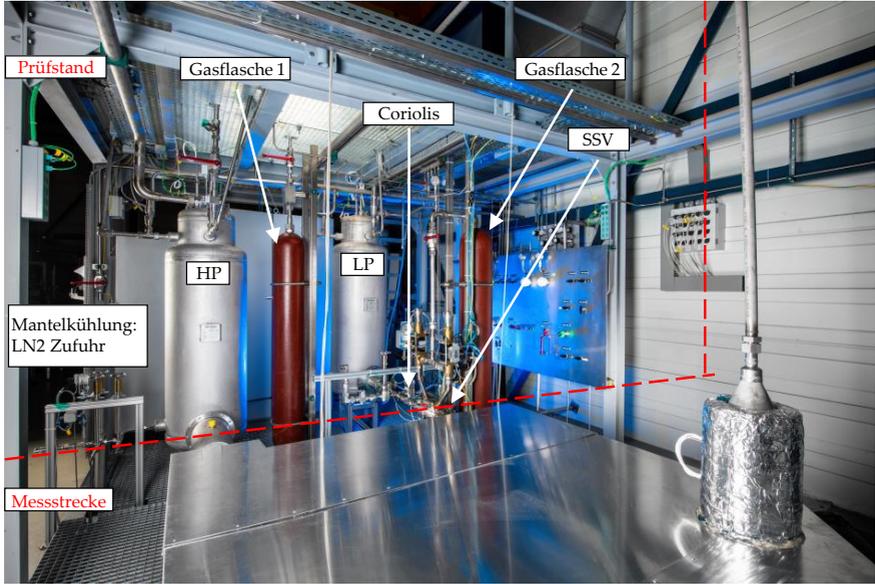


Abbildung 5.3.: FTTF-2: LN2 Konfiguration

hält flüssigen Stickstoff, welcher durch die aus der Umgebung aufgenommene Wärme verdampft. Die dabei zu überwindende Verdampfungsenthalpie sorgt für eine konstante Temperatur im Fluid. Durch die Vakuumisolation wird der Wärmeeintrag reduziert und Abdampftrate entsprechend verringert. Während des Betriebs wird der LN2-Mantel stets von unten mit LN2 versorgt, während die Gasphase an der Oberseite des Tanks in die Umgebung entweichen kann. Durch Verringern des Querschnitts in der Abgasleitung (zum Beispiel mit Hilfe eines Ventils oder einer Blende) kann der Druck im LN2 Mantel erhöht werden. Der maximal zulässige Druck beträgt 15 bar. Da die Siedetemperatur druckabhängig ist, kann so die Temperatur des LN2 Mantels eingestellt werden. Der Temperaturbereich reicht von 79.53 K bei 1.3 bar bis 110.4 K bei 15 bar. Die untere Grenze liegt bei 1.3 bar, da die Entlastungsleitung mit einer Rückschlagklappe versehen ist, deren Öffnungsdruck 0.3 bar beträgt. Die Vakuumisolation verringert den Wärmeeintrag in den Mantel, sodass weniger Stickstoff benötigt wird. Trotz aller Maßnahmen ist die Isolation nicht ideal, da die Wärmeleitung an Verbindungsstellen zwischen den einzelnen Schichten nicht eliminiert werden kann. Der Bereich um das Ventil und das Ventil selbst sind mit einer für den kryogenen Einsatz optimierten Schaumisolation der Marke *Armaflex* doppelt ummantelt.

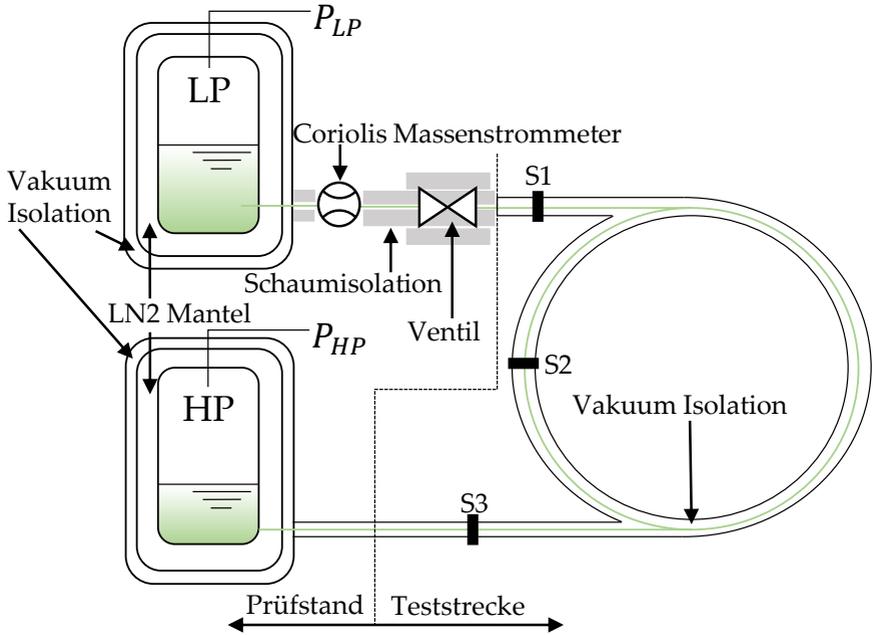


Abbildung 5.4.: FTTF-1: Schematische Darstellung

Eine effektive Isolation ist auch auf der Seite der Teststrecke von großer Bedeutung. Wie in Abbildung 5.4 zu sehen, ist die Teststrecke von einem Vakuummantel umgeben. Dessen technische Umsetzung ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Zu sehen sind zwei Vakuuadapter, mit dem rechten wird der Mantel der Teststrecke evakuiert, mit dem linken die Vakuumschelle. Diese wird mit dem HP Tank verbunden, so kann eine durchgehende Isolierung gewährleistet werden. Um den Wärmeeintrag weiter zu minimieren ist die Vakuumisolierung mit Schaumisolation umkleidet. Des Weiteren ist die Metallkiste in der sich die Teststrecke befindet (siehe Abbildung 5.3) mit Dämmwolle gefüllt. Es ist möglich die in dieser Arbeit genutzte Vakuumisolierung der Teststrecke in zukünftigen Experimenten mit LN2 zu fluten und den Effekt der Verdampfung zur Kühlung zu nutzen. Für die dazu notwendige Abfuhr der Gasphase wurde ein Schornstein installiert, welcher ebenfalls in Abbildung 5.3 zu sehen ist.

Die Geometrie der Teststrecke entspricht weitestgehend der, der FTTF-1 Teststrecke (Abbildung 5.1).

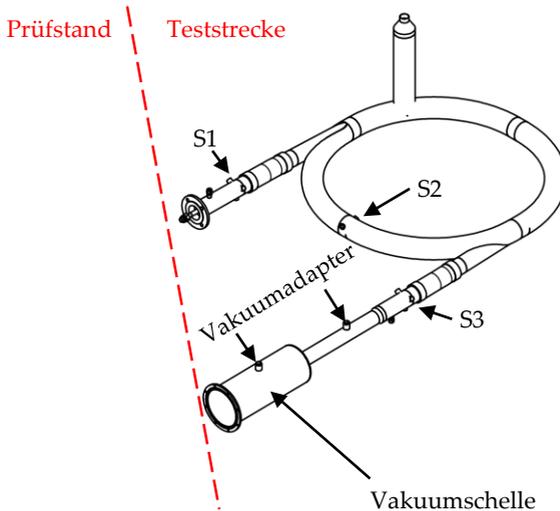


Abbildung 5.5.: FTTF-2: Teststrecke

### 5.3. Ventil SSV

Als Ventil wird ein axiales Schnellschlussventil (SSV) mit Positionssensor vom Typ *Axius* der Firma *Stöhr* verwendet. In Abbildung 5.6 ist das SSV samt seines Bedrückungssystems dargestellt. Das SSV wird pneumatisch mit zwei 3/2 Wege-Ventilen angesteuert, welche aus Gasflasche 2 mit 30 bar versorgt werden. Wie aus Abbildung 5.7 ersichtlich befinden sich im Inneren des SSV zwei Druckräume, die bei entsprechender Schaltung der Steuerventile bedrückt oder entlastet werden können. Der Einsatz von Faltenbalgen (rot) ermöglicht einen verschiebbaren Kolben (gelb). Das Ventil wird geschlossen indem der Kolben gegen die Dichtscheibe (grün) gepresst wird. Eine Detailansicht der Dichtscheibe ist in Abbildung 5.8 illustriert. In beiden Ansichten ist die in dieser Arbeit eingestellte Strömungsrichtung vor Ventilschluss eingezeichnet.

Es wird eine Ventilschlusszeit von  $\Delta t_{\text{valve}} \approx 18 \text{ ms}$  erreicht. Durch einen verbauten Positionssensor zur Überwachung der Kolbenposition kann diese kontrolliert werden.

Bei Versuchen am FTTF-1 wird gasförmiger Stickstoff (GN2) als Bedrückungsgas verwendet. Neben den inerten Eigenschaften zeichnet sich Stickstoff vor allem durch seine geringen Beschaffungskosten aus. Bei den im FTTF-2 herrschenden kryogenen Temperaturen ist die Verwendung von GN2 nicht mög-

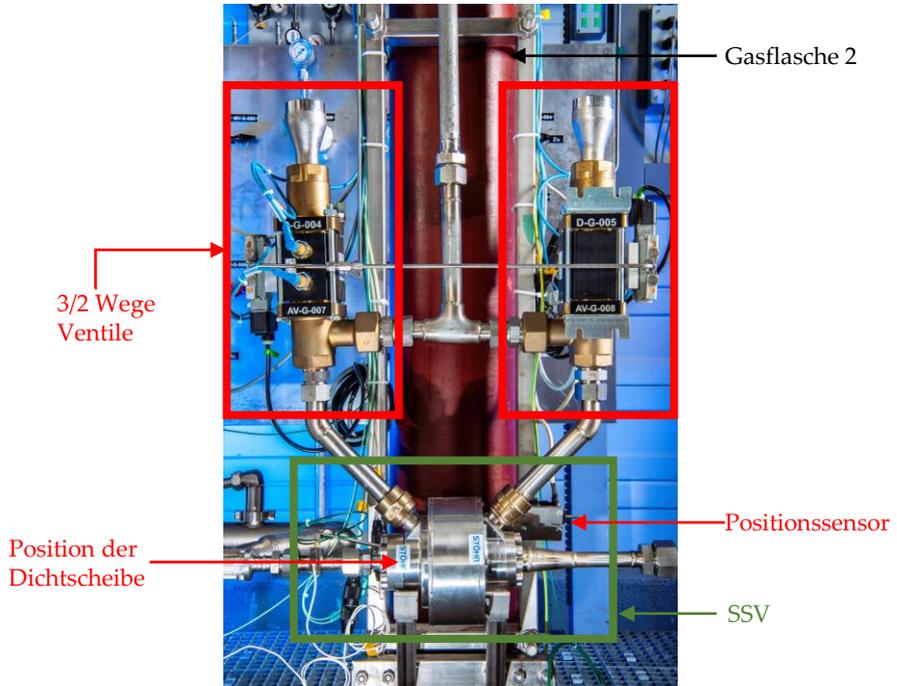


Abbildung 5.6.: Schnellschlussventil (SSV) mit pneumatische Ansteuerung durch zwei 3/2 Wege-Ventile. Gasflasche 2 (im Hintergrund) wird als Zwischenspeicher genutzt, damit stets genügend Bedrückungsgas für mehrere Schaltvorgänge zur Verfügung steht.

lich. Wird GN2 aus der Gasflasche in das abgekühlte Ventil geleitet, so kann es zur Kondensation kommen, was wiederum eine effektive Bedrückung verhindert. Der hohe Druck im Bedrückungssystem begünstigt die mögliche Kondensation von Stickstoff, da dies die Kondensationstemperatur erhöht. Da Helium (He) einen extrem niedrigen Siedepunkt von  $P_V = 4.15 \text{ K}$  bei  $P = 1 \text{ bar}$  hat, besteht hier die Gefahr der Kondensation nicht. Folglich ist die Verwendung von He am FTTF-2 trotz der hohen Kosten unumgänglich.

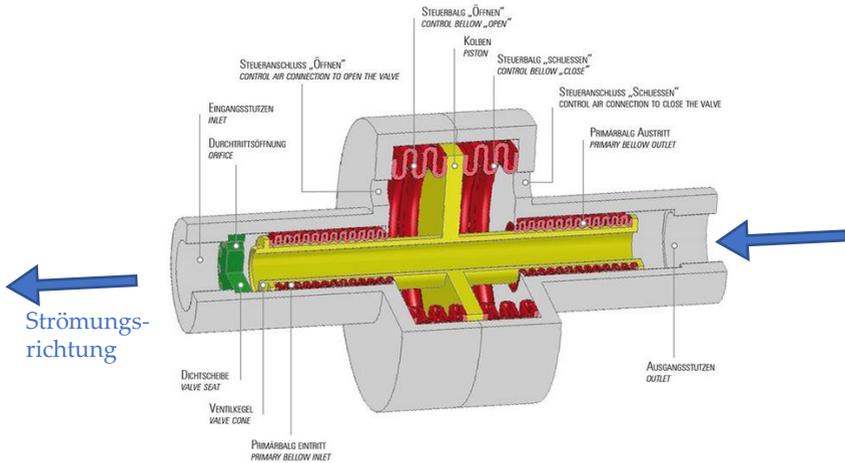


Abbildung 5.7.: SSV: Schematische Darstellung der Druckräume [2], Veröffentlichung mit Genehmigung des Herstellers

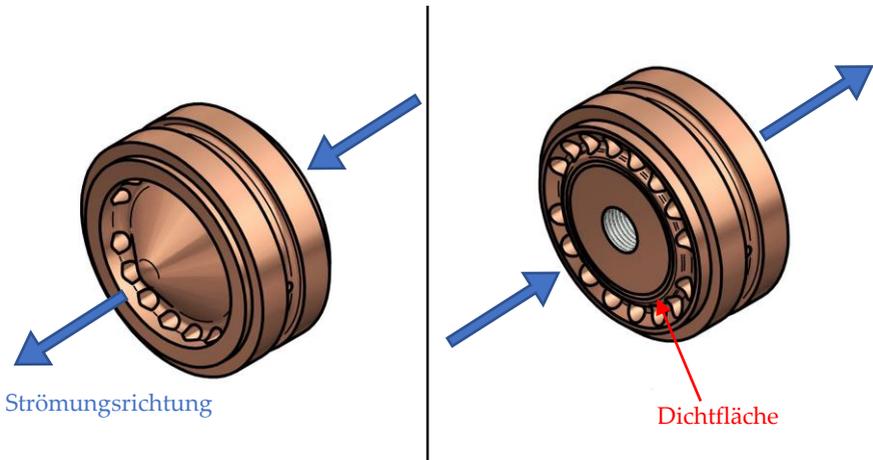


Abbildung 5.8.: SSV: Detailansichten der Dichtscheibe inklusive der Strömungsrichtung

## 5.4. Messstellen

Sowohl der FTTF-1 als auch der FTTF-2 sind mit einer ähnlicher Messtechnik ausgestattet. Dazu kommt in beiden Konfigurationen ein Coriolis Massenstrommeter vom Typ *Emerson CMF50M* zum Einsatz, welches drei Messwerte aufnimmt: Neben der Massenstrommessung ist es Dank des Coriolis-Prinzips auch möglich die Fluidichte direkt zu messen. Komplettiert wird die Messung durch einen Temperatursensor. Es sei allerdings angemerkt, dass auf Grund der geringen Messfrequenz  $f_s \approx 16$  Hz die Dichteschwankungen des Fluidhammers nicht erfasst werden können, da dafür eine bessere zeitliche Auflösung nötig wäre. Außerdem befindet sich das Massenstrommeter stromab des Ventils und in dieser Arbeit wird lediglich der Fluidhammer stromauf des Ventils betrachtet.

Jede der in der Teststrecke vorhandenen Sensorpositionen (S1, S2, S3, S4) verfügt über je einen statischen Drucksensor, einen dynamischen Drucksensor und ein Thermoelement. Zusätzlich sind in beiden Tanks jeweils ein statischer Drucksensor  $P_{HP}$  und  $P_{LP}$  angebracht. Die Drucksensoren sind bündig mit der Wand verbaut, die Thermoelemente ragen bis in die Mitte der Strömung. Im FTTF-2 ist die Vakuumisolierung an dieser Stelle für einen Zugang zu den Sensoren unterbrochen. Die verwendeten Sensortypen, deren Abtastfrequenz  $f_s$ , die Frequenz des genutzten Antialiasing-Filter  $f_{AA}$  sowie der Messbereich sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Der Begriff *dynamisch* bezieht sich auf das Verhalten des Sensors, dieser ist besonders geeignet für das Messen von relativen Druckänderungen und quasistatischen Drücken. Es wird nicht der dynamische Druck gemessen. Kommt es im System zu einem dauerhaften Druckanstieg, so wird dieser registriert, das Sensorsignal fällt mit der Zeit aber wieder auf Null ab. Der Vorteil von dynamischen Drucksensoren gegenüber statischen Drucksensoren ist die hohe Messfrequenz von  $f_s = 150$  kHz.

Tabelle 5.1.: Sensoren der Teststrecke des FTTF -1/2

Bezeichnung	$f_s$	$f_{AA}$	Messbereich	FTTF
Kistler 4043A-100	10 kHz	30 kHz	0 – 100 bar	1
Kulite CTL-190S-2000A	10 kHz	2 kHz	0 – 140 bar	2
Kistler 601	150 kHz	2 kHz	0 – 250 bar	1 & 2
Thermocouple Type K 0.5 mm tip	100 Hz	200 Hz	73 – 513 K	1 & 2

Die verwendete Messkette ist schematisch in Abbildung 5.9 beschrieben. Das Signal der Druck- als auch der Temperatursensoren wird über einen Verstärker an das Datenerfassungssystem DAQ (englisch: "data acquisition") und das Steuersystem des Herstellers Werum geleitet. Für die auf Thermoelernen basierende Temperaturmessung wird eine Eiszelle verwendet, welche eine konstante Referenztemperatur bereitstellt. Der Referenzdruckwert wird morgens vor Versuchsbeginn durch einen Umgebungsdrucksensor ermittelt. Alle in dieser Arbeit gezeigten Messwerte entstammen dem DAQ, die im Werum-Systems aufgenommenen Daten werden lediglich zur Steuerung des Prüfstands genutzt.

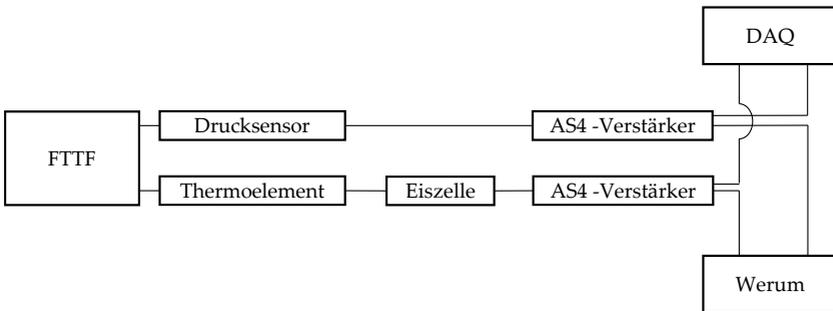


Abbildung 5.9.: FTTF 1& 2: Messkette Druck- und Temperatursensoren

Der Messfehler setzt sich aus den Fehlern des DAQ, des AS4-Verstärkers und des Sensors zusammen. Der Messfehler des DAQ ist  $< 0.002\%$ , der des Verstärkers ist  $0.5\%$  und der Messfehler der statischen Drucksensoren beträgt  $< \pm 50$  mbar. Neben diesem bekannten Messfehler muss auch der Einfluss der Temperaturänderung berücksichtigt werden. Für die Sensoren Kulite CTL-190S-2000A beträgt die typische thermische Nullpunktverschiebung  $\pm 1\%FS/55$  K, wobei FS für *Full Scale*, also den gesamten Messbereich steht. Bei einer Abkühlung von Umgebungstemperatur auf 80 K ergibt sich bei gegebenem Messbereich eine thermische Nullpunktverschiebung von  $\sim 5.4$  bar. Um diesen Effekt zu umgehen, wird der Druckabgleich der Messstellen mit dem Umgebungsdrucksensor nach der Abkühlung des Prüfstands durchgeführt. Der Messfehler der Thermoelernen ist abhängig von der Betriebstemperatur, er beträgt  $\pm 2.5$  K bei kryogenen Temperaturen und  $\pm 1.5$  K bei Raumtemperatur. Der absolute Messfehler der statischen Drucksensoren ergibt sich so zu  $\Delta P_{\text{error}} = \pm 0.552$  bar. Die Thermoelernen weisen einen absoluten Messfehler von  $\Delta T_{\text{error}} = \pm 2.5$  K beim FTTF-1, respektive  $\Delta T_{\text{error}} = \pm 3.7$  K beim FTTF-2 auf.

Der Fehler der Massenstrommessung beträgt  $\dot{m}_{\text{error}} = 0.1\%$  des Messwertes in Wasser und  $\dot{m}_{\text{error}} = 0.35\%$  des Messwertes in LN2. Für die Temperaturmessung des Coriolis ist ein Fehler von  $\Delta T_{\text{error}} = \pm 1\text{ °C} \pm 0.5\%$  des Messwerts angegeben. Bei der Dichtemessung ist ein Fehler von  $\Delta \rho_{\text{error}} = \pm 0.5\text{ kg/m}^3$  für nicht kryogene Flüssigkeiten angegeben. Der Messfehler der Dichte ist für Anwendungen bei Prozesstemperaturen unter 173.15 K nicht spezifiziert.

## 5.5. Geometrie

Ziel der durchgeführten Experimente ist es eine möglichst gute Vergleichbarkeit zwischen beiden Konfigurationen herzustellen. Dazu wurde eine fast identische Geometrie gewählt. Die Teststrecken unterscheiden sich nur in der Rohrlänge  $l$ , nicht aber im inneren Durchmesser  $D$  oder der Wandstärke  $e$ . Die Sensorpositionen S1 und S3 sind miteinander vergleichbar, Sensorposition S4 wurde im FTTF-2 nicht mehr genutzt, da ein Mehrwert gegenüber S3 nicht gegeben war. Stattdessen wurde S2 hinzugefügt, diese Sensorposition ermöglicht detailliertere Einblicke in die Ausbreitung der Druckwellen des Fluidhammers.

Der maximal zulässige Tankdruck  $P_{\text{HP,m}}, P_{\text{LP,m}}$ , das Tankvolumen  $V_{\text{HP}}, V_{\text{LP}}$  und der maximal Zulässige Druck im System  $P_{\text{max}}$  ist in beiden Konfigurationen identisch.

Tabelle 5.2.: Dimensionen der Konfigurationen FTTF -1/2

Parameter		FTTF-1	FTTF-2
Max. Tankdruck	$P_{HP,m}, P_{LP,m}$	50 bar	50 bar
Max. Druckspitze	$P_{max}$	100 bar	100 bar
Tankvolumen	$V_{HP}, V_{LP}$	80 l	80 l
Rohrlänge	$l$	7.67 m	9.29 m
Innerer Rohrdurchmesser	$D$	19 mm	19 mm
Wandstärke	$e$	1.5 mm	1.5 mm
Sensorposition 1 (S1)	$x_1/l$	3.9 %	6.46 %
Sensorposition 2 (S2)	$x_2/l$	–	47.3 %
Sensorposition 3 (S3)	$x_3/l$	88.8 %	88.2 %
Sensorposition 4 (S4)	$x_4/l$	97.8 %	–

## 5.6. Sequenz

Die Sequenz zum Auslösen des Fluidhammers ist für beide Konfigurationen nahezu identisch. Durch die unterschiedlichen Fluide sind in der Versuchsvorbereitung jedoch unterschiedliche Maßnahmen notwendig. Diese sollen zunächst beschrieben werden, bevor die Versuchssequenz erläutert wird.

Die Betankung des FTTF-1 erfolgt am Vortag des Versuches. Der befüllte Tank wird über Nacht bei Umgebungsdruck gelagert, so wird sichergestellt, dass kein ungelöstes Gas im Fluid zurückbleibt. Zusätzlich wird so die Menge des gelösten Gases im Fluid reduziert. Diese ist laut dem Henry-Gesetz (Gleichung 4.11) eine Funktion des Partialdrucks in der Gasphase. In diesem Fall wird das Wasser mit reinem Stickstoff bedrückt, folglich ist die Menge an gelöstem Stickstoff im Wasser proportional zum Umgebungsdruck. Durch die Lagerung über Nacht wird das System in einen Gleichgewichtszustand des geringsten realisierbaren Drucks (Umgebungsdruck) überführt.

Durch die Anbringung des Tankstutzen an der Oberseite des LP-Tanks ist es nicht möglich Wasser vom LP-Tank zurück zum HP Tank zu drücken. Folglich ist die Anzahl der Tests pro Testtag durch das Tankvolumen des HP-Tanks limitiert.

Die Vorbereitung des FTTF-2 für experimentelle Aktivitäten ist aufwändiger, da der Prüfstand zunächst auf Betriebstemperatur herunter gekühlt werden muss. Die Abkühlsequenz muss zu Beginn eines jeden Testtages durchgeführt werden. Die Erfahrung hat gezeigt, dass die Abkühlung signifikant verkürzt werden kann, indem Experimente an aufeinanderfolgenden Tagen stattfinden.

Der Wärmeeintrag der Umgebung reicht nicht aus, um den gesamten Prüfstand wieder auf Umgebungstemperatur aufzuheizen.

### Abkühlsequenz

- Spülung der Tanks und der Teststrecke mit GN2.
- Befüllung der Tankmäntel mit LN2
- Befüllung der Tanks mit LN2.
- Abkühlen der Teststrecke indem der flüssige Stickstoff zwischen dem HP- und LP-Tank hin- und hergeschoben wird (mindestens 10-mal).
- Druckabgleich mit der Umgebungsdruckmessstelle im abgekühlten Zustand.

Ist die Vorbereitung abgeschlossen, können die Experimente mit folgender Testsequenz durchgeführt werden.

### Testsequenz

- Verschieben des LN2 in den HP Tank (Nur FTTF-2).
- Schließen des SSV
- Einstellen des gewünschten Drucks im HP- und LP-Tank, wobei  $P_{HP} > P_{LP}$  sein muss.
- Öffnung des SSV um einen Massenstrom vom HP- zum LP-Tank zu erzeugen.
- Schließung des SSV nachdem sich eine stationäre Strömung eingestellt hat.
- Messung des Fluidhammers in der Messstrecke, bis die Amplitude nach einigen Sekunden abgeklungen ist.

In der Zeit bis zu Ventilschließung unterscheiden sich die Sequenzen der beiden Konfigurationen. Während das Ventil im FTTF-1 für  $\Delta t_{\text{flow, H}_2\text{O}} = 4.6 \text{ s}$  offen ist, ist es im FTTF-2 Tests für  $\Delta t_{\text{flow, LN}_2} = 10 \text{ s}$  offen. Die längere Zeit wird genutzt um die Teststrecke direkt vor der Messung erneut abzukühlen und so eventuellem Wärmeeintrag während des Bedrückens entgegenzuwirken. Die Messdaten zeigen, dass eine konstante Temperatur bereits nach weniger als 6s erreicht wird (Abbildung B.1).

Durch das Bedrückungssystem beider Tanks wird sowohl der Druck im HP-, als auch im LP-Tank während des Versuches nahezu konstant gehalten.



## 6. Experimentelle Ergebnisse

Am FTTF-1 und FTTF-2 wurde jeweils eine experimentelle Kampagne zur Untersuchung des Fluidhammers mit Auftreten von Kavitation durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse dieser Kampagnen werden in diesem Kapitel vorgestellt und miteinander verglichen. Zusätzlich wird der Einfluss der Kavitation auf die Dynamiken des Fluidhammers untersucht und betrachtet inwieweit sich die auftretenden Effekte in den beiden Fluiden unterscheiden.

Zunächst werden die Bezeichnungen relevanter Messwerte definiert. Dann werden die beiden Kampagnen in Bezug auf ihren Umfang und die genutzten Eingangsparameter quantifiziert. Für eine bessere Einordnung werden pro Fluid vier Testfälle exemplarisch beschrieben. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der Bestimmung der für diese Arbeit relevanten Größen und die Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse wird gezeigt um die Aussagekraft der Daten zu untermauern.

Der Hauptteil dieser Arbeit ist die sich anschließende, eigentliche Analyse der Daten. Zunächst werden die Daten mit den aus Kapitel 3.1 bekannten analytischen Lösungen verglichen. Hier liegt der Fokus besonders auf der Kavitationsdauer. Des Weiteren wird der Dämpfungskoeffizient ermittelt und es wird untersucht, ob die Kavitation als akustische Randbedingung fungieren kann. Um das akustische Verhalten der Kavitation besser zu verstehen, wird schließlich das hochfrequente Rauschen in den Druckdaten untersucht.

Die in diesem Kapitel präsentierten Forschungsergebnisse wurden bereits in folgenden Referenzen [33, 34, 36, 37, 38, 39] veröffentlicht.

### 6.1. Definition der Messwerte

Jede der Messstellen S1, S2, S3, S4 verfügt über drei Sensoren, siehe Kapitel 5.4. Die Bezeichnung  $P_{S1}-P_{S4}$  bezeichnet die Messwerte der statischen Drucksensoren,  $P_{S1,dyn}-P_{S4,dyn}$  die Messwerte der dynamischen Drucksensoren und  $T_{S1}-T_{S4}$  entsprechend die Thermoelemente. Wenn nicht anders angegeben werden in dieser Arbeit standardmäßig die Werte der statischen Drucksensoren verwendet.

### Bestimmung der Ventilschließzeit $t_{\text{valve}}$

Der Zeitpunkt der Ventilschließung variiert in jedem Testfall um einige Millisekunden. Der Verlauf des Positionssensors des Kolbens während der Ventilschließung ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Ventilöffnung ist in Prozent angegeben, dabei ist zu beachten, dass dies durch eine Normierung des Signals auf dessen Minimal- und Maximalwert erreicht wird. Der Zeitpunkt an dem 95% Ventilöffnung unterschritten wird, wird als Ventilschließzeitpunkt definiert. Die so ermittelte Zeit definiert in jedem Testfall  $t = 0$  ms. Nach  $t = 10$  s tritt ein Knick im Verlauf auf, welcher von einer Oszillation kleiner Amplitude begleitet wird. Hier schlägt der Kolben auf die Dichtscheibe, die weitere Veränderung der Kolbenposition ist durch die elastische Verformung des Materials zu erklären.

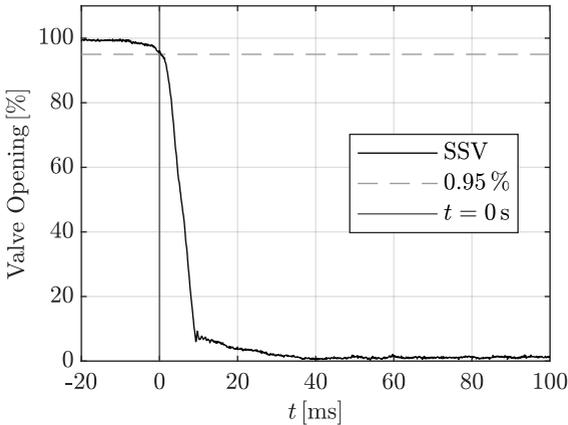


Abbildung 6.1.: Positionssensor des SSV

### Bestimmung: $P_0, T_0$

Um den Testfall thermodynamisch zu charakterisieren, werden Druck und Temperatur vor Ventilschluss bestimmt ( $P_0, T_0$ ). Dazu wird der Mittelwert von  $P_{S1}$ , beziehungsweise  $T_{S1}$  während der letzten 100 ms vor Ventilschluss berechnet.

### Bestimmung: $P_n, P_{n'}, T_n, T_{n'}, t_n, t_{n'}$

Zuerst werden die Durchgänge von  $P_{S1}$  durch  $P_{HP}$  identifiziert (siehe Abbildung 6.2). Diese unterteilen  $P_{S1}$  in Bereiche positiver und negativer Amplitu-

de.

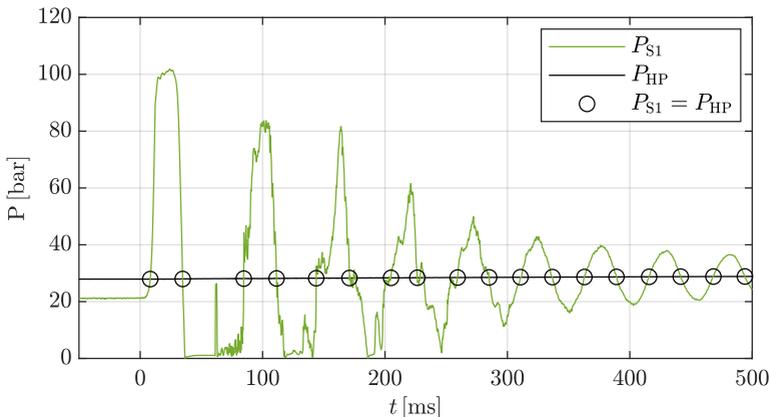


Abbildung 6.2.: Bestimmung der Druckdurchgänge von  $P_{S1}$  und  $P_{HP}$

Die Fluidhammer Experimente werden in zwei Untergruppen unterteilt, je nachdem ob Kavitation auftritt oder nicht. Testfälle ohne Kavitation werden als Referenzfälle angesehen.

In Abbildung 6.3 ist exemplarisch ein LN2-Referenzfall dargestellt. Da der Fluidhammer nah am Ventil am ausgeprägtesten ist, werden die Druckwerte  $P_0, P_1, P_1', \dots, P_n$  mittels  $P_{S1}$  definiert. Zum Zeitpunkt der Ventilschließung beträgt der Druck  $P_0$ , die Druckspitzen sind mit  $P_n$  markiert, wobei  $n$  eine natürliche Zahl ist. Die Drucktäler werden analog zu den Druckspitzen mit  $P_{n'}$  markiert, deren Amplitude ist folglich  $\Delta P_n = P_n - P_0$ . Die Bestimmung von  $P_n$  und  $P_{n'}$  erfolgt über die Ermittlung der Maxima beziehungsweise Minima der einzelnen Schwingungsperioden. Die entsprechenden Zeitpunkte werden folglich als  $t_n$  beziehungsweise  $t_{n'}$  deklariert.

In Abbildung 6.4 sind die Druckverläufe eines Versuches mit dem Auftreten von Kavitation abgebildet. Die Bezeichnung der Druckspitzen ist identisch zu den Referenzfällen. Da die Form des Wellentials beim Auftreten von Kavitation jedoch deutlich von einer Sinusschwingung abweicht, ist die Bestimmung von  $t_{n'}$  nicht möglich. Die Bestimmung der Kavitationsdauer wird in Kapitel 6.4.3 ausführlicher behandelt. Wird der Dampfdruck nicht mehr unterschritten, so stellt sich eine mit dem Referenzfall vergleichbare harmonische Oszillation ein. Die Zeit zwischen den Druckspitzen, welche länger ist als die Kavitationsdauer, wird definiert als  $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$ . Tritt Kavitation auf, so nimmt  $\Delta t_n$  mit steigendem  $n$  ab, bis keine Kavitation mehr auftritt, ab dann ist  $\Delta t$ , wie in den Referenzfällen, quasi konstant.

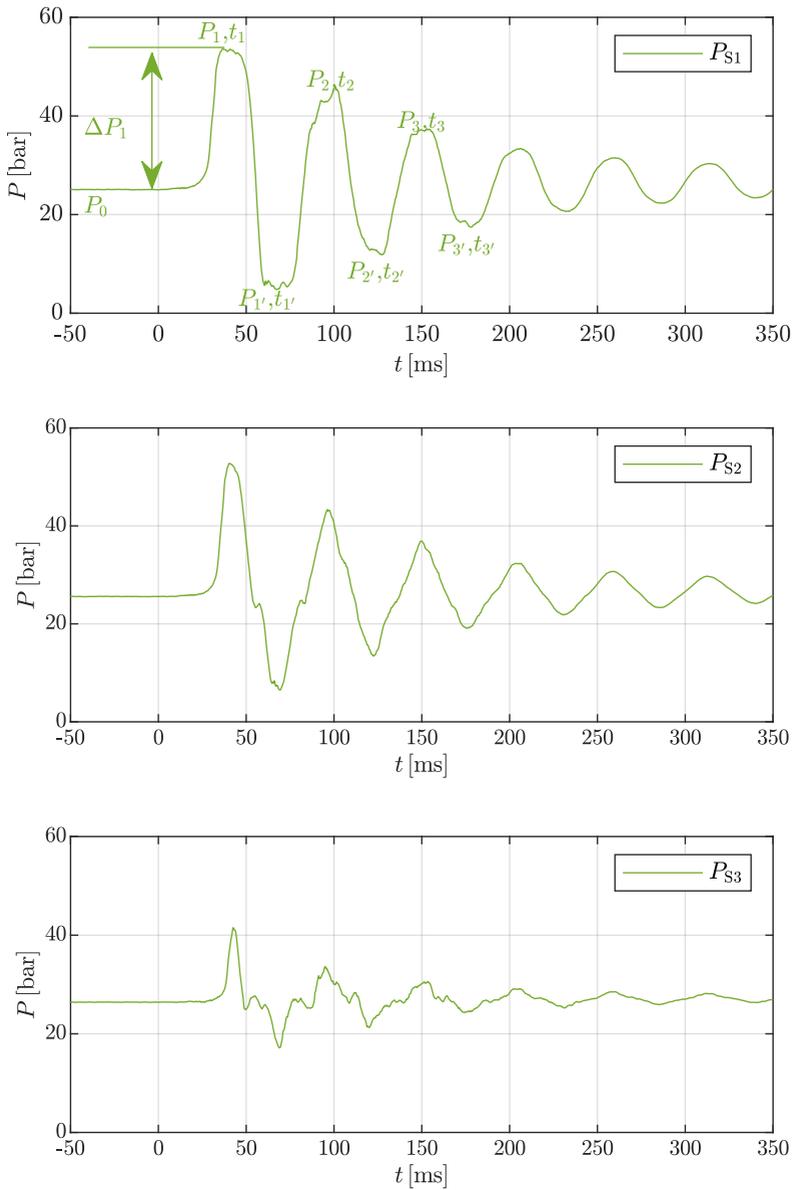


Abbildung 6.3.: LN2: Referenzfall

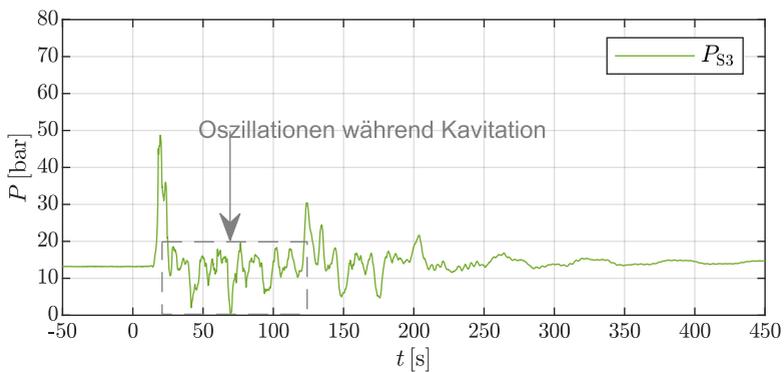
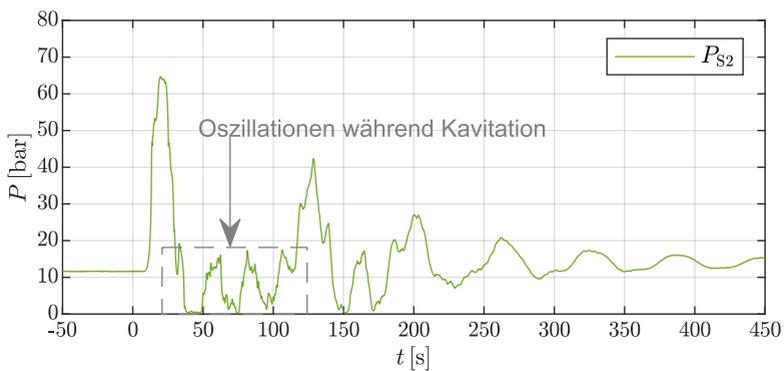
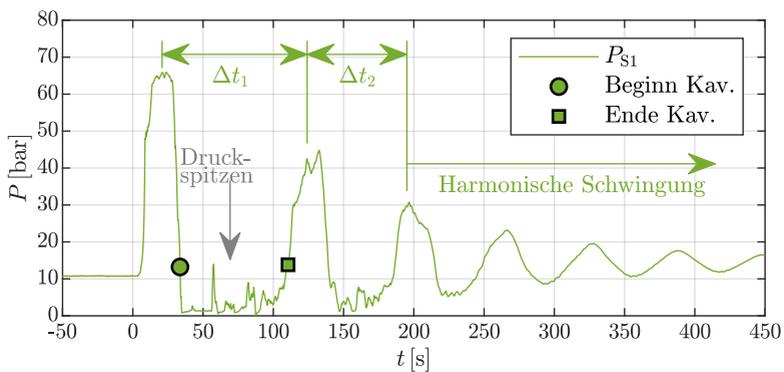


Abbildung 6.4.: LN2: Kavitationsfall

### Bestimmung Beginn der harmonischen Oszillation

Der Beginn der harmonischen Oszillation ist charakterisiert als der Zeitpunkt des Durchgangs von  $P_{S1}$  durch  $P_{HP}$  nachdem in einem Kavitationstal zum ersten Mal nicht mehr der durch  $T_0$  errechnete Dampfdruck  $P_V$  unterschritten wurde.

### Bestimmung von $P_{end}$

Nach Ventilschluss werden für  $\approx 4600$ ms Daten aufgezeichnet. Der genaue Wert variiert auf Grund der zeitlichen Verschiebung um  $t_{valve}$  für jeden Testfall um einige Millisekunden.  $P_{end}$  ist der Mittelwert der letzten 0.1s des Drucksignals  $P_{S1}$ . In einigen Fällen bei sehr hohen Drücken, zum Beispiel Fall D, kam es nach  $\approx 2500$ ms zu einem durch das Bedrückungssystem induziertem Druckabfall. In diesen Fällen wird  $P_{end}$  als dem Maximalwert von  $P_{HP}(2000 < t < 4600 \text{ ms})$  bestimmt.

### Bestimmung von $P_V$ und $T_V$

Die Berechnung des Dampfdrucks  $P_V$  und der Dampftemperatur  $T_V$  erfolgt anhand der Werte  $P_0$  und  $T_0$ . In Abbildung 6.5 ist dies im Phasendiagramm für Stickstoff schematisch dargestellt. Der Dampfdruck  $P_V$  liegt an der Phasengrenze bei  $T_0$ , die Siedetemperatur  $T_V$  ist entsprechend an der Phasengrenze bei  $P_0$ .

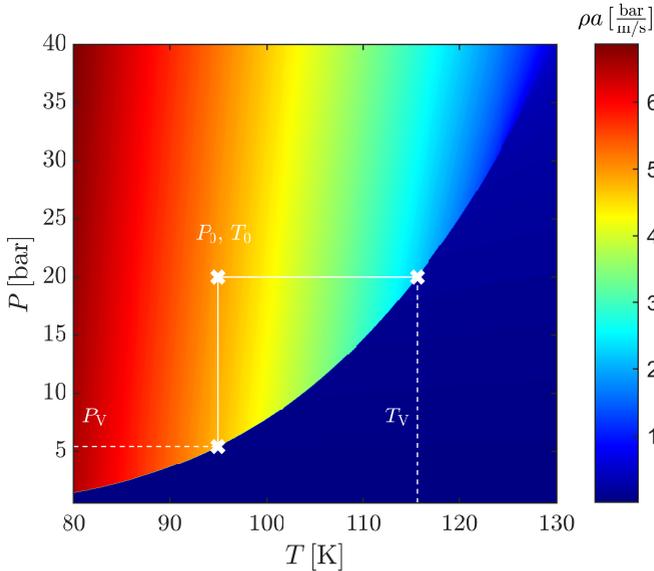


Abbildung 6.5.: LN2: Schematische Darstellung der Berechnung des Dampfdrucks  $P_V$  und der Siedetemperatur  $T_V$

### Druckabgleich der Sensoren

In Abbildung 6.6 sind auf der linken Seite die unverarbeiteten Drucksignale an den Sensorpositionen S1, S2 und S3, sowie im HP-Tank abgebildet. Es muss gelten, dass an diesen Positionen der gleiche Druck nach Abklingen der Fluidhammerschwingung vorliegen muss. Die so erhaltenen vier Enddruckwerte werden wiederum gemittelt und alle Druckwerte auf diesen Endwert verschoben. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 6.6 auf der rechten Seite zu sehen. Die hier gezeigten Daten entstammen dem exemplarischen Testfall D. Dieser wird zusammen mit anderen exemplarischen Testfällen in Kapitel 6.2.1 im Detail vorgestellt.

Die Abweichungen der Endwerte aller Versuche bezogen auf den Tankdruck  $P_{\text{HP}}$  sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Größenordnung der Abweichungen für die Mehrheit der Testfälle beider Fluide vergleichbar ist. In den LN2-Versuchen treten sowohl positive als auch negative Abweichungen auf, hinzu kommen einige Ausreißer. Das Gros der Abweichungen ist innerhalb des Messfehlers  $\Delta P_{\text{error}}$ . Die absoluten Abweichungen in den Wasserversuchen nehmen mit steigendem Tankdruck  $P_{\text{HP}}$  zu, es handelt sich bis auf wenige Ausnahmen ausschließlich um negative Abweichungen.

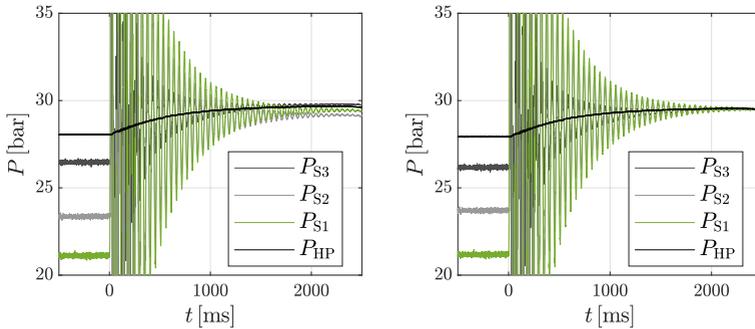


Abbildung 6.6.: LN2 - Fall D: Unverarbeitetes Drucksignal (links), Drucksignal nach Druckabgleich (rechts).

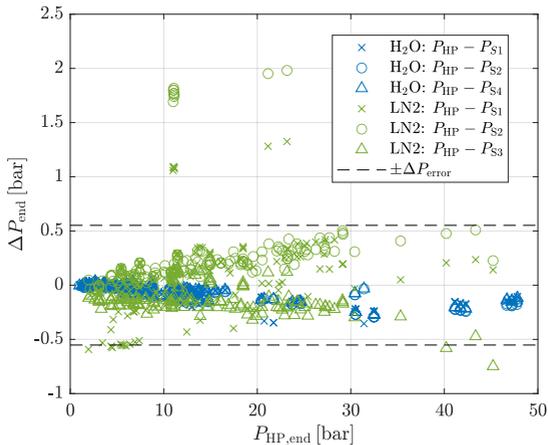


Abbildung 6.7.:  $\text{H}_2\text{O}$ , LN2: Abweichung von  $P_{\text{end}}$  in Relation zum Messfehler  $\Delta P_{\text{error}}$

## 6.2. Kampagnen

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über die durchgeführten Kampagnen gegeben. Kennzahlen der untersuchten Kampagnen finden sich in Tabelle 6.1.

Die erste Kampagne (WH-14) wurde mit Wasser in den Jahren 2014-2015 von C. Bombardieri und T. Traudt durchgeführt und beinhaltet 26 Referenzfälle

sowie 230 Kavitationsfälle. Die Auswertung dieser Testfälle erfolgt im Rahmen dieser Arbeit. Die zweite Kampagne mit flüssigem Stickstoff (NH-20) wurde im Jahr 2020 im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Sie enthält ähnlich viele Referenzfälle (30) und 140 Kavitationsfälle. Der Bereich des Ausgangsdrucks  $P_0$  ist in beiden Kampagnen ähnlich, die Ausgangstemperatur  $T_0$  unterscheidet sich auf Grund der gewählten Fluide enorm.

In beiden Kampagnen wurden Druckanstiege von  $\Delta P_1 > 80$  bar erreicht.

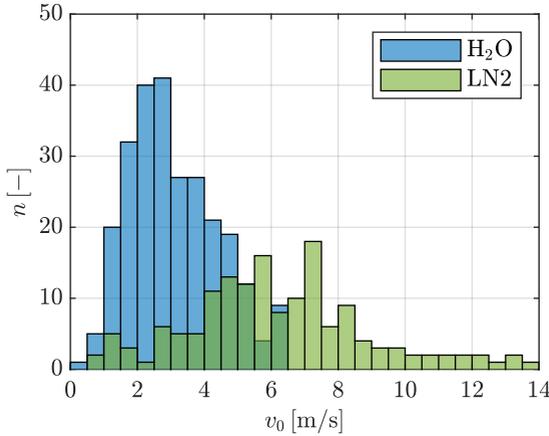
Name:	WH-14	NH-20
Medium:	H <sub>2</sub> O	LN2
Jahr:	2014-2015	2020
Prüfstand:	FTTF-1	FTTF-2
Anzahl Referenzfälle:	26	30
Anzahl Kavitationsfälle:	230	140
Druck bei Ventilschluss $P_0$ [bar]:	1.2 – 47.5	2 – 43.4
Druckanstieg $\Delta P_1$ [bar]:	1.96 – 87.01	2.1 – 82.48
Temperatur bei Ventilschluss $T_0$ [K]:	289.8 – 295.2	84.7 – 112.98
Massenstrombereich $\dot{m}_0$ [kg/s]:	0.09 – 1.78	0.11 – 2.96
Strömungsgeschwindigkeit $v_0$ [m/s]:	0.32 – 6.3	0.51 – 13.54

Tabelle 6.1.: Kampagnen

Um den gleichen Druckanstieg  $\Delta P_1$  in LN2 wie in H<sub>2</sub>O zu erreichen, sind wesentlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten notwendig, da Dichte und Schallgeschwindigkeit in LN2 deutlich geringer sind als in Wasser. In Abbildung 6.8 ist die Verteilung von  $v_0$  aller Testfälle beider Fluide dargestellt. Beim Gros der LN2-Versuche ist  $v_0$  signifikant größer als in den H<sub>2</sub>O-Versuchen. Der maximale Massenstrom  $\dot{m}_0$  und die maximale Strömungsgeschwindigkeit  $v_0$  der Kampagne NH-20 waren etwa doppelt so hoch wie die in der Kampagne WH-14.

Das Produkt aus Dichte und Schallgeschwindigkeit  $\rho a$  für den Druck- und Temperaturbereich beider Kampagnen ist in den Abbildungen 6.9 und 6.10 gezeigt. Bei  $\rho a$  handelt es sich auch um die akustische Impedanz im freien Schallfeld  $Z$  mit der Einheit [Ns/m<sup>3</sup>], hier wird der Wert allerdings als Maß für die mögliche Druckerhöhung des Fluidhammers genutzt. Die Einheit ergibt sich folglich zu  $\frac{\text{bar}}{\text{m/s}}$ . Die Kreuze markieren jeweils den Druck und die Temperatur bei Ventilschluss  $P_0$  und  $T_0$  eines einzelnen Versuches.

In Abbildung 6.9 ist zu erkennen, dass der potentielle Druckanstieg über den Parameterraum der Kampagne WH-14 relativ konstant ist:  $\rho a = 14.75 \frac{\text{bar}}{\text{m/s}}$  bis  $\rho a = 14.9 \frac{\text{bar}}{\text{m/s}}$ . Obwohl die Temperatur um  $\approx 5$  K schwankt, ist der Einfluss auf den potentiellen Druckanstieg gering. Da sich die Kampagne über mehrere

Abbildung 6.8.: H<sub>2</sub>O, LN<sub>2</sub>:  $v_0$  aller Versuche

Monate erstreckte und der FTTF-1 kein Thermalsystem besitzt, variiert die Temperatur je nach Umgebungstemperatur. Die Temperaturabhängigkeit von  $\rho a$  wird stärker je näher sich das Fluid an der kritischen Temperatur befindet. In Wasser beträgt diese  $T_{\text{crit,H}_2\text{O}} = 647.1 \text{ K}$ , daraus folgt  $(T_0/T_{\text{crit}}) = 0.45$ .

Das Druckstoßpotential  $\rho a$  unterscheidet sich in LN<sub>2</sub> (siehe Abbildung 6.10) im Vergleich zu dem von Wasser in zwei wesentlichen Aspekten. Erstens sind die absoluten Werte deutlich geringer, zweitens sind diese in hohem Maße von Druck und Temperatur abhängig. Während  $(\rho a)_{\text{H}_2\text{O}}$  nur um  $\approx 200 \frac{\text{mbar}}{\text{m/s}}$  variiert, variiert  $(\rho a)_{\text{LN}_2}$  um mehrere  $\frac{\text{bar}}{\text{m/s}}$ . Vor allem die Temperatur hat einen großen Einfluss auf die Stoffeigenschaften. Die kritische Temperatur von Stickstoff beträgt  $T_{\text{crit,LN}_2} = 126.19 \text{ K}$ , folglich ist  $(T_0/T_{\text{crit}}) = 0.67$  und damit deutlich näher am kritischen Punkt als Wasser.

Die Verteilung der Testfälle in Abbildung 6.10 zeigt, dass große Werte von  $T_0$  mit großen Werten für  $P_0$  einhergehen. Es liegt die Vermutung nahe, dass dies mit dem Wärmeintrag in das Fluid in Verbindung steht. Zwei Arten von Wärmeintrag konnten identifiziert werden: Der Wärmeintrag durch das Bedrückungsgas in den Tanks und der Wärmeintrag durch die Vakuumisierung während des Bedrückungsvorgangs. Je höher  $P_0$  ist, desto mehr Bedrückungsgas wird benötigt und die Dauer des Bedrückungsvorgangs nimmt zu. Folglich steigt der Wärmeintrag in das Fluid und die Temperatur steigt an.

Des Weiteren ist zu beachten, dass die Temperatur im Fluid erhöht werden

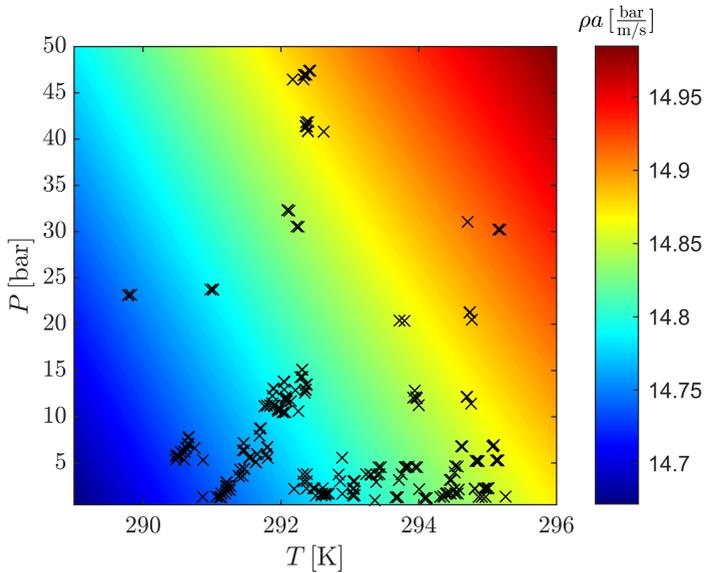


Abbildung 6.9.:  $\text{H}_2\text{O}$ : Kampagne WH-14, jedes Kreuz ist der Ausgangsdruck  $P_0$  und die Ausgangstemperatur  $T_0$  eines Versuches

kann indem der Zulauf vom Stickstoffmantel der Tanks gestoppt wird. Das verbleibende Fluid verdampft und die Temperatur im LN2-Mantel und damit im Tank selbst erhöht sich mit der Zeit.

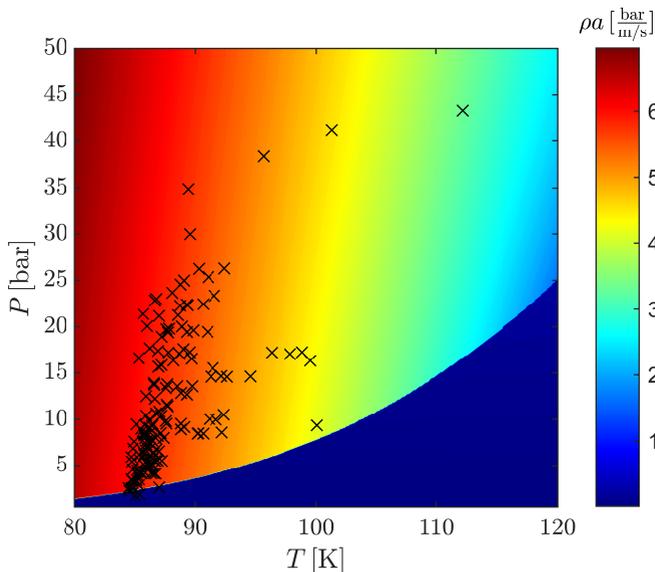


Abbildung 6.10.: LN2: Kampagne NH-20, jedes Kreuz ist der Ausgangsdruck  $P_0$  und die Ausgangstemperatur  $T_0$  eines Versuches

### 6.2.1. Exemplarische Testfälle

Da der Umfang des Datensets eine detaillierte Vorstellung aller Testfälle unmöglich macht, sind im Folgenden jeweils vier Testfälle beider Fluide dargestellt. Weitere Abbildungen der Testfälle sind in Anhang B zu finden.

#### LN2

In Tabelle 6.2 sind die wichtigsten Parameter der ausgewählten LN2-Testfälle dargestellt. Der Einfachheit halber werden diese nachfolgend als Testfall A, B, C und D bezeichnet. Der Druck im HP-Tank nimmt dabei von Testfall zu Testfall zu, der Druck im LP-Tank ist in allen Versuchen quasi identisch. Die gemessenen Druckunterschiede von  $P_{\text{LP},0}$  liegen im Bereich der Messungenauigkeit. Die Fluidtemperatur  $T_0$  der Fälle A-D ist quasi identisch, auch hier liegen die gemessenen Unterschiede im Bereich der Messungenauigkeit. Der Unterschied zwischen den Tankdrücken  $P_{\text{HP}}$  und  $P_{\text{LP}}$  resultiert in Geschwindigkeiten von  $\approx 4.1 \text{ m/s}$  bis  $\approx 13 \text{ m/s}$ , bei einem Massenstrom von  $0.89$  bis  $2.8 \text{ kg/s}$ . In Kombination mit dem Dampfdruck  $P_V$ , der Schallgeschwindigkeit  $a_0$  nach Gleichung 3.7 und der Dichte  $\rho_0$  resultiert daraus die Geschwindigkeit  $v_1$  (Gleichung 3.14).

	Fall A	Fall B	Fall C	Fall D
Medium	LN2	LN2	LN2	LN2
$P_{\text{HP},0}$ [bar]	3.41	6.15	16.49	27.92
$P_{\text{LP},0}$ [bar]	0.86	1.00	1.49	0.74
$P_0$ [bar]	2.84	4.82	12.50	21.18
$T_0$ [K]	85.40	86.33	85.98	87.04
$\Delta P_1$ [bar]	23.48	34.88	61.03	80.66
$P_V$ [bar]	2.38	2.60	2.51	2.77
$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	768	764	769	767
$a_0$ [m/s]	758	750	762	761
$\dot{m}_0$ [kg/s]	0.89	1.29	2.18	2.8
$v_0$ [m/s]	4.1	5.92	10.02	12.89
$v_1$ [m/s]	3.93	5.30	7.64	8.58

Tabelle 6.2.: Parameter der exemplarischen LN2-Testfälle

In Abbildung 6.11 ist  $P_{S1}$  der vier LN2-Testfälle dargestellt. In Testfall A ist nur die erste Druckspitze des Fluidhammers deutlich vom Rest des Signals abgegrenzt. Im nachfolgende Zeitraum sinkt der Druck zunächst und Kavitation entsteht. Der folgende Druckanstieg ist aufgrund der geringen Amplitude kaum erkennbar und das transiente Verhalten ist deutlich langsamer als in der ersten Druckspitze. Mit steigendem Massenstrom (Fälle B - D) nimmt die Amplitude zu, es bilden sich immer mehr Druckspitzen aus und Kavitation tritt in mehreren Tälern auf. Der Beginn der Kavitation ist dabei von einem sehr scharfkantigen Übergang geprägt, während der Übergang von Kavitation zu Druckspitze weniger abrupt stattfindet. Die erste Druckspitze entspricht weitestgehend einem Rechtecksignal mit abgerundeten Ecken. Nach dem ersten Kavitationstal ist die Form der Druckspitze eher spitz. Wird der Dampfdruck  $P_V$  nicht mehr unterschritten, so nimmt  $P_{S1}$  eine Sinusform an.

Analog zu Abbildung 6.11 sind die Temperaturkurven  $T_{S1}$  in Abbildung 6.12 dargestellt. Während für Fall A keine signifikante Temperaturänderung während des Fluidhammers beobachtbar wurde, kann in den Fällen B, C, und D sehr wohl eine mit dem Druck übereinstimmende Fluktuation der Temperatur beobachtet werden. Hierbei handelt es sich um eine durch die Kompression und Expansion begründete Zustandsänderung des Fluids. Während der Kavitation spielt der thermodynamische Effekt ebenfalls eine Rolle, dieser wird in Kapitel 7 im Detail diskutiert.

Des Weiteren muss die Trägheit der Temperaturmessung beachtet werden. Die verwendeten Thermoelemente müssen vom umgebenden Fluid erwärmt oder abgekühlt werden. Folglich können Temperaturänderungen auf Zeitskalen von  $\sim 100$  ms nicht korrekt abgebildet werden [108].

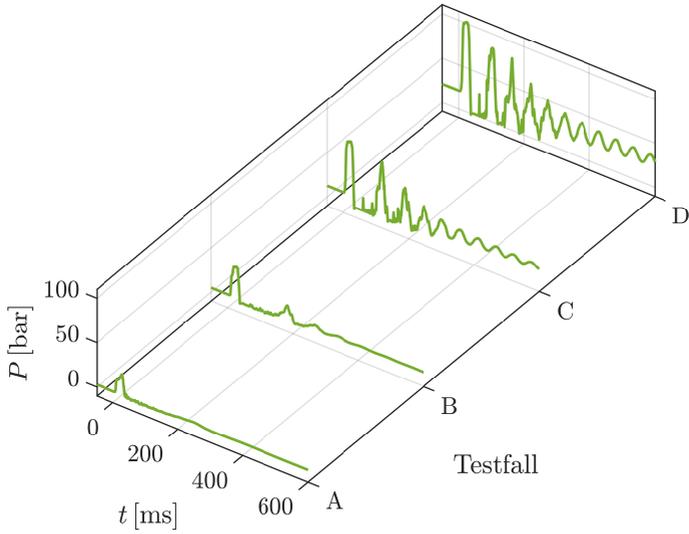


Abbildung 6.11.: LN2: Druckverlauf  $P_{S1}$  der Fälle A, B, C, D.

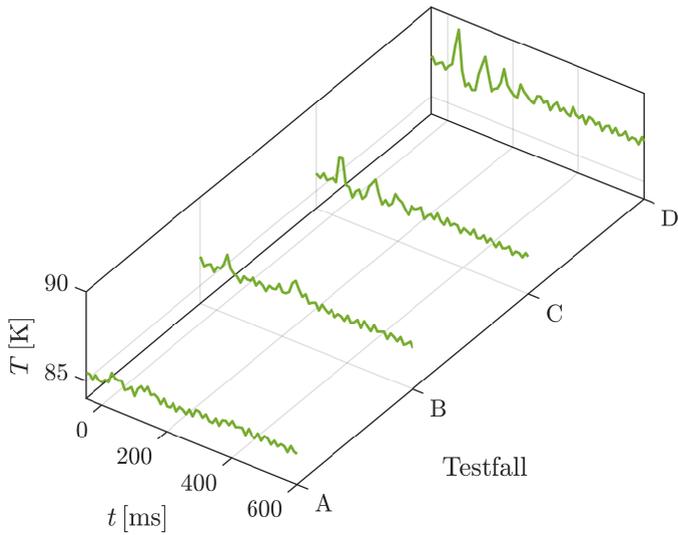


Abbildung 6.12.: LN2: Temperaturverlauf  $T_{S1}$  der Fälle A, B, C, D.

## H<sub>2</sub>O

Eine Übersicht der wichtigsten Parameter der vier exemplarischen H<sub>2</sub>O-Versuche (E, F, G, H) findet sich in Tabelle 6.3. Analog zu den LN2-Versuchen sind Druck und Temperaturwerte in den Abbildungen 6.13 und 6.14 dargestellt. Auch hier wird  $P_{\text{HP}}$  von Versuch zu Versuch erhöht, der Druck im LP-Tank ist in allen Fällen einander ähnlich. Auch  $T_0$  ist in allen H<sub>2</sub>O-Fälle vergleichbar und entspricht der Umgebungstemperatur. Während  $\Delta P_1$  vergleichbar mit den LN2 Versuchen ist, so ist  $\dot{m}_0$  auf Grund der geringeren Dichte und Schallgeschwindigkeit deutlich geringer.

	Fall E	Fall F	Fall G	Fall H
Medium	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O
$P_{\text{HP},0}$ [bar]	1.33	1.69	4.58	8.59
$P_{\text{LP},0}$ [bar]	0.99	0.99	1.01	1.09
$P_0$ [bar]	1.22	2.28	3.73	6.84
$T_0$ [K]	294.08	293.1	293.31	295.08
$\Delta P_1$ [bar]	17.23	37.45	55.07	87.29
$P_V$ [kPa]	2.48	2.33	2.36	2.63
$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	998	998	998	998
$a_0$ [m/s]	1393	1390	1391	1396
$\dot{m}_0$ [kg/s]	0.36	0.51	1.18	1.77
$v_0$ [m/s]	1.26	1.82	4.18	6.24
$v_1$ [m/s]	1.17	2.64	3.85	5.62

Tabelle 6.3.: Parameter der exemplarischen H<sub>2</sub>O-Testfälle.

Die Verläufe von  $P_{S1}$  in Wasser (Abbildung 6.13) unterscheiden sich von denen in Stickstoff vor allem durch Frequenz und Anzahl der Drucktäler mit Auftreten von Kavitation. In Fall H gibt es beispielsweise mehr als 7 Kavitationstäler, während es in Fall D nur 3 gibt. Ferner sind bereits in Fall E mehrere Kavitationstäler, welchen eine harmonische Schwingung folgt, beobachtbar. Das Dämpfungsverhalten der Versuche wird in Kapitel 6.5 näher untersucht.

In Abbildung 6.14 sind die Verläufe der Temperatur  $T_{S1}$  an Sensorposition S1 abgebildet. Im Gegensatz zu den Stickstoffversuchen kann in den Wasserversuchen keine signifikante Temperaturänderung während des Fluidhammers beobachtet werden.

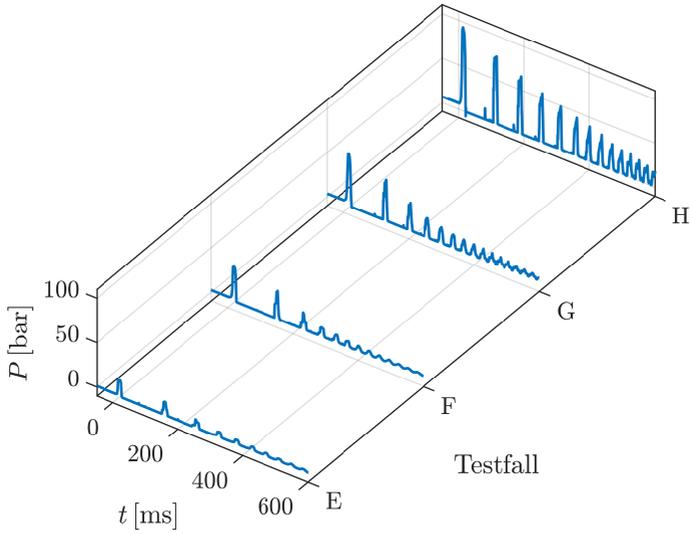


Abbildung 6.13.:  $\text{H}_2\text{O}$ : Druckverlauf  $P_{S1}$  der Fälle C, D, E, F.

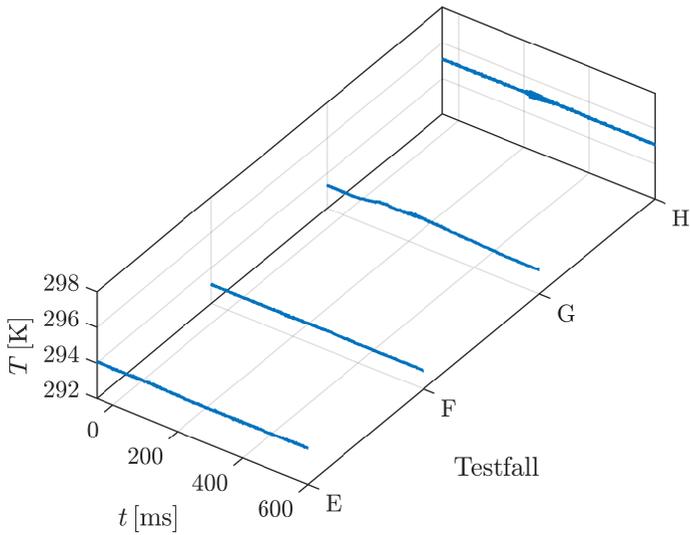


Abbildung 6.14.:  $\text{H}_2\text{O}$ : Temperaturverlauf  $T_{S1}$  der Fälle C, D, E, F.

### 6.2.2. Druckverlust der Teststrecke

In Abbildung 6.15 ist der Druckverlust über die Teststrecke  $P_{0,S3/4} - P_{0,S1}$  aller Versuche kurz vor Ventilschließung über die Strömungsgeschwindigkeit  $v_0$  dargestellt. Die Beziehung zwischen dem Druckverlust und  $v_0$  wird durch eine Polynomfunktion ersten Grades  $f_{v_0} = k_1 \cdot v_0^2$  beschrieben. Der Fitparameter  $k_1$  und das zu diesem Fit gehörende Bestimmtheitsmaß  $r^2$  sind in Tabelle 6.4 gegeben.

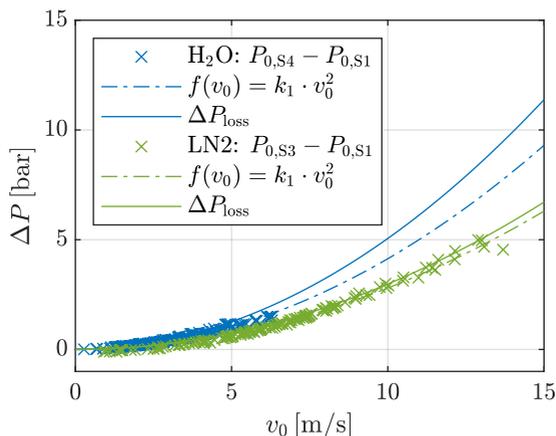


Abbildung 6.15.: H<sub>2</sub>O/LN<sub>2</sub>: Druckverluste vor Ventilschließung [38]

Medium	$k_1$	$k_2$	$r^2$
H <sub>2</sub> O	4134	1/0.939	97.35 %
LN <sub>2</sub>	2801	1/0.8174	98.81 %

Tabelle 6.4.: Fit Parameter: Druckverluste der Teststrecke

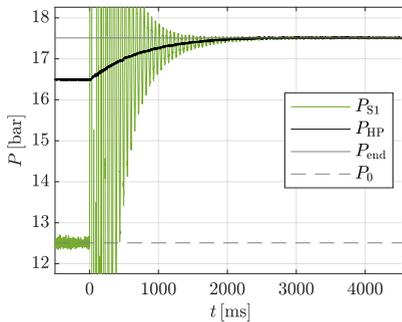
Da die Drucksensoren S3 (FTTF-2), beziehungsweise S4 (FTTF-1) und S1 nicht den gesamten Bereich der Teststrecke abdecken, wird die Fitfunktion  $f(v_0)$  mit dem Faktor  $k_2$  erweitert. Dieser berücksichtigt das Verhältnis des Abstands zwischen den Sensorpositionen und der Länge der Teststrecke. Der daraus resultierende Druckverlust der Messstrecke

$$\Delta P_{\text{loss}}(v) = (k_1 \cdot v_0^2) \cdot \frac{l}{x_{3;4} - x_1} = (k_1 \cdot v_0^2) \cdot k_2 \quad (6.1)$$

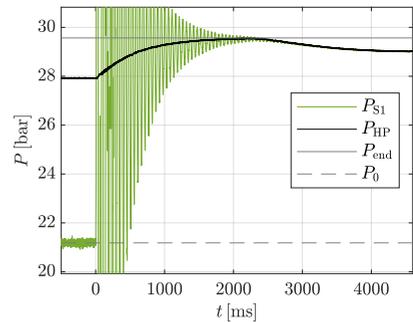
ist ebenfalls in Abbildung 6.15 dargestellt. Da die Fitfunktion  $f_{v_0}$  eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigt und davon ausgegangen werden kann, dass der Druckverlust proportional zur Rohrlänge ist, wird der Druckverlust durch  $\Delta P_{\text{loss}}(v)$  akkurat beschrieben.

### 6.2.3. Druckanstieg nach Ventilschluss

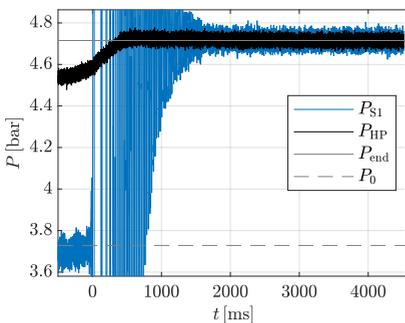
Nach Ventilschluss kommt es im gesamten System zu einem Druckanstieg. Dieser ist im folgenden (Abbildung 6.16) exemplarisch für die Fälle C und D in Stickstoff, sowie die Fälle G und H in Wasser dargestellt. Neben  $P_{S1}$  und  $P_{HP}$  ist auch  $P_0$  und der Enddruck  $P_{\text{end}}$  dargestellt.



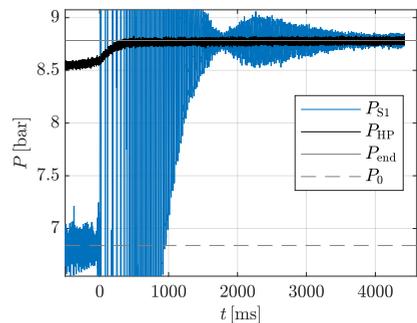
(a) Fall C



(b) Fall D



(c) Fall G



(d) Fall H

Abbildung 6.16.: H<sub>2</sub>O (unten)/LN<sub>2</sub> (oben)Druckanstieg nach Ventilschließung

Der Druckanstieg in  $P_{S1}$  setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Der dynamische Anteil des Drucks und der Druckverlust gehen gegen 0 zu-

rück, wenn die Strömung gestoppt wird. Zusätzlich steigt der Tankdruck  $P_{HP}$  aufgrund des Bedrückungssystem an. Der Druckanstieg

$$\Delta P_{\text{rise}} = P_{\text{end}} - P_0 \quad (6.2)$$

beider Fluide ist in Abbildung 6.17 über  $v_0$  dargestellt. Jeder Datenpunkt repräsentiert dabei einen Testfall.

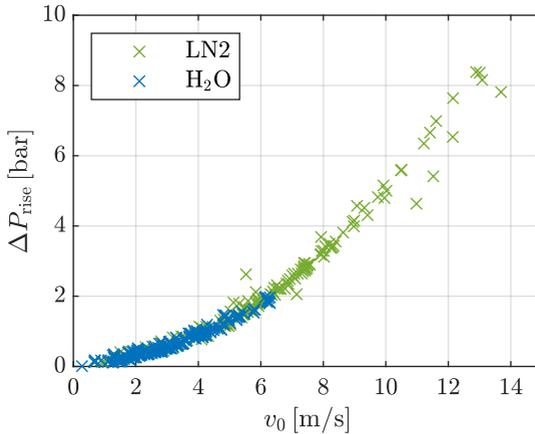


Abbildung 6.17.: H<sub>2</sub>O/LN2: Druckanstieg nach Ventilschließung über alle Versuche

In beider Fluiden zeichnet sich für  $\Delta P_{\text{rise}}$  ein quasi identischer parabelförmiger Verlauf ab. Dies entspricht der Intuition, da sowohl der Druckverlust als auch der dynamische Druck eine Funktion von  $v^2$  ist.  $\Delta P_{\text{rise}}$  ist in einer Größenordnung die relativ zur Amplitude des Fluidhammers nicht vernachlässigbar ist. Folglich muss dieser Effekt bei der Auswertung der Drucksignale berücksichtigt werden.

#### 6.2.4. Vergleich der Messwerte der dynamischen und statischen Drucksensoren

Wie in Kapitel 5 beschrieben sind an jeder Sensorpositionen S1-S4 jeweils ein statischer Drucksensor ( $P_{S1-S4}$ ) und dynamischer Drucksensor ( $P_{S1-S4,dyn}$ ) mit unterschiedlicher Abtastrate  $f_s$  verbaut. Die so aufgenommen Messdaten werden exemplarisch anhand der Fälle D und G an Position S1 miteinander verglichen. So kann eine Aussage getroffen werden, für welche Art der Auswertung sich welcher Sensor eignet. Da die dynamischen Drucksensoren

nur relative Änderungen registrieren, werden diese mit  $P_0$ , welches durch  $P_{S1}$  bestimmt wird, summiert. Folglich ist die Auswertung mit statischen Drucksensoren zu bevorzugen, da so der Messfehler der dynamischen Drucksensoren eliminiert wird.

In Abbildung 6.18 werden  $P_{S1}$  und  $P_{S1,dyn}$  (Fall D) miteinander verglichen. Insgesamt sind sich die Signale sehr ähnlich, zwei Unregelmäßigkeiten fallen auf. Zum einen wird in  $P_{S1,dyn}$  während der ersten Druckspitze der Maximalwert des Messbereiches erreicht, zum anderen sind in der Detailansicht rechts hochfrequente Oszillationen in der Druckspitze während der Kavitation zu erkennen. Analog zu dem Vergleich in Fall D sind in Abbildung 6.19 Messdaten

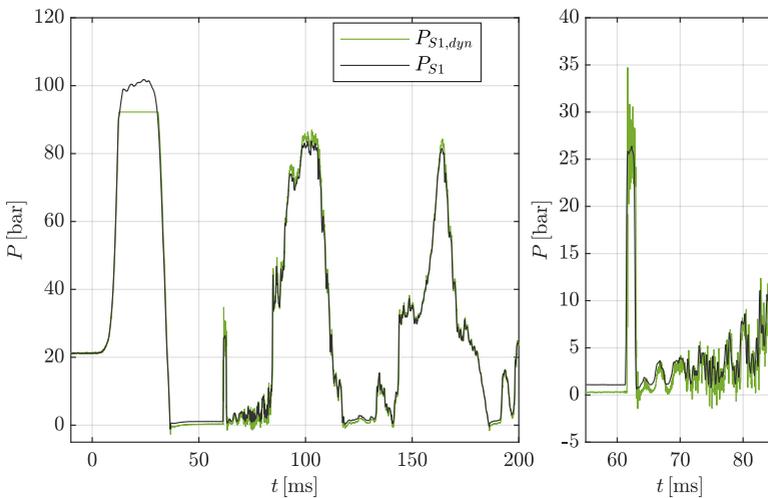


Abbildung 6.18.: LN2 - Fall D: Vergleich von  $P_{S1}$  und  $P_{S1,dyn}$

aus dem Wasserversuch Fall G aufgetragen. Auch hier ähneln sich die Verläufe sehr, allerdings treten in den Kavitationstälern Druckspitzen auf, welche nicht von  $P_{S1}$  identifiziert werden können.

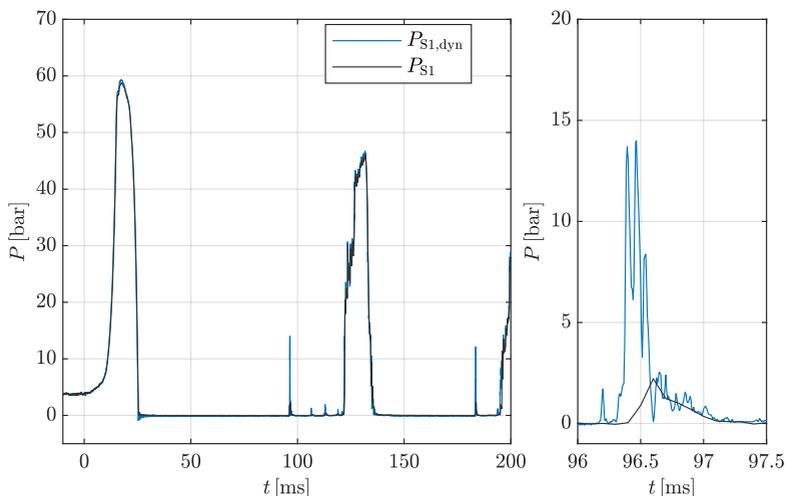


Abbildung 6.19.:  $\text{H}_2\text{O}$  - Fall G: Vergleich von  $P_{S1}$  und  $P_{S1,dyn}$

Aufgrund der dargelegten guten Übereinstimmung der Sensoren im niederfrequenten Bereich, ist die Verwendung der dynamischen Sensoren nur von Relevanz, wenn hochfrequente Phänomene mit  $f > 1 \text{ kHz}$  untersucht werden sollen. Zudem kann bei der Untersuchung der Verteilung der Druckspitzen während der Kavitation in LN2 auf die statischen Drucksensoren zurückgegriffen werden. Hingegen müssen in den  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuchen, aufgrund der hochfrequenten Druckspitzen, die dynamischen Sensoren verwendet werden.

### 6.3. Reproduzierbarkeit

Die Reproduzierbarkeit der  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuche wurde bereits in diversen Veröffentlichungen gezeigt [89, 90, 91] und wird entsprechend nicht näher beleuchtet. Bei der NH-20 Kampagne handelt es sich um die erste am FTTF-2 durchgeführte Kampagne. Da der Prüfstand an jedem Testtag erneut abgekühlt werden muss, ist es von enormer Wichtigkeit zu prüfen, ob die generierten Daten an verschiedenen Testtagen reproduziert werden können.

#### NH-20 Kampagne

Um die Reproduzierbarkeit nachzuweisen wurden Versuche mit den gleichen Eingangsbedingungen an zwei aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführt. Die

Drücke beider Tanks bei Ventilschluss  $P_{\text{HP},0}$ ,  $P_{\text{LP},0}$ , der daraus resultierende Massenstrom  $\dot{m}_0$ , sowie  $P_0$  und  $T_0$  sind in Tabelle 6.5 gegeben.

Versuch	Testtag	$P_{\text{HP},0}$ [bar]	$P_{\text{LP},0}$ [bar]	$\dot{m}_0$ [kg/s]	$P_0$ [bar]	$T_0$ [K]
1	1	4.92	2.46	0.90	4.25	85.26
	2	5.0	2.37	0.94	4.38	85.73
2	1	5.83	2.47	1.06	4.91	85.94
	2	5.99	2.50	1.09	5.04	86.42
3	1	6.70	2.07	1.24	5.46	84.73
	2	6.76	2.43	1.21	5.56	85.43
4	1	7.63	2.40	1.32	6.16	85.41
	2	7.69	2.38	1.33	6.19	85.80
5	1	8.60	2.37	1.44	6.85	84.82
	2	8.62	2.56	1.42	6.95	86.04
6	1	9.52	2.70	1.50	7.59	84.93
	2	9.66	2.57	1.54	7.67	86.04
7	1	10.48	3.03	1.60	8.37	86.16
	2	10.51	2.68	1.61	8.31	85.79
8	1	11.42	3.84	1.60	9.28	86.48
	2	11.45	2.60	1.74	8.99	86.26

Tabelle 6.5.: Parameter der Versuche 1-8 an beiden Testtagen

Die Abweichung der Eingangswerte für 7 von 8 Testfällen ist im Bereich der Messungenauigkeiten. Lediglich bei Versuch 8 weicht  $P_{\text{LP},0}$  um mehr als 1 bar vom Wert des Vortages ab. In den Versuchen wird  $P_{\text{HP},0}$  sukzessive von  $\sim 5$  bar auf  $\sim 11.5$  bar erhöht.  $P_{\text{LP},0}$  wird dabei weitestgehend konstant bei  $\sim 2.5$  bar gehalten. Die Genauigkeit des einstellbaren Drucks ist hier auf Grund des in Kapitel 5 beschriebenen Bedrückungssystem geringer als im HP-Tank. Der sich so einstellende Druck  $P_0$  ist dabei mit Blick auf  $T_0$  deutlich von der Phasengrenze entfernt. Es gilt für alle Versuche  $P_0 > 4$  bar, wobei  $P_V(T_0 = 86 \text{ K}) = 2.5$  bar ist.

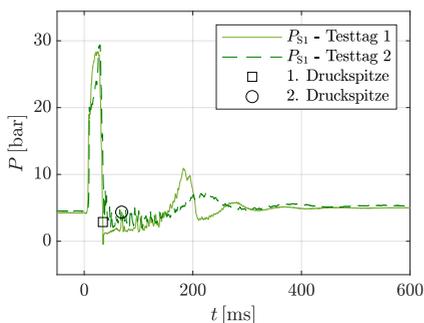
In Abbildung 6.20 sind die Reproduzierbarkeitsversuche 1-8 anhand des Drucks  $P_{\text{S1}}$  beider Testtage dargestellt. In allen Versuchen tritt Kavitation auf. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird die Position von zwei im ersten Kavitationsonstal auftretenden Druckspitzen miteinander verglichen.

Die Reproduzierbarkeit der Versuche 1 und 2, die mit niedrigem Massenstrom durchgeführt worden sind, ist die schlechteste aller Versuche. Die Form des initialen Druckanstiegs unterscheidet sich, obwohl der erreichte Druck  $P_1$  vergleichbar ist. Weiter weisen beide Versuche Unterschiede bei der Amplitude

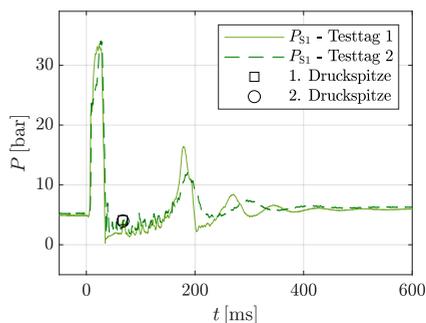
der zweiten Fluidhammerperiode auf. Bei Versuch 1 ist auch die Kavitationsdauer an beiden Testtagen abweichend voneinander. Die beiden Druckspitzen im Kavitationstal sind nicht so stark ausgeprägt, als dass sie korrekt identifiziert werden könnten.

Die Vergleichbarkeit der Versuche 3 bis 8 ist deutlich besser. Vor allem die Versuche 3 bis 6 sind nahezu identisch. In den Versuchen 7 und 8 gibt es kleinere Unterschiede in  $P_1$ , die sich aber durch die leicht abweichenden Eingangsgrößen erklären lassen.

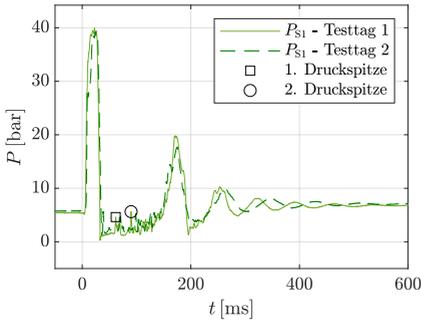
Insgesamt wird die Reproduzierbarkeit der Versuche für  $P_0 > 6$  bar als sehr gut bewertet, dementsprechend hoch ist die Aussagekraft der Versuche. Mit mehr Vorsicht müssen die Versuche mit kleinen Drücken betrachtet werden, hier ist die Reproduzierbarkeit deutlich schlechter. Die nächstliegende Erklärung ist, dass die Strömung nicht komplett flüssig ist, begründet durch den Wärmeeintrag in den Prüfstand und den geringen Abstand zur Phasengrenze.



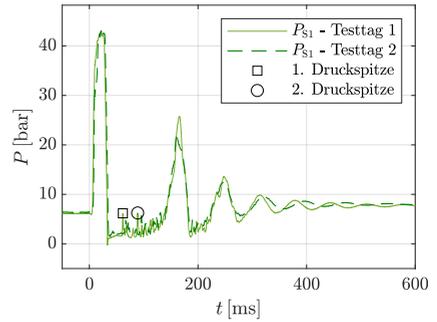
(a) Reproduzierbarkeitsversuch 1



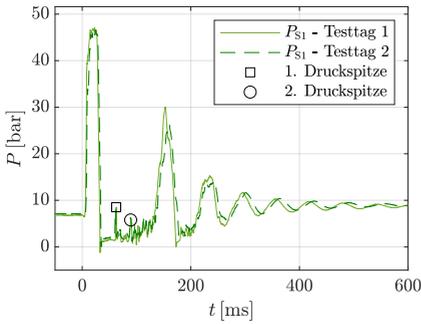
(b) Reproduzierbarkeitsversuch 2



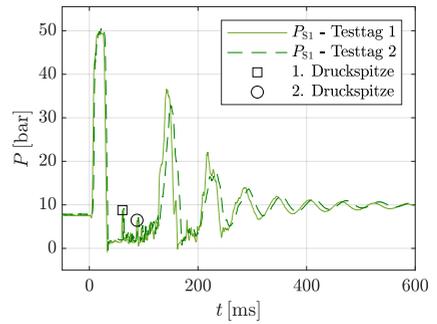
(c) Reproduzierbarkeitsversuch 3



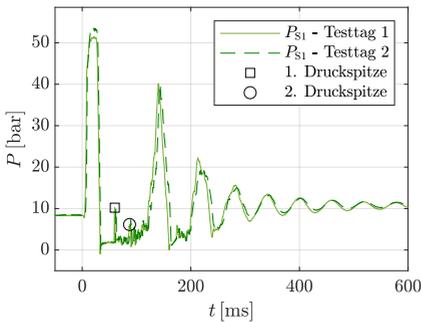
(d) Reproduzierbarkeitsversuch 4



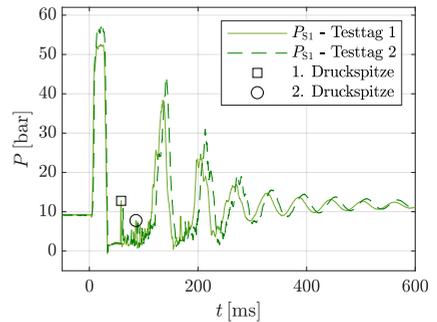
(e) Reproduzierbarkeitsversuch 5



(f) Reproduzierbarkeitsversuch 6



(g) Reproduzierbarkeitsversuch 7



(h) Reproduzierbarkeitsversuch 8

Abbildung 6.20.: Reproduzierbarkeitsversuche 1 - 8

## 6.4. Vergleich mit theoretischen Lösungen

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Daten mit den analytischen Lösungen aus Kapitel 3.2 verglichen. Untersucht wird der Druckanstieg  $\Delta P_1$ , die Eigenfrequenz des Fluidhammers in Abhängigkeit vom Auftreten der Kavitation und die zeitliche Dauer der Kavitation. Sowohl für die Berechnung des Druckanstiegs als auch für die Bestimmung der Frequenz des Fluidhammers werden etablierte Modelle verwendet. Allerdings fehlt in der vorhandenen Literatur bisher eine quantitative Erfassung von Modellen zur Bestimmung der Kavitationsdauer in diesem Umfang. Es liegen bisher keine Arbeiten vor, die sich mit der Dauer von durch Fluidhammer induzierter Kavitation in LN2 befassen.

### 6.4.1. Joukowsky-Druckstoß

Verglichen wird der gemessene Druckanstieg  $\Delta P_1$  mit dem theoretischen Wert  $\Delta P_{\text{Jou}}$  nach Gleichung 3.3. Da  $\Delta P_1$  aus  $P_0$  und  $P_1$  bestimmt wird, ist dieser Wert mit einem Messfehler von  $2 \cdot \Delta P_{\text{error}}$  angegeben.

Für die Bestimmung von  $\Delta P_{\text{Jou}}$  werden die Stoffeigenschaften  $\rho$  und  $a$ , sowie die Strömungsgeschwindigkeit  $v_0$  benötigt. Zur Bestimmung von  $v_0$  wird die Massenstrommessung verwendet. Bei der Bestimmung der Stoffeigenschaften gibt es zwei Möglichkeiten:

**Option 1** ist die Messung der Dichte  $\rho_c$  und der Temperatur  $T_c$  mit dem Coriolis Massenstrommeter. In Abbildung 6.21 ist das Verhältnis  $\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}$  über  $P_0$  dargestellt, wobei jeder Datenpunkt einen Testfall repräsentiert. Die durchschnittliche Übereinstimmung der H<sub>2</sub>O-Versuche beträgt  $\varnothing \Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{H}_2\text{O}} = 0.96_{-0.04}^{+0.04}$ , die der LN2-Versuche  $\varnothing \Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{LN2}} = 0.94_{-0.04}^{+0.04}$ . Da der Messfehler der Dichtemessung in LN2 nicht spezifiziert ist, beschränkt sich der gegebene Messfehler auf den von  $\Delta P_1$ . Mit entsprechender Vorsicht muss die gute Übereinstimmung von  $\Delta P_1$  und  $\Delta P_{\text{Jou}}$  in beiden Fluiden gewertet werden.

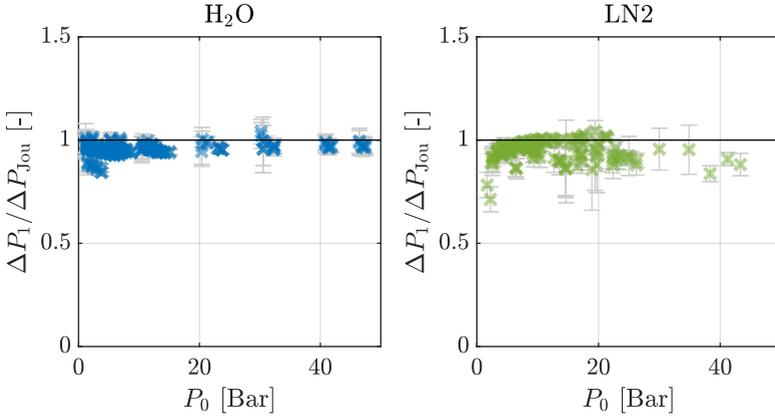


Abbildung 6.21.: H<sub>2</sub>O (links)/LN2 (rechts): Vergleich des gemessenen Druckanstiegs  $\Delta P_1$  mit dem Joukowski-Druck  $\Delta P_{\text{Jou}}$ . Bestimmung der Stoffeigenschaften mit  $\rho_C$  und  $T_C$ .

**Option 2** ist die Messung von  $T_0$  und  $P_0$  an Sensorposition S1. Da die Messfehler der dazu verwendeten Sensoren bekannt sind, werden diese mit berücksichtigt. Folglich wird die Aussagekraft von Option 2 höher eingestuft als die von Option 1, da hier der Messfehler der Dichtemessung in LN2 nicht spezifiziert ist. Analog zu Abbildung 6.21 sind die so errechneten Werte für  $\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}$  in Abbildung 6.22 dargestellt. Die durchschnittliche Übereinstimmung der H<sub>2</sub>O-Versuche beträgt hier  $\varnothing \Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{H}_2\text{O}} = 0.96^{+0.03}_{-0.03}$ , die für LN2-Versuche  $\varnothing \Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{LN2}} = 1.07^{+0.43}_{-0.15}$ .

Es sei zu beachten, dass in LN2 bei geringen Drücken  $P_0$  die Fehlerbalken sehr große Werte annehmen, welche den Mittelwert der Fehlerbalken entsprechend verfälschen. Wird der Median anstelle des Mittelwerts verwendet wird die Übereinstimmung in LN2 durch  $(\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{LN2}})_{\text{med}} = 1.03^{+0.10}_{-0.08}$  angegeben. Dieses Ergebnis weicht von den Ergebnissen der Berechnung auf Grundlage des Mittelwerts ab. In H<sub>2</sub>O hingegen sind die Werte bei Verwendung des Medians und bei Rundung auf zwei Dezimalstellen identisch zu den vorherigen Werten:  $(\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}|_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{med}} = 0.96^{+0.03}_{-0.03}$ .

Die Übereinstimmung in den H<sub>2</sub>O-Versuchen ist, bis auf einen Ausreißer, mit beiden Optionen quasi identisch. Auch der Messfehler unterscheidet sich nicht signifikant. In den LN2-Versuchen hingegen sind sowohl die Werte für  $\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}}$ , als auch die Messfehler deutlich größer wenn sie mit Option 2 anstelle von Option 1 bestimmt werden. In einigen Fällen werden sehr große Messfehler erreicht, die über die Grenzen der Darstellung hinausgehen. Bei

diesen Fällen wird durch den Messfehler die Phasengrenze durchschritten. Entscheidend für die unterschiedlich großen Fehlerbalken beider Fluide ist der Temperaturmessfehler. Sowohl  $\partial a/\partial T$ , als auch  $\partial \rho/\partial T$  sind in LN2 wesentlich größer als in  $\text{H}_2\text{O}$ , siehe Abbildung 6.9 und Abbildung 6.10.

Die zur Berechnung des Joukowsky-Druckanstiegs  $\Delta P_{\text{Jou}}$  erforderliche Schallgeschwindigkeit  $a$  wird anhand von Gleichung 3.7 bestimmt. Zur Berechnung des Fehlers von  $a$  wird der ungünstigste Fall angenommen. Dazu werden die aus Kapitel 5.4 bekannten Messfehler auf die Eingangswerte der Funktion addiert, beziehungsweise subtrahiert und so der größte, beziehungsweise kleinste mögliche Wert von  $a$  bestimmt. Anschließend wird der Messfehler des Massenstroms  $\dot{m}_0$  und der Schallgeschwindigkeit  $a$  anhand der Regeln der Fehlerfortpflanzung weiter betrachtet. Da der Massenstrom  $\dot{m}_0$  und nicht die Strömungsgeschwindigkeit  $v_0$  gemessen wird, kürzt sich die Dichte  $\rho$  aus Gleichung 3.3 unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung heraus.

Die Übereinstimmung von  $\Delta P_1$  und  $\Delta P_{\text{Jou}}$  wird als gegeben betrachtet, da  $\Delta P_1/\Delta P_{\text{Jou}} = 1$  für alle Fälle (außer einem  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuch) im Bereich der Messfehler liegt.

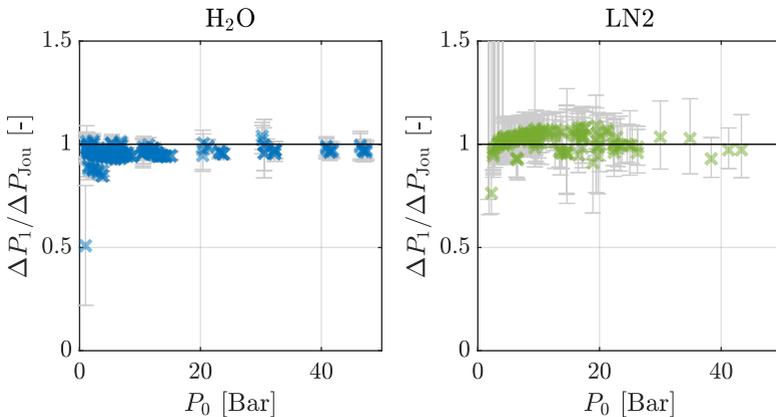


Abbildung 6.22.:  $\text{H}_2\text{O}$  (links)/LN2 (rechts): Vergleich des gemessenen Druckanstiegs  $\Delta P_1$  mit dem Joukowsky-Druck  $\Delta P_{\text{Jou}}$ . Bestimmung der Stoffeigenschaften mit  $T_0$  und  $P_0$ .

### 6.4.2. Eigenfrequenz

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben entspricht die Eigenfrequenz des Fluidhammers  $f = a/4l$ . Nachfolgend wird untersucht wie weit die durchgeführten

Experimente mit diesem theoretischen Wert übereinstimmen und inwiefern das Auftreten von Kavitation die Eigenfrequenz beeinflusst. Dazu wird die experimentell gemessene Eigenfrequenz  $f_{\text{exp}}$  mit der theoretischen Eigenfrequenz  $f_1$  verglichen.

### Bestimmung der Frequenz: $f_{\text{exp}}$

Um die experimentelle Frequenz des Fluidhammers zu bestimmen wird die Methode der schnellen Fourier-Transformation (FFT) verwendet, um das Signal in seine Frequenzanteile zu zerlegen. Die am stärkste angeregte Frequenz wird definiert als  $f_{\text{exp}}$ . Bei den Referenzfällen wird die FFT über die gesamte Dauer des Fluidhammers angewendet, in Kavitationsfällen nur in dem Bereich der harmonischen Schwingung. Zusätzlich wird ein Puffer von 100 ms nach letztmaligem Auftreten der Kavitation verwendet, um etwaige Störungen in den Daten zu vermeiden.

### Bestimmung der Frequenz: $f_1$

Zur Bestimmung der theoretischen Frequenz des Fluidhammers  $f_1$  (Gleichung 3.5) wird  $a$  auf Grund der Abhängigkeit von Druck und Temperatur für jeden Fall individuell bestimmt. Die Länge  $l$  ist Tabelle 5.2 entnommen.

### Vergleich: $f_{\text{exp}}/f_1$

Der Vergleich von  $f_{\text{exp}}$  und  $f_1$  ist für  $\text{H}_2\text{O}$  in Abbildung 6.23 und für LN2 in Abbildung 6.24 in Form eines Histogramms gegeben. Die Säulenbreite beträgt 2.5 %. Für beide Fluide wird zwischen Referenzfällen und Fällen mit dem Auftreten von Kavitation unterschieden.

Es ist zu erkennen, dass Referenzfälle in  $\text{H}_2\text{O}$  die beste Übereinstimmung zwischen experimentellem und theoretischem Wert aufweisen. Hier befinden sich die meisten Fälle in der Klasse 95 – 97.5 %. Die durchschnittliche Übereinstimmung liegt bei 89.79 %. Nachdem Kavitation aufgetreten ist, werden deutliche größere Abweichungen beobachtet (Abbildung 6.23, b). Die meisten Fälle sind dem Bereich 90 – 97.5 % zuzuordnen, die durchschnittliche Übereinstimmung für  $f_{\text{exp}}/f_1$  liegt bei 81.96%.

Betrachtet man die LN2-Versuche, so fällt auf, dass die Abweichung der Referenzfälle größer ist als die der  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuche. Die meisten Fälle sind der Klasse 92.5 – 95 % zuzuordnen, die größte Abweichung wurde im Bereich 72.5 – 75 % gemessen. Die Referenzfälle weisen eine durchschnittliche Übereinstimmung von 90.52 % mit dem theoretischen Wert auf. Das Auftreten von Kavitation in LN2 hat den gleichen Effekt auf die Eigenfrequenz wie in Versuchen mit  $\text{H}_2\text{O}$ . Die durchschnittliche Übereinstimmung ist mit 79.15% etwa 10 %

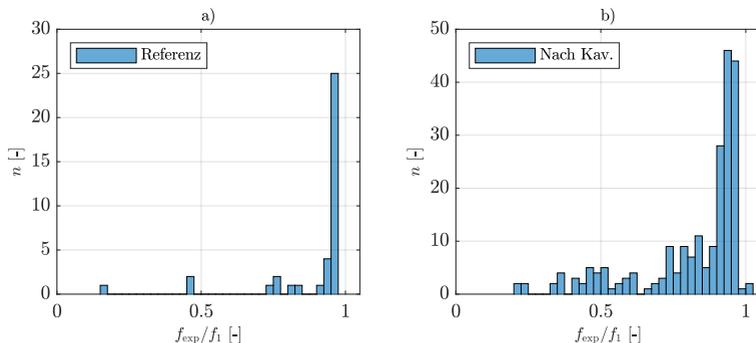


Abbildung 6.23.:  $\text{H}_2\text{O}$ : Verhältnis der gemessenen Frequenz  $f_{\text{exp}}$  zur berechneten Frequenz  $f_1$ . a) Referenztestfälle ohne Kavitation, b) Testfälle mit Kavitation. Aus dem Englischen übersetzt von Klein et al. [38], Lizenz: CC BY 4.0

schlechter als in  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuchen.

In Abbildung 6.25 ist das Verhältnis  $f_{\text{exp}}/f_1$  über den Druck  $P_0$  dargestellt. Dabei wird sowohl nach Kavitations- und Referenzfällen, als auch nach dem verwendeten Fluid unterschieden. In den  $\text{H}_2\text{O}$ -Kavitationsfällen gibt es im Bereich  $P_0 < 5$  bar eine breite Streuung von  $f_{\text{exp}}/f_1$ . Für größere Drücke ( $P_0 > 5$  bar) stimmt die gemessene Frequenz  $f_{\text{exp}}$  gut mit der vorhergesagten Frequenz  $f_1$  überein. In den  $\text{H}_2\text{O}$ -Referenzfällen ist eine ähnliche Verteilung der Werte zu beobachten, die große Streuung der Werte liegt hier bei  $P_0 \approx 7$  bar vor.

Auch in den LN2-Kavitationsversuchen besteht ein Anstieg von  $f_{\text{exp}}/f_1$  mit steigendem  $P_0$ . Im Vergleich zu den  $\text{H}_2\text{O}$ -Kavitationsversuchen ist dieser Anstieg jedoch weniger steil und bei vergleichsweise größeren Drücken  $P_0$ . Die LN2-Referenzfälle weisen durchweg eine gute Übereinstimmung von  $f_{\text{exp}}/f_1$  auf, es muss jedoch beachtet werden, dass alle Versuche bei Drücken  $P_0 > 10$  bar durchgeführt wurden.

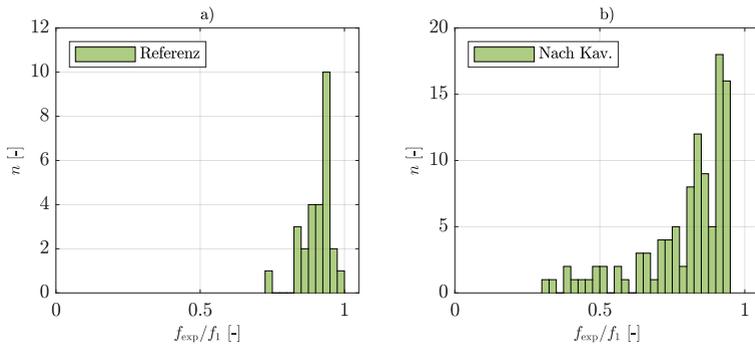


Abbildung 6.24.: LN2: Verhältnis der gemessenen Frequenz  $f_{\text{exp}}$  zur berechneten Frequenz  $f_1$ . a) Referenztestfälle ohne Kavitation, b) Testfälle mit Kavitation. Aus dem Englischen übersetzt von Klein et al. [38], Lizenz: CC BY 4.0

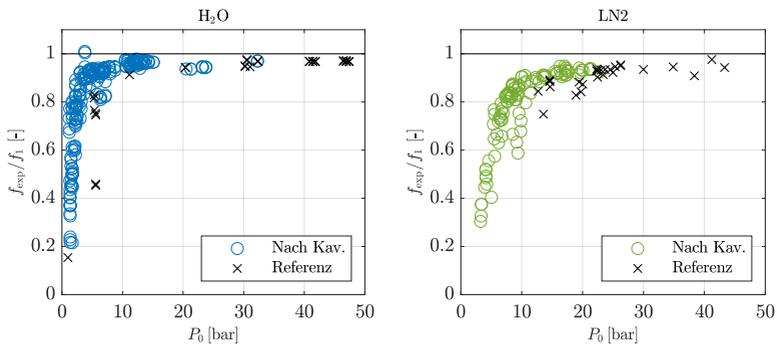


Abbildung 6.25.:  $\text{H}_2\text{O}$  (links)/LN2 (rechts): Verhältnis der gemessenen Frequenz  $f_{\text{exp}}$  zur berechneten Frequenz  $f_1$  in Abhängigkeit des Drucks  $P_0$

### 6.4.3. Kavitationsdauer

Die im Experiment gemessene Dauer der ersten Kavitation wird mit den Vorhersagen von Wylie et al. [104], Gleichung 3.15 und Prasser et al. [73], Gleichung 3.11, verglichen. Es wird geprüft ob die gemessene Kavitationsdauer den erwarteten Dauer auf Grund der gemessenen Drücke entspricht.

#### Bestimmung der experimentellen Kavitationsdauer

Die experimentelle Kavitationsdauer wird anhand der in Abbildung 6.2 gezeigten Durchgänge von  $\Delta P_{S1}$  und  $\Delta P_{HP}$  durchgeführt. Im Folgenden richtet sich der Fokus auf das erste Kavitationstal, dieses ist durch den zweiten und dritten Druckdurchgang charakterisiert. In Abbildung 6.26 ist die gemessene Kavitationsdauer  $\Delta t_{c,exp}$  aller Versuche beider Fluide über die relative Amplitude des Fluidhammers  $A_{rel}$  (Gleichung 3.8) dargestellt. Ist  $A_{rel} < 2$ , so tritt keine Kavitation auf, hier wird nicht die Kavitationsdauer, sondern die Dauer einer Fluidhammerperiode gemessen, der Wert für  $\Delta t_{c,exp}$  ist folglich konstant. Die Kavitationsdauer nimmt mit steigendem  $A_{rel}$  nahezu linear zu, wobei Abweichungen von dieser Linearität für große  $A_{rel}$  in beiden Fluiden beobachtet werden. Die Größenordnung von  $\Delta t_{c,exp}$  ist in beiden Fluiden identisch, jedoch werden für die gleiche Dauer in LN2-Versuchen größere relative Amplituden als in H<sub>2</sub>O-Versuchen benötigt. Bei diesen schwankt  $\Delta t_{c,exp}$  für  $A_{rel} \approx 18$  sehr stark, während in LN2-Versuchen die Zunahme von  $\Delta t_{c,exp}$  mit steigendem  $A_{rel}$  abflacht.

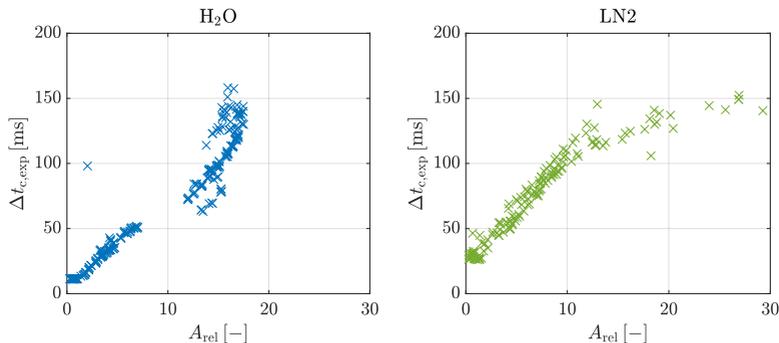


Abbildung 6.26.: H<sub>2</sub>O (links)/LN2 (rechts): Gemessene Dauer der Kavitation über die relative Amplitude  $A_{\text{rel}}$

### Modell: Wylie & Streeter

Die Vorhersage der Kavitationsdauer nach Wylie & Streeter begründet sich auf das Verhältnis von  $\Delta P_1$  zu  $P_0 - P_V$  und der Laufzeit der Druckwelle durch das Rohr, siehe Gleichung 3.15. Der Dampfdruck  $P_V(T_0)$  wird aus der Initialtemperatur bestimmt. Die Schallgeschwindigkeit  $a$  wird mittels Gleichung 3.7 aus den Messwerten  $P_0$  und  $T_0$  und den Leitungseigenschaften berechnet. Diese Werte werden für jeden Versuch individuell bestimmt. Während  $P_V$  in LN2-Experimenten aufgrund des hohen Absolutwertes und der ausgeprägten Temperaturabhängigkeit ein einflussreicher Parameter für die Kavitationsdauer ist, gilt für H<sub>2</sub>O:  $P_V \ll P_0$ . Folglich fällt  $P_V$  bei der Berechnung der theoretischen Kavitationslänge in Wasser nur eine untergeordnete Rolle zu. Die Ergebnisse des Vergleichs zwischen experimentellen Daten und diesem Modell für das gesamte Datenset werden in Abbildung 6.35 zusammen mit dem Vergleich zum Prasser Modell vorgestellt.

### Modell: Prasser

Die Abschätzung der Kavitationsdauer mit dem Prasser Modell beruht auf der Trägheit der Flüssigkeitssäule. Die Berechnung der Kavitationsdauer erfolgt mit Hilfe von Gleichung 3.11. Der Druckverlust, welcher bereits in Abbildung 6.15 dargestellt ist und mittels Gleichung 6.1 als Funktion der Geschwindigkeit gegeben ist, wird im Folgenden verwendet. Die Länge der Flüssigkeitssäule im Rohr verändert ihre Länge je nach Ausdehnung der Kavitation ( $x_c$ ) zu  $l_{\text{fl}} = l - x_c$ , dies beeinflusst auch den Druckverlust im Rohr. Der Druckverlust im Bereich der Kavitation wird nicht berücksichtigt. Die so angepasste Differentialgleichung (Gleichung 6.3) und die Integration über die Geschwindigkeit

(Gleichung 3.12) werden mittels der ODE45 Funktion in Matlab gelöst [63]. Der Zeitschritt beträgt  $\Delta t_{\text{dgl}} = 0.1 \text{ ms}$ .

$$\rho_l \cdot (l - x_c) \cdot \frac{dv}{dt} = P_V - P_{\text{HP}} - \Delta P_{\text{loss}} \cdot \frac{l - x_c}{l} \quad (6.3)$$

Die Kavitationsdauer für das gesamte Datenset wird in Abbildung 6.35 zusammen mit den Ergebnissen des Wiley & Streeter Models evaluiert.

### Lösung des DGL-Systems für die Fälle A-H

Im Folgenden sind Lösungen des Differentialgleichungssystem mit den Gleichungen 6.3 und 3.12 für die Fälle A-H (siehe Tabelle 6.2 und 6.3) gegeben.

Die Berechnung beginnt wenn die Verdünnungswelle vom Ventil in Richtung des HP-Tanks startet. Die Initialgeschwindigkeit  $v_1$  kann nicht gemessen werden, sondern wird mittels Gleichung 3.14 abgeschätzt. Die Länge der Gasblase zu Beginn der Berechnung ist  $x_c = 0$ .

In den Abbildungen 6.27 bis 6.30 sind die Druckschriebe  $P_{\text{S1}}$  und  $P_{\text{HP}}$ , sowie die räumliche Ausbreitung der Kavitation  $x_c$  der Fälle A-D abgebildet. Die Kurven  $x_c(\text{max})$  und  $x_c(\text{min})$  ergeben sich aus den Messfehlern, diese werden im Anschluss an die Diskussion von  $x_c$  verhandelt.

Der Verlauf von  $x_c$  ist in allen Fällen parabelförmig, die maximale Ausbreitung nimmt von Fall A nach Fall D kontinuierlich ab. Wenn  $x_c$  wieder den Initialwert ( $x_c = 0$ ) erreicht, die Fluidsäule also das Ventil wieder erreicht, wird die Rechnung beendet. Der so ermittelte Zeitraum beschreibt die Kavitationsdauer. Die Ausdehnung wird getrieben durch die Initialgeschwindigkeit  $v_1$ , welche entgegen des Drucks  $P_{\text{HP}}$  wirkt. Dieser drückt die Flüssigsäule wieder in Richtung des Ventils. Folglich wird eine maximale Ausdehnung der Kavitation für große  $v_1$  und kleine  $P_{\text{HP}}$  erreicht.

Die maximale Kavitationsausdehnung, die am Prüfstand möglich ist, wird durch die offene Entlüftung im LP-Tank realisiert, da sich so der größtmögliche Massenstrom bei gegebenen Systemdruck einstellt. Wie in Tabelle 6.2 zu sehen, steigt  $v_0$  mit steigendem  $P_{\text{HP}}$ , jedoch wächst auch der Unterschied zwischen  $v_1$  und  $v_0$ , da die Strömung proportional zu  $P_0 - P_V$  abgebremst wird (Gleichung 3.14). In Summe überwiegt der Effekt den  $P_{\text{HP}}$  auf die Lösung hat, weshalb die maximale Ausdehnung und die Dauer der Kavitation mit steigendem  $P_{\text{HP}}$  abnehmen.

Vergleicht man nun die Dauer der Kavitation mit den experimentellen Daten,

so stellt man fest, dass die Kavitationsdauer in den Fällen A,B, C über- und in Fall D unterschätzt wird. Da als Randbedingungen für Gleichung 6.3 experimentelle Daten genutzt werden, wird auch der Messfehler mit einbezogen. Die minimale Ausbreitung  $x_c(min)$  wird erreicht indem der Temperaturmessfehler von dem gemessenen Wert subtrahiert wird, so erhält man den geringsten Dampfdruck, welcher die Fluidsäule in Richtung des Ventils zieht. Um den maximalen Gegendruck zu erhalten, wird der Messfehler zu  $P_{HP}$  addiert. Die maximale Ausbreitung  $x_c(max)$  wird folglich durch gegenteilige Verrechnung des Messfehlers erreicht. Die messfehlerbezogene Abweichung nimmt von Fall A nach D ab. Da es sich bei den Messfehlern um absolute Größen handelt, fallen diese bei kleinen Systemdrücken stärker ins Gewicht als bei Großen.

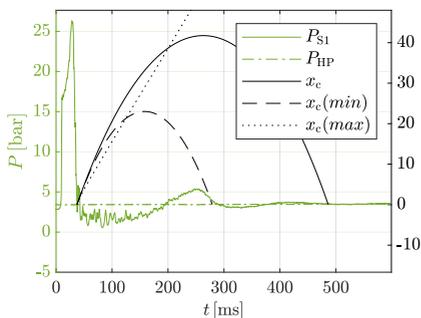


Abbildung 6.27.: Fall A

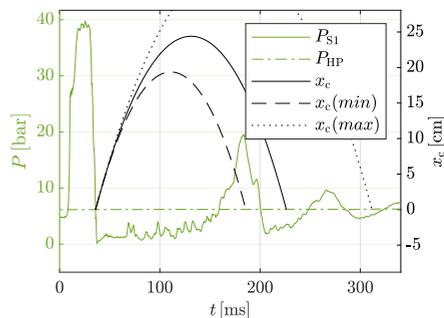


Abbildung 6.28.: Fall B

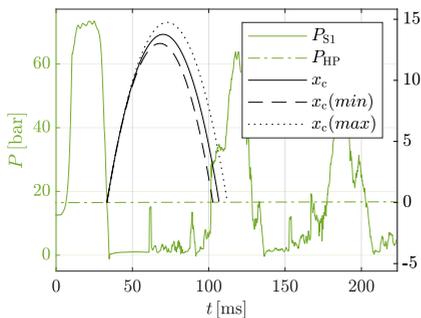


Abbildung 6.29.: Fall C

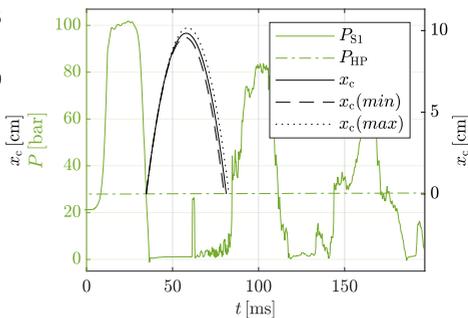


Abbildung 6.30.: Fall D

In Abbildung 6.31 bis 6.34 sind die Lösungen des DGL-Systems für die H<sub>2</sub>O-Versuche illustriert. Die Ausbreitung der Kavitation  $x_c$  ist in einer ähnlichen Größenordnung wie in den LN<sub>2</sub>-Versuchen, jedoch wird die maximale Aus-

dehnung in den Fällen G und H bei hohen Drücken erreicht. Identisch zu den LN2-Fällen nimmt die Dauer der Kavitation mit steigendem Druck im System ab. Auch hier werden die Abweichungen durch den Messfehler  $x_c(\min)$  und  $x_c(\max)$  für große Drücke prozentual gesehen kleiner.

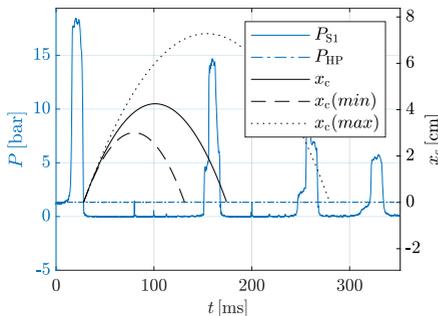


Abbildung 6.31.: Fall E

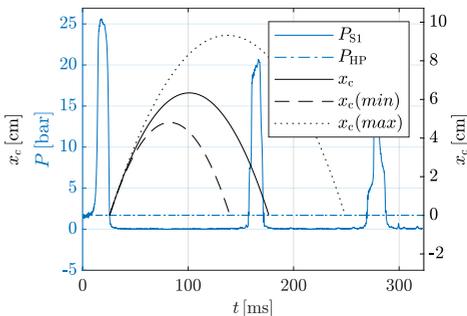


Abbildung 6.32.: Fall F

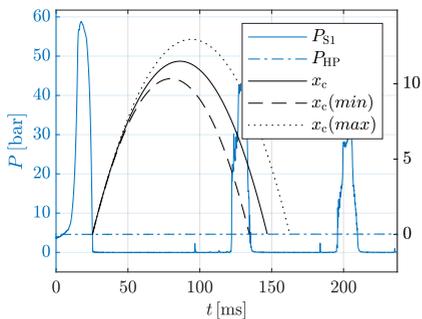


Abbildung 6.33.: Fall G

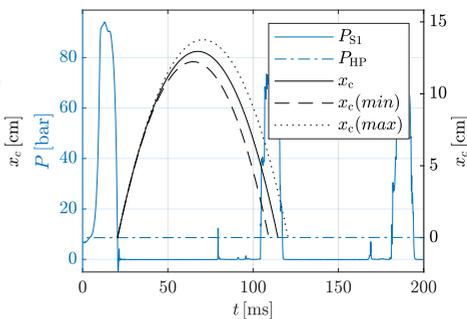


Abbildung 6.34.: Fall H

## Vergleich Theorie & Experiment

Nachdem mit Hilfe der Abbildungen 6.27 bis 6.34 einzelne Versuche beispielhaft analysiert wurden, wird nun das gesamte Datenset betrachtet. Dazu wird das Verhältnis der berechneten Kavitationsdauer  $\Delta t_{c,model}$  beider Modelle und der gemessenen Kavitationsdauer  $\Delta t_{c,exp}$  gebildet und über  $v_1$  in Abbildung 6.35 dargestellt. Jedes Kreuz bildet einen Versuch ab, der gezeigte Fehlerbalken ist die Kavitationsdauer von  $x_c(\min)$  beziehungsweise  $x_c(\max)$ .

**Wylie & Streeter**

Bei den H<sub>2</sub>O-Versuchen wird die Dauer der Kavitation deutlich überschätzt. Die Abweichung nimmt mit steigender Initialgeschwindigkeit  $v_1$  zu, es werden Werte bis  $\Delta t_{c,\text{model}}/\Delta t_{c,\text{exp}} = 1.8$  erreicht. Eine Gruppe von Ausreißern mit deutlich größerer Abweichung kann identifiziert werden. Der Grund für dieses Verhalten ist unklar, jedoch handelt es sich hier um die Testdaten eines Testtages. Der Einfluss der Messfehler nimmt bei steigendem  $v_1$  ab.

Die Kavitationsdauer wird auch in den LN2-Versuchen überschätzt, für große  $v_1$  wird dabei der Faktor 2 bei kleinen Fehlerbalken erreicht. Im Bereich von  $v_1 \approx 5$  gibt es zahlreiche Versuche bei denen die Kavitationsdauer, bei sehr großen Fehlerbalken, extrem überschätzt wird. Für kleine  $v_1$  ist eine gute Übereinstimmung bei geringen Fehlerbalken beobachtbar. Es ist allerdings zu beachten, dass es sich bei diesen Fällen im Kavitationsfälle handelt in denen der Dampfdruck nur knapp unterschritten wird, die Dauer der Kavitation also quasi der Eigenfrequenz des Fluidhammers entspricht. Anhand der kleinen Fehlerbalken ist zu erkennen, dass es sich um Fälle bei großen Drücken handelt.

**Prasser et al.**

Die Kavitationsdauer wird vom Prasser-Modell in H<sub>2</sub>O für kleine  $v_1$  unterschätzt und für große  $v_1$  überschätzt. Auch wenn der Verlauf der Abweichungen vergleichbar mit denen des Wylie & Streeter Modells ist, so sind die Abweichungen deutlich geringer. Die Kavitationsdauer wird für große  $v_1$  um  $\sim 30\%$  überschätzt. Auch hier kann die oben beschriebene Gruppe von Ausreißern identifiziert werden.

In den LN2-Versuchen verbessert sich die Übereinstimmung bei kleiner werdenden Fehlerbalken mit steigendem  $v_1$ . Es gibt jedoch einige Datenpunkte mit kleinen Fehlerbalken bei geringem  $v_1$  bei denen die Kavitationsdauer stark unterschätzt wird. Da es sich um sehr kleine Initialgeschwindigkeiten handelt, ist es möglich, dass hier keine Gassäule gebildet wird und die Realität weit von den im Modell getroffenen Annahmen abweicht.

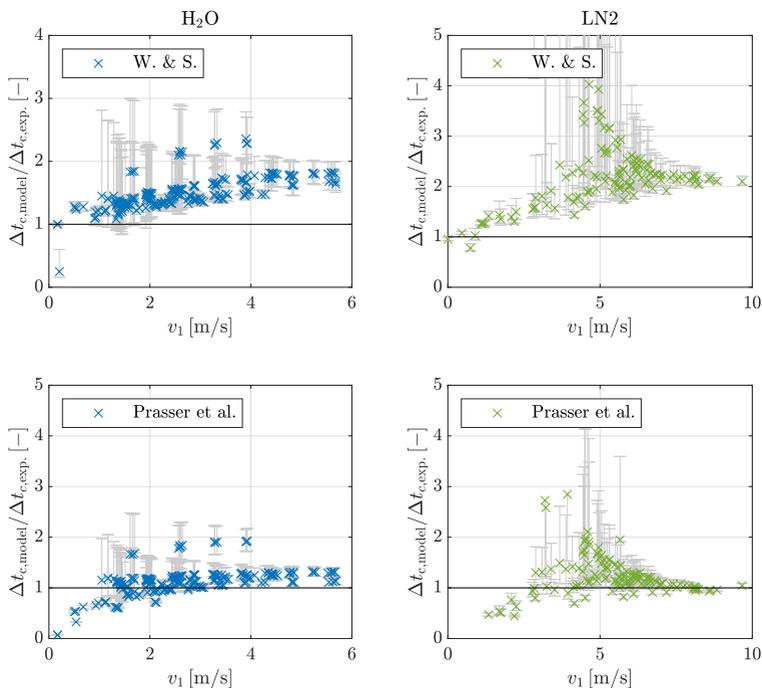


Abbildung 6.35.: H<sub>2</sub>O (links), LN<sub>2</sub> (rechts): Übereinstimmung der Modelle mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von  $v_1$  [38], Lizenz: CC BY 4.0

Im Folgenden werden die in Abbildung 6.35 gezeigten Ergebnisse den Prasser-Modells in Abhängigkeit von  $P_0$  (Abbildung 6.36) und  $A_{rel}$  (Abbildung 6.37) diskutiert.

In H<sub>2</sub>O wird für  $P_0 < 10$  bar, mit Ausnahme der bekannten Ausreißer, die Kavitationsdauer vom Prasser-Modell leicht überschätzt. Im Bereich  $10 \text{ bar} < P_0 < 15$  bar wird die Kavitationsdauer am unteren Bereichsrand unterschätzt und stimmt mit den experimentellen Ergebnissen am oberen Bereichsrand gut überein. Für  $P_0 > 20$  bar wird die Kavitationsdauer vom Prasser-Modell unterschätzt.

In LN<sub>2</sub> ist eine Korrelation der Übereinstimmung  $\Delta t_{c,model} / \Delta t_{c,exp}$  und  $P_0$  zu erkennen. Dabei nimmt der Wert der Übereinstimmung  $\Delta t_{c,model} / \Delta t_{c,exp}$  mit steigendem  $P_0$  ab und die Größe der Fehlerbalken wird reduziert. Im Bereich

$P_0 < 7$  bar fällt  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp}$  stark ab, für  $P_0 > 7$  bar nimmt die negative Steigung ab. Für hohe Drücke ( $P_0 > 15$  bar) vergrößert sich die Streuung der Werte und es gibt einige Testfälle in denen die Kavitationsdauer vom Prasser-Modell enorm unterschätzt wird. Wie in Abbildung 6.37 zu sehen ist wird die

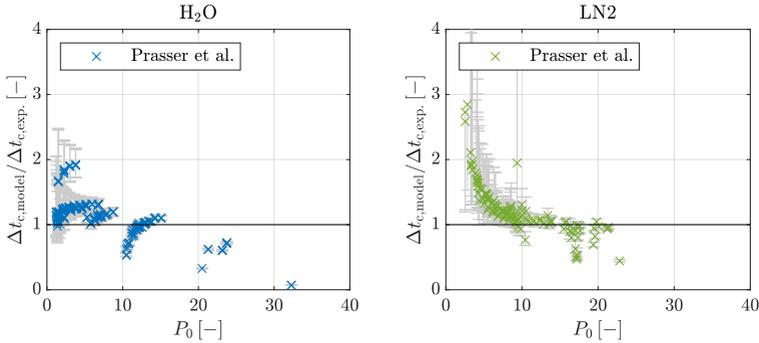


Abbildung 6.36.: H<sub>2</sub>O (links), LN2 (rechts): Übereinstimmung des Prasser-Modells mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von  $P_0$

Kavitationsdauer für kleine relative Amplituden  $A_{rel}$  in beiden Fluiden unterschätzt. In H<sub>2</sub>O nimmt  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp}$  steigendem  $A_{rel}$  zu und erreicht für  $A_{rel} > 5$  Werte von  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp} \geq 1$ . Dabei sei zu beachten, dass im mittleren Bereich von  $A_{rel}$  keine experimentellen Werte vorliegen. Des Weiteren nimmt  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp}$  für große  $A_{rel}$ , mit Ausnahme der Ausreißer, mit steigendem  $A_{rel}$  leicht ab.

Bei den LN2-Versuchen gibt es experimentelle Werte über den gesamten Bereich der relativen Amplitude  $A_{rel}$ . Dabei ist, ähnlich wie in den Wasserversuchen, eine Zunahme von  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp}$  für kleine  $A_{rel}$  zu beobachten. Weiterhin ist zu erkennen, dass  $\Delta t_{c,model}/\Delta t_{c,exp}$  mit steigendem  $A_{rel}$  über den Bereich  $A_{rel} > 5$  linear zunimmt.

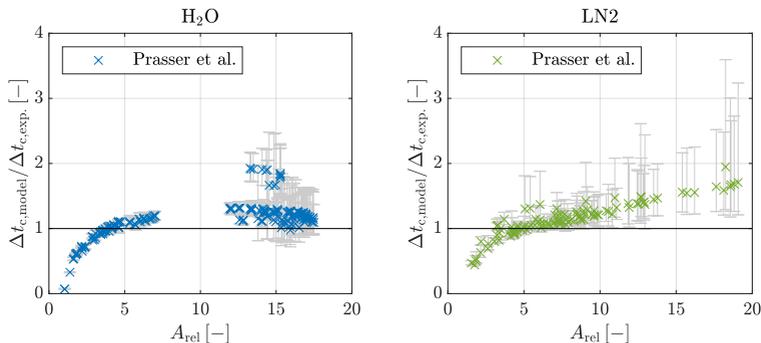


Abbildung 6.37.: H<sub>2</sub>O (links), LN<sub>2</sub> (rechts): Übereinstimmung des Prasser-Modells mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von  $A_{\text{rel}}$

Es wurde gezeigt, dass das Modell von Prasser bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigt als das Modell von Wylie & Sreeter. Des Weiteren wurden die Einflüsse der Eingangsparameter  $v_1$ ,  $P_0$  und  $A_{\text{rel}}$  analysiert. Da das Prasser-Modell an zeitlichen Messwerten validiert wurde, ist es nun möglich die Ausbreitung der Kavitation im Rohr abzuschätzen.

#### 6.4.4. Kavitationsausbreitung

Im Folgenden wird die mit dem Prasser-Modell errechnete maximale Ausbreitung der Gasphase  $x_{\text{max}}$  untersucht. Dazu wird der Maximalwert von  $x_c$  für jeden Testfall ermittelt und in Abbildung 6.38 über  $P_0$  und  $v_1$  dargestellt. Die Testfälle sind nach Wasserversuchen (links) und Stickstoffversuchen (rechts) unterteilt. Zur Visualisierung der Ausbreitung wird eine farbliche Skala bis 50 cm verwendet.

Während die Werte von  $P_0$  in beiden Datensets vergleichbar sind, ist  $v_1$  in H<sub>2</sub>O stets kleiner als 6 m/s. In H<sub>2</sub>O wird eine maximale Ausbreitung von  $x_{\text{max}} = 13.23$  cm erreicht, in LN<sub>2</sub> erreicht  $x_{\text{max}} = 52.9$  cm. Diese Ausbreitung ist geringer als der Abstand zwischen Ventil und Sensorposition 1 (siehe Tabelle 5.2: FTTF-1:  $x_1 = 29.9$  cm, FTTF-2:  $x_1 = 60$  cm), Position S1 wird folglich nicht von der Gasphase erreicht. Es ist zu beachten, dass in diesem Modell eine ideale Trennung zwischen Gas- und Flüssigphase angenommen wird und weitere Effekte wie Wärme- und Massentransport an der Phasengrenze nicht berücksichtigt werden. Des Weiteren wurde der Einfluss des statischen Drucks auf die Kavitationsform bereits von Zielke and Perko [109] beschrieben. Bei konstantem statischen Druck wird eine konzentrierte Kavitationsblase am Ventil mit einem deutlich größeren Gebiet verteilter

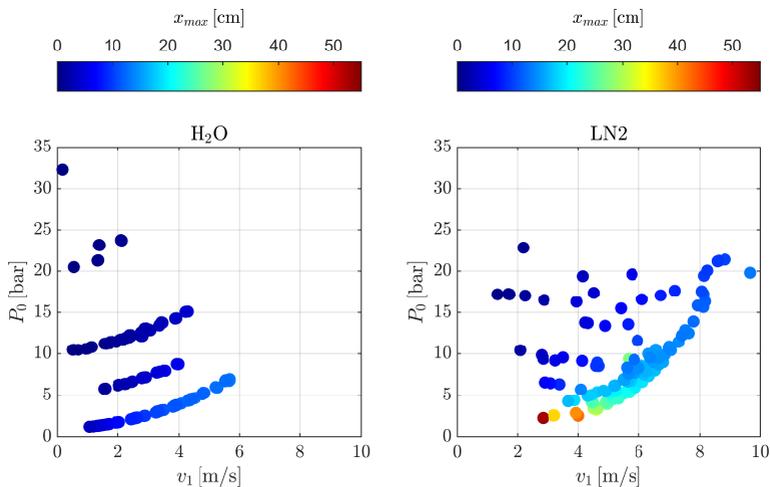


Abbildung 6.38.:  $H_2O$  (links)/ $LN_2$  (rechts): Maximale Kavitationsausbreitung über  $v_1$  und  $P_{HP}$

Kavitation davor erwartet (siehe Abbildung 3.3). Diese Beschreibung deckt sich mit experimentellen Ergebnissen von [90]. Es wurden Gasblasen mit einem optischen Zugang beobachtet, diese waren weiter vom Ventil entfernt als die Ausbreitung der Gasphase welche durch das Prasser-Modell berechnet wurde.

In Abbildung 6.39 ist die maximale Ausbreitung, inklusive der sich aus den Messfehlern ergebenden Abweichungen, über  $v_1$  dargestellt. Wie in den Abbildungen 6.27 bis 6.34 zu erkennen, ist die Form der Lösung von  $x_c$  parabelförmig, folglich ist es nicht verwunderlich, dass die Verteilung der Datenpunkte in Abbildung 6.39 denen in Abbildung 6.35 ähnelt. Während in  $LN_2$  einige Versuche große Fehlerbalken für  $x_c$  aufweisen, sind diese in  $H_2O$ -Versuchen verschwindend gering. Die Größe der Fehlerbalken für  $x_c$  und  $\Delta t_{c,modell}$  korreliert dabei.

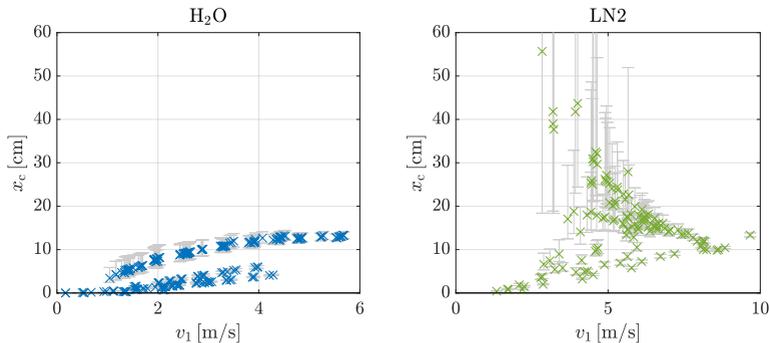


Abbildung 6.39.: H<sub>2</sub>O (links)/LN2 (rechts): Maximale Kavitationsausbreitung über  $v_1$  unter Berücksichtigung des Messfehlers

Um den Einfluss von  $P_0$  und  $v_1$  unabhängig von den durchgeführten Experimenten zu untersuchen, ist in Abbildung 6.40 die theoretische Lösung von  $x_{\max}$  für  $P_0 = 5-50$  bar bei  $v_1 = 0-15$  m/s gegeben. Die Rohrlänge entspricht der entsprechenden Konfiguration des FTTF.

Wie erwartet wird die maximale Kavitationsausbreitung für kleine Drücke  $P_0$  bei großen Geschwindigkeiten  $v_1$  erreicht. Die Lösungen für Wasser und Stickstoff unterscheiden sich dabei nur minimal voneinander, trotz unterschiedlicher Stoffeigenschaften. Die Dichte von Stickstoff ist zwar wesentlich kleiner als die von Wasser, allerdings ist die Rohrlänge des FTTF-2 länger als die des FTTF-1. Die Masse der Fluidsäule, im komplett gefüllten Rohr, ist in H<sub>2</sub>O  $\sim 7\%$  größer als in LN2.

Anhand der Linien in Abbildung 6.40 lassen sich Bereiche gleicher Ausbreitung identifizieren. Je geringer der Druck  $P_0$ , desto größer der Einfluss von  $v_1$ . Wie die Dauer der Kavitation  $\Delta t_c$ , nimmt auch  $x_{\max}$  bei zunehmenden Geschwindigkeit  $v_1$  und abnehmendem Druck  $P_0$  zu.

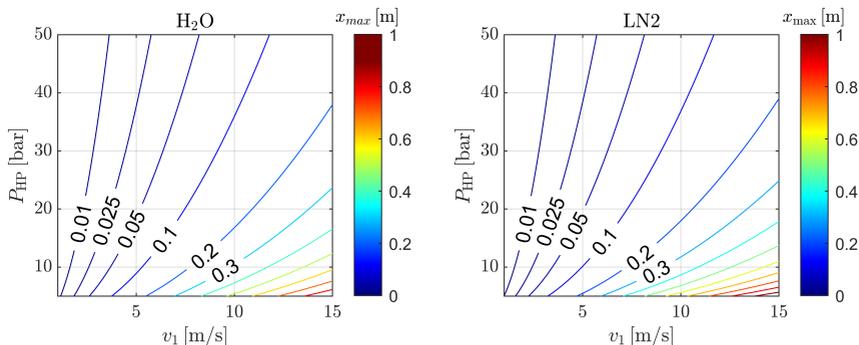


Abbildung 6.40.: H<sub>2</sub>O (links)/LN2 (rechts): Maximale theoretische Kavitationsausbreitung über  $v_1$  und  $P_{\text{HP}}$ . Wenn nicht anders gekennzeichnet, beträgt der Abstand zwischen jeder Linie 0.1 m.

## 6.5. Dämpfungsanalyse

Die Druckwelle des Fluidhammers wird auf Grund von Reibungseffekten mit der Zeit gedämpft. In diesem Kapitel wird die Dämpfungskonstante  $\delta$  des Fluidhammers berechnet. Bei Fällen in denen Kavitation auftritt wird nur der harmonische Anteil des Drucksignals betrachtet. Die Dämpfungskonstanten für Wasser wurden bereits von Klein et al. [33, 34] veröffentlicht. Eine Gegenüberstellung der Dämpfungskonstanten in Wasser und Stickstoff findet sich in Klein et al. [38].

Durch die Abbremsung des Fluids kommt es zu einem Druckanstieg im HP-Tank (siehe Abbildungen 6.16a bis 6.16d). Dieser Druckanstieg ist für Testfall D in Abbildung 6.41 auf der linken Seite dargestellt. Um diesen Anteil aus der Dämpfungskonstante zu eliminieren wird  $\hat{P} = P_{\text{S1}} - P_{\text{HP}}$  verwendet (rechts dargestellt). Die Daten werden in der Zeit verschoben, sodass die erste Druckspitze nach dem letzten Kavitationstal sich bei  $\hat{t} = 0$  ms befindet. Im harmonischen Teil der Schwingung werden nun die einzelnen Druckspitzen bestimmt und diese mit einer exponentiellen Fit-Funktion  $f_{\text{dmp}}(\hat{t}) = a \cdot e^{\delta \cdot \hat{t}}$  angenähert. Durch die Verwendung von  $\hat{P}$  oszilliert die Schwingung um  $P = 0$ , folglich wird in der Fit-Funktion keine Konstante benötigt. In Abbildung 6.42 ist dieser Fit für Fall D dargestellt.

Um die Aussagekraft der Fit-Funktionen für alle Testfälle zu verifizieren wurde das Bestimmtheitsmaß  $r^2$  für jeden H<sub>2</sub>O- und LN2-Testfall bestimmt und ist in Abbildung 6.43 dargestellt. In beiden Fluiden weisen 96 % der Testfälle  $r^2 > 95$  % auf.

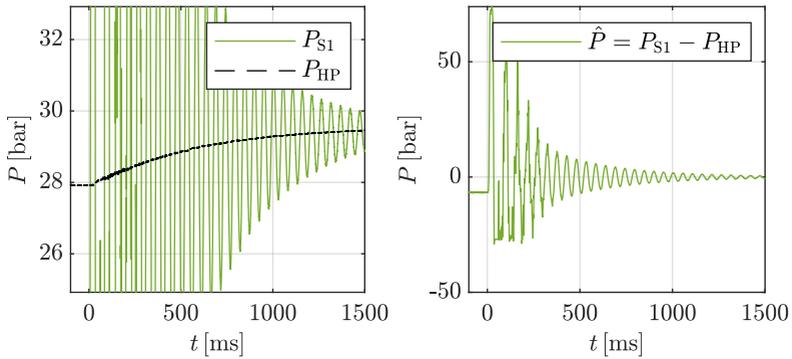


Abbildung 6.41.: LN2 - Fall D: Druck  $P_{S1}$  und  $P_{HP}$  (links), zur Bestimmung der Dämpfungskonstante benutzter Druck  $\hat{P}$  (rechts)

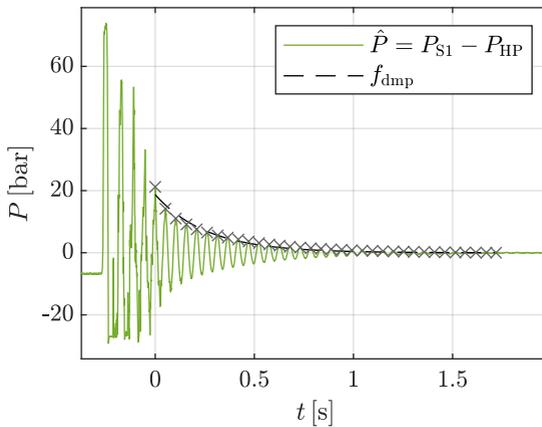


Abbildung 6.42.: LN2 - Fall D:  $\hat{P}$  mit der exponentiellen Fit-Funktion  $f_{dmp}(\hat{t})$

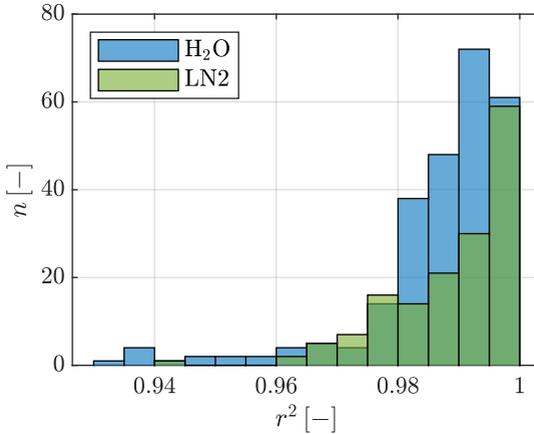


Abbildung 6.43.: H<sub>2</sub>O, LN2: Bestimmtheitsmaß  $r^2$

Die Dämpfungskonstanten  $\delta$  aller Testfälle beider Fluide sind in Abbildung 6.44 dargestellt. Dabei werden die Testfälle nach Kavitationsfällen und Referenzfällen unterteilt. Die Dämpfungskonstanten beider Fluide sind in der gleichen Größenordnung, streuen jedoch unterschiedlich stark. Während die Wasserreferenzfälle eine Abhängigkeit von  $\delta$  nach  $P_0$  zeigen, konnte dies bei Stickstoffreferenzfällen nicht beobachtet werden. Hier ist die Streuung von  $\delta$  wesentlich größer und korreliert nicht mit  $P_0$ .

Bei Fällen in denen Kavitation auftritt ist vor allem bei niedrigen Drücken  $P_0$  eine große Streuung von  $\delta$  zu sehen. Dies gilt für beide Fluide, wobei die Streuung in LN2 deutlich größer als in H<sub>2</sub>O ist.

Die Absolutwerte von  $\delta$  bei sehr hohen Drücken  $P_0 > 35$  bar sind in beiden Fluiden ähnlich, jedoch gibt es in LN2 nur wenige Testfälle bei diesen Drücken. Bei geringen Drücken  $P_0 < 10$  bar streut  $\delta$  in LN2 Versuchen zwischen  $\delta = -5 \text{ s}^{-1}$  und  $\delta = -20 \text{ s}^{-1}$  (mit vier Ausreißern bei  $\delta = -25 \text{ s}^{-1}$ ). In H<sub>2</sub>O-Versuchen ist die Streuung deutlich kleiner und liegt zwischen  $\delta = -2.5 \text{ s}^{-1}$  und  $\delta = -10 \text{ s}^{-1}$ , mit fünf Ausreißern bei  $\delta = -15 \text{ s}^{-1}$  bis  $\delta = -20 \text{ s}^{-1}$ .

Einige der LN2-Versuche bei geringen Drücke sind also deutlich stärker gedämpft als vergleichbare Wasserversuche.

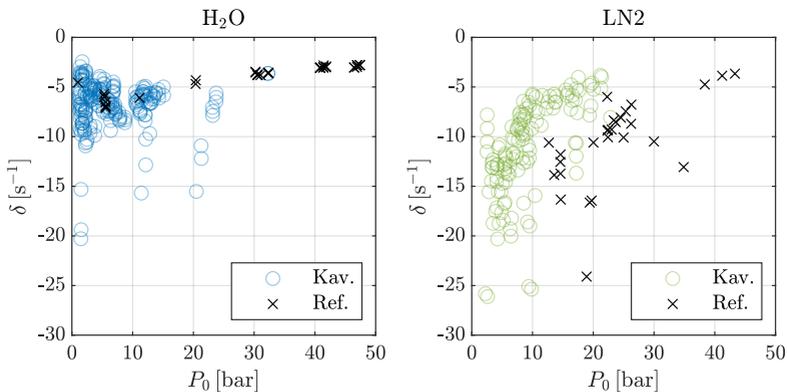


Abbildung 6.44.: H<sub>2</sub>O (links), LN<sub>2</sub> (rechts): Dämpfungskonstanten  $\delta$  der harmonischen Schwingung [38], übersetzt ins Deutsche, Lizenz: CC BY 4.0.

## 6.6. Kavitation und Akustik

Im Folgenden wird zunächst das Auftreten der Kavitation anhand der Druck- und Temperaturschriebe in der Flüssig- und Gasphase analysiert. Dabei werden die Unterschiede des Kavitationsverhaltens zwischen den Fluiden herausgearbeitet. Anschließend wird untersucht, inwiefern die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert.

### 6.6.1. Kavitation in Ventilnähe

Zu Untersuchung der Kavitation in Ventilnähe wird ausschließlich das erste Kavitationstal verwendet, da hier die Effekte der Kavitation am deutlichsten sichtbar sind. Nachdem die Übereinstimmung des Druckverlaufs mit dem erwarteten Dampfdruck untersucht wird, wird die Form der Drucksignale während des ersten Kavitationstals im Detail betrachtet.

#### Vergleich mit dem Dampfdruck

Im Folgenden wird das Auftreten von Kavitation anhand der ventilnächsten Sensorposition S1 beschrieben. Dazu wird zunächst der gemessene Druck mit dem durch die Temperaturmessung vorhergesagten Dampfdruck  $P_{V,temp}$  verglichen. Die in Kapitel 5 beschriebenen Messungenauigkeiten müssen berücksichtigt werden. Vor allem bei der Temperaturmessung in Stickstoff hat der Messfehler aufgrund der starken Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur einen enormen Einfluss auf  $P_{V,temp}$ .

In den Abbildungen 6.45 bis 6.48 ist das erste Kavitationstal der LN2-Fälle A,B,C und D dargestellt. In Grün ist hier das Drucksignal  $P_{S1}$  inklusive Messfehler dargestellt, in Rot ist der durch die Messung  $T_{S1}$  berechnete Dampfdruck  $P_{V,temp}$  inklusive des Temperaturmessfehlers dargestellt. Ferner ist sowohl  $P_{HP}$  als auch der für die spätere Auswertung verwendete experimentell bestimmte Druck  $P_{V,exp}$  abgebildet.

Der Verlauf von  $P_{S1}$  unterscheidet sich von Fall zu Fall erheblich, während in Fall A größere Schwankungen zu Beginn des Kavitationstals beobachtet werden können, sind diese in den Fällen C-D nicht mehr präsent. Diese Fälle sind gekennzeichnet durch einen initialen Unterschwinger des Drucks, gefolgt von einer Phase des konstanten Drucks bis etwa  $t = 60$  ms. Hier tritt eine Druckspitze auf, bei der es sich um die Reflexion des Fluidhammers handelt. Nach dieser Druckspitze sind diverse Druckschwankungen zu beobachten. In Fall C kann sogar eine weitere Druckspitze des Fluidhammers bei  $t = 90$  ms beobachtet werden.

$P_{V,temp}$  ist während des Kavitationstals nahezu konstant und weist einen nahezu konstanten Fehler von  $\approx \pm 1.5$  bar auf. Zudem ist  $P_{V,temp}$  tendenziell größer als  $P_{S1}$  in den quasi konstanten Abschnitten.

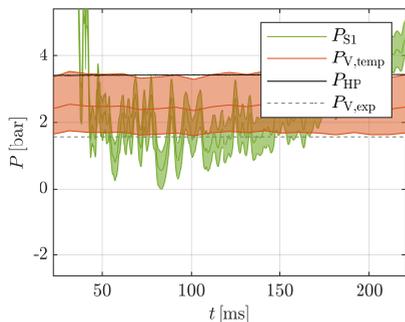


Abbildung 6.45.: Fall A

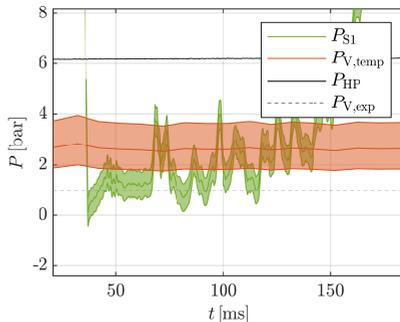


Abbildung 6.46.: Fall B

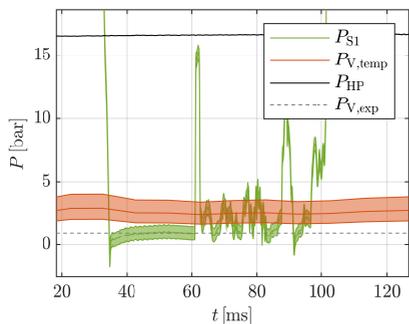


Abbildung 6.47.: Fall C

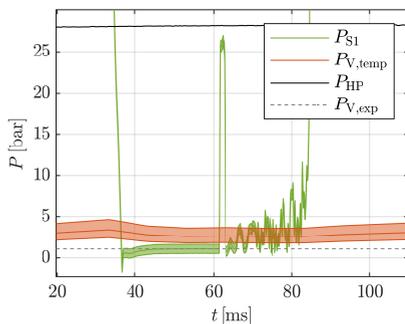


Abbildung 6.48.: Fall D

Analog zu 6.45 bis 6.48 sind für Wasser die ersten Kavitationstäter der Versuche E,F,G und H in den Abbildungen 6.49 bis 6.52 abgebildet.

$P_{S1}$  ist hier in blau dargestellt, die restlichen Graphen sind identisch zu denen in den vorherigen Abbildungen. Der Verlauf von  $P_{S1}$  ist deutlich konstanter als der in LN2, jedoch treten unregelmäßige Druckspitzen auf, welche in LN2 nicht beobachtet werden konnten.

$P_{V,temp}$  ist auch hier mit Messfehler dargestellt, allerdings ist dieser so gering, dass der Bereich quasi nicht sichtbar ist. Zum einen ist der Messfehler der Temperaturmessung bei Raumtemperatur geringer als bei kryogenen Temperaturen, zum anderen beträgt die Änderung von  $P_V$  nur wenige Millibar pro Grad Kelvin. Generell ist die Übereinstimmung zwischen  $P_{S1}$  und  $P_{V,temp}$  in allen Testfällen sehr gut.

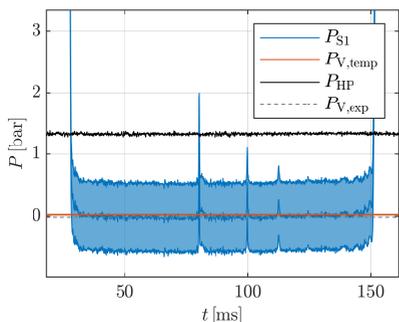


Abbildung 6.49.: Fall E

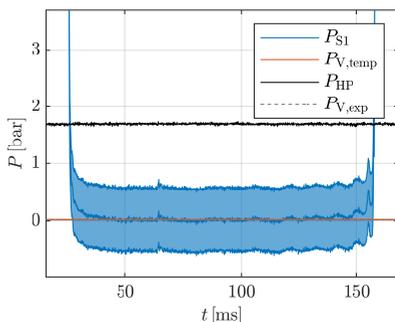


Abbildung 6.50.: Fall F

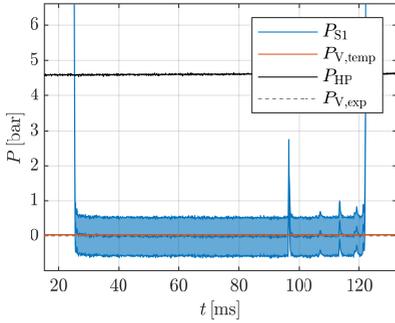


Abbildung 6.51.: Fall G

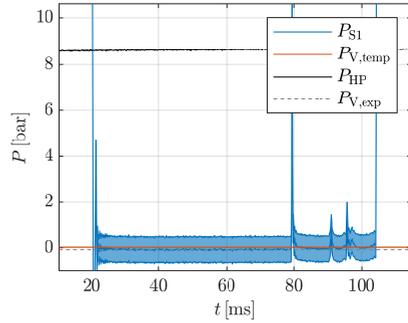


Abbildung 6.52.: Fall H

Um die oben beschriebenen Effekte zu quantifizieren, wird die Differenz zwischen dem aus der Temperaturmessung erwarteten Dampfdruck und dem gemessenen Druck  $\Delta P_e = P_{V,temp,\emptyset} - P_{V,exp}$  für jeden Versuch der Testmatrix bestimmt.  $P_{V,temp,\emptyset}$  ist der Mittelwert in dem Zeitraum des Kavitationstals und somit ein repräsentativer Wert für  $P_{V,temp}$ . Dieser Ansatz wurde gewählt, da  $P_{V,temp}$  in diesem Zeitraum nahezu konstant ist.

Der für den Druckschrieb  $P_{S1}$  repräsentative Wert  $P_{V,exp}$  wird auf Grund der starken Variation von  $P_{S1}$  nicht mit Hilfe des Mittelwerts bestimmt. Damit  $P_{V,exp}$  den Testfall möglichst gut repräsentiert wird der Wert von  $P_{S1}$  determiniert in dem  $P_{S1}$  über einen möglichst langen Zeitraum konstant ist. Dazu wird das Drucksignal  $P_{S1}$  während des Kavitationstals betrachtet und der häufigste Messwert in diesem Zeitraum bestimmt. Dieser Wert wird anschließend als repräsentativer Wert  $P_{V,exp}$  für den den spezifischen Testfall verwendet. Dazu wird die Matlabfunktion „mode“ verwendet [63].  $P_{V,exp}$  ist in den Abbildungen 6.45 bis 6.52 abgebildet und zeigt eine gute Übereinstimmung mit  $P_{S1}$  im konstanten Bereich.

Die Ergebnisse für beide Fluide sind in Abbildung 6.53 dargestellt, jeder Datenpunkt repräsentiert einen Testfall. Die Fehlerbalken zeigen den maximalen beziehungsweise den minimalen Abstand zwischen den Bereichen von  $P_{V,temp,\emptyset}$  und  $P_{V,exp}$ .

In Wasserversuchen ist der Druckunterschied  $\Delta P_e$  quasi nicht existent. Der Fehlerbalken kommt hier quasi ausschließlich von der Druckmessung und ist entsprechend für die überwiegende Mehrheit der Testfälle konstant. Lediglich einige Ausreißer bei  $P_0 > 20$  bar können beobachtet werden.

In Stickstoff zeichnet sich ein anderes Bild ab,  $\Delta P_e$  ist in der Mehrheit der Versuche  $> 0$ . Die Betrachtung der Messfehler bestätigt diese Beobachtung, auch der minimale Abstand  $P_{V,temp,\emptyset} - P_{V,exp}$  ist in der Mehrheit der Ver-

suchsfälle  $> 0$ . Der gemessene Dampfdruck  $P_{V,\text{exp}}$  unterschreitet den aus der Temperaturmessung erwarteten Dampfdruck  $P_{V,\text{temp},\emptyset}$  um durchschnittlich  $\emptyset\Delta P_e = 1.06 \Big|_{-0.75}^{+1.61}$  bar.

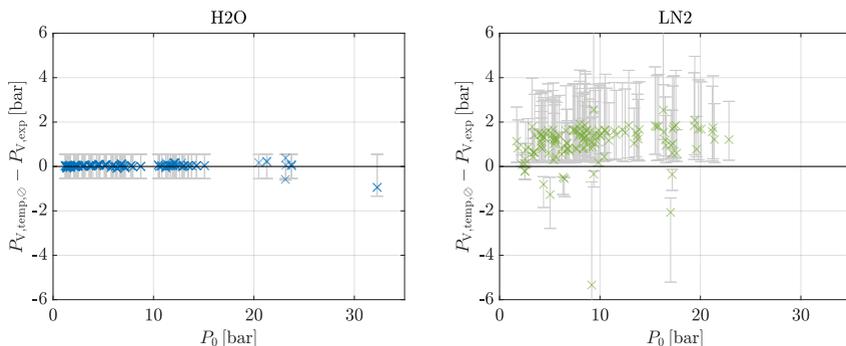


Abbildung 6.53.: H<sub>2</sub>O (links)/LN<sub>2</sub> (rechts): Druckdifferenz  $\Delta P_e = P_{V,\text{temp},\emptyset} - P_{V,\text{exp}}$  unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten

### Druckspitzen während der Kavitation

In diesem Abschnitt werden die Druckschwankungen während des ersten Kavitationstals im Detail beleuchtet. Dazu sind zunächst die Druckverläufe der dynamischen Drucksensoren in der Teststrecke ( $P_{S1-3,\text{dyn}}$ ) sowie  $P_{\text{HP}}$  in den Abbildungen 6.54 (Fall G,H) und 6.55 (Fall A,B) dargestellt. Da während der Kavitation Druckspitzen auf sehr kleinen Zeitskalen auftreten können, werden hier die dynamischen Sensoren verwendet.

In den Wasserversuchen sind in  $P_{S3,\text{dyn}}$  und  $P_{S4,\text{dyn}}$  diverse Oszillationen um  $P_{\text{HP}}$  zu erkennen. Diese Oszillationen sind einander ähnlich, was nicht verwunderlich ist, da die verwendeten Messstellen (S3 und S4) nur 0.7 m voneinander entfernt sind (siehe Tabelle 5.2 und Abbildung 5.2). Es kann jedoch kein direkter Zusammenhang zwischen den in  $P_{S1,\text{dyn}}$  auftretenden Druckspitzen und den Druckspitzen in  $P_{S3,\text{dyn}}$  und  $P_{S3,\text{dyn}}$  beobachtet werden.

Die LN<sub>2</sub>-Versuche zeigen ein anderes Ergebnis. In Fall C sind zwei breite Druckspitzen in  $P_{S1,\text{dyn}}$  zu erkennen. Der zeitliche Abstand zwischen dem Beginn des Kavitationstals und der ersten Druckspitze ist dabei ähnlich zu dem Abstand zwischen der ersten und zweiten Druckspitze. Nur die erste dieser beiden Druckspitzen ist in Fall D präsent. Anhand der Druckverläufe

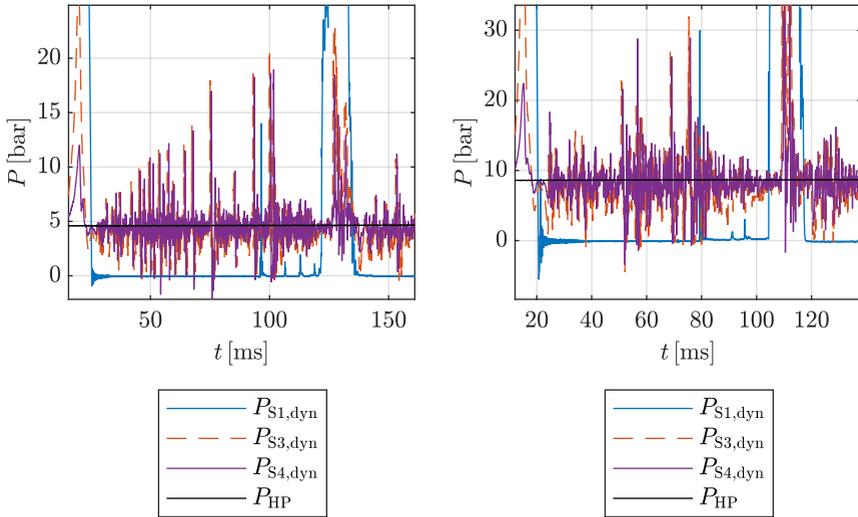


Abbildung 6.54.:  $H_2O$  - Fall G,H: Erstes Kavitationstal

$P_{S2}$  und  $P_{S3}$  zu Beginn der Kavitation lässt sich erkennen, dass die Druckwelle so läuft wie in der Theorie (Abbildung 3.2) vorhergesagt. Das Signal in allen Drucksensoren in der Teststrecke beginnt mit der Zeit mehr zu rauschen, wobei in beiden gezeigten Fällen das Rauschen zunächst in  $P_{S2}$  auftritt. Sowohl  $P_{S2,dyn}$  als auch  $P_{S3,dyn}$  sind fast während des gesamten Kavitationstals  $< P_{HP}$ , dies ist ein wesentlicher Unterschied zwischen den Stickstoff- und den Wasserversuchen.

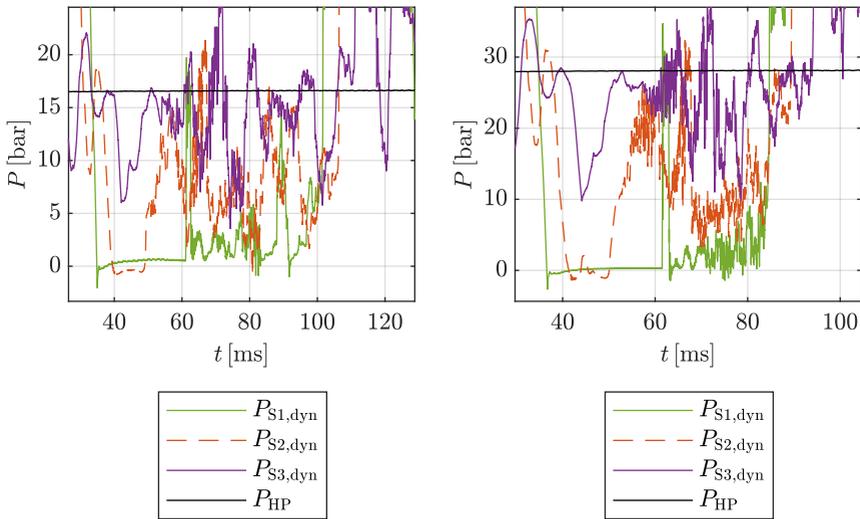


Abbildung 6.55.: LN2 - Fall C,D: Erstes Kavitationstal

Um die Druckschwankungen in allen Fällen zu analysieren und Trends, beziehungsweise Anhäufungen von Druckspitzen zu finden, sind die kumulierten Druckschriebe in Abbildung 6.56 bis 6.61 dargestellt. Für Sensorposition S1 wird die Summe von  $P_{S1,dyn}$  über alle Testfälle gebildet und durch die Anzahl der Versuche  $n$  geteilt. Bei den anderen Sensorpositionen liegt der Fokus auf der Abweichung von  $P_{HP}$ , deswegen wird hier  $P_{S2-4,dyn} - P_{HP}$  aufsummiert und anschließend durch  $n$  geteilt. Die Zeit ist auf die Laufzeit einer Schallwelle durch das Rohr normiert  $\hat{t} = t/(l/a_0)$ , wobei  $\hat{t} = 0$  dem Beginn der Kavitation entspricht. Die Dauer des ersten Kavitationstals variiert von Versuch zu Versuch. Dies hat zur Folge, dass die Anzahl der Versuche  $n$  mit fortlaufender Zeit  $\hat{t}$  abnimmt.

Mit Blick auf Abbildung 3.2 wird erwartet, dass die Druckwelle während der Kavitationsphase durch das Rohr läuft und zwischen  $P_{HP}$  und  $P_V$  oszilliert. An Position S1 werden also Druckspitzen bei  $\hat{t} = 2, 4, 6, \dots$  erwartet. In der Mitte des Rohres (S2) sollte diese Oszillation komplett sichtbar sein und am Ende des Rohres (S3, S4) werden negative Druckspitzen bei  $\hat{t} = 1, 3, 5, \dots$  erwartet.

Die kumulierten Druckverläufe der Wasserversuche sind in Abbildung 6.56 bis 6.58 dargestellt. An Position S1 treten nur geringfügige Häufungen der

Druckspitzen, beispielsweise im Bereich  $\hat{t} = 4$  bis 5 auf. Auffallend ist, dass im Bereich  $\hat{t} = 7$  bis 8 kaum Druckspitzen beobachtet werden, anschließend ( $\hat{t} = 8$  bis 15) treten diese wiederum vermehrt auf. Bei  $\hat{t} > 15$  sind keine prominenten Druckspitzen mehr auszumachen. Es sei angemerkt, dass  $n$  mit steigendem  $\hat{t}$  abnimmt, was die Aussagekraft des Graphen für große  $\hat{t}$  deutlich schmälert.

In  $P_{S3,dyn}/n$  und  $P_{S4,dyn}/n$  treten ab  $\hat{t} = 2$  viele Oszillationen auf. Die Amplitude dieser Oszillationen ist in  $P_{S3,dyn}/n$  größer als in  $P_{S4,dyn}/n$ , jedoch können in  $P_{S4,dyn}/n$  mehr hochfrequente Oszillationen beobachtet werden. In beiden Graphen ist eine negative Druckspitze bei  $\hat{t} = 1$  deutlich zu erkennen. Dieser folgt eine positive Druckspitze, welche an Sensorposition S3 fast  $P = 0$  bar und an Sensorposition S4  $P = 0$  bar erreicht. Diese Beobachtung stimmt mit der in  $P_{S1}$  überein, die Druckwelle läuft zunächst einmal durch das Rohr und wieder zurück, wo sie auf die Kavitation in Ventilnähe trifft. Ab diesem Zeitpunkt werden sowohl in  $P_{S3,dyn}/n$  als auch in  $P_{S4,dyn}/n$  unregelmäßig auftretende Druckschwankungen beobachtet. Beide Signale

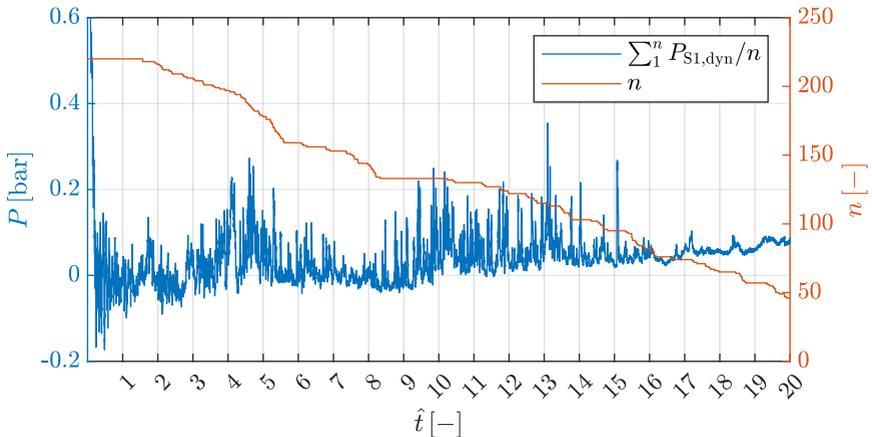
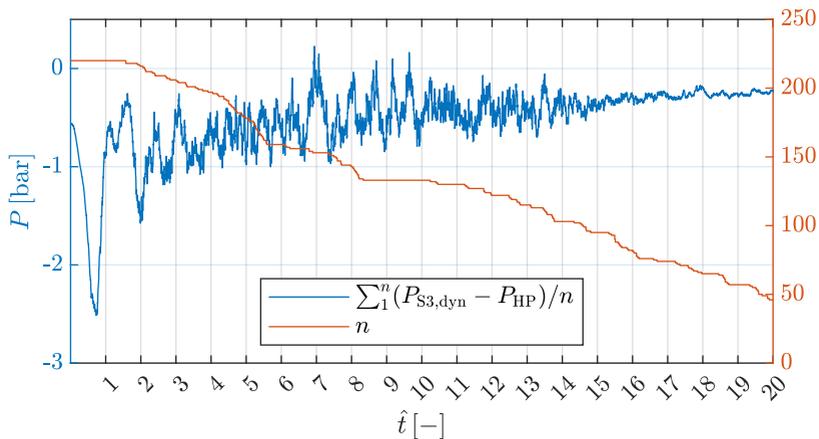
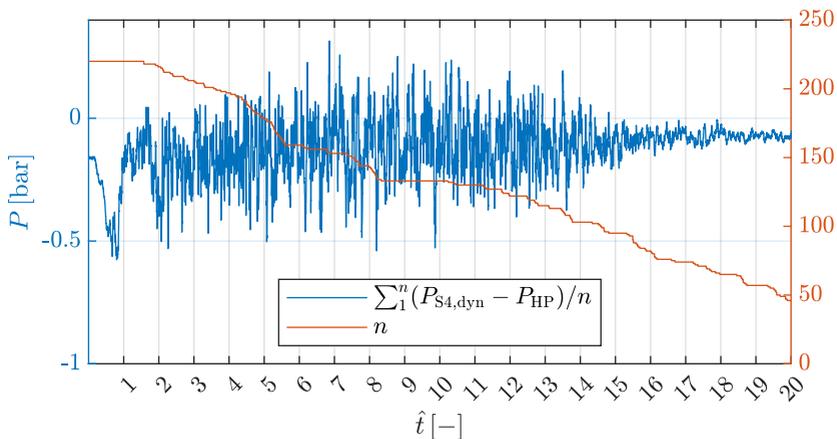


Abbildung 6.56.: H<sub>2</sub>O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S1

Abbildung 6.57.: H<sub>2</sub>O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S3Abbildung 6.58.: H<sub>2</sub>O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S4

Die kumulierten Drucksignale der Stickstoffversuche finden sich in Abbildung 6.59 bis 6.61. Alle Verläufe eint, dass der Anteil von hochfrequentem Rauschen geringer ist als es in den Wasserversuchen beobachtet wurde. Dieses Verhalten deckt sich mit den exemplarisch gezeigten Fällen C und D, siehe Abbildung 6.55. Die hochfrequenten Signalanteile werden in Kapitel 6.7 ausführlich analysiert.

Im kumulierten Signal von  $P_{S1,dyn}$  ist eine deutliche Druckspitze bei  $\hat{t} = 2$  zu erkennen. Eine Weitere kann zwischen  $\hat{t} = 4$  und 5 lokalisiert werden. Der kumulierte Druckverlauf von  $P_{S1,dyn}$  nimmt ab  $\hat{t} = 3$  zu, begründet durch den Druckanstieg an Sensorposition S1 zum Ende eines Kavitationstals. Der Verlauf der Druckwelle ist im kumulierten Signal von  $P_{S2,dyn}$  gut zu erkennen, die lokalen Minima sind bei  $\hat{t} = 1$  und 5, die lokalen Maxima bei  $\hat{t} = 2$  und  $\sim 4$ . Folgerichtig sind im kumulierten Signal von  $P_{S1,dyn}$  negative Druckspitzen bei  $\hat{t} = 1$  und zwischen  $\hat{t} = 3$  und 4 zu erkennen. Die zweite Spitze ist deutlich breiter und weist eine wesentlich geringere Auslenkung auf.

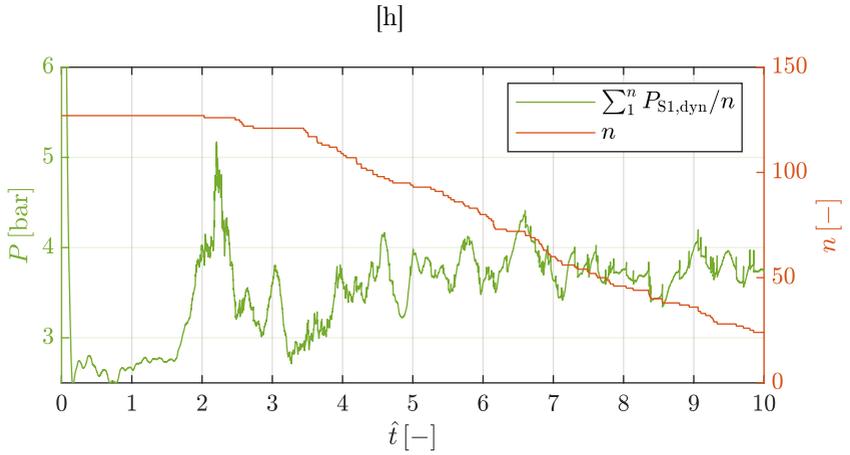


Abbildung 6.59.: H<sub>2</sub>O: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S1

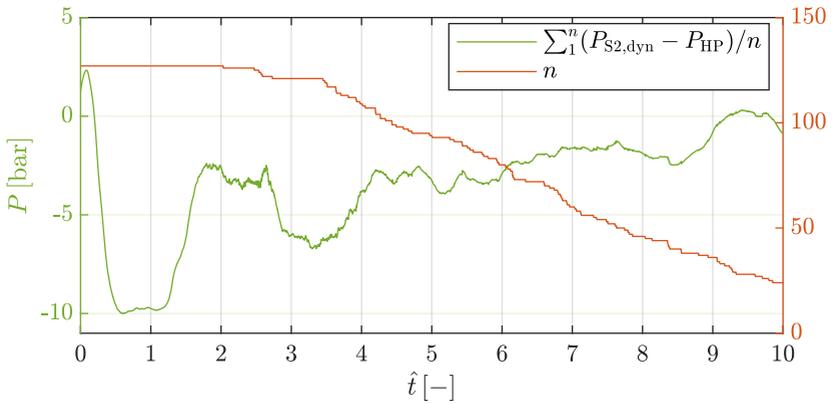


Abbildung 6.60.: LN<sub>2</sub>: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S2

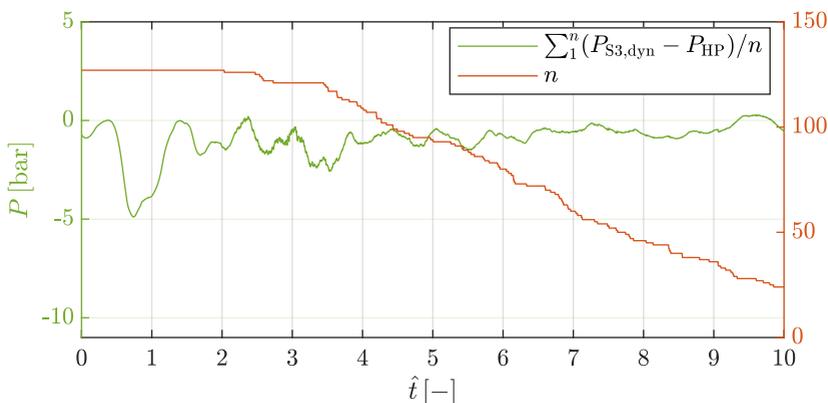


Abbildung 6.61.: LN2: Verteilung der Druckspitzen an Sensorposition S3

Infolgedessen lässt sich resümieren, dass die kumulierten Druckverläufe in den LN2-Versuche eine größere Übereinstimmung mit den aus Abbildung 3.2 erwarteten Druckverläufen aufweisen als die H<sub>2</sub>O-Versuche. In den Wasser-ersuchen konnten ab  $\hat{t} = 2$  statt einer durch das Rohr laufenden Druckwelle während der Kavitation nur unregelmäßige Druckspitzen detektiert werden. Ähnliche hochfrequente Druckschwankungen wurden von Bergant et al. [8] in Experimenten mit Wasser bei einer Strömungsgeschwindigkeit vor Ventilschluss von  $v_0 = 1.4 \text{ m/s}$  beobachtet. Dies ist die von den Autoren größte erreichte Strömungsgeschwindigkeit, bei kleineren  $v_0$  traten die Effekte nicht auf. Die Autoren führen den Effekt auf den Kollaps von im gesamtem Rohr auftretender verteilter Kavitation zurück. Zu dem gleichen Ergebnis kommen Karadžić et al. [32] und weisen darauf hin, dass diese Druckspitzen weder experimentell, noch numerisch reproduzierbar sind. Wie in Abbildung 6.8 gezeigt, ist der Großteil der in dieser Arbeit erreichten Strömungsgeschwindigkeiten in beiden Fluiden deutlich größer als  $1.4 \text{ m/s}$ . Im Folgenden wird untersucht ob das in Wasser detektierte Rauschen zufällig verteilt ist oder ob sich Muster abzeichnen, die bestimmten Eigenfrequenzen zuzuordnen sind.

### 6.6.2. Kavitation als akustische Randbedingung

In Kapitel 6.6.1 wurde gezeigt, dass die Druckschriebe in der Flüssigphase sich während des Auftretens von Kavitation in H<sub>2</sub>O und LN2 stark voneinander unterscheiden. Während die Druckschwingungen in LN2 dem Fluidhammer zugeordnet werden können, erscheinen die auftretenden Oszillationen an Sensorposition S2 in H<sub>2</sub>O überwiegend zufällig.

## Vermutung

Ziel der Untersuchung ist es, in diesen Oszillationen nach gehäuft auftretenden Frequenzen zu suchen. Vermutet wird, dass die Kavitation eine akustische Randbedingung bildet und diese auf Grund der geringen akustischen Impedanz einen Schallreflexionsfaktor von  $r = -1$  aufweist.

Wie in Abbildung 4.4 zu sehen, ist bereits ein kleiner Gasvolumenanteil ausreichend um  $r$  deutlich ins Negative zu bringen. Da die Kavitation nah am Ventil auftritt, wird die geschlossene Randbedingung des Ventils durch die offene Randbedingung der Kavitation ersetzt. Folglich wird eine Häufung der Frequenzen in den Bereichen der Eigenfrequenzen eines an beiden Seiten offenen Systems erwartet.

## Methode

- **Auswahl der Testfälle:**

Es werden nur Testfälle mit einer Kavitationsdauer  $\Delta t_{v1} \geq 100\text{ms}$  betrachtet. Die Grenzdauer wurde gewählt, da die Frequenzauflösung der FFT  $\Delta f = 1/\Delta t_{c1}$  ist und folglich eine Auflösung von mindestens  $\Delta f = 10\text{ Hz}$  erreicht wird.

- **Auswahl der Sensoren:**

In den  $\text{H}_2\text{O}$ -Experimenten wird nur Sensorposition S3 ausgewertet. Da der Abstand zwischen S3 und S4 gering ist und die Druckschwankungen an Position S4 eine geringere Amplitude haben als an Position S3, liefert die Betrachtung von S4 keinen nennenswerten Mehrwert.

In den LN2-Experimenten wird sowohl Sensorposition S2 als auch S3 ausgewertet. In  $\text{H}_2\text{O}$ -Versuchen werden die dynamischen Drucksensoren genutzt. Bei LN2 Versuchen hingegen werden die statischen Drucksensoren verwendet, da in der NH-20-Kampagne (siehe Tabelle 6.1) die dynamischen Drucksensoren bei einigen Testfällen ausgefallen sind. Wie in Kapitel 6.3 gezeigt, sind in den LN2 Versuchen die Unterschiede zwischen den statischen- und den dynamischen Drucksensoren für die folgende Auswertung zu vernachlässigen.

- **FFT:**

Es wird eine FFT des Drucksignals an den oben beschriebenen Positionen durchgeführt. Daraus werden die drei am stärksten angeregten Frequenzen eines jeden Testfalls extrahiert.

- **Normierung**

Die gefundenen Frequenzen werden auf die erste Eigenfrequenz eines an

beiden Seiten offenen Rohrs  $f_{1,0/0}$  normiert. Die Berechnung von  $f_{1,0/0}$  erfolgt in LN2 für jeden Testfall individuell anhand der Schallgeschwindigkeit  $a$ . Bei Wasserversuchen wird die Normierung auf  $f_{1,0/0} = 90.7 \text{ Hz}$  festgelegt, da Abweichungen von  $a$  über alle Testfälle hinweg vernachlässigbar sind.

- **Darstellung**

Die gefundenen Frequenzen werden in einem Histogramm mit einer Klassenbreite gleich der minimalen Auflösung  $\Delta f_{\text{bin}} = 10 \text{ Hz}/f_{1,0/0}$  dargestellt. Durch die Normierung ergeben sich folglich unterschiedliche Säulenbreiten für beide Fluide.

- **Fit-Funktion**

Als Fit-Funktion wird die Summe von  $n$  Gauß-Funktionen:  $g_{\text{fit}}(f) = \sum_{i=1}^n g_i(f)$  verwendet, wobei  $n$  die Nummer der Eigenfrequenz ist.

## Ergebnisse H<sub>2</sub>O

Das Ergebnis der beschriebenen Methode für die Sensorposition S3 ist in Abbildung 6.62 dargestellt. Die Verteilung der Frequenzen lässt sich durch zwei Normalverteilungen beschreiben. Die einzelnen Gauß-Kurven erreichen ihre jeweiligen Maxima bei  $f_{1,\text{exp}}/f_{1,0/0} = 1.13$ , beziehungsweise  $f_{1,\text{exp}}/f_{1,0/0} = 2.28$ . Das zweite Maximum entspricht also dem doppelten des ersten Maximums und der Unterschied zwischen diesen beiden ermittelten Frequenzen ist gleich  $f_{1,\text{exp}}$ . Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert. Die Obertöne des Fluidhammers können mit Gleichung 3.18 berechnet werden. Wäre die Fluidhammer-Frequenz dominant, wäre  $f_{2,\text{exp}}$  demnach dreimal so groß wie  $f_{1,\text{exp}}$ .

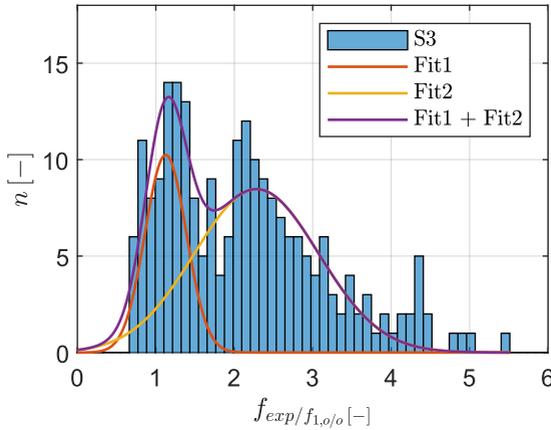


Abbildung 6.62.: H<sub>2</sub>O: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S3.

## Ergebnisse LN2

In Abbildung 6.63 ist das Histogramm der am häufigst angeregten Frequenzen der LN2-Versuche an Sensorposition S3 dargestellt. Die Gauß-Funktionen erreichen ihr jeweiliges Maximum bei  $f_{\text{exp}}/f_{1,o/o} = 0.92$ , beziehungsweise bei  $f_{\text{exp}}/f_{1,o/o} = 1.78$ .

Es handelt sich also auch hier um eine gute Übereinstimmung der am stärksten angeregten Frequenzen mit den erwarteten Frequenzen für ein beidseitiges offenes Rohr.

Die in LN2 beobachtete Häufigkeitsverteilung der am stärksten angeregten Frequenzen stimmt somit mit den Beobachtungen in H<sub>2</sub>O, siehe Abbildung 6.62, überein.

Im Gegensatz zum FTTF-1 gibt es am FTTF-2 einen Sensor in der Mitte der Teststrecke. Das aus diesem Sensor erstellte Histogramm ist in Abbildung 6.64 abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die am stärksten angeregten Frequenzen quasi ausschließlich in dem Bereich  $f_{\text{exp}}/f_{1,o/o} = 0.5$  bis 1 liegen. Die Fit-Funktion hat ihr Maximum bei  $f_{\text{exp}}/f_{1,o/o} = 0.78$ , angeregte Obertöne sind nicht beobachtbar.

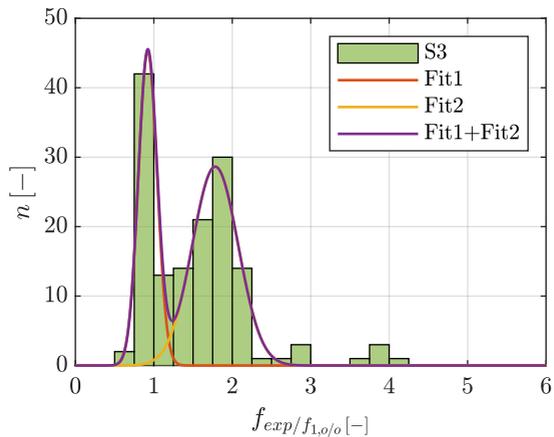


Abbildung 6.63.: LN2: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S3 [38], Lizenz: CC BY 4.0

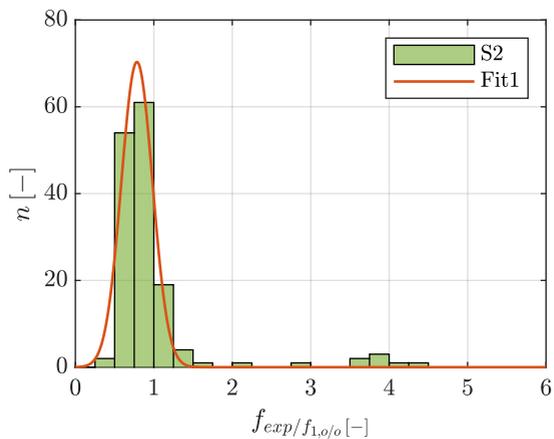


Abbildung 6.64.: LN2: Histogramm der am häufigsten angeregten Frequenzen an Sensorposition S2 [38], Lizenz: CC BY 4.0

Eine Erklärung dafür, dass an Position S2 nur die erste Eigenfrequenz beobachtet werden kann ist in Abbildung 6.65 gegeben. Abgebildet sind die ersten drei Eigenmoden einer stehenden Welle in einem an beiden enden offenen Rohr. Die Sensorpositionen S2 und S3 sind prozentual zur Rohrlänge der Messstrecke gegeben. Es wird angenommen, dass sowohl Kavitation als auch Tank eine offene Randbedingung sind, folglich befinden sich hier jeweils Druckknoten der stehenden Welle. Die Amplituden der Schwingungen  $f_n$  sind zur besseren Übersicht mit  $1/n$  skaliert.

Im Gegensatz zu Sensorposition S3, an der alle gezeigten Eigenmoden gemessen werden können, ist es an Sensorposition S2 nicht möglich  $f_{2,o/o}$  zu detektieren, da der Sensor in der Nähe des Druckknotens dieser Mode liegt. Diese Beobachtungen führen zu der Erkenntnis, dass es sich bei den während der Kavitation auftretenden Oszillationen um eine Superposition des Fluidhammers und einer stehenden Welle zwischen der Kavitation und dem Tank handelt.

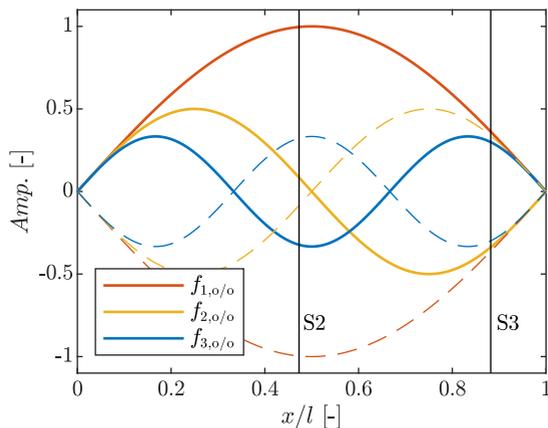


Abbildung 6.65.: LN2: Sensorpositionen in Bezug auf eine stehende Welle [38]

## 6.7. Rauschverhalten

Um die Unterschiede von LN2 und  $H_2O$  weiter zu charakterisieren wird in diesem Kapitel das Rauschverhalten während des Auftretens von Kavitation untersucht. Die Fälle, in denen Kavitation auftritt, werden mit den Referenzfällen verglichen, um so den Einfluss der Kavitation zu identifizieren. Nach

Ventilschluss gibt es keine äußeren Einwirkungen auf das System. Das Auftreten der Kavitation und die damit einhergehende Implosion von Gasblasen ist folglich die wahrscheinlichste Quelle für hochfrequente Oszillationen.

## Methoden

Die hier präsentierte Methode wird sowohl auf Testfälle in denen Kavitation auftritt, als auch auf die Referenzfälle angewandt.

- **Sensorauswahl**

Von Interesse sind die Sensorpositionen, an denen Flüssigphase vorliegt. Da die Kavitation am Ventil auftritt, wird in LN2 Experimenten Sensorposition S2 und S3 ausgewertet, in H<sub>2</sub>O Experimenten S3 und S4. Bei der Bildung und dem Zerfall von Kavitationsblasen handelt es sich um Prozesse auf sehr kleinen Zeitskalen. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, werden für die Auswertung die dynamischen Drucksensoren verwendet.

- **Unterteilung des Drucksignals**

Wie in Kapitel 6.1 beschrieben, wird der Testfall in zwei Bereiche unterteilt. Den Bereich in dem Kavitation auftritt und der Bereich der harmonischen Oszillation. Als Grenze wird die Druckspitze der Fluidhammer Schwingung nach dem letzten Kavitationstal festgelegt. Die Referenzfälle werden folgerichtig nicht unterteilt.

- **Nummerierung**

Die Druckspitzen werden ausgehend von der Unterteilung fortlaufend nummeriert. Der ersten Druckspitze nach dem letzten Kavitationstal wird der Wert 0 zugewiesen.

- **Normierung**

Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Testfällen herzustellen, werden Druckdaten auf den Maximalwert von  $P_{S1}$  normiert.

- **Filter**

Um alle durch den Fluidhammer induzierter Frequenzen zu eliminieren, wird das Drucksignal mit Hilfe eines Hochpassfilters der Frequenz  $f_{HP} = 250$  Hz gefiltert. Diese ist mehr als doppelt so groß wie die Eigenfrequenz der Schwingung wenn die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert ( $f_{1,o/o} = 90.7$  Hz in H<sub>2</sub>O, siehe Kapitel 6.6.2). So wird der Einfluss des Fluidhammers auf die Analyse eliminiert und nur der hochfrequente Anteil wird betrachtet. Da  $f_{1,o/o}$  in LN2 kleiner ist als in H<sub>2</sub>O, ist die Betrachtung der Frequenzen in H<sub>2</sub>O ausreichend. Für den

dynamischen Drucksensor  $P_{S2,dyn}$  folgt das gefilterte Signal:

$$P_{S2,flt} = \text{HPfilt}(P_{S2,dyn})|_{50\text{ Hz}} \quad (6.4)$$

- **Lärmpegel**

Um den Lärmpegel in der Flüssigphase während der Drucktäler zu bestimmen werden der Absolutvektor des gefilterten Signals  $P_{S2,abs}$  bestimmt.

$$P_{S2,abs} = \text{abs}(P_{S2,flt}) \quad (6.5)$$

Abschließend wird im Zeitraum jedes Drucktals der Mittelwert von  $P_{S2,abs}$  gebildet:

$$P_{S2,abs,\emptyset,j} = \emptyset(P_{S2,abs}(j)) \quad (6.6)$$

Durch die Verwendung des Mittelwerts wird der Einfluss der Dauer des Drucktals ignoriert. Wobei  $j$  das jeweilige Drucktal markiert. Dabei orientiert sich  $j$  an der Nummer der Druckspitzen. Die Druckspitze nachdem zum letzten Mal Kavitation auftritt wird mit  $j = 0$  markiert, die Druckspitze vor dem letzten Kavitationstal erhält  $j = -1$ , die Druckspitze nach dem ersten Drucktal ohne Kavitation entsprechend  $j = 1$ . Folglich werden die Drucktäler in denen Kavitation auftritt mit  $j = -1/2, -3/2, -5/2, \dots$ , die ohne Kavitation mit  $j = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$  bezeichnet.

- **Vergleich aller Testfälle**

Um den Lärmpegel aller Versuche miteinander zu vergleichen und Trends zu identifizieren wird für jedes Drucktal ein gemittelter Wert über mehrere Versuche gebildet. Dabei wird einerseits nach dem Fluid unterschieden, andererseits ob in dem Versuch Kavitation auftritt oder nicht. In den so entstanden vier Teildatensätzen ist für jedes Drucktal nun ein Wert für den Lärmpegel vorhanden. Zusätzlich wird, um die Streuung der Lärmpegel in den einzelnen Versuchen zu verdeutlichen, das 68 % Quantil gebildet.

- **Darstellung**

Die Mittelwerte und 68 % Quantile des Lärmpegels werden für die einzelnen Drucktäler dargestellt. Es wird zwischen Kavitationsfällen und Referenzfällen unterschieden.

In Abbildung 6.66 sind die Ergebnisse dieser Methode bis zum Unterpunkt *Lärmpegel* dargestellt. Dazu sind die Druckverläufe an Sensorposition S1 und S3 eines H<sub>2</sub>O Testfalls dargestellt. Es ist ein typischer Fluidhammer mit auftretender Kavitation in mehreren Drucktälern dargestellt (Fall G). Das Signal ist unterteilt an der Druckspitze, vor der zum letzten Mal Kavitation auftritt

( $j = 0$ ). Der Pegel ( $P_{S2,abs,\emptyset,j}$ ) ist in den ersten zwei Kavitationstälen quasi konstant und nimmt danach ab. Ab dem neunten Kavitationstal nach der Unterteilung ist der Pegel quasi auf Null abgesunken.

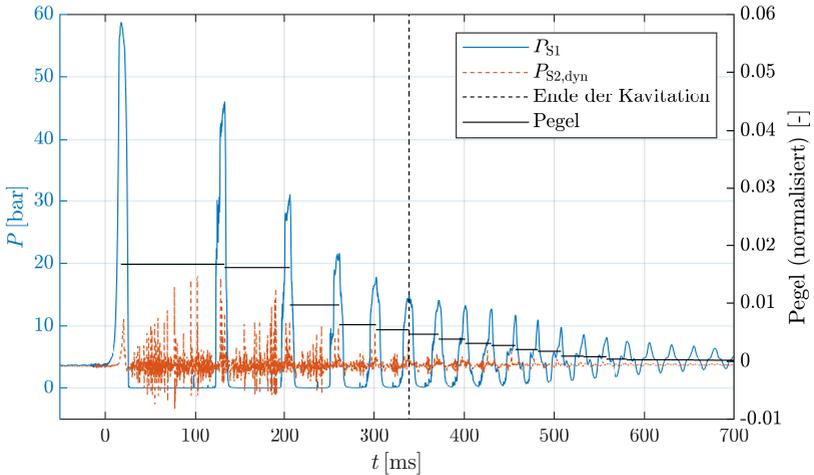


Abbildung 6.66.: H<sub>2</sub>O - Fall G: Gemittelter Lärmpegel in der Flüssigphase aufgeteilt nach Drucktälern, gemessen mit  $P_{S2,dyn}$

## Ergebnisse

Die Ergebnisse der Untersuchung des Rauschverhaltens an den Sensorpositionen S2, S3 und S4 für die H<sub>2</sub>O- und LN<sub>2</sub>-Referenzfälle sind in Abbildung 6.67 dargestellt. Auf der Linken Seite sind die Versuche in H<sub>2</sub>O dargestellt, auf der rechten Seite die in LN<sub>2</sub>. Alle vier Graphen klingen exponentiell ab, dabei weisen die LN<sub>2</sub> Ergebnisse zwar eine größere Streuung auf, sind insgesamt aber deutlich kleiner als die in Wasser. Da die relative Sensorposition S3 ist in beiden Konfigurationen des FTTF quasi identisch (Tabelle 5.2), eignet diese sich für einen Vergleich beider Fluide. Der Geräuschpegel in S4 in H<sub>2</sub>O ist deutlich geringer als der S3. Das abklingende Verhalten weist darauf hin, dass zu Beginn hochfrequente Frequenzen angeregt werden, danach jedoch keine Geräuschquelle mehr vorhanden ist.

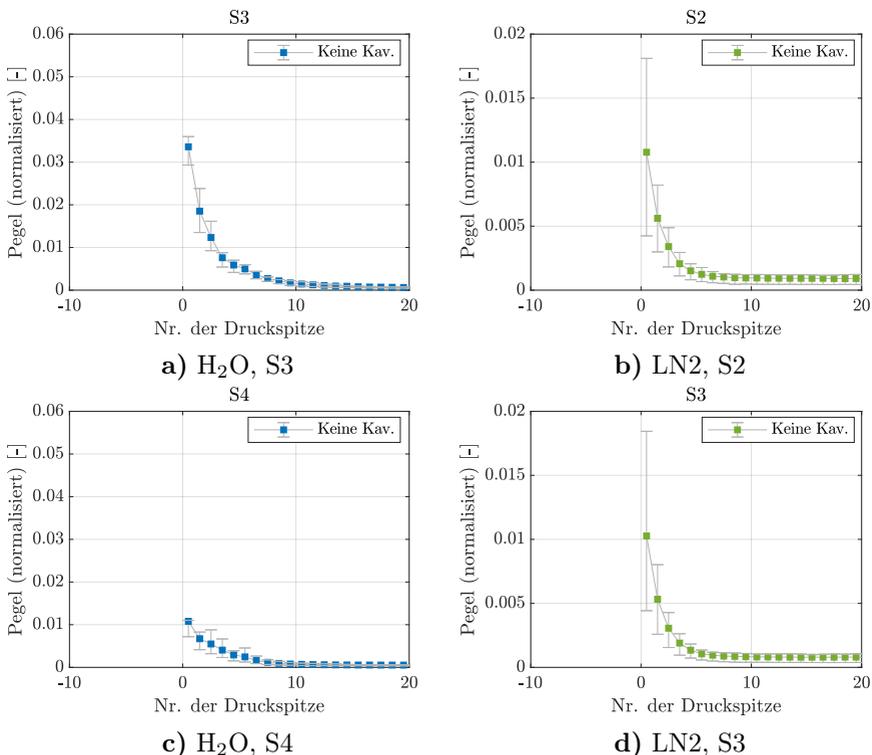


Abbildung 6.67.: Pegel des Rauschens der Referenztestfälle

In Abbildung 6.68 sind nun die Ergebnisse der Kavitationsfälle aufgetragen. In dem Bereich nach dem letzten Kavitationstal ist auch hier ein exponentielles Abklingen zu erkennen. Wie in den Referenzfällen sind die Werte der LN<sub>2</sub>-Versuche deutlich geringer als die der Wasserversuche. Die Lärmmessungen im Bereich der Kavitation unterscheiden sich stark zwischen den beiden Fluiden. Während in Stickstoff eine annähernd lineare Abnahme des Lärmpegels zu erkennen ist, findet in Wasser keine lineare Abnahme statt. Die Werte verharren hier auf einem konstant hohen Niveau mit großer Streuung. Dies führt zu der Schlussfolgerung, dass die Kavitation in Wasser als Quelle für hochfrequente Schwingungen fungiert.

In Stickstoff fallen die Werte auch im Bereich der Kavitation stark ab. Folglich wird angenommen, dass die Kavitation in deutlich geringerem Maße als in Wasser, Lärm produziert.

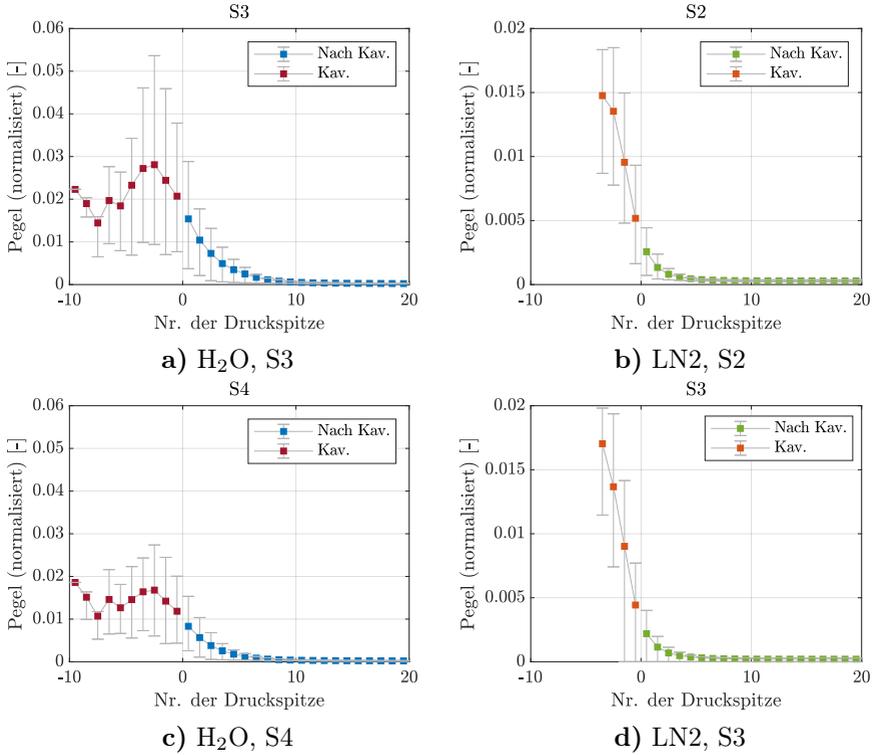


Abbildung 6.68.: Pegel des Rauschens der Referenztestfälle

# 7. Blasenwachstum

Nachdem in Kapitel 6 die Ergebnisse der Versuchskampagnen miteinander verglichen wurden, wird in diesem Kapitel das theoretische Blasenwachstum anhand der Rayleigh-Plesset-Gleichung (4.34) in beiden Fluiden diskutiert. Der Fokus richtet sich dabei auf die Unterschiede zwischen kryogenen und nicht-kryogenen Fluiden. Ziel ist es, die in Kapitel 6 beschriebenen Unterschiede zwischen den Phänomenologien der Fluidhammer für  $H_2O$  und  $LN_2$  physikalisch zu begründen.

## 7.1. Rayleigh-Plesset: Thermodynamischer Effekt

Um eine Vorstellung vom Blasenwachstum in den Experimenten zu bekommen, wurde die Rayleigh-Plesset-Gleichung mit der *ODE45*-Methode von Matlab gelöst [63].

In einem ersten Ansatz wird der thermodynamische Effekt vernachlässigt, die Blase kühlt während des Wachstums nicht ab, folglich gilt:  $P_V(T_B) - P_V(T_\infty) = 0$  und  $T_B/T_\infty = 1$ . Es wird angenommen, dass eine Mikrogasblase des Radius  $R_0$  aus nicht-kondensierbarem Gas existiert, welche sich im Druckgleichgewicht mit der Umgebung befindet. Dieses Gleichgewicht wird durch

$$P_B(0) = P_\infty(0) - P_V(T_\infty) + \frac{2S}{R_0} \quad (7.1)$$

beschrieben, wobei  $P_B(0)$  der Druck des nicht-kondensierbaren Gases ist. Im weiteren wird ein adiabates Verhalten des Gases in der Blase angenommen, das heißt der Druck  $P_B$  in der Blase ist eine Funktion des Polytropenindex  $n$  und des Blasenvolumens, dargestellt durch den Radius  $R$ .

$$P_B = P_B(0) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3n} \quad (7.2)$$

Durch diese Annahmen wird die Rayleigh-Plesset Gleichung (4.34) zu Gleichung

chung 7.3, welche die Form des Trägheitswachstums darstellt [13].

$$\begin{aligned} \frac{P_V(T_\infty) - P_\infty(t)}{\rho_1} + \frac{P_\infty(0) - P_V(T_\infty) + 2S/R_0}{\rho_1} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3n} \\ = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_1 R} \end{aligned} \quad (7.3)$$

Im Folgenden wird der Einfluss der Temperaturänderung, der durch das Verdampfen der Flüssigkeit entsteht, auf das Blasenwachstum untersucht. Dieser Vorgang wird als thermodynamischer Effekt bezeichnet [13]. Der Abfall des Dampfdrucks

$$\Delta P_V = P_V(T_\infty) - P_V(T_B) \cong \frac{dP_V}{dT} \Delta T \quad (7.4)$$

wird über die Änderung der Temperatur  $\Delta T$  und die Steigung der Dampfdruckkurve  $dP_V/dt$  angenähert. Wie von Franc [19] gezeigt, kann

$$\Delta P_V \cong \rho_1 \Sigma \frac{dR}{dt} \sqrt{t} \quad (7.5)$$

als Funktion des thermodynamischen Parameters  $\Sigma$  beschrieben werden. Der thermodynamische Parameter

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_1^2 c_{p,1} T_\infty \sqrt{\alpha_1}} \quad (7.6)$$

hängt nur von Stoffgrößen und der Temperatur  $T_\infty$  ab.  $L$  ist die latente Wärme,  $\alpha_1$  ist die thermische Diffusivität der Flüssigkeit und  $c_{p,1}$  ist die spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit bei konstantem Druck. Wie in Tabelle 7.1 zu erkennen, unterscheidet sich  $\Sigma$  in LN2 und H<sub>2</sub>O bei einer spezifischen Temperatur um mehrere Größenordnungen.

Tabelle 7.1.: Thermodynamischer Parameter  $\Sigma$

Medium	$T$ [K]	$\Sigma$ [m/s <sup>3/2</sup> ]
H <sub>2</sub> O	293.15	3.9
LN2	77	$2.58 \cdot 10^4$

Die bei der Abkühlung der Blase entstehende thermische Grenzschicht wird in Abbildung 7.1 illustriert. Aus  $\alpha$  und  $t$  lässt sich die Grenzschichtdicke als Funktion der Zeit bestimmen.

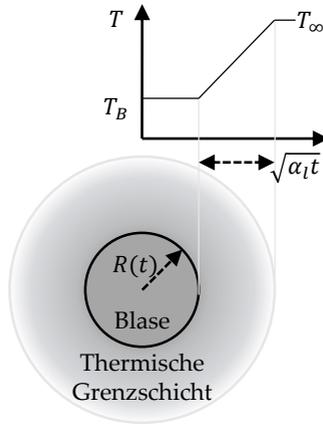


Abbildung 7.1.: Thermische Grenzschicht an einer Blase, adaptiert von Franc [19], Lizenz: CC BY 4.0

Der Temperaturabfall in der Blase  $\Delta T$  kann durch

$$\Delta T \cong \frac{dR}{dt} \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\alpha_1}} \frac{\rho_v L}{\rho_l c_{p,l}} = \frac{dR}{dt} \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\alpha_1}} \Delta T^* \quad (7.7)$$

abgeschätzt werden, wobei

$$\Delta T^* = \frac{\rho_v L}{\rho_l c_{l,p}} \quad (7.8)$$

der Temperaturabfall ohne die Zeitabhängigkeit  $\sqrt{t}$  ist [19].

$\Delta T^*$  hängt nur von den Stoffwerten ab, diese wiederum sind in hohem Maße abhängig von der Temperatur. In Abbildung 7.2 ist  $\Delta T^*$  für die in den Versuchen verwendeten Flüssigkeiten dargestellt.

Für LN2 bei  $T = 84\text{ K}$  beträgt der Temperaturabfall etwa 1 K, während dieser für  $\text{H}_2\text{O}$  bei Umgebungstemperatur ( $T = 293.15\text{ K}$ ) vernachlässigbar ist. Ein Temperaturabfall von 84 K auf 83 K in LN2 bedeutet, dass  $P_V$  um 0.2 bar abfällt. Um einen vergleichbaren Temperaturabfall wie in LN2 und  $\text{H}_2\text{O}$  zu erreichen, wäre erhitztes Wasser bei etwa 400 K erforderlich.

Die Differentialgleichung 7.9, gegeben von Franc [19], beschreibt das thermisch kontrollierte Wachstum unter Vernachlässigung des Gas-, Viskositäts- und Oberflächenspannungsterms der Gleichung 4.32:

$$\frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{\Delta P_V}{\rho_l} = \frac{P_V(T_\infty) - P_\infty}{\rho_l} \quad (7.9)$$

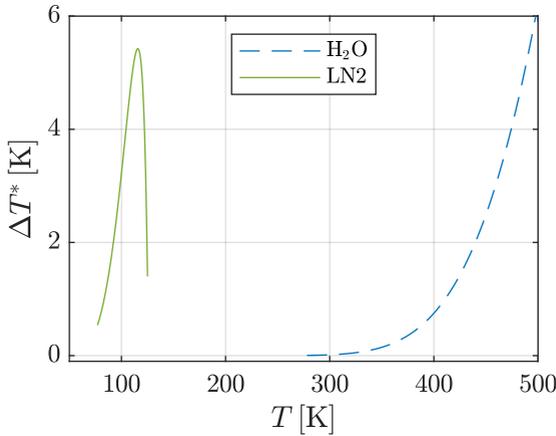


Abbildung 7.2.: Temperaturabfall  $\Delta T^*$  aufgrund des thermodynamischen Effekts in LN2 und  $H_2O$

Die Differentialgleichungen 7.3 und 7.9, abgeleitet aus Gleichung 4.32, beschreiben beide das Wachstum einer Blase. Gleichung 7.3 beschreibt reines Trägheitswachstums ohne den thermodynamischen Effekt, Gleichung 7.9 thermisch kontrolliertes Wachstum. Um zu entscheiden, welche Gleichung zu verwenden ist, wird die kritische Zeit  $t_{\text{crit}}$  verwendet. Thermische Effekte können ignoriert werden, solange  $t \ll t_{\text{crit}}$  [19, 13].

Die kritische Zeit

$$t_{\text{crit}} = \frac{P_V(T_\infty) - P_\infty}{\rho_l \Sigma^2} \quad (7.10)$$

hängt von der Druckdifferenz des Umgebungsfluid zum Dampfdruck  $P_V(T_\infty) - P_\infty$  und dem thermodynamischen Parameter  $\Sigma$  ab. Dieser unterscheidet sich in LN2 und  $H_2O$  um mehrere Größenordnungen (siehe Tabelle 7.1), zusätzlich geht er quadratisch in Gleichung 7.10 ein. Der Einfluss von  $P_\infty$  auf  $t_{\text{crit}}$  wird für beide Fluide in Abbildung 7.3 gezeigt. Unabhängig von  $P_\infty$  ist  $t_{\text{crit}}$  in Wasser einige Größenordnungen größer als in LN2. Bereits für geringe Abweichungen zwischen  $P_\infty$  und  $P_V$  ist  $t_{\text{crit}}$  ( $H_2O$ ) in der Größenordnung von Millisekunden, in LN2 ist  $t_{\text{crit}}$  stets im Nanosekundenbereich. Es ist also davon auszugehen, dass in den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten trägheitskontrolliertes Blasenwachstum in Wasser und, thermisch kontrolliertes Blasenwachstum in Stickstoff auftritt. Es wurde eine auf den Dampfdruck  $P_V$  normierte Darstellung für  $P_\infty$

gewählt, da sich die Dampfdrücke beider Fluide bei gegebenen Temperaturen stark voneinander unterscheiden und so beide Kurven besser miteinander verglichen werden können.

Der Dampfdruck von LN2 bei gegebener Temperatur ist  $P_{V, \text{LN2}}(T = 77 \text{ K}) = 0.9715 \text{ bar}$ , der von  $\text{H}_2\text{O}$  beträgt lediglich  $P_{V, \text{H}_2\text{O}}(T = 293.15 \text{ K}) = 0.0234 \text{ bar}$ . Die Kraft mit der die Blase auseinandergezogen wird ist abhängig von dem Druckunterschied zwischen  $P_B$  und  $P_\infty$ . Da sich die hier wirkende Kraft auf die absoluten Druckwerte bezieht, ist der Absolutwert  $P_\infty = P_V - 500 \text{ Pa}$  als Referenz eingetragen.

Ist die kritische Zeit  $t_{\text{crit}}$  in Abhängigkeit von dem außerhalb der Blase herrschenden Unterdrucks von Interesse, muss die durch die Normierung hervorgerufene Stauchung der Kurve in X-Richtung mit einbezogen werden. Bei gleichem Unterdruck und damit einhergehend gleicher auf die Blase wirkenden Kraft, befindet man sich auf der LN2-Kurve deutlich weiter rechts als auf der  $\text{H}_2\text{O}$ -Kurve. Auf Grund der Kurvenform ist  $t_{\text{crit}}$  bei identischem Druckunterschied also noch kleiner als bei einem identischen Verhältnis von  $P_\infty$  zu  $P_V$ .

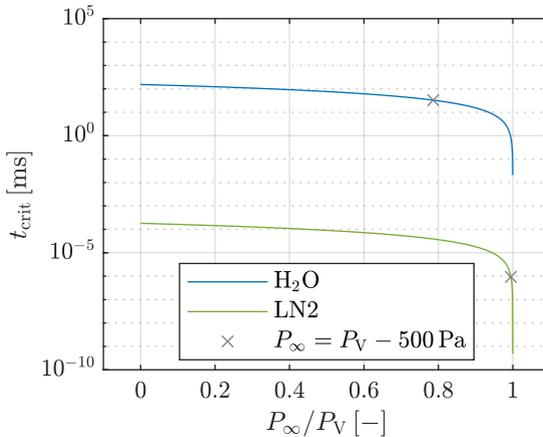


Abbildung 7.3.:  $\text{H}_2\text{O}$ , LN2: Einfluss von  $P_\infty$  auf  $t_{\text{crit}}$ .  $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$ ,  $T_{\text{LN2}} = 77 \text{ K}$

Exemplarisch sind die Lösungen der Differentialgleichungen für trägheitskontrolliertes Wachstum (inert.; Gleichung 7.3), thermodynamisch kontrolliertes Wachstum (therm.; Gleichung 7.9) und die Lösung der Rayleigh-Plesset-Gleichung (4.32) in Abbildung 7.4 dargestellt. Abgebildet ist der Blasenradius  $R$  mit folgenden Anfangsbedingungen:  $R_0 = 10 \mu\text{m}$ ;  $dR/dt|_{t=0} = 0 \text{ m/s}$ ;  $P_\infty = P_V - 50 \text{ Pa}$ . Die Lösung für Wasser wird bei  $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$ , für

Stickstoff bei  $T_{\text{LN2}} = 77 \text{ K}$  berechnet. Alle anderen erforderlichen Stoffgrößen sind NIST Refprop [48] entnommen. Der betrachtete Zeitraum beträgt 0.1 s. Ein detaillierter Blick der ersten  $20 \mu\text{s}$  des Blasenwachstums ist in der linken Abbildung zusehen, rechts ist ein Überblick über den gesamten Zeitraum dargestellt.

Für LN2 ist die Lösung der Rayleigh-Plesset-Gleichung quasi über den gesamten Zeitraum identisch mit der Lösung für thermisch kontrolliertes Wachstum. Dies entspricht den Erwartungen, da  $t_{\text{crit}}$  in LN2 in der Größenordnung von Nanosekunden ist. In Wasser hingegen ist  $t_{\text{crit}}$  in der Größenordnung von Millisekunden und damit in der gleichen Größenordnung wie der Berechnungszeitraum.

Zunächst stimmt die Lösung der vollständigen RP Gleichung gut mit der Lösung des trägheitskontrollierten Wachstums überein (Abbildung 7.4, links). Betrachtet man jedoch  $R(t)$  über den gesamten Zeitraum (Abbildung 7.4, rechts), so erkennt man, dass die Steigung von  $R(t)$  (Rayleigh-Plesset-Gleichung) abnimmt und ab  $\approx 0.05 \text{ s}$  parallel zu der thermisch kontrollierten Lösung verläuft.

Der thermodynamische Effekt hemmt das Blasenwachstum massiv. Dies führt dazu, dass die Blasen in LN2 deutlich kleiner sind als in  $\text{H}_2\text{O}$ . Da es sich in Abbildung 7.4 nur um eine exemplarische Darstellung für einen spezifischen  $P_\infty$  handelt, folgt in Kapitel 7.2 eine Sensitivitätsanalyse der Eingangsparameter.

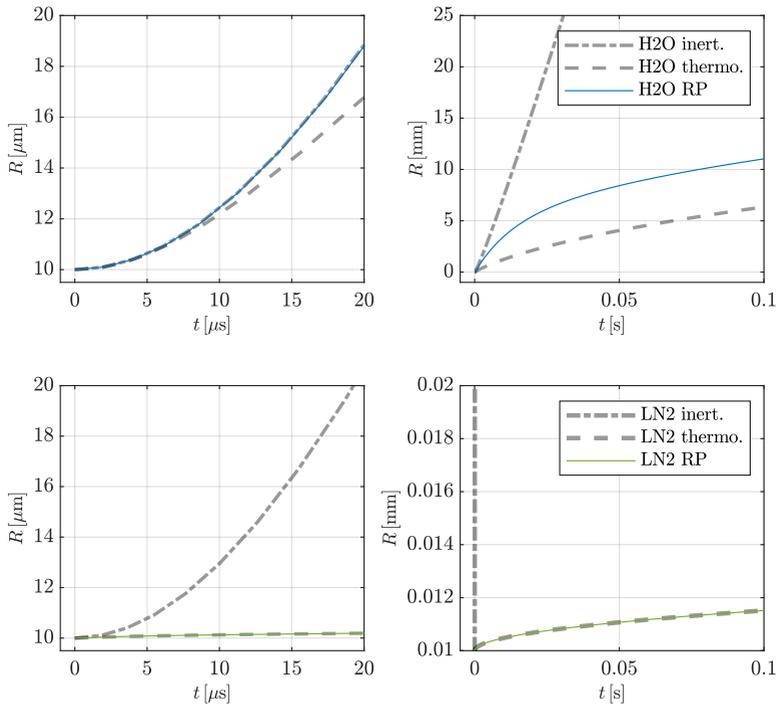


Abbildung 7.4.: Numerische Lösung für die Rayleigh-Plesset-Gleichung für  $\text{H}_2\text{O}$  (oben) und  $\text{LN}_2$  (unten). Blasenwachstum im Detail (links), Gesamtansicht (rechts)

## 7.2. Rayleigh-Plesset-Sensitivitätsanalyse

Die Blasengröße ist abhängig von den Stoffgrößen und den Anfangs-, beziehungsweise Randbedingungen. Dies sind der initiale Blasenradius  $R_0$ , die initiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blase  $dR/dt|_{t=0}$ , sowie der Umgebungsdruck  $P_\infty$ .

In den Abbildungen 7.5 und 7.6 sind die Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse von Gleichung 4.34 in Wasser und Stickstoff dargestellt. Da im realen Anwendungsfall keiner der Eingangsparameter ( $R_0$ ,  $dR/dt|_{t=0}$ ,  $P_\infty$ ) bekannt ist, werden diese Ergebnisse genutzt um eine qualitative, keine quantitative Aussage über das Blasenwachstum zu treffen.

Dazu wird Gleichung 4.34 mittels der *ODE*-Funktion in Matlab gelöst [63] und der Radius bei  $t = 0.1$  s normiert auf  $R_0$  angegeben. Die Matrix der Eingangswerte umfasst  $r_0 = 1 \dots 100 \mu\text{m}$  und  $dR/dt|_{t=0} = 0 \dots 10$  m/s. In der Blase herrscht der Initialdruck  $P_B(0)$ , welcher sich aus dem in Gleichung 7.1 beschriebenen Druckgleichgewicht ergibt. Der Umgebungsdruck  $P_\infty$  wird in jeder Abbildung um einen spezifischen prozentualen Wert verringert. Dieser Unterdruck hat ein kontinuierliches Blasenwachstum zur Folge.

In Abbildung 7.5 sind die Ergebnisse für Wasser bei  $T = 293.15$  K gezeigt. Die Endwerte des Blasenradius sind für nahezu alle Kombinationen der Eingangsparameter  $R(t = 0.1)/R_0 \gg 0$ . Je geringer  $P_\infty$  und je größer  $dR/dt|_{t=0}$  bei konstantem  $R_0$  ist, desto stärker wächst die Blase.

Die Ergebnisse einer identischen Untersuchung in LN2 bei  $T = 86.75$  K sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Bei der Temperatur handelt es sich um den Median von  $T_0$  des LN2-Datensatzes aus Kapitel 6.  $R/R_0$  ist in LN2 bei gleichen Eingangsparametern um mehrere Größenordnungen kleiner als in  $\text{H}_2\text{O}$ . Des Weiteren ist ab  $P_\infty = P_V \cdot 0.95$  quasi kein Einfluss von  $dR/dt|_{t=0}$  mehr zu erkennen. Diese Beobachtungen stimmen mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.1 überein. Das Blasenwachstum in LN2 ist durch den thermodynamischen Effekt extrem gehemmt.

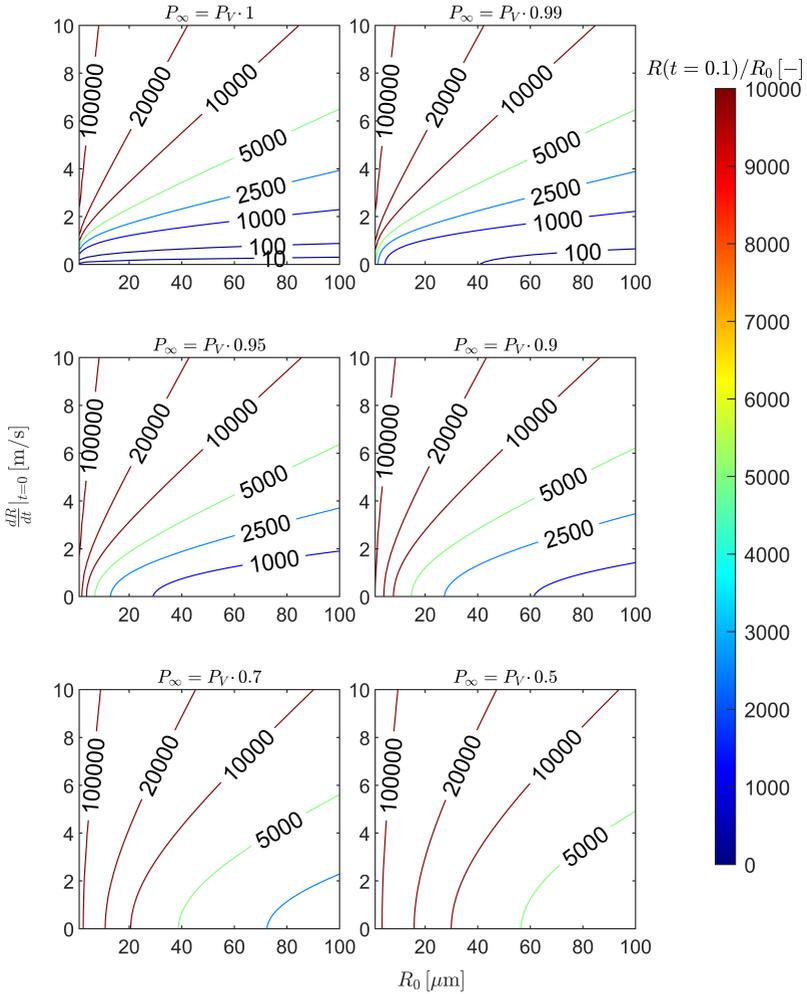


Abbildung 7.5.: H<sub>2</sub>O: Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung

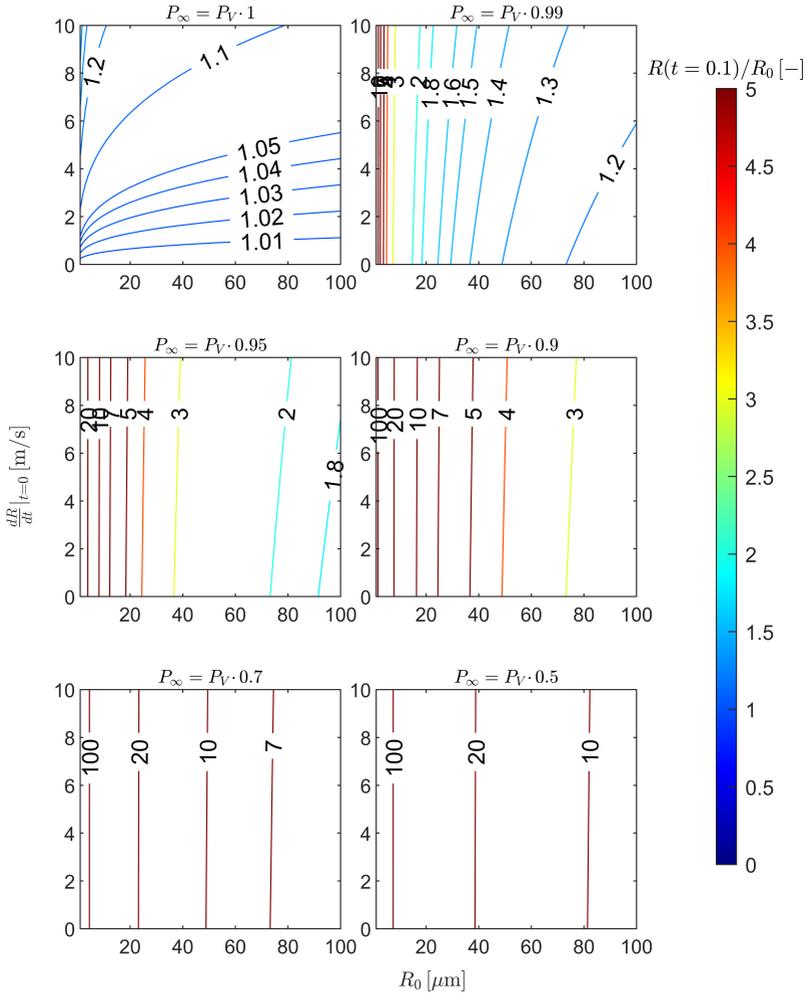


Abbildung 7.6.: LN2: Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset-Gleichung

## 7.3. Erwartete Blasengröße

Der Umgebungsdruck  $P_\infty$  für den kritischen Radius  $R_C$  kann theoretisch mit den Gleichungen 4.35, 4.36 und 4.37 berechnet werden. Dazu müsste allerdings die Masse einer Gasblase  $m_G$  bekannt sein. Da diese nicht messbar ist, können nur qualitative Aussagen über die unterschiedliche Blasengröße in Wasser und Stickstoff getätigt werden.

Der Druckunterschied zwischen der Blase und der Umgebung  $\Delta P_e = P_B - P_\infty$  berechnet sich aus der Oberflächenspannung  $S$  und dem Blasenradius  $R$ . Bei  $S$  handelt es sich um eine von der Temperatur abhängige Stoffeigenschaft. In Abbildung 7.7 ist  $\Delta P_e$  in Abhängigkeit von  $R$  im Bereich von 10 nm bis 10 mm dargestellt. Die angenommenen Temperaturen sind  $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$  und  $T_{\text{LN}_2} = 86.75 \text{ K}$ .

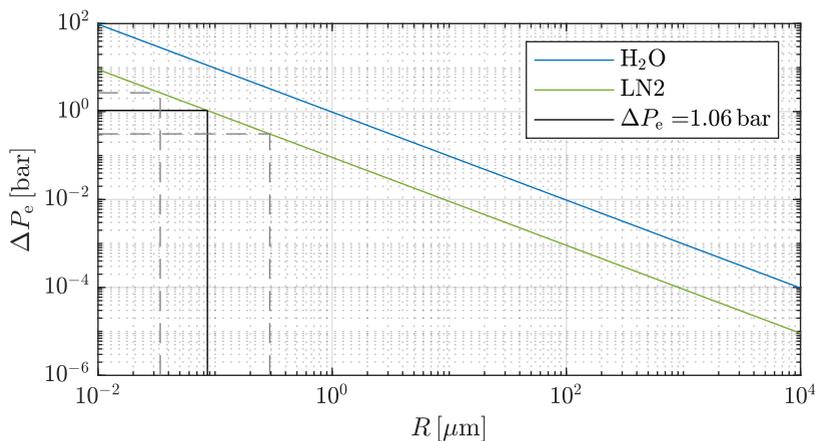


Abbildung 7.7.:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{LN}_2$ :  $\Delta P_e$  in Abhängigkeit von  $R$  (Gleichung 4.36).  
 $T_{\text{H}_2\text{O}} = 293.15 \text{ K}$ ,  $T_{\text{LN}_2} = 86.75 \text{ K}$

$\Delta P_e$  variiert über 10 Größenordnungen für den gezeigten Bereich von  $R$ , dabei gilt für beide Fluide: Je kleiner die Dampfblase ist, desto größer wird  $\Delta P_e$ . Für die hier betrachtete Temperatur ist  $\Delta P_e$  in Wasser etwa eine Größenordnung größer als in Stickstoff, dies spiegelt den Unterschied der Stärke der Oberflächenspannung  $S$  beider Fluide wieder. Die Oberflächenspannungen von  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{LN}_2$  unterscheiden sich ebenfalls um eine Größenordnung:  $S_{\text{H}_2\text{O}} = 0.0727 \text{ N/m}$ ;  $S_{\text{LN}_2} = 0.0068 \text{ N/m}$ .

In Kapitel 6.6.1 wurde die Abweichung des gemessenen Drucks während des ersten Kavitationstals und dem durch Temperaturmessung erwartete

ten Dampfdruck bestimmt. In Abbildung 6.53 ist zu erkennen, dass die Druckmessungen in den Wasserversuchen sehr gut mit dem aus der Temperaturmessung erwarteten Dampfdruck übereinstimmt. Da der Dampfdruck von Wasser so klein ist, dass er mit der verwendeten Messtechnik nicht detektiert werden kann, lässt sich aus den durchgeführten Messungen keine Aussage über die Blasengröße treffen. Allerdings zeigen Traudt et al. [90], dass die Blasengröße sich im Millimeter Bereich bewegt.

In LN2 hingegen wurde zwischen diesen beiden Werten eine durchschnittliche Abweichung von  $\varnothing \Delta P_e = 1.06 \left|_{-0.75}^{+1.61}\right.$  bar gemessen. Mit Hilfe von Abbildung 7.7 kann so ein theoretischer Blasenradius von  $R = 86 \left|_{-52}^{+207}\right.$  nm bestimmt werden. Es ist allerdings zu beachten, dass nicht bestimmt werden kann, ob direkt am Drucksensor Flüssig- oder Gasphase anliegt, gleiches gilt für den Temperatursensor. Die Unterschreitung des Dampfdrucks in LN2 unter Berücksichtigung der Messfehler ist dennoch ein guter Hinweis darauf, dass die Blasen in LN2 deutlich kleiner sind als die in  $\text{H}_2\text{O}$ . Diese Ergebnisse weisen in die gleiche Richtung wie der in Kapitel 7.2 präsentierte Vergleich des Blasenwachstums in beiden Fluiden.

## 8. Vergleichbarkeit mit realen Treibstoffen

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen LN<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O während eines Fluidhammers im Detail diskutiert wurden, werden nun die als für das Verhalten der Druckschwankung verantwortlichen Parameter der Surrogate mit den aus Tabelle 2.1 bekannten Treibstoffen verglichen.

In Tabelle 8.1 ist das Produkt aus  $\rho \cdot a$ , das die Höhe des Fluidhammers bestimmt, von 0 bis 400 bar abgebildet. Der Druckbereich ist gewählt um die Druckerhöhung durch die Turbopumpen in einem Trägersystem zu berücksichtigen, die Temperatur wird als konstant angenommen und ist in Tabelle 2.1 zu finden.

Es ist zu erkennen, dass  $\rho a$  in Stickstoff gut vergleichbar ist mit Methan. Sauerstoff liegt zwischen Wasser und Stickstoff, wobei sich die spezifischen Werte bei hohen Drücken aufgrund der Kompressibilität den Wasserwerten nähern. RP-1 liegt ziemlich genau zwischen Wasser und Stickstoff, bei hohen Drücken jedoch näher an Stickstoff. Dabei sei beachtet, dass die hier errechneten Werte von RP-1 mit einem Ersatzfluid berechnet wurden [54, 69]. Wasserstoff weist über den gesamten Druckbereich die mit Abstand geringsten Werte für  $\rho a$  auf.

Während in Abbildung 8.1 die Druckhöhe des Fluidhammers bei gleicher Geschwindigkeit betrachtet wurde, so wird in Abbildung 8.2 die Schallgeschwindigkeit über den gleichen Druckbereich dargestellt. Kombiniert man die Joukowsky-Gleichung (Gleichung 3.3:  $\Delta P_{\text{Jou}} = \rho a \Delta v$ ), mit der Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m} = \rho A v \quad (8.1)$$

so erhält man:

$$\Delta P_{\text{Jou}} = \frac{a \dot{m}}{A} \quad (8.2)$$

Folglich hängt nicht nur die Frequenz  $f$  von  $a$  (und der Geometrie) ab, sondern auch der Druckanstieg ist bei gleichem Massenstrom  $\dot{m}$  eine Funktion von  $a$  und des Rohrquerschnitts  $A$ , allerdings unterscheidet sich die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  bei gleicher Geometrie.

Mit Blick auf Abbildung 8.2 ist Stickstoff bei gleichem Massenstrom ein

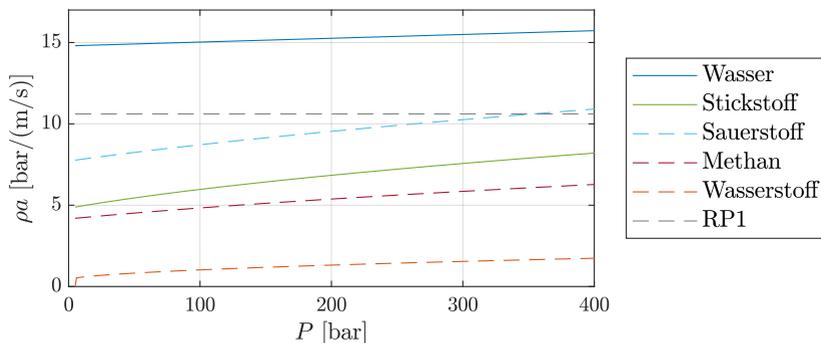


Abbildung 8.1.: Vergleich von  $\rho a$  der Surrogate und Raketentreibstoffe

geeignetes Surrogat für Sauerstoff zur Untersuchung von  $f$  und  $\Delta P$ . Methan und RP-1 sind bei gleichem Massenstrom über einen breiten Druckbereich gut durch Wasser abgebildet. Die Schallgeschwindigkeit von Wasserstoff zeigt die größte Zunahme über den Druckbereich. Dieser ist hier nur bis  $P = 220$  [bar] dargestellt, da dort der Schmelzpunkt erreicht wird. Für große Drücke ist die Schallgeschwindigkeit von Wasserstoff vergleichbar mit der von Wasser.

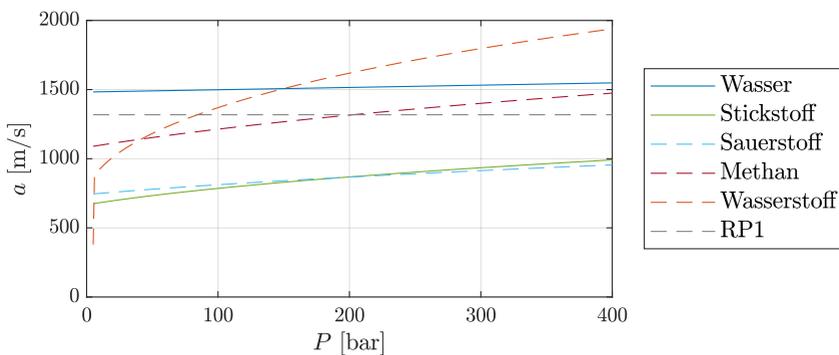


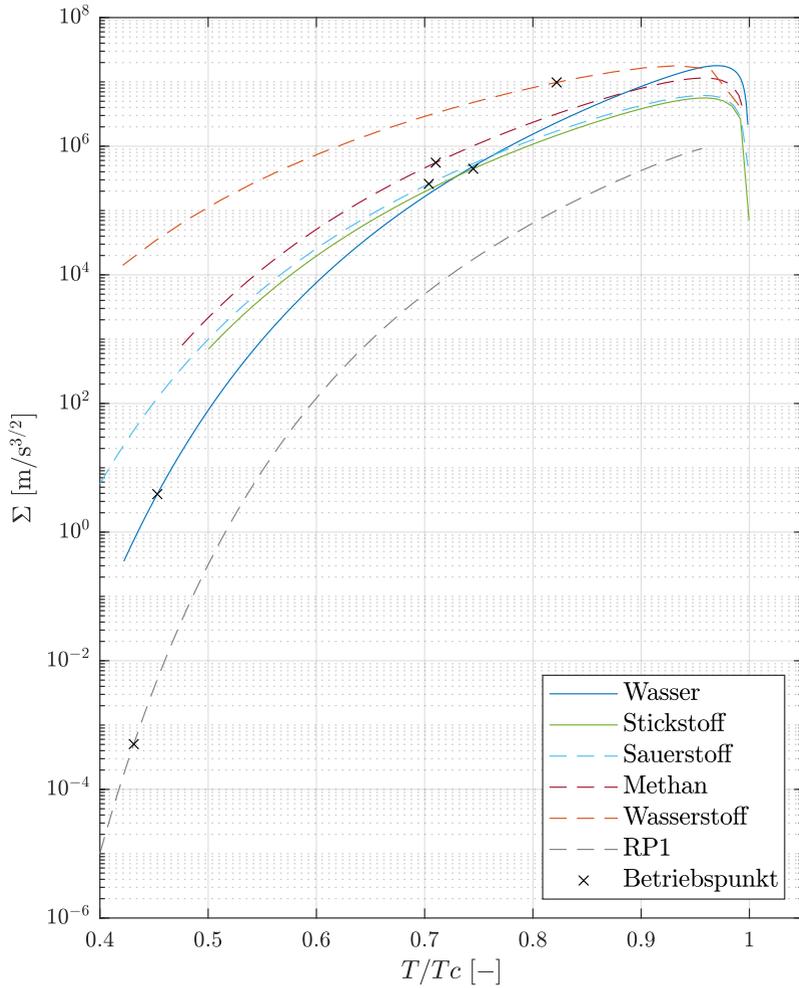
Abbildung 8.2.: Vergleich der Schallgeschwindigkeit  $a$  der Surrogate und Raketentreibstoffe

Ist das Kavitationsverhalten der Treibstoffe von Interesse, so ist der thermodynamische Parameter  $\Sigma$  von entscheidender Bedeutung. Dieser ist in Abbildung

---

8.3 vom jeweiligen Tripelpunkt bis zum kritischen Punkt über die Temperatur aufgetragen. Die Temperaturen aus Tabelle 2.1 sind als Betriebspunkt markiert.

Hier ist ein deutlicher Unterschied zwischen den kryogenen Medien und den nicht kryogenen Medien zu sehen. Während  $\Sigma$  am Betriebspunkt für Stickstoff, Sauerstoff und Methan in der gleichen Größenordnung liegt, so ist  $\Sigma$  für Wasser etwa fünf Größenordnungen kleiner. In RP-1 wird dieser Wert nochmals um vier Größenordnungen unterschritten. In Wasserstoff ist  $\Sigma$  zwar nochmals zwei Größenordnungen größer als in den anderen kryogenen Medien, allerdings ist  $t_{\text{crit}}$  in Stickstoff bereits so klein (siehe Abbildung 7.3), dass eine weitere Verringerung von  $t_{\text{crit}}$  keine Rolle mehr spielt. Die Hemmung des Blasenwachstums durch den thermodynamischen Effekt beginnt innerhalb von Nanosekunden, während die Kavitationsdauer im Bereich von Millisekunden liegt. Ist das Kavitationsverhalten des Fluids von Interesse, so bietet sich LN2 als Surrogat für kryogene Treibstoffe an, H<sub>2</sub>O hingegen für nicht kryogene Treibstoffe.

Abbildung 8.3.: Vergleich von  $\Sigma$  der Surrogate und Raketentreibstoffe

# 9. Zusammenfassung

Der Fluidhammer ist in Raketentriebwerken ein wichtiges Designkriterium, da durch die im Versorgungssystem des Triebwerks auftretenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten der Fluide große Druckamplituden bei Ventilschließung erzeugt werden können. Die verwendeten Treibstoffe weisen reaktive und in zahlreichen Triebwerken kryogene Eigenschaften auf. Untersucht man das transiente Verhalten durch Ventilbewegungen der Triebwerke am Boden, können Surrogate eingesetzt werden um den experimentellen Aufwand zu minimieren. Als Surrogat eignen sich Fluide die im Gegensatz zu den Treibstoffen nicht reaktiv sind. Für nicht kryogene Fluide ist dies beispielsweise  $H_2O$ , für kryogene Treibstoffe bietet sich  $LN_2$  an.

Obwohl es sich bei dem Fluidhammer um ein wohlbekanntes Phänomen handelt, gibt es nur wenig Literatur zur experimentellen Untersuchung des kryogenen Fluidhammers. Um  $LN_2$  als Surrogat zur für kryogene Raketentreibstoffe zu etablieren, wurde die Notwendigkeit einer umfangreichen Fluidhammerstudie mit  $LN_2$  erkannt.

## 9.1. Experimentelle Untersuchung

In der vorliegenden Dissertation wurde eben diese Studie durchgeführt, systematisch analysiert und mit äquivalenten Experimenten in Wasser verglichen. Ziel ist es eine Aussage darüber zu treffen inwieweit sich das Verhalten der Fluide während eines Druckschlags unterscheidet, um so eine Empfehlung zu geben, für welche Zwecke bei Bodentests welches Surrogat welchen Treibstoff ersetzen kann. Im Fokus der Auswertung der experimentellen Ergebnisse stand die durch den Fluidhammer induzierte Kavitation.

Die in dieser Dissertation verwendeten Experimente wurden am Prüfstand FTTF des Instituts für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. in Lampoldshausen durchgeführt. Es kamen zwei Konfigurationen des Prüfstand zum Einsatz, der FTTF-1 wurde für Wasserexperimente eingesetzt, der FTTF-2 für Experimente mit  $LN_2$ . Die beiden Konfigurationen sind einander ähnlich: Zwei bedrückbare Tanks sind durch eine Leitung (Teststrecke) mit schnell schließendem Ventil miteinander verbunden. Der größte Unterschied zwischen beiden Konfigurationen ist die für die kryogenen Experimente notwendige Isolation um den Wärmeeintrag aus der Umgebung in das Fluid zu minimieren. Beide Tanks des FTTF-2 sind von

einem mit LN2 gefüllten Mantel umgeben. Der Wärmeeintrag wird durch Verdampfung des Fluids aus dem System geleitet. Die Teststrecke ist von einer Vakuumisolierung umhüllt. Durch die Bedrückung ist es möglich eine stationäre Strömung zu erzeugen um anschließend durch Ventilschluss einen Fluidhammer auszulösen.

Der Fluidhammer wird an drei Sensorpositionen in der Teststrecke aufgezeichnet. Insgesamt wurden die Ergebnisse aus 426 Testfällen ausgewertet, davon 256 Experimente mit Wasser und 170 Experimente mit flüssigem Stickstoff. Bei 230 Testfällen mit Wasser und 140 mit Stickstoff trat Kavitation auf. Die Strömungsgeschwindigkeit vor Ventilschluss variiert in Wasser zwischen 0.32 und 6.3 m/s, in LN2 zwischen 0.52 und 13.5 m/s.

Die so generierten Daten eignen sich auf Grund der einfachen Geometrie, der wohldefinierten Randbedingungen und des großen Parameterraums, ideal als Validierungsfälle für numerische Simulationen.

Jeweils vier der Kavitationsfälle beider Fluide werden im Detail vorgestellt, dabei wurde in LN2-Experimenten eine durch den Fluidhammer erzeugte Temperaturoszillation bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten gemessen. Anschließend wurden die experimentellen Daten mit den aus der Literatur bekannten theoretischen Werten verglichen. Für beide Fluide wurde eine gute Übereinstimmung mit dem Joukowsky-Druck nachgewiesen, die Abweichungen lagen im Bereich der Messfehler. In Referenzfällen (Wasser) stimmt die gemessene Frequenz sehr gut mit der theoretischen Fluidhammerfrequenz überein, in LN2 gibt es in etwa einem Drittel der Referenzfälle Abweichungen. Die Auswirkungen der Kavitation auf die Frequenz des harmonischen Teils der Schwingung wurden analysiert, in beiden Fluiden wurden Abweichungen nach unten detektiert, auch hier waren die Abweichungen in LN2 größer als in Wasser. Eine mögliche Erklärung ist der Verbleib von Gas- und/oder Dampfblasen in der Strömung nach Ende der Kavitation.

Die Dauer der Kavitation wurde mit den Modellen von Prasser et al. und Wylie und Streeter verglichen. Dabei zeigte das auf der Trägheit der Fluidsäule basierende Modell von Prasser et al. eine deutlich bessere Übereinstimmung der theoretischen Werte mit den experimentellen Daten als das Modell von Wylie und Streeter. Durch die Validierung des Modells anhand der Kavitationsdauer war es möglich, eine Aussage über die maximale Ausbreitung der zentrierten Kavitation nah am Ventil zu treffen. In den Wasserversuchen breitet sich die Kavitation nicht weiter als 15 cm aus, in LN2 nicht weiter als 59 cm.

Während der Kavitation verhalten sich beide Fluide unterschiedlich: In LN2 wird, im Gegensatz zu H<sub>2</sub>O, der Dampfdruck in einem Großteil der Fälle messbar unterschritten. Bei der Untersuchung der hochfrequenten Signalanteile wurde festgestellt, dass während der Existenz von Kavitation in der Flüssigsäule von H<sub>2</sub>O ein deutlich höherer Lärmpegel vorherrscht als

in der Flüssigsäule von LN2. Da die Strömung frei von weiteren Einflüssen ist, konnte die Kavitation als Quelle des Rauschens identifiziert werden. Dies bestätigt die Beobachtungen von Bergant et al. [8], die bei Wassertests verteilte Kavitation in der Leitung und aus deren Kollaps resultierende Druckspitzen beschreiben. Eine statistische Analyse der Frequenzen in der Flüssigkeitssäule ergab, dass die Kavitation als akustische Randbedingung fungiert. In Wasserversuchen wurde nicht beobachtet, wie die Druckwelle zwischen Kavitation und Tank hin und herläuft, das Rauschen überwiegt hier. In LN2 fallen die hochfrequenten Oszillationen deutlich geringer aus. Während der Kavitation läuft die Druckwelle zwischen Kavitation und Tank hin und her, eine stehende Welle wurde statistisch mit den Sensorpositionen S2 und S3 identifiziert.

Um die Unterschiede im Kavitationsverhalten zwischen den Fluiden zu erklären, wurde die Rayleigh-Plesset-Gleichung zu Analyse des Blasenwachstums herangezogen. In LN2 ist der thermodynamische Parameter maßgeblich für das Wachstum der Kavitationsblase verantwortlich. Dieser Effekt ist in Wasser vernachlässigbar. Durch diesen Effekt ist das Blasenwachstum massiv gehemmt und die Blasen in LN2 sind mehrere Größenordnungen kleiner als in Wasser. Obwohl nicht alle Eingangsgrößen bekannt sein können, bestätigte eine Sensitivitätsanalyse der Rayleigh-Plesset Gleichung in H<sub>2</sub>O und LN2 diese Ergebnisse. Der geringere Blasenradius in Wasser sind kohärent mit den bisherigen Ergebnissen. Einerseits lässt sich so die messbare Unterschreitung des Dampfdrucks in LN2 erklären, andererseits auch der geringere Lärmpegel während der Kavitation in LN2.

Abschließend wurden Wasser und LN2 anhand von Parametern mit realen Treibstoffen verglichen. Soll die Höhe des Fluidhammers bei identischer Strömungsgeschwindigkeit erreicht werden, so lässt sich LOX und LNG durch LN2 gut abbilden. Aufgrund der hohen Dichte und Schallgeschwindigkeit sind die Werte für Wasser hier deutlich über denen der Treibstoffe. Wenn der Massenstrom beim Bodentest der gleiche wie im Einsatz sein soll, so ist die Schallgeschwindigkeit der entscheidende Parameter. Da die Eigenfrequenz nur von der Schallgeschwindigkeit und der Geometrie abhängt, kann diese bei guter Übereinstimmung mit dem Surrogat abgebildet werden. LOX wird über den gesamten Druckbereich von LN2 sehr gut abgebildet, LNG liegt genau zwischen Wasser und LN2, nähert sich für hohe Drücke jedoch Wasser an. RP-1 kann gut durch Wasser über den gesamten Druckbereich abgebildet werden. LH2 zeigt die größte Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Druck, kann jedoch im Bereich  $P = 100 - 200$  bar gut durch Wasser ersetzt werden.

Ist das Kavitationsverhalten von Interesse so wurde gezeigt, dass der ther-

modynamische Parameter von entscheidender Bedeutung ist. Deswegen wird empfohlen für kryogene Fluide (LNG, LH2, LOX) LN2 zu nutzen, für RP-1 kann Wasser verwendet werden.

## 9.2. Ausblick

In zukünftigen Experimenten kann der Fokus auf zwei Bereiche gerichtet werden. Zum einen wäre eine Erweiterung der Datenbasis um reale Treibstoffe sinnvoll. Dazu bieten sich experimentelle Untersuchungen bei vergleichbarer Geometrie an um eine gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Hierdurch könnten die Aussagen über die Vergleichbarkeit der Treibstoffe und Surrogate weiter verfeinert werden.

Zum anderen ist es möglich den bestehenden Prüfstand mit weiterer Messtechnik zu erweitern. Um ein tiefergehendes Verständnis der Kavitationsprozesse während des kryogenen Fluidhammers zu erhalten, wird die Verwendung eines optischen Zugangs, wie von Traudt et al. [90] genutzt, empfohlen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der optische Zugang auf Grund der geringen Ausbreitung der konzentrierten Kavitation möglichst nah am Ventil installiert wird. So kann der Frage nachgegangen werden, wie die Kavitation auf die in der Flüssigphase laufenden Druckwellen reagiert. Durch die Verwendung eines optischen Zugangs ließe sich die durch die Rayleigh-Plesset Gleichung postulierte Blasengrößen verifizieren. Um das Verständnis der Kavitation zu verbessern, könnte die Teststrecke mit zusätzlichen Drucksensoren, insbesondere in der Nähe der Ventile, sowie Gitternetzsensoren ausgestattet werden.

Da es sich bei der vorliegenden Arbeit um eine rein experimentelle Arbeit handelt, ist ein nächster Schritt die erzeugten Resultate mit Simulationen zu vergleichen.

Zum einen ist die makroskopische Sicht auf den kompletten Versuchsaufbau von Interesse, dazu können 1D-Löser wie beispielsweise Ecosim Pro mit ESPSS verwendet werden. Im Bereich der makroskopischen Betrachtung bietet sich zusätzlich an weitere Validierungsfälle für numerische Simulationen zu generieren. Dies ist möglich durch den Austausch der Teststrecke des FTTF. Denkbar wären weitere simple Geometrien, wie zum Beispiel L- oder T-Stücke, Rohrbögen mit variierendem Radius oder Blenden.

Auf der anderen Seite sind mikroskopische Betrachtungen der Kavitationsprozesse von enormer Bedeutung. Simulationen der Kavitationsbildung und deren Kollapse können weitere Einblicke in die Dynamiken des Fluidhammers liefern. Zur Validierung dieser Simulationen bieten sich die bereits vorgeschlagenen Experimente mit der Verwendung eines optischen Zugangs an.

# Literaturverzeichnis

- [1] <https://www.ecosimpro.com/papers/space/>. 07.03.2023.
- [2] <https://www.stoehr-valves.de/de/produkte/sonderventile/axius-1400>. 07.03.2023.
- [3] By zazienyc; touched up and cropped by user:blastobutter42 - smoke/steam, cc by 2.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=2431756>, 2007. 12.04.2022.
- [4] L. Allievi. Teoria generada del moto perturba to dell'aqua nei tubi in pressione. *Annali della Societa degli Ingegneri ed Architette Italiani*, 1903.
- [5] L. Allievi. Teoria del colpo d'ariete, atti collegio ing. arch.(english translation by halmos ee 1929), The Theory of Waterhammer. *Trans. ASME*, 1913.
- [6] P. J. Alliot, J.-F. Delange, and A. Lekeux. VINCI, the European reference for Ariane 6 upper stage cryogenic propulsive system. In *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, page 4063, 2015.
- [7] I. F. Barna, A. R. Imre, G. Baranyai, and G. Ézsöl. Experimental and theoretical study of steam condensation induced water hammer phenomena. *Nuclear Engineering and Design*, 240(1):146–150, jan 2010. doi: 10.1016/j.nucengdes.2009.09.027.
- [8] A. Bergant, M. Karadzic, J. Vitkovsky, I. Vusanovic, and A. Simpson. A Discrete Gas-Cavity Model That Considers the Frictional Effects of Unsteady Pipe Flow. 2005.
- [9] A. Bergant, A. Simpson, and A. Tijsseling. Water Hammer With Column Separation: A Historical Review. *Journal of Fluids and Structures*, 22(2):135 – 171, 2006. ISSN 0889-9746. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.08.008>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974605001520>.
- [10] C. Bombardieri. *Experimental Investigation of the Filling Process in Evacuated Spacecraft Propulsion System Feedlines*. PhD thesis, RWTH Aachen University, 2018.

- [11] C. Bombardieri, T. Traudt, and C. Manfletti. Experimental and Numerical Analysis of Water Hammer During the Filling Process of Pipelines. In *Space Propulsion Conference, Cologne, Germany*, 2014.
- [12] C. C. Bonin. Water-Hammer Damage to Oigawa Power Station. *Journal of Engineering for Power*, 82(2):111–116, apr 1960. doi: 10.1115/1.3672721.
- [13] C. E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge University Press, 2014.
- [14] P. Bruck, G. Zysk, and T. Esselman. Steam Incident Investigation at East 41st Street and Lexington Avenue New York, NY. techreport 1763931-R-001, ABS Consulting, ABSG Consulting, Inc. (ABS COnsulting) - Northeast Area Office, 118 Portsmouth Avenue, Stratham, NH03885, 2007. URL <https://web.archive.org/web/20150923210140/http://www.coned.com/messages/ABSReport.pdf>.
- [15] R. Carpenter and S. Barraclough. Some Experiments on the Effect of Water Hammer. *Transactions of the ASME*, 15:510–535, 1894.
- [16] A. Dudlik, H. M. Prasser, A. Apostolidis, and A. Bergant. Water Hammer Induced by Fast-Acting Valves: Experimental Studies at Pilot Plant Pipework. *Multiphase Science and Technology*, 20(3-4):239–263, 2008. doi: 10.1615/multsciencetchn.v20.i3-4.20.
- [17] C. Esposito. *Study of Cryogenic Transient Flows. The Impact of the Fluid Thermosensitivity on Cavitation*. PhD thesis, 2020.
- [18] O. Flieger. *Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen*. PhD thesis, 2019.
- [19] J.-P. Franc. The Rayleigh-Plesset Equation: A Simple and Powerful Tool to Understand Various Aspects of Cavitation. In *Fluid dynamics of cavitation and cavitating turbopumps*, pages 1–41. Springer, 2007.
- [20] J. Frizell. Pressures Resulting from Changes of Velocity of Water in Pipes. *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, 39(1): 1–7, 1898.
- [21] J. Gale, I. Tiselj, and A. Horvat. Two-Fluid Model of the WAHA Code for Simulations of Water Hammer Transients. *Multiphase Science and Technology*, 20(3-4), 2008.
- [22] M. S. Ghidaoui, M. Zhao, D. A. McInnis, and D. H. Axworthy. A Review of Water Hammer Theory and Practice. *ASME*, 58(1):49–76, 2005.

- [23] I. Gibek and Y. Maisonneuve. Waterhammer Tests With Real Propellants. In *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, page 4081, 2005.
- [24] J. Gouriet, A. Huertas-Martinez, J. Buchlin, M. Vetrano, and J. Steelant. Multiphase Fluid Hammer With Cryogenic Fluids. *Proceedings of Space Propulsion 2016*, 2016.
- [25] J. B. Gouriet, J.-M. Buchlin, M. Lema, Z. Petro, M. R. Vetrano, L. Peveroni, and J. Steelant. Multiphase Fluid Hammer With Non-Cryogenic and Cryogenic Fluids. In *8th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Lisbon*, 2015.
- [26] T. Graf, H. Fischer, H. Reul, and G. Rau. Cavitation Potential of Mechanical Heart Valve Prostheses. *The International Journal of Artificial Organs*, 14(3):169–174, mar 1991. doi: 10.1177/039139889101400309.
- [27] M. A. Grolmes and H. Fauske. Propagation Characteristics of Compression and Rarefaction Pressure Pulses in One-Component Vapor-Liquid Mixtures. *Nuclear Engineering and Design*, 11(1):137–142, 1970.
- [28] R. Henry, M. Grolmes, and H. K. Fauske. Pressure-Pulse Propagation in Two-Phase One-And Two-Component Mixtures. Technical report, Argonne National Lab., Ill., 1971.
- [29] C. Jaeger. *Théorie générale du coup de bélier: application au calcul des conduites à caractéristiques multiples et des chambres d'équilibre*. PhD thesis, ETH Zurich, 1933.
- [30] J. Joseph, G. Agrawal, D. Agarwal, J. C. Pisharady, and S. S. Kumar. Fluid-Hammer Induced Pressure Oscillations in a Cryogenic Feed Line. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 171:012049, feb 2017. doi: 10.1088/1757-899x/171/1/012049.
- [31] N. Joukowsky. *Über den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsrohren*, volume 9 of 8. Académie impériale des sciences de St.-Pétersbourg, 1900. (in German).
- [32] U. Karadžić, V. Bulatović, and A. Bergant. Valve-Induced Water Hammer and Column Separation in a Pipeline Apparatus. *Strojniški vestnik – Journal of Mechanical Engineering*, 60(11):742–754, nov 2014. doi: 10.5545/sv-jme.2014.1882.
- [33] S. Klein, T. Traudt, C. Bombardieri, and M. Oswald. Influence of Static Pressure on the Damping of Pressure Waves in Rocket Engine Feed Lines. In *13th International Pressure Surges Conference, Bordeaux*, 2018.

- [34] S. Klein, T. Traudt, C. Bombardieri, and M. Oswald. Damping of Water Hammer with Cavitation in Rocket Engine Feed Lines. In *32nd International Symposium on Space Technology and Science, Fukui*, 2019.
- [35] S. Klein, M. Börner, J. S. Hardi, D. Suslov, and M. Oswald. Injector-Coupled Thermoacoustic Instabilities in an Experimental LOX-Methane Rocket Combustor During Start-up. *CEAS Space Journal*, 12(2):267–279, 2020.
- [36] S. Klein, T. Traudt, and M. Oswald. Influence of Cavitation on the Acoustic Boundary Conditions in Water Hammer Experiments. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1909, page 012015. IOP Publishing, 2021.
- [37] S. Klein, T. Traudt, and M. Oswald. Comparison Between Water and Liquid Nitrogen Pressure Surge Experiments to Analyze Cavitation Induced Noise Growth. In *11th International Symposium on Cavitation*, 2021.
- [38] S. Klein, T. Traudt, and M. Oswald. Comparison of Water and Cryogenic Fluid Hammer Experiments for Rocket Engine Feed Line Systems. *Experiments in Fluids*, 64(2), jan 2023. doi: 10.1007/s00348-023-03573-3.
- [39] S. Klein, T. Traudt, and M. Oswald. Comparison of Pressure Surge Events in Water and Liquid Nitrogen as a Substitute Fluid for Rocket Engine Feed Lines. In *14th International Pressure Surges Conference, Eindhoven*, 2023.
- [40] T. Kobori, S. Yokoyama, and H. Miyashiro. *Propagation Velocity of Pressure Wave in Pipe Line*. Kameari Works, Hitachi, 1955.
- [41] A. Kodura. An Analysis of the Impact of Valve Closure Time on the Course of Water Hammer. *Archives of Hydro-Engineering and Environmental Mechanics*, 63(1), 2016.
- [42] D. Korteweg. Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in elastischen Röhren. *Annalen der Physik (in German)*, 241(12):525–542, 1878.
- [43] J. v. Kries. Über die Beziehungen zwischen Druck und Geschwindigkeit, welche bei der Wellenbewegung in elastischen Schläuchen bestehen. *Festschrift der 56. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte gewidmet von der Naturforschenden Gesellschaft zu Freiburg. B., Freiburg, Germany, pp. 67–88 (in German)*, 56:67–88, 1883.

- [44] L. D. Landau and E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik: Physikalische Kinetik. Band X*. Akademie Verlag, 1990.
- [45] C. Lardier. The Soviet Manned Lunar Program N1-L3. *Acta Astronautica*, 142:184 – 192, 2018. ISSN 0094-5765. doi: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.10.007>.
- [46] R. Lecourt and J. Steelant. Experimental Investigation of Waterhammer in Simplified Feed Lines of Satellite Propulsion Systems. *Journal of Propulsion and Power*, 23(6):1214–1224, nov 2007. doi: 10.2514/1.29269.
- [47] M. Lema, J. Steelant, F. L. Peña, and P. Rambaud. Experiments on Fluid Hammer Involving Cavitation and Pressurant Gas Desorption for Aerospace Applications. In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, jul 2014. doi: 10.2514/6.2014-3786.
- [48] E. Lemmon, M. Huber, and M. McLinden. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1, 2013-05-07 2013. URL [https://tsapps.nist.gov/publication/get\\_pdf.cfm?pub\\_id=912382](https://tsapps.nist.gov/publication/get_pdf.cfm?pub_id=912382).
- [49] V. L'Hullier. Propulsion in the ATV Spacecraft System - Lessons Learnt. In *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, aug 2009. doi: 10.2514/6.2009-4900.
- [50] W.-q. Li, Z.-x. Gao, Z.-j. Jin, and J.-y. Qian. Transient Study of Flow and Cavitation Inside a Bileaflet Mechanical Heart Valve. *Applied Sciences*, 10(7):2548, 2020.
- [51] E. List, J. Burnam, R. Solbrig, and J. Hogatt. Vapor Cavity Formation and Collapse: Field Evidence for Major Pipeline Damage. In *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, pages 1–10, 1999.
- [52] M. Lister. The Numerical Solution of Hyperbolic Partial Differential Equations by the Method of Characteristics. *Mathematical methods for digital computers*, 1:165–179, 1960.
- [53] H. Lupton. Graphical Analysis of Pressure Surges in Pumping Systems. *Journal of the Institution of Water Engineers*, 7:87–125, 1953.
- [54] J. W. Magee, T. J. Bruno, D. G. Friend, M. L. Huber, A. D. Laesecke, E. W. Lemmon, M. O. McLinden, R. A. Perkins, J. A. Widegren, et al. Thermophysical Properties Measurements and Models for Rocket Propellant RP-1: Phase I. 2007.

- [55] J. Mandhane, G. Gregory, and K. Aziz. A Flow Pattern Map for Gas—Liquid Flow in Horizontal Pipes. *International journal of multiphase flow*, 1(4):537–553, 1974.
- [56] H. Mao, Y. Li, L. Wang, J. Wang, and F. Xie. Numerical Investigation on the Mechanism of Geyser in Cryogenic Fluid Pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 154:119670, jun 2020. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119670.
- [57] H. Mao, Y. Li, L. Wang, J. Wang, and F. Xie. Investigation of Appearance and Intensity of Geyser Phenomenon in a Vertical Cryogenic Pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 150:119390, apr 2020. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119390.
- [58] H. Mao, Y. Li, L. Wang, F. Xie, and J. Wang. Investigation on the Difference of Geyser Behaviors Among Different Cryogenic Fuels of Launch Vehicle. *International Journal of Hydrogen Energy*, 45(58):34150–34162, nov 2020. doi: 10.1016/j.ijhydene.2020.09.051.
- [59] H. Mao, Y. Li, X. Huang, J. Li, F. Xie, and B. Sundén. Experimental Investigation on the Thermo-Hydraulic Characteristics and Occurrence Boundary of Geyser in a Cryogenic Pipe. *Applied Thermal Engineering*, 195:117172, aug 2021. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2021.117172.
- [60] H. Mao, Y. Li, X. Huang, S. Xia, and B. Sundén. Investigation on the Elimination of Geyser in a Cryogenic Pipe by a Recirculation Method. *Applied Thermal Engineering*, 197:117428, oct 2021. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2021.117428.
- [61] H. Mao, Y. Li, J. Wang, Y. Ma, L. Wang, and B. Sundén. A Novel Pipe Structure for Geyser Elimination in a Vertical Cryogenic Pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 178:121631, oct 2021. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121631.
- [62] H. Mao, Y. Li, L. Wang, F. Xie, and J. Wang. Estimation of the Pressure Oscillation in Geyser Process Occurring in Cryogenic Fluid Pipeline. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 169:120922, apr 2021. doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.120922.
- [63] MATLAB. *9.6.0.1072779 (R2019a)*. The MathWorks Inc., Natick, Massachusetts, 2019.
- [64] O. Melikhov, V. Melikhov, Y. Parfenov, M. Davydov, I. Tiselj, J. Galle, N. Pribaturin, and M. Alekseev. Modeling of Water Hammer in a Vertical Tube with WAHA Code. In *Proceedings of the International Conference Nuclear Energy for New Europe, Portorož, Slovenia*, pages 1–7, 2008.

- [65] L. F. Menabrea. *Note sur les effets du choc de l'eau dans les conduites*. Mallet-Bachelier, 1858.
- [66] J. Michaud. Coups de bélier dans les conduites. étude des moyens employés pour en atténuer les effets. *Bulletin de la Société Vaudoise des Ingénieurs et des Architects*, 4(3):4, 1878.
- [67] M. Minnaert. XVI. On Musical Air-Bubbles and the Sounds of Running Water. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 16(104):235–248, 1933.
- [68] K. A. Naik, P. Srikanth, and P. Negi. IMC Tuned PID Governor Controller for Hydro Power Plant with Water Hammer Effect. *Procedia technology*, 4:845–853, 2012.
- [69] S. L. Outcalt, A. Laesecke, and K. J. Brumback. Thermophysical Properties Measurements of Rocket Propellants RP-1 and RP-2. *Journal of Propulsion and Power*, 25(5):1032–1040, 2009.
- [70] S. Pal, P. R. Hanmaiahgari, and B. W. Karney. An Overview of the Numerical Approaches to Water Hammer Modelling: The Ongoing Quest for Practical and Accurate Numerical Approaches. *Water*, 13(11):1597, jun 2021. doi: 10.3390/w13111597.
- [71] I. Pearsall. The Velocity of Water Hammer Waves. In *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings*, volume 180, pages 12–20. SAGE Publications Sage UK: London, England, 1965.
- [72] J. Pinho, M. Lema, P. Rambaud, and J. Steelant. Multiphase Investigation of Water Hammer Phenomenon Using the Full Cavitation Model. *Journal of Propulsion and Power*, 30(1):105–113, jan 2014. doi: 10.2514/1.b34833.
- [73] H.-M. Prasser, J. Zschau, and A. Böttger. Entwicklung von Zweiphasenmesstechnik für vergleichende Untersuchungen zur Beschreibung von transienten Strömungen in Rohrleitungen. *Abschlussbericht zum BMBF-Vorhaben Nr. 11ZF9504/1*, Aug. 1998.
- [74] A. Prosperetti and G. Tryggvason. *Computational Methods for Multiphase Flow*. Cambridge university press, 2009.
- [75] E. Raiteri and F. Siccardi. Transients in Conduits Conveying a Two-Phase Bubbly Flow. Experimental Measurements of Celerity. 1975.
- [76] A. Ramadan and H. Mustafa. Surge Tank Design Considerations for Controlling Water Hammer Effects at Hydro-Electric Power Plants. *University Bulletin*, 3(15):147–160, 2013.

- [77] L. Rayleigh. VIII. On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(200):94–98, 1917. doi: 10.1080/14786440808635681. URL <https://doi.org/10.1080/14786440808635681>.
- [78] G. R. Rich. Water-Hammer Analysis by the Laplace-Mellin Transformation. *Trans. ASME*, 67:361–376, 1945.
- [79] R. Sander. Compilation of Henry’s Law Constants (Version 4.0) for Water as Solvent. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15(8):4399–4981, 2015.
- [80] B. Sharp. Cavity Formation in Simple Pipes due to Rupture of the Water Column. *Nature*, 185(4709):302–303, 1960.
- [81] A. Simpson and E. Wylie. Problems Encountered in Modeling Vapor Column Separation. In *Proceedings of Symposium on Fluid Transients in Fluid-Structure Interaction, ASME Winter Annual Meeting, Miami Beach, Florida, USA*, pages 103–107, 1985.
- [82] A. R. Simpson and E. B. Wylie. Large Water-Hammer Pressures for Column Separation in Pipelines. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117(10):1310–1316, 1991.
- [83] E. Skudrzyk. *The Foundations of Acoustics: Basic Mathematics and Basic Acoustics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [84] V. L. Streeter and C. Lai. Water-Hammer Analysis Including Fluid Friction. *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, 128(1):1491–1524, 1963.
- [85] V. L. Streeter and E. B. Wylie. *Hydraulic Transients*. McGraw-Hill, 1967.
- [86] T. Tanahashi and E. Kasahara. Comparisons Between Experimental and Theoretical Results of the Waterhammer with Water Column Separations. *Bulletin of JSME*, 13(61):914–925, 1970.
- [87] P. Tatioussian, J. Desmariaux, and M. Garcia. CALLISTO Project-Reusable First Stage Rocket Demonstrator. In *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences, Milano, Italy, DOI*, volume 10, 2017.
- [88] A. S. Tijsseling and A. Anderson. A Precursor in Waterhammer Analysis—Rediscovering Johannes von Kries. In *Intl. Conf. on Pressure Surges, Chester, United Kingdom*. Citeseer, 2004.

- [89] T. Traudt, C. Bombardieri, and C. Manfretti. Influences on Water Hammer Wave Shape an Experimental Study. In *63. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Augsburg Germany*, 2014.
- [90] T. Traudt, C. Bombardieri, and C. Manfretti. High Speed Imaging of Water Hammer with Column Separation. In *Pressure Surge Conference, Dublin*, 2015. ISBN 9781 85598 151 5 11.5 12.
- [91] T. Traudt, C. Bombardieri, E. Schleicher, and C. Manfretti. Investigation of Pressure Hammer with Wire Mesh Sensor and High Speed Imaging Techniques. In *Space Propulsion Conference, Rome, Italy*, 2016.
- [92] J. Vilá, J. Moral, V. Fernández-Villacé, and J. Steelant. An Overview of the ESPSS Libraries: Latest Developments and Future. In *Proc. Space Propulsion Conf.*, 2018.
- [93] G. B. Wallis. One-Dimensional Two-Phase Flow. 1969.
- [94] T. Walters. Rocket Propellant Line Waterhammer Transients in a Variable-g Environment. In *Forum on Unsteady Flow*, 1990.
- [95] T. Walters and J. Walker. Propellant Line Waterhammer Analysis During Staging. In *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, page 3542, 1992.
- [96] D. Warren and C. Langer. History in the Making-The Mighty F-1 Rocket Engine. In *25th Joint Propulsion Conference*, page 2387, 1989.
- [97] D. C. Wiggert and A. S. Tijsseling. Fluid Transients and Fluid-Structure Interaction in Flexible Liquid-Filled Piping. *Appl. Mech. Rev.*, 54(5): 455–481, 2001.
- [98] P. S. Wilson and R. A. Roy. An Audible Demonstration of the Speed of Sound in Bubbly Liquids. *American Journal of Physics*, 76(10):975–981, 2008.
- [99] L. Wojtan, T. Ursenbacher, and J. R. Thome. Investigation of Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part I—A New Diabatic Two-Phase Flow Pattern Map. *International journal of heat and mass transfer*, 48(14): 2955–2969, 2005.
- [100] L. Wojtan, T. Ursenbacher, and J. R. Thome. Investigation of Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part II—Development of a New Heat Transfer Model for Stratified-Wavy, Dryout and Mist flow Regimes. *International journal of heat and mass transfer*, 48(14):2970–2985, 2005.

- [101] A. B. Wood and R. Lindsay. A Textbook of Sound. *Physics Today*, 9 (11):37, 1956.
- [102] F. Wood. The Application of Heaviside's Operational Calculus to the Solution of Problems in Water Hammer. *Trans. ASME*, 59(8):707–713, 1937.
- [103] E. B. Wylie and V. L. Streeter. Fluid Transients. *New York*, 1978.
- [104] E. B. Wylie, V. L. Streeter, and L. Suo. *Fluid Transients in Systems*, volume 1. Prentice Hall Englewood Cliffs, NJ, 1993.
- [105] X. Youhuan, Z. Ping, Z. Hui, and B. Fengtian. numerical Analysis on Water Hammer Characteristics of Rocket Propellant Filling Pipeline. In *International Conference on Simulation and Modeling Methodologies, Technologies and Applications*, volume 2, pages 337–343. SCITEPRESS, 2015.
- [106] W. Zhang, S. Yang, D. Wu, and Z. Xu. Dynamic Interaction Between Valve-Closure Water Hammer Wave and Centrifugal Pump. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, 235(23):6767–6781, may 2021. doi: 10.1177/09544062211000768.
- [107] X. Zhang, F. Tang, C. Liu, L. Shi, H. Liu, Z. Sun, and W. Hu. Numerical Simulation of Transient Characteristics of Start-Up Transition Process of Large Vertical Siphon Axial Flow Pump Station. *Frontiers in Energy Research*, 9, 2021. ISSN 2296-598X. doi: 10.3389/fenrg.2021.706975. URL <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fenrg.2021.706975>.
- [108] C. Zhao and Z. Zhang. Dynamic Error Correction of Filament Thermocouples with Different Structures of Junction Based on Inverse Filtering Method. *Micromachines*, 11(1):44, 2019.
- [109] W. Zielke and H. Perko. Unterdrückerscheinungen und Druckstoßberechnung. *3R Int*, 24(7):348–355, 1985.
- [110] W. Zielke, H. Perko, and A. Keller. Gas Release in Transient Pipe Flow. In *Proc., 6th International Conference on Pressure Surges*, pages 4–6, 1989.

# Anhang



# A. Herleitung Joukowsky Gleichung

Es können unterschiedliche Ansätze zur Herleitung der Druckstoßhöhe genommen werden. Den anspruchsvollsten lieferte Allievi [4, 5], dieser leitete ein System partieller Differentialgleichungen her, dies wird im Anschluss besprochen. Ein simplerer Ansatz ist über die Energieerhaltung und ein Kräftegleichgewicht möglich.

## Herleitung aus der Energieerhaltung

Die Ventilschlusszeit  $t_{\text{valve}}$  ist von entscheidender Bedeutung für die Druckhöhe des Wasserhammers. Es wird grundsätzlich unterschieden ob es sich um eine langsame oder schnelle Ventilöffnung handelt. Die Grenze ist die Zeit, die eine Druckwelle benötigt, um das Rohrsystem zweimal zu durchlaufen. In Abbildung 3.1 ist ein Reservoir dargestellt, an dessen unterem Ende ein Rohr angebracht ist. Am Ende dieses Rohres befindet sich ein Ventil, bei Ventilschluss läuft die Druckwelle Richtung Tank und wird dort reflektiert. Die kritische Zeit ist nun jene, welche benötigt wird, damit die Druckwelle das Rohr zweimal durchlaufen kann.

$$\Delta t_{v,\text{crit}} = \frac{2l}{a} \quad (\text{A.1})$$

Wird das Ventil langsamer geschlossen ( $\Delta t_{\text{valve}} > \Delta t_{v,\text{crit}}$ ), wird der maximale Druckanstieg in dem Rohr wie folgt berechnet. Die Masse des Fluid in dem Rohr ist gegeben durch

$$m = \rho Al \quad (\text{A.2})$$

Der Impuls  $I$  des Wassers beträgt bei Strömungsgeschwindigkeit  $v$ :

$$I = mv = \rho Alv \quad (\text{A.3})$$

Eine Impulsänderung des Fluids über die Zeit bewirkt eine axiale Kraft auf das Ventil  $F_{\text{ax}}$ .

$$\frac{\delta I}{\delta t} = F_{\text{ax}} \quad (\text{A.4})$$

Im stationären Prozess ist die Masse  $m$  konstant, weshalb die zeitliche Ableitung der Geschwindigkeit  $v$  gebildet werden muss. Für eine gleichmäßige,

vollständige Schließung des Ventils wird diese folgendermaßen approximiert:

$$\frac{\delta v}{\delta t} = \frac{v - 0}{\Delta t_{\text{valve}}} = \frac{v}{\Delta t_{\text{valve}}} \quad (\text{A.5})$$

Der Druck am Ventil lässt sich durch die Beziehung  $P = F/A$  berechnen. Dies führt zu:

$$\frac{\delta I}{\delta t} = m \frac{\delta v}{\Delta \delta t} = m \frac{v}{\Delta t_{\text{valve}}} = \rho Al \frac{v}{t_{\text{valve}}} = F_{\text{ax}} = PA \quad (\text{A.6})$$

Dividiert durch  $A$  erhält man die Druckhöhe  $P$  des Fluidhammers:

$$P = \frac{\rho l v}{\Delta t_{\text{valve}}} \quad (\text{A.7})$$

Wird eine instantane Ventilschließung  $\Delta t_{\text{valve}} = 0$  in einem starren Rohr betrachtet so wird die kinetische Energie des Wasser  $E_{\text{kin}}$  in Verformungsenergie des Fluids  $E_{\text{str}}$  umgewandelt.

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{str}} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \frac{P^2}{K} A l \quad (\text{A.9})$$

Wobei  $A$  die Querschnittsfläche,  $l$  die Rohrlänge,  $P$  der Druck,  $K$  das Kompressionsmodul,  $m$  die Masse des Fluids und  $v$  die Strömungsgeschwindigkeit ist. Mit  $m = \rho A l = \rho V$ , wobei  $V$  das Volumen des Fluids im Rohr ist. Setzt man diese Beziehungen in Gleichung A.9 ein so erhält man:

$$\frac{1}{2} \rho A l v^2 = \frac{1}{2} \frac{P^2}{K} A l \quad (\text{A.10})$$

$$\rho v^2 = \frac{P^2}{K} \quad (\text{A.11})$$

$$P = v \sqrt{\rho K} = v \sqrt{K \frac{\rho^2}{\rho}} = v \rho \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (\text{A.12})$$

Mit der Schallgeschwindigkeit in Fluiden

$$a = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (\text{A.13})$$

wird Gleichung A.12 zur Joukowsky Formel umgeformt.

$$P = \rho a v \quad (\text{A.14})$$

Der Joukowsky Druckstoß ist folglich unabhängig von der Geometrie und hängt nur von den Fluideigenschaften ab.

Diese gilt jedoch nur für starre Rohre, ist das Rohr flexibel, so muss die Verformungsenergie des Rohres  $E_{\text{str,pipe}}$  mitbetrachtet werden. Die Wandstärke des Rohres wird mit  $e$ , die Poissonzahl mit  $\nu$  und das Elastizitätsmodul mit  $E$  angegeben.

Gleichung A.8 wird um den Term  $E_{\text{str,pipe}}$  zu

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{str}} + E_{\text{str,pipe}} \quad (\text{A.15})$$

erweitert. Dieser setzt sich aus der Spannung im Rohr in longitudinaler- ( $\sigma_l$ ) und umlaufender Richtung ( $\sigma_c$ ) zusammen. Betrachtet wird hier zunächst die auf das Rohrvolumen  $V_{\text{pipe}}$  normierte Energie.

$$\frac{E_{\text{str,pipe}}}{V_{\text{pipe}}} = \frac{1}{2E}(\sigma_c^2 + \sigma_l^2 - \nu(2\sigma_l\sigma_c)) \quad (\text{A.16})$$

Die Spannungen sind definiert durch:

$$\sigma_c = \frac{PD}{2e} \quad (\text{A.17})$$

$$\sigma_l = \frac{PD}{4e} \quad (\text{A.18})$$

Setzt man nun die Gleichungen A.17 und A.18 in Gleichung A.16 ein erhält man nach einigem Umformen:

$$E_{\text{str,pipe}} = \frac{AP^2Dl}{t} \left( \frac{5}{4E} - \frac{\nu}{8E} \right) \quad (\text{A.19})$$

Dabei wird das Volumen des Rohres  $Vol_{\text{pipe}} = \pi Dtl$  eingesetzt und nach  $A$  umgeformt. Im letzten Schritt wird Gleichung A.19 in Gleichung A.15 eingesetzt und der Druckanstieg  $P$  für instantane Ventilschließung in elastischen Rohren ist:

$$P = v \sqrt{\frac{\rho}{\frac{1}{K} + \frac{D}{t} \left( \frac{5}{4E} - \frac{\nu}{E} \right)}} \quad (\text{A.20})$$

## Herleitung Alievi (Differential-Gleichung)

Die Herleitung kann in mehreren Referenzen gefunden werden, die hier vorgestellte Herleitung orientiert sich an Ghidaoui et al. [22]. Aus dem Reynold-schen Transport-Theorem wird die Massenerhaltung für ein Kontrollvolumen (Abbildung A.1 aufgestellt:

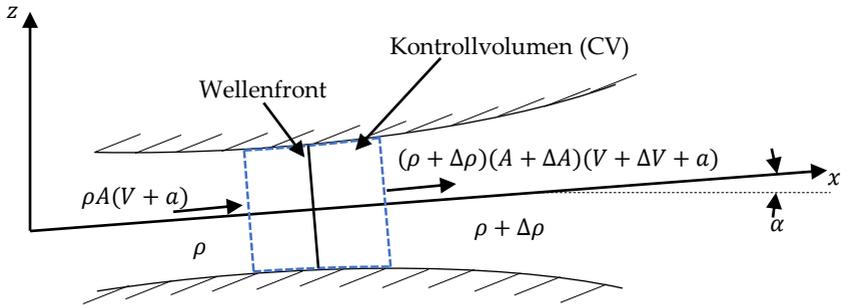


Abbildung A.1.: Kontrollvolumen für die Kontinuitätsgleichung, adaptiert von Ghidaoui et al. [22]

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_{CV} \rho \, dV + \int_{CS} \rho(\vec{v} \cdot \vec{n}) \, dA = 0 \quad (\text{A.21})$$

Wobei  $\rho$  die Dichte,  $\vec{v}$  der Geschwindigkeitsvektor,  $\vec{n}$  der Normalvektor,  $CV$  das Kontrollvolumen und  $CS$  die Oberfläche des Kontrollvolumens ist. Dabei entspricht die zeitliche Änderung der Masse im Kontrollvolumen der Massenänderung über die Oberflächen des Kontrollvolumens. Lässt man die Länge des Kontrollvolumens gegen Null laufen ( $\delta x \rightarrow 0$ ) erhält man folgende Gleichung:

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_x^{x+\delta x} \rho A \, dx + \int_{CS} \rho(\vec{v} \cdot \vec{n}) \, dA = 0 \quad (\text{A.22})$$

Nach Integration über die Fläche  $A$  und Ableiten nach  $x$  erhält man

$$\frac{\delta(\rho A)}{\delta t} + \frac{\delta(\rho AV)}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.23})$$

wobei  $V = \int_A u \, dA$  die gemittelte Strömungsgeschwindigkeit der lokalen longitudinalen Geschwindigkeit  $u$  im Querschnitt  $A$  des Rohres ist. Bei Gleichung A.23 handelt es sich um die konservative Form der Massenerhaltung für flächenmäßig gemittelte Strömungen. Unter Verwendung der Produktregel kann Gleichung A.23 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} A + \frac{\delta A}{\delta t} \rho + \frac{\delta \rho}{\delta x} AV + \frac{\delta A}{\delta x} \rho V + \frac{\delta v}{\delta x} \rho A \quad (\text{A.24})$$

Die Summanden werden geordnet:

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{\delta \rho}{\delta t} + \frac{\delta \rho}{\delta x} V \right) + \frac{1}{A} \left( \frac{\delta A}{\delta t} + \frac{\delta A}{\delta x} V \right) + \frac{\delta v}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.25})$$

Unter Zuhilfenahme der substantiellen Ableitung

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\delta}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x} V \quad (\text{A.26})$$

folgt

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{1}{A} \frac{DA}{Dt} + \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.27})$$

und daraus

$$\frac{1}{\rho A} \left( \frac{D\rho}{Dt} A + \frac{DA}{Dt} \rho \right) + \frac{\delta v}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.28})$$

Wendet man auf den Ausdruck in der Klammer die Produktregel rückwärts an erhält man:

$$\frac{1}{\rho A} \frac{D(\rho A)}{Dt} \rho + \frac{\delta v}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.29})$$

Die Fläche  $A$  und die Dichte  $\rho$  sind abhängig vom Druck  $P$ , dieser wiederum ist eine Funktion der Zeit und des Ortes:  $\rho(P(x, t))$ , bzw.  $A(P(x, t))$ . Wendet man unter Berücksichtigung dieser Abhängigkeiten die Kettenregel auf Gleichung A.29 an erhält man:

$$\frac{1}{\rho A} \left( \frac{d\rho}{dP} A + \frac{dA}{dP} \rho \right) \frac{DP}{Dt} + \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.30})$$

Dieser Ausdruck vereinfacht sich durch die Notation

$$a^{-2} = \frac{d\rho}{dP} + \frac{\rho}{A} \frac{dA}{dP} \quad (\text{A.31})$$

zu:

$$\frac{1}{\rho a^2} \frac{DP}{Dt} + \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.32})$$

Die Impulserhaltung über das Kontrollvolumen (Abbildung A.2 lautet:

$$\sum F_{\text{ext}} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{CV}} \rho v \nabla + \int_{\text{CS}} \rho v (v \cdot n) dA \quad (\text{A.33})$$

Unter den externen Kräften  $F_{\text{ext}}$  werden die Gravitationskraft, die Wand Schubspannung und die durch den Druckfeldgradienten begründeten Kräfte zusammen gefasst. Für  $\partial x \rightarrow 0$  ergibt sich die folgende Form der Impulsglei-

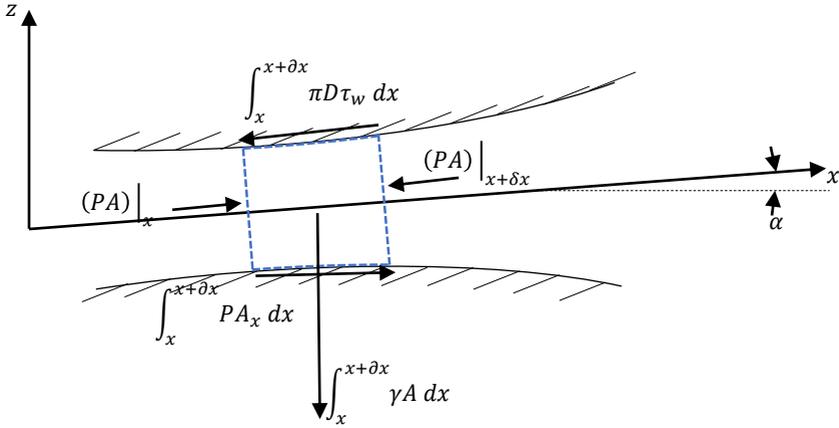


Abbildung A.2.: Kontrollvolumen für die Impulserhaltung, adaptiert von Ghidaoui et al. [22]

chung in axialer Richtung:

$$\frac{\partial \rho AV}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho AV^2}{\partial x} = -A \frac{\partial P}{\partial x} - \pi D \tau_w - \gamma A \sin(\alpha) \quad (\text{A.34})$$

Hier ist  $\gamma = \rho g$  die Schwerkraftsbeschleunigung multipliziert mit der Dichte,  $\alpha$  ist der Winkel zwischen der Leitung und der Horizontalen,  $\tau_w$  ist die Wandschubspannung und  $\beta = \int_A u^2 dA / V^2$  ist der Impulskorrekturkoeffizient. Durch Anwendung der Produktregel unter Berufung auf Gleichung A.29 und Teilung durch  $\rho A$  ergibt sich:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho A} \frac{\partial (\beta - 1) \rho AV^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + g \sin(\alpha) + \frac{\tau_w \pi D}{\rho A} \quad (\text{A.35})$$

Für kleine Mach-Zahlen  $M \ll 1$  lassen sich Gleichung A.32 und A.35 in dimensionsloser Form wie folgt aufschreiben:

$$\frac{1}{\rho a^2} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + g \sin(\alpha) + \frac{\tau_w \pi D}{\rho A} = 0 \quad (\text{A.37})$$

Mit der Notation für das hydraulische Potential  $H$ , wobei  $Z$  die Höhe in

diesem Fall vernachlässigt wird ( $Z = 0$ ),

$$H = \frac{P}{\rho g} + Z \quad (\text{A.38})$$

ergibt sich folgende Form für die Grundgleichungen des Wasserhammers:

$$\frac{g\rho_0}{\rho a^2} \frac{\delta H}{\delta t} + \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.39})$$

$$\frac{\delta v}{\delta t} + g \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\delta H}{\delta x} + \frac{\tau_w \pi D}{\rho A} = 0 \quad (\text{A.40})$$

Da in typischen Wasserhammer-Anwendungen  $M \ll 1$  ist gilt  $\rho \approx \rho_0$ . Es sei angemerkt, dass diese Vereinfachung in LN2 nicht zwingend gilt, da sich die Dichte über die Wellenfront auf Grund der größeren Kompressibilität nah der Phasengrenze stärker ändert als in Wasser. Da keine auf diesen Gleichungen basierenden Simulationen durchgeführt wurden, wird dieser Effekt in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

Es folgen die für  $\rho \approx \rho_0$  geltenden typischen 1D-Wasserhammer-Gleichungen:

$$\frac{g}{a^2} \frac{\delta H}{\delta t} + \frac{\delta V}{\delta x} = 0 \quad (\text{A.41})$$

$$\frac{\delta v}{\delta t} + g \frac{\delta H}{\delta x} + \frac{\tau_w \pi D}{\rho A} = 0 \quad (\text{A.42})$$

Geht man von einer reibungsfreien Strömung aus, so wird  $\tau_w = 0$ . Die Integration findet über das Intervall  $[l - at - \epsilon, l - at + \epsilon]$ , wobei  $x = l - at$  die Position der Druckwelle beschreibt und  $\epsilon$  eine Entfernung zu eben dieser ist. Mittels der Leibniz-Regel und durch die Annäherung von  $\epsilon \rightarrow 0$  erhält man die Joukowsky-Gleichung

$$\Delta H = \pm \frac{a \Delta v}{g} \quad (\text{A.43})$$

bzw. mittels Gleichung A.38:

$$\Delta P = \pm \rho a \Delta V \quad (\text{A.44})$$



## B. Testfallbeschreibung

Im Folgenden sind die Messungen der exemplarischen Testfälle A-H dargestellt. Die Abbildungen enthalten folgende Messwerte über die gesamte Versuchsdauer:

- Der Druck:  $P_{S1}$
- Die Temperatur:  $T_{S1}$
- Der Massenstrom:  $\dot{m}$
- Die Ventilposition:  $x_{\text{valve}}$

Zusätzlich werden die folgende Druckschriebe im Zeitraum des Fluidhammer-Schwingung, sowie während des ersten Kavitationstals detailliert gezeigt:

- Der Druck nach am Ventil:  $P_{S1}$
- Der Druck in der Mitte des Rohres (LN2):  $P_{S2}$
- Der Druck nah am HP-Tank:  $P_{S3}$
- Der Druck ganz nah am HP-Tank ( $\text{H}_2\text{O}$ ):  $P_{S4}$
- Der Druck im HP-Tank:  $P_{\text{HP}}$

## B.1. LN2

### B.1.1. Fall A

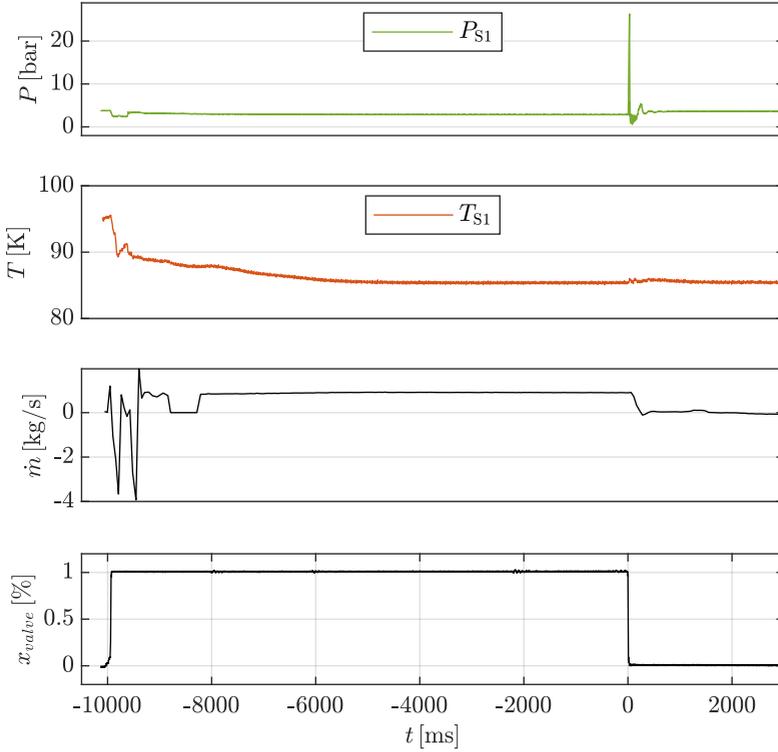


Abbildung B.1.: LN2 - Fall A: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

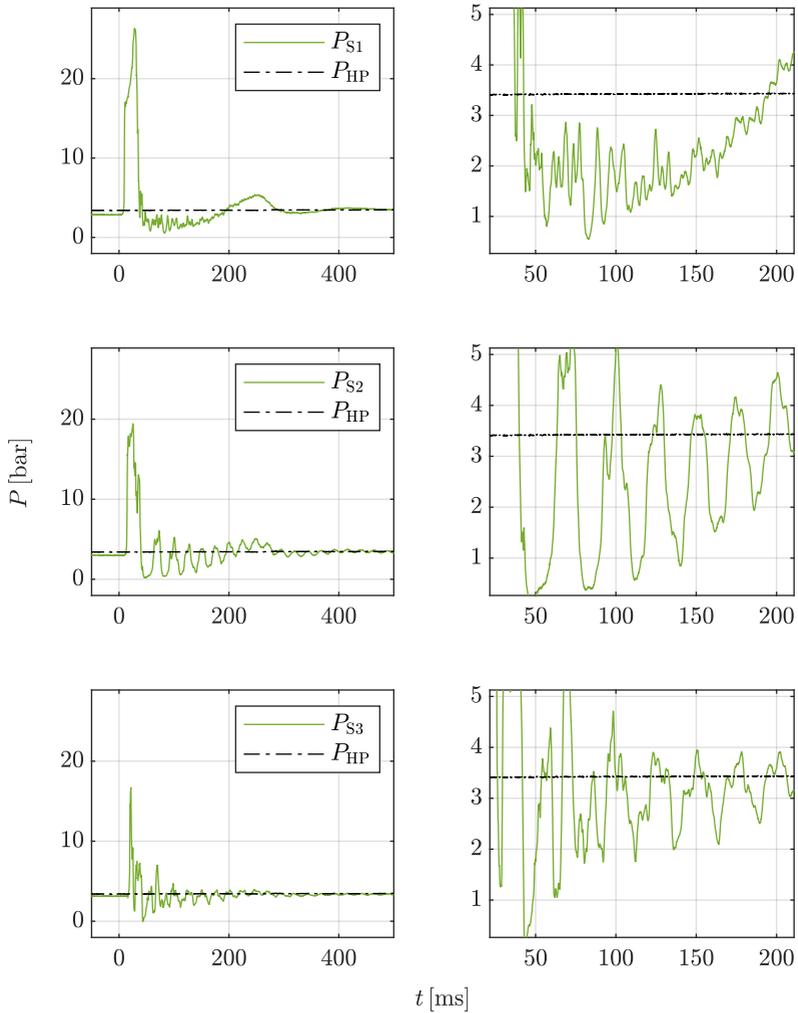


Abbildung B.2.: LN2 - Fall A: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.1.2. Fall B

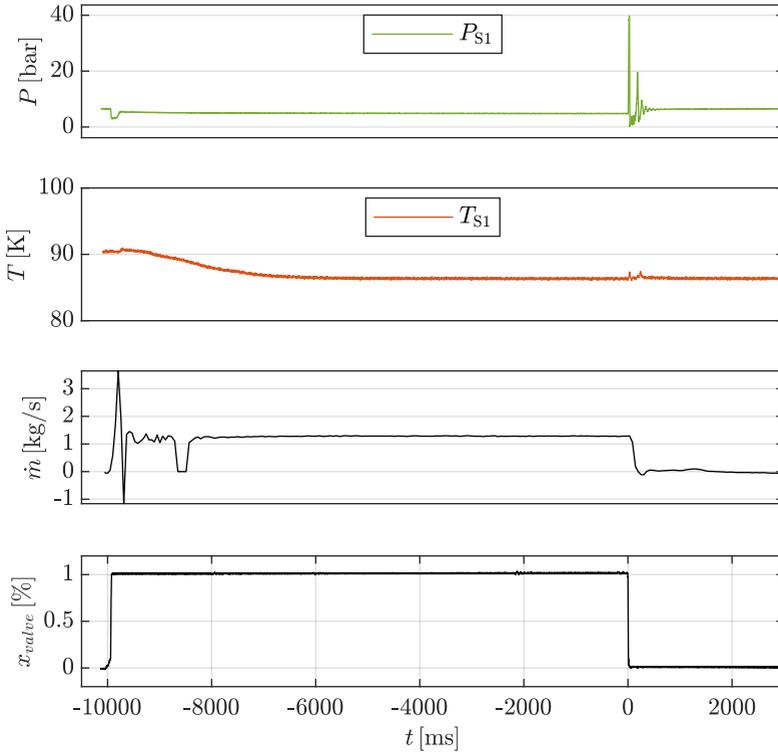


Abbildung B.3.: LN2 - Fall B: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

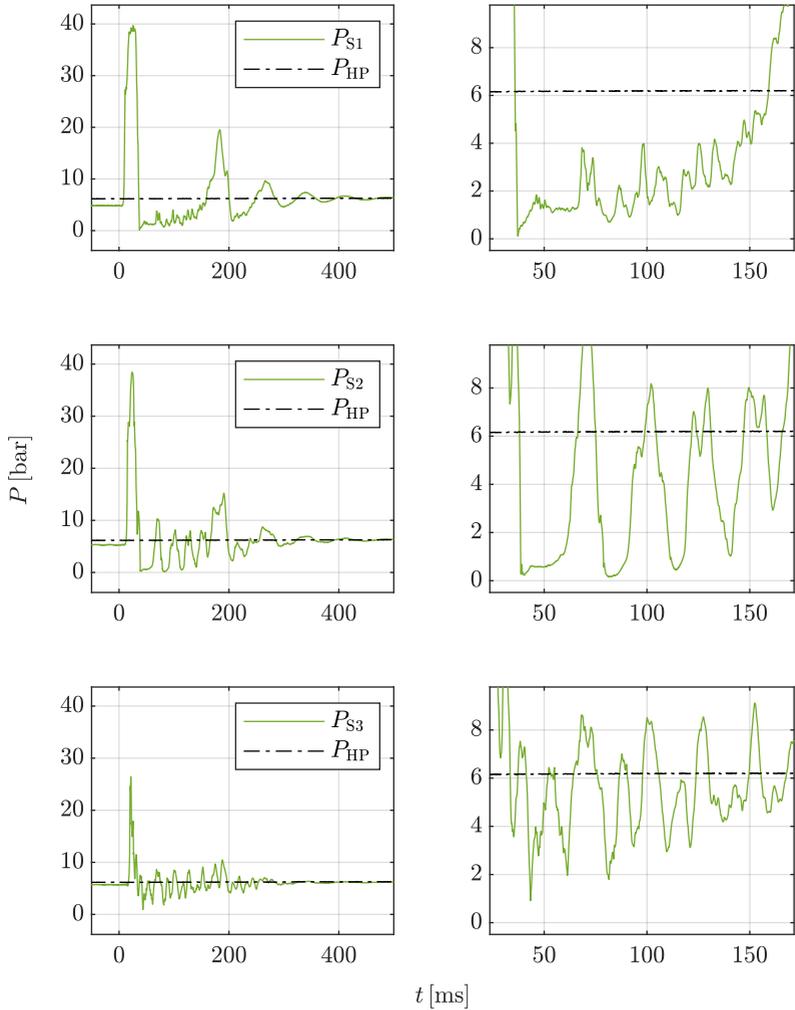


Abbildung B.4.: LN2 - Fall B: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.1.3. Fall C

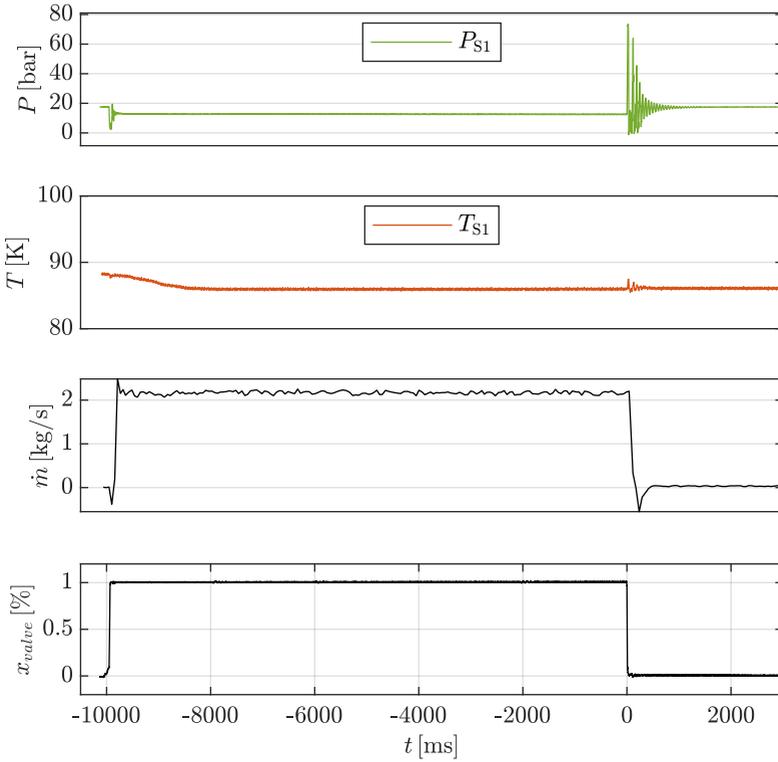


Abbildung B.5.: LN2 - Fall C: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

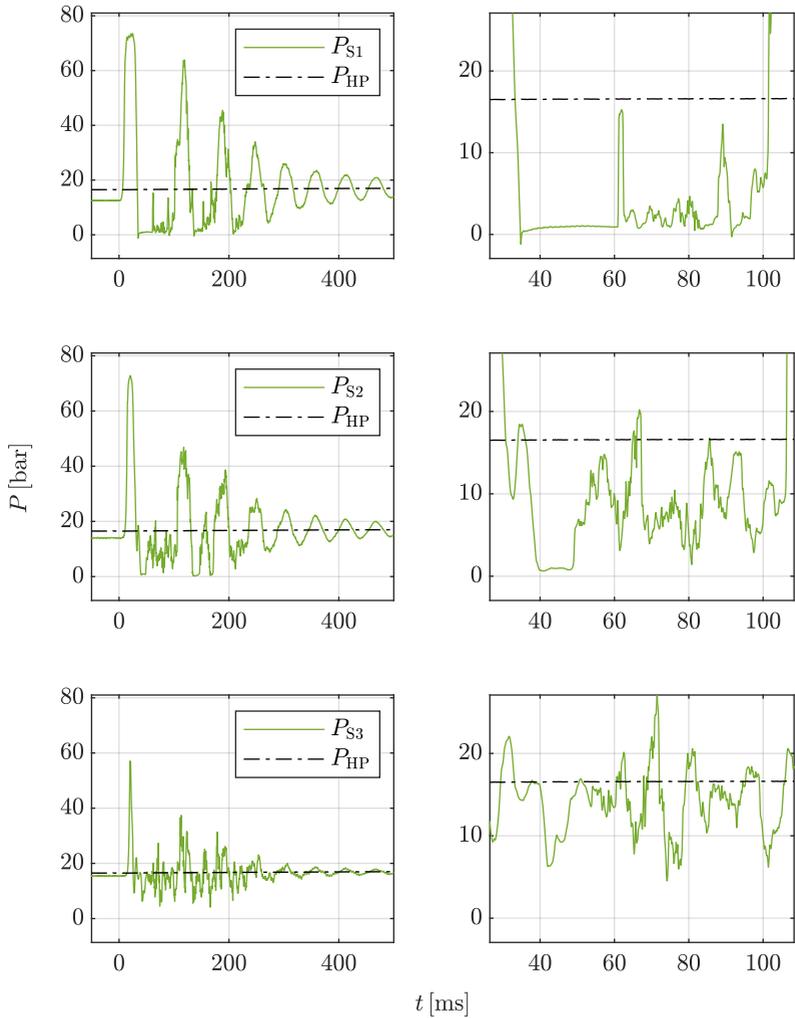


Abbildung B.6.: LN2 - Fall C: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.1.4. Fall D

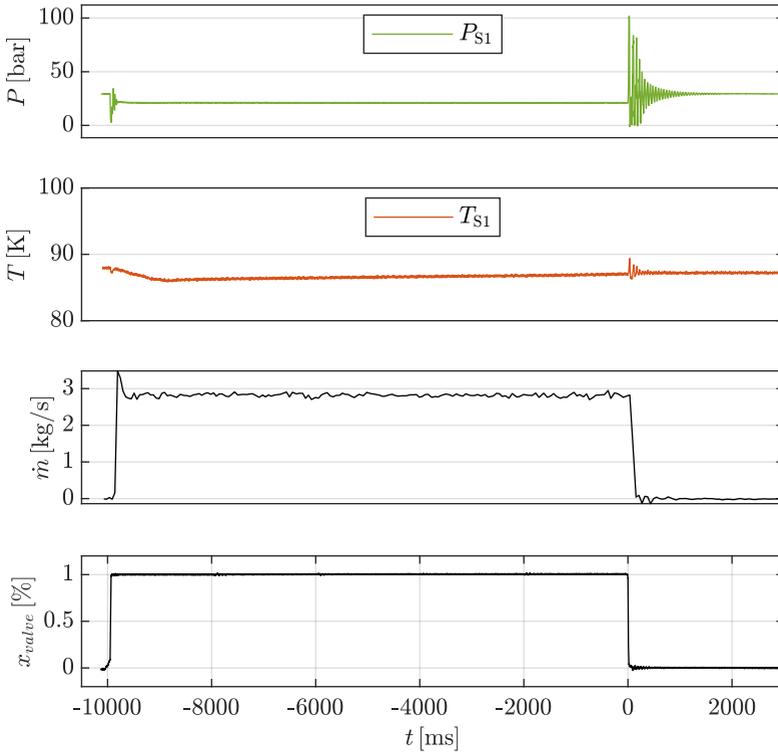


Abbildung B.7.: LN2 - Fall D: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

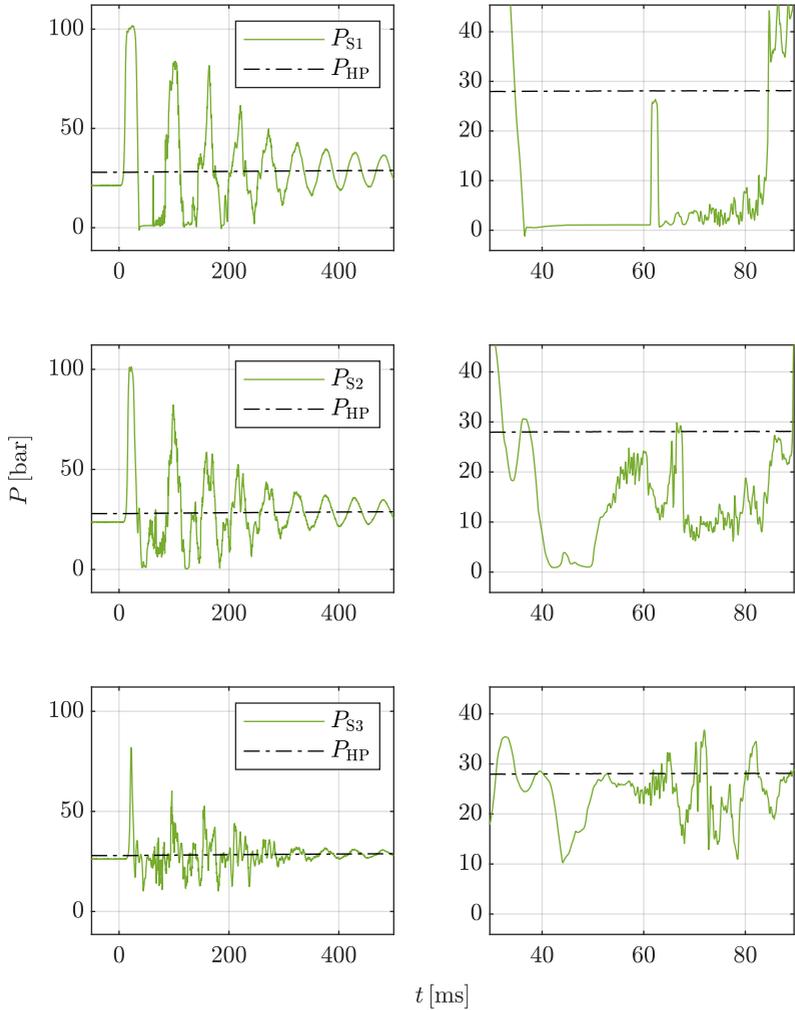


Abbildung B.8.: LN2 - Fall D: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.2. H<sub>2</sub>O

### B.2.1. Fall E

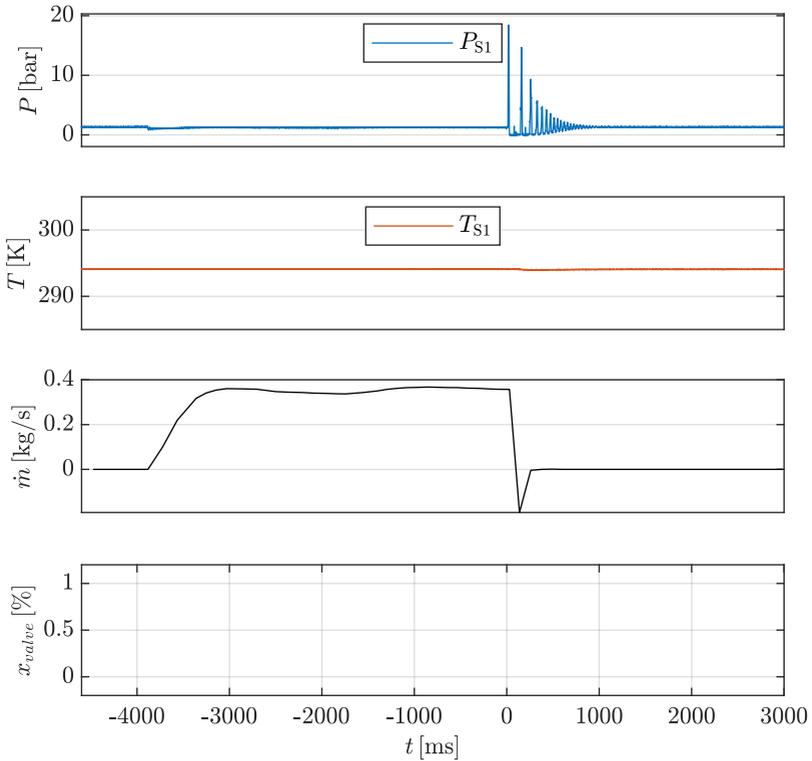
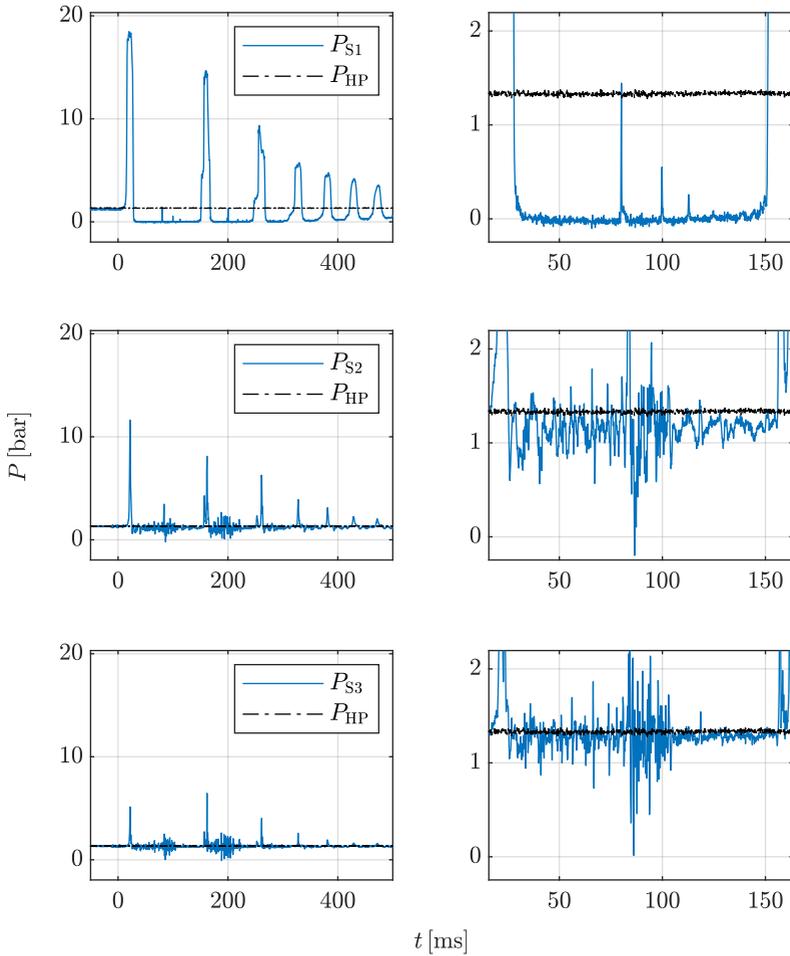


Abbildung B.9.: H<sub>2</sub>O - Fall E: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

Abbildung B.10.:  $H_2O$  - Fall E: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.2.2. Fall F

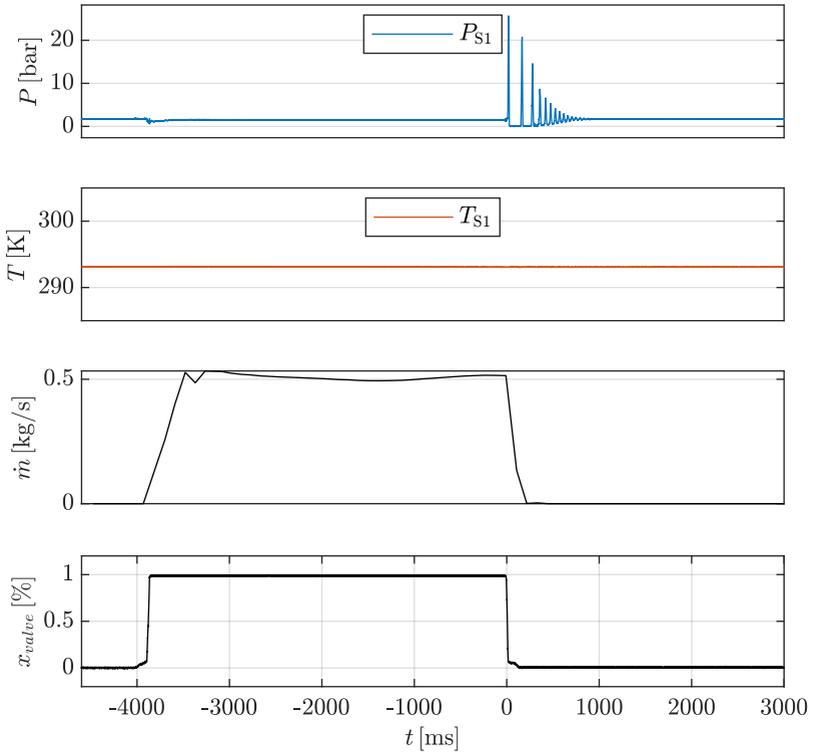


Abbildung B.11.: H<sub>2</sub>O - Fall F: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

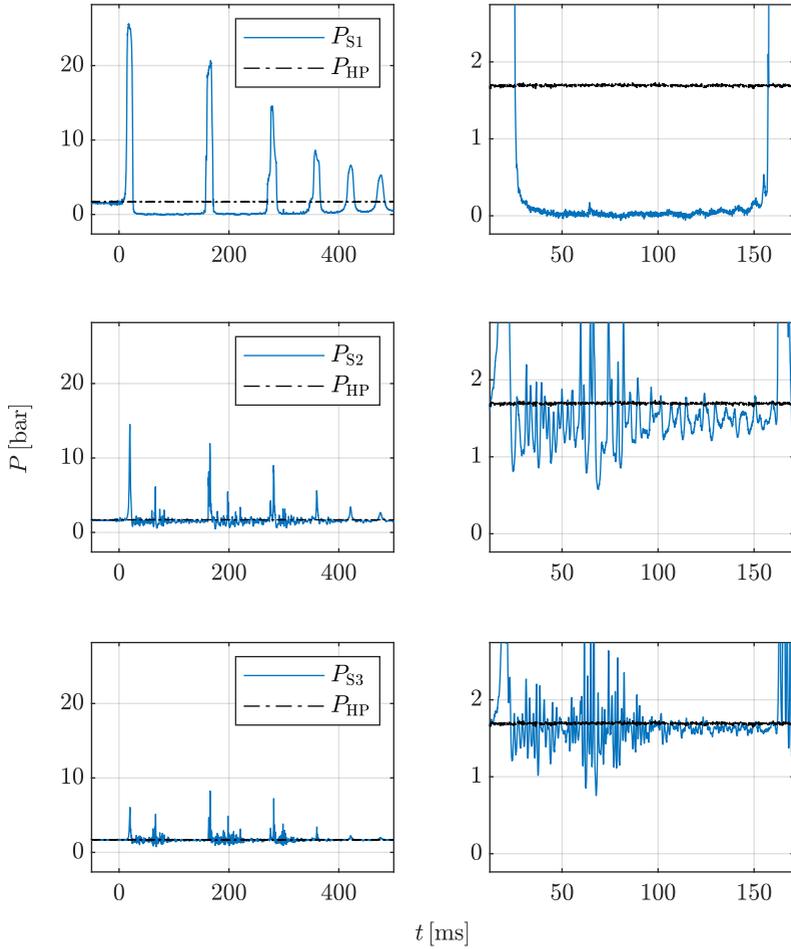


Abbildung B.12.: H<sub>2</sub>O - Fall F: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.2.3. Fall G

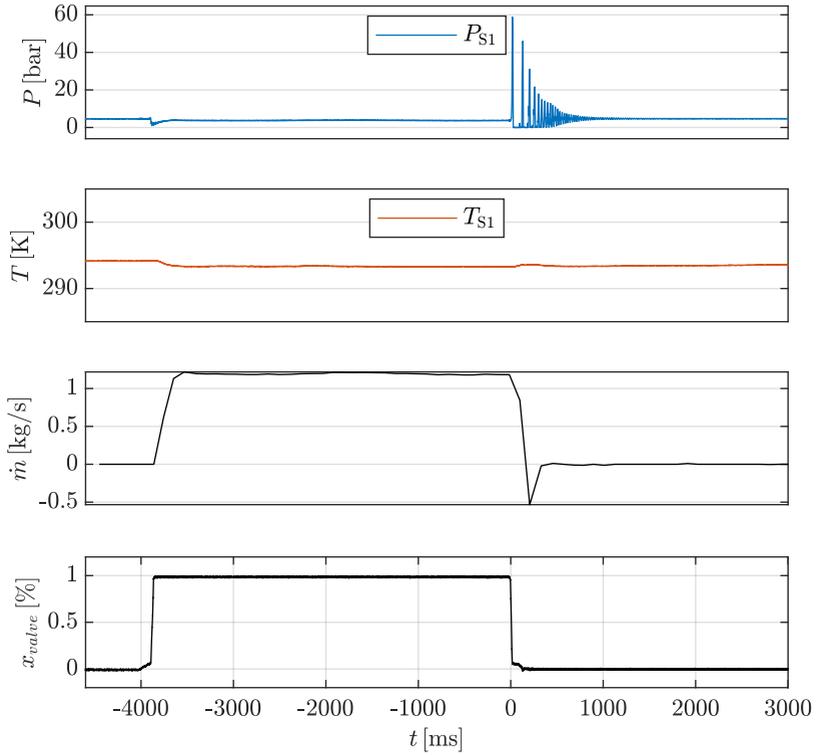


Abbildung B.13.: H<sub>2</sub>O - Fall G: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

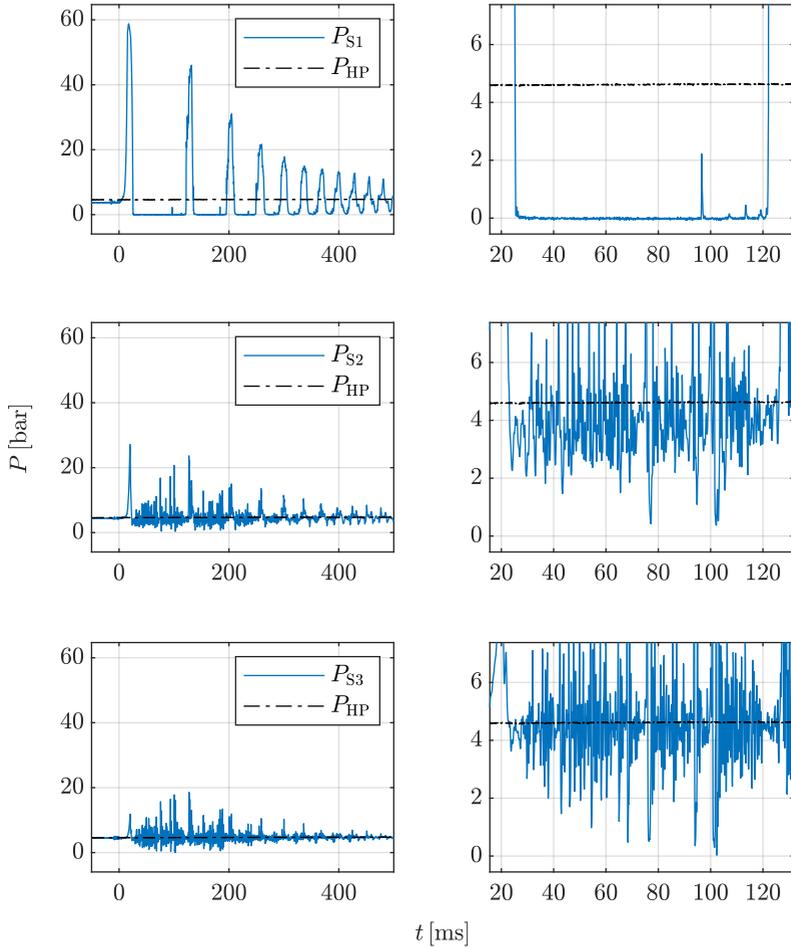


Abbildung B.14.: H<sub>2</sub>O - Fall G: Druckschriebe während des Fluidhammers

## B.2.4. Fall H

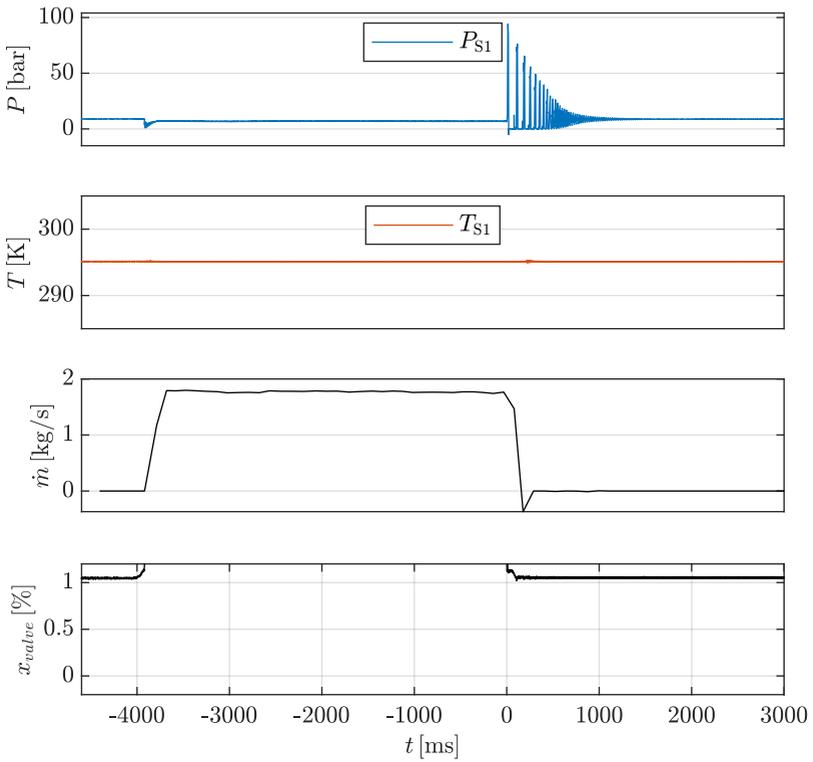


Abbildung B.15.: H<sub>2</sub>O - Fall H: Datenerfassung während der gesamten Versuchsdauer

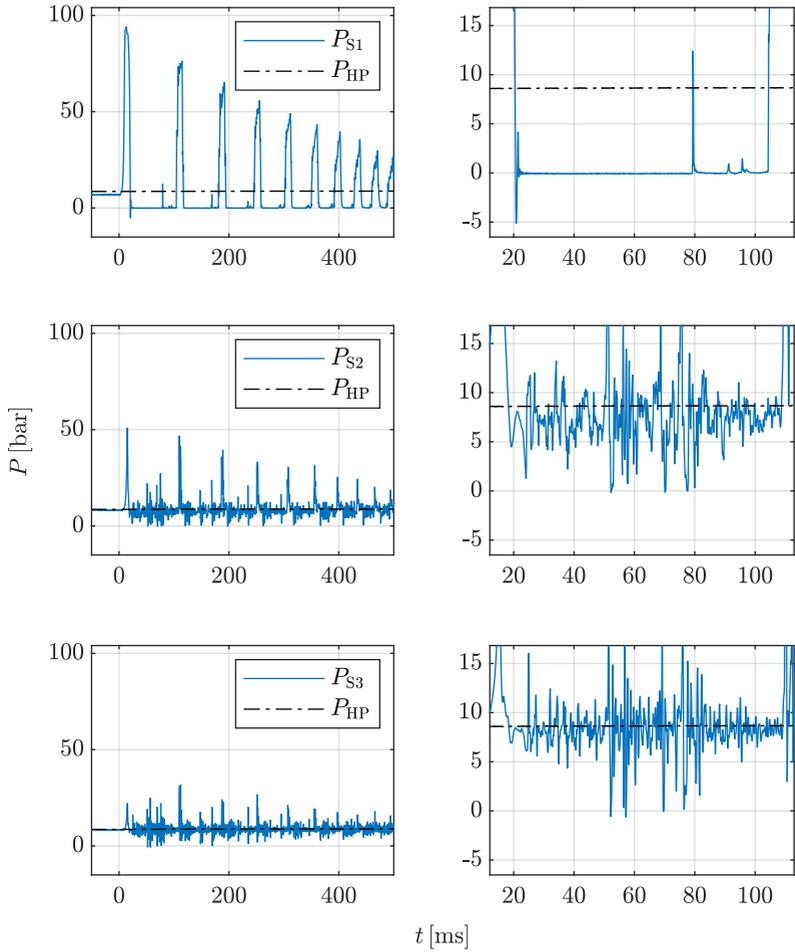


Abbildung B.16.:  $H_2O$  - Fall H: Druckschriebe während des Fluidhammers